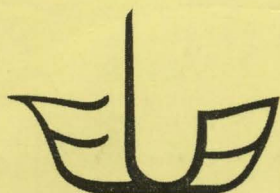


DANIELA DRAGOMAN

OPTOELECTRONICĂ INTEGRATĂ



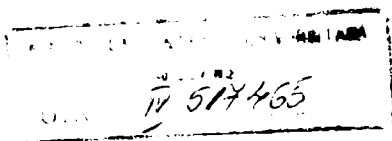
Editura Universității din București

DANIELA DRAGOMAN

OPTOELECTRONICĂ INTEGRATĂ

EDITURA UNIVERSITĂȚII DIN BUCUREȘTI
2003

Referenți științifici: Conf. dr. Minola Leonovici
Conf. dr. Adrian S. Dafinei



751/03

© Editura Universității din București
Șos. Panduri, 90-92, București - 76235; Telefon/Fax: 410.23.84
E-mail: editura@unibuc.ro
Internet: www.editura.unibuc.ro

B.C.U. Bucuresti



C20033820

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale a României
DRAGOMAN, DANIELA

Optoelectronică integrată / Daniela Dragoman -

București: Editura Universității din București, 2003

176 p.

Bibliogr.

ISBN 973-575-764-8

537.533.3

CUVÂNT ÎNAINTE

Această carte reprezintă cursul **Optoelectronică integrată**, predat studenților din anul V, secția de Fizica și Tehnologia Materialelor din cadrul Facultății de Fizică, Universitatea București.

Optoelectronica integrată este știința care se ocupă cu generarea, modularea, propagarea și detecția luminii cu ajutorul structurilor semiconductoare realizate în tehnologia integrată. În elaborarea acestui curs s-a ținut cont că unele subiecte, cum ar fi detecția luminii cu ajutorul dispozitivelor semiconductoare, sunt tratate și în cadrul altor cursuri audiate de studenții secției de Fizica și Tehnologia Materialelor. Din acest motiv, și datorită timpului limitat destinat cursului de Optoelectronică integrată (un semestru) capitolul destinat detecției luminii nu este prezentat în cadrul acestui curs. Într-o situație asemănătoare, dar mai puțin drastică, se află și dispozitivele optoelectronice pe baza structurilor mezoscopice. Detectoare și chiar laseri cu structuri mezoscopice sunt tratate și în cadrul altor cursuri; de aceea s-a preferat introducerea în cadrul acestui curs a structurilor mezoscopice care nu fac obiectul altor cursuri complementare, sau tratarea sumară, pentru completitudine, a dispozitivelor studiate în cadrul altor cursuri. În ciuda acestor limitări cursul Optoelectronică integrată își propune să trateze într-un mod unitar și la un nivel introductiv bazele teoretice ale optoelectronicii, și să prezinte principalele dispozitive folosite pentru generarea, propagarea și modularea luminii. Deoarece fibrele optice și dispozitivele bazate pe acestea sunt elemente de bază în optoelectronică și fac parte din practic orice sistem de comunicație modern, li se acordă în cadrul cursului o atenție deosebită, deși nu sunt realizate în tehnologie integrată.

Fixarea cunoștințelor acumulate în cadrul acestui curs este mult mai eficientă dacă aceste cunoștințe teoretice sunt însoțite de exemple sau de prezentarea în detaliu a principiilor de funcționare a unor dispozitive optoelectronice specifice. Din acest motiv partea a doua a acestei cărți este dedicată aplicațiilor.

Deși la nivel introductiv, cartea își propune să familiarizeze studenții atât cu dispozitivele optoelectronice integrate clasice cât și cu ultimele realizări în domeniu. Sperăm că această carte este utilă pentru o pregătire adecvată a viitorilor fizicieni tehnologi.

Prof. Dr. Daniela Dragoman

Cuvânt înainte.....	3
I. Bazele optoelectronicii integrate	
1. Ghiduri de undă.....	11
1.1. Propagarea luminii în ghiduri de undă: Tratare ondulatorie.....	14
1.2. Relații între componentele transversale și longitudinale ale câmpului într-un ghid de undă.....	15
1.3. Moduri în ghiduri de undă.....	17
1.4. Moduri TE și TM în ghiduri de undă planare cu indici de refracție constanți.....	17
1.5. Moduri în fibre optice cu indici de refracție constanți.....	21
1.6. Fabricarea fibrelor optice.....	26
1.6.1. Metode de fabricare continuă.....	26
1.6.2. Metode de fabricare discontinuă.....	27
1.7. Ortogonalitatea modurilor.....	27
1.8. Puterea într-un ghid de undă.....	29
1.9. Viteza de grup a modurilor.....	30
Bibliografie.....	31
 2. Surse de lumină coerentă.....	 32
2.1. Tipuri de tranziții cu emisia și absorbția luminii.....	32
2.2. Condiția de amplificare a radiației.....	34
2.3. Metode de excitare a semiconductorilor.....	35
2.3.1. Excitarea cu fascicul de electroni.....	35
2.3.2. Excitare optică.....	35
2.3.3. Excitare prin multiplicare în avalanșă.....	35
2.3.4. Excitare prin injecția purtătorilor de sarcină în joncțiunea p-n.....	36
2.4. Dispersia omogenă și neomogenă a liniei spectrale.....	38
2.4.1. Dispersia omogenă.....	38
2.4.2. Dispersia neomogenă.....	39
2.5. Condiția de coerență a radiației laser.....	40
2.6. Condiția de prag a radiației laser.....	41
2.7. Caracteristicile diodelor laser cu injecție.....	44
2.7.1. Caracteristica spațială a radiației.....	44
2.7.2. Caracteristica I-V.....	46
2.7.3. Puterea disipată.....	47
2.7.4. Puterea radiației emise.....	47
2.7.5. Randamentul de conversie.....	47
2.7.6. Caracteristica watt-amper.....	48
2.7.7. Constante de timp caracteristice.....	49
2.7.8. Dependența de temperatură a caracteristicilor laserilor cu semiconductori.....	50
2.8. Laseri cu structuri mezoscopice.....	51
2.8.1. Laseri cu structuri mezoscopice ca medii active.....	55
2.8.2. Laseri cu tunelare.....	60
Bibliografie.....	66

3. Selectarea modurilor și operarea laserului.....	68
3.1. Numărul de moduri longitudinale în laseri.....	69
3.1.1. Laseri omogeni.....	69
3.1.2. Laseri neomogeni.....	69
3.2. Funcționarea laserilor în regim de mode-locking	69
3.2.1. Metode de mode-locking.....	71
3.3. Funcționarea laserilor în regim de comutare a factorului de calitate al rezonatorului.....	71
3.3.1. Metode de Q-switch.....	74
Bibliografie.....	74
 4. Cuplarea surselor de lumină la ghiduri de undă.....	 75
4.1. Eficiența de cuplaj.....	75
4.2. Cuplarea directă a surselor de lumină la ghiduri de undă.....	77
4.3. Cuplarea prin câmpuri evanescente.....	79
4.4. Dispozitive micro-optice de cuplare.....	81
4.5. Cupluri optici integrați.....	84
4.5.1. Cupluri direcți sursă-ghid.....	84
4.5.2. Cupluri cu prismă.....	84
4.5.3. Cupluri cu rețea.....	85
4.5.4. Cupluri cu ghid de undă profilat.....	87
Bibliografie.....	87
 5. Modularea surselor de lumină coerentă.....	 88
5.1. Modularea internă a diodei laser.....	88
5.2. Modularea externă electro-optică.....	91
5.2.1. Efectul electro-optic liniar.....	92
5.2.2. Matrici de transfer ale luminii polarizate.....	94
5.2.3. Modulator electro-optic de intensitate.....	96
5.2.4. Modulator electro-optic de polarizare.....	98
5.2.5. Modulator electro-optic de fază.....	98
5.2.6. Modulator electro-optic de frecvență.....	99
5.2.7. Conectarea cristalelor electro-optice.....	100
5.2.8. Efectul electro-optic pătratic.....	100
5.3. Modularea externă acusto-optică.....	101
5.4. Modularea externă magneto-optică.....	103
5.5. Modulatori externi integrați.....	105
5.5.1. Modulatori pe baza efectului Franz-Keldysh.....	105
5.5.2. Modulatori cu undă progresivă.....	106
5.5.3. Modulatori cu rețea.....	107
5.5.4. Modulatori pe baza efectului Stark.....	108
5.5.5. Modulatori bazați pe efectul excitonic rezonant în gropi cuantice cuplate.....	109
5.5.6. Modulatori de tip BRAQWET.....	110
5.5.7. Modulatori bazați pe tranziții inter- și intrabenzi.....	111
5.5.8. Modulatori cu gropi cuantice neliniare.....	112
Bibliografie.....	113

II. Aplicații

A1. Calculul dispersiei în ghiduri de undă planare	117
A1.1. Ghid de undă cu indice de refracție tip treaptă.....	119
A1.2. Ghid de undă cu indice de refracție parabolic.....	120
Bibliografie.....	122
A2. Propagarea razelor în fibre optice	123
A2.1. Fibre cu profil al indicilor de refracție tip treaptă.....	123
A2.2. Fibre cu profil variabil al indicelui de refracție al miezului.....	125
A2.3. Punerea în evidență a razelor de tunelare.....	130
Bibliografie.....	131
A3. Efectul Goos-Hänchen	132
A3.1. Direcții preferențiale de propagare a razelor.....	135
Bibliografie.....	136
A4. Propagarea luminii în ghiduri planare curbe	137
A4.1. Ghiduri cu indice de refracție tip treaptă.....	138
A4.2. Tratare ondulatorie.....	139
A4.3. Aplicații ale ghidurilor curbe.....	141
Bibliografie.....	142
A5. Metoda modurilor cuplate	144
A5.1. Cuplorul optic direcțional.....	146
A5.2. Aplicații: oglinzi pentru rezonatori laser.....	148
Bibliografie.....	150
A6. Comutator optic	151
Bibliografie.....	154
A7. Studiul transferului de putere între mai mult de două fibre optice	155
A7.1. Cuplor din trei fibre optice.....	155
A7.2. Cuplor din patru fibre optice.....	157
A7.3. Șir infinit de fibre identice.....	160
A7.4. Fibre aranjate sub forma unui poligon regulat.....	160
Bibliografie.....	162
A8. Propagarea radiației în structuri periodice	163
A8.1. Laseri cu feedback distribuit.....	166
A8.2. Laseri cu reflector Bragg distribuit.....	168
Bibliografie.....	169
A9. Structuri periodice pentru modulare de fază	171
Bibliografie.....	173

I. BAZELE OPTOELECTRONICII INTEGRATE

1. GHIDURI DE UNDĂ

Ghidurile de undă sunt structuri care ghidează lumina în jurul unei direcții în spațiu. Ele funcționează pe baza fenomenului de reflexie totală la interfața dintre două medii, numite miez și înveliș/substrat. Regiunea prin care unda se propagă, numită miez, are un indice de refracție mai mare și este înconjurată de o regiune (sau mai multe) numită înveliș, respectiv substrat, cu indici de refracție mai scăzuți. Învelișul are rol mecanic de protecție a miezului (dimensiunea transversală a miezului este de ordinul μm) și rolul de a reduce pierderile de putere în exterior. În acest scop grosimea sa trebuie să fie suficient de mare astfel încât câmpul electromagnetic al modurilor ghidate să dească spre zero pe o distanță radială mai mică decât raza învelișului.

Din punct de vedere geometric, ghidurile pot fi: (i) cu miez rectangular (ghiduri integrate; planare) a căror secțiune transversală arată ca în Fig.1.1a, sau (ii) cu miez cilindric (fibre optice), a căror secțiune transversală este descrisă în Fig.1.1b. În fibre optice un strat exterior cu rol de protecție mecanică înconjoară, în general, regiunea numită înveliș, dar nu are un rol în propagarea luminii pentru că radiația ghidată nu ajunge în această regiune, intensitatea ei deăscând exponențial în înveliș. Stratul exterior este deci aproape izolat optic de miez, astfel încât putem presupune în continuare un înveliș de extensie infinită. Acest strat exterior este și impenetrabil la apă, lucru foarte important pentru fibrele optice din sticle pe bază de SiO_2 care devin casante dacă absorb o cantitate mare de apă (radicali OH).

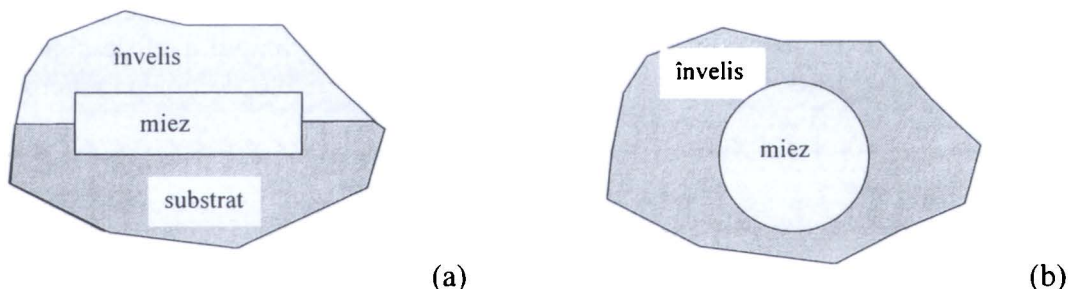


Fig.1.1

Datorită proprietăților mecanice (flexibilitate redusă) și optice (coeficient de absorbție neglijabil la lungimile de undă de interes în comunicații optice: 1.3 și 1.55 μm) ghidurile de undă planare sunt folosite în general pentru transmiterea informației pe distanțe mici (de ordinul mm, cm), iar fibrele optice, care au flexibilitate mult mai mare și coeficient de absorbție mai mic pentru lungimile de undă 1.3 și 1.55 μm , se folosesc pentru transmiterea informației pe distanțe mari (chiar mii de km cu repetitor).

Ghidurile planare se realizează în general din materiale semiconductoare, prin tehnologii specifice (vezi cursurile de tehnologia materialelor semiconductoare). Fibrele optice pentru comunicații pe distanțe scurte se pot fabrica și din plastic sau polimeri, dar cele pentru comunicații pe distanțe lungi se confecționează din sticle pe bază de SiO_2 , care au pierderi mai mici la lungimile de undă de interes în comunicații optice (de câțiva dB/km) și lărgimi de bandă de sute de Mb/s. Pe de altă parte, fibrele din plastic sau polimer au rezistență mecanică mai mare la curbare (nu se rup atât de ușor ca fibrele optice din sticle pe bază de SiO_2). Pentru sticlele pe bază de SiO_2 o creștere a

indicelui de refracție al miezului se obține prin impurificarea regiunii centrale a fibrei cu P sau Ge, iar învelișul se impurifică cu B. În ghidurile active, adică cele care au un coeficient de câștig pe unitatea de lungime, miezul se impurifică cu Er^{3+} . Ghidurile active sunt extrem de importante în transmiterea informației la distanță mare pentru că există astfel posibilitatea ca pierderile datorate absorbției, inerente în ghid, să fie compensate de câștigul ghidului.

În ghiduri de undă indicele de refracție depinde de lungimea de unda λ . Ele se folosesc pentru transmiterea informației la acele λ pentru care pierderile (date de partea complexă γ a indicelui de refracție) sunt minime. Pentru SiO_2 există două ferestre: $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ și $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (vezi Fig.1.2). Valorile lungimii de undă la care absorbția este minimă pot fi modificate (în limite înguste) de impuritățile prezente (modificarea este proporțională cu concentrația impurităților, care însă nu trebuie să fie foarte mare pentru a nu avea împrăștierea ale radiației în ghid).

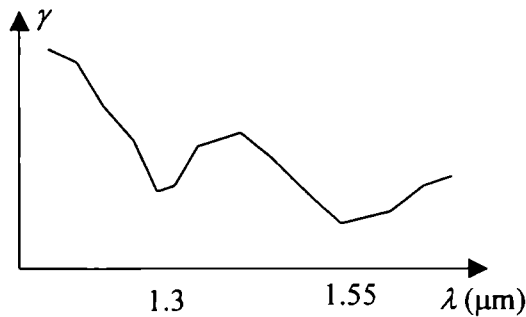


Fig.1.2

Pentru că profilul de impurități poate fi neuniform, profilul spațial al indicilor de refracție ai miezului și învelișului poate fi neuniform. Valoarea maximă a indicelui de refracție în miez se notează n_m , iar valoarea indicelui de refracție în înveliș se notează n_i . În general n_i este aproape constant, iar indicele de refracție în miez ia valoarea n_m de-a lungul axei de simetrie a ghidului (axa de rotație a fibrei, de exemplu). Ghidurile sunt caracterizate de doi parametri: (i) diferența relativă a indicilor de refracție

$$\Delta = \frac{n_m^2 - n_i^2}{2n_m^2} \cong \frac{n_m - n_i}{n_m}, \quad (1.1)$$

unde ultima expresie este valabilă când $n_m \cong n_i$, și (ii) frecvența normalizată

$$V = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_m^2 - n_i^2}, \quad (1.2)$$

unde d este dimensiunea transversală a miezului ghidului (semilățimea la ghiduri planare, raza la fibre). V determină numărul de moduri care se propagă în ghid și implicit modul în care se poate trata propagarea câmpului electromagnetic în ghid. Mai precis,

- dacă $V \gg 1$ (sau $\lambda \ll d$) propagarea câmpului electromagnetic poate fi tratată cu ajutorul opticii geometrice. Ghidurile în acest caz sunt ghiduri multimod, iar parametrii specifici iau valorile $\Delta = 0.01 \div 0.03$, $d = 20 \div 100 \mu\text{m}$,
- dacă $V \cong 1$, aproximația opticii geometrice nu mai poate fi utilizată pentru tratarea propagării câmpului. Se folosește tratarea ondulatorie. Ghidurile pentru care $V \cong 1$ sunt ghiduri unimod, sau cu puține moduri. Parametrii specifici iau în acest caz valorile $\Delta = 0.003 \div 0.01$, $d = 4 \div 10 \mu\text{m}$.

Deoarece informația optică este transmisă sub formă de pulsuri, ne interesează efectul propagării ghidate asupra pulsurilor de lumină. Din nefericire, datorită atât dispersiei materialului cât și existenței, în general, a mai multor moduri ghidate care se propagă simultan prin ghid, pulsurile de lumină sunt dispersate spațial (se largesc) în cursul propagării (vezi Fig.1.3). Valoarea dispersiei spațiale determină rata de transmitere a pulsurilor prin ghid (este esențial ca pulsurile să nu se suprapună – altfel am erori de transmisie).

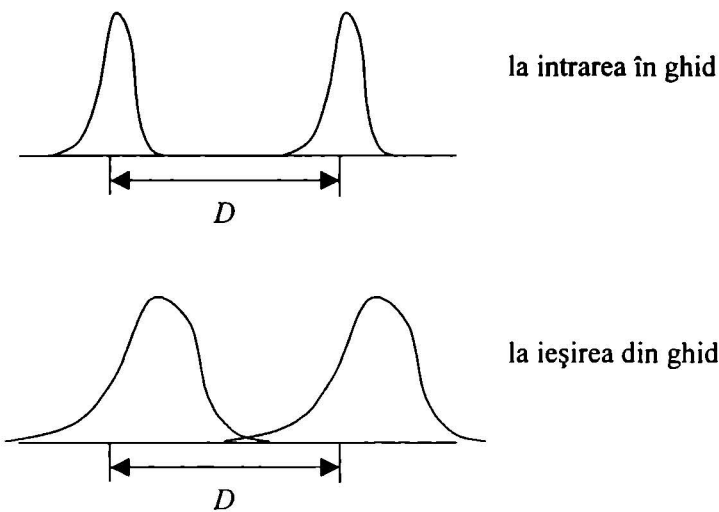


Fig.1.3

Pentru a evita erorile de transmisie a informației optice trebuie ca distanța minimă la intrarea în ghid între două pulsuri, $D_{\min}$, să fie aleasă astfel încât la ieșire, după o lungime L , pulsurile să nu se suprapună (rata de transmisie este proporțională cu $1/D_{\min}$). Analog, timpul minim între două pulsuri la intrarea în ghid trebuie să fie dat de $\Delta t_{\min} = D_{\min}/v_g$, unde v_g este viteza de grup a pulsurilor.

Din punctul de vedere al opticii geometrice (valabilă pentru ghiduri cu $V \gg 1$) câmpul electromagnetic de la intrare este reprezentat ca un mănunchi de raze (vezi Fig.1.4), fiecare dintre ele având o traiectorie dată de ecuația

$$\frac{d}{ds}\left(n(\mathbf{r})\frac{d\mathbf{r}}{ds}\right)=\nabla n(\mathbf{r}) \tag{1.3}$$

unde s este distanța de-a lungul razei, $\mathbf{r}$ este vectorul de poziție, iar $\theta(z)$ este unghiul între ds și dz .

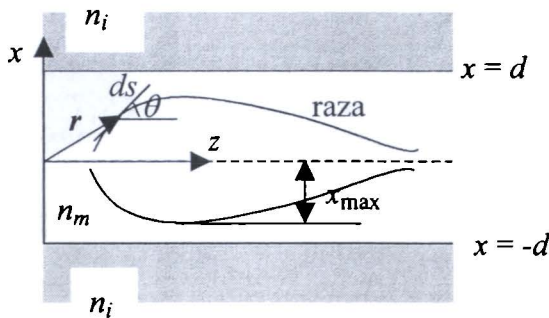


Fig.1.4

Din punct de vedere al opticii geometrice, pierderile la propagare se datorează razelor care în cursul propagării ating interfața $x = \pm d$ și se refractă în înveliș. Limita între razele ghidate (cele care nu părăsesc miezul) și cele refractate este dată de raza cu unghiul de lansare $\theta_c(0)$ pentru care $|x_{\max}| = d$. Deci, razele se împart în

- ghidate, pentru care $0 \leq \theta(0) \leq \theta_c(0)$,
- refractate, pentru care $\theta_c(0) \leq \theta(0) < \pi/2$.

Dispersia spațială a pulsului se datorează faptului că timpul de tranzit (de parcurgere a unei distanțe z date) este diferit pentru diferite raze (care au diferite traiectorii). Aceasta este dispersia intermodală. La ea se adaugă și dispersia materialului $n = n(\lambda)$, care implică faptul că raze care parcurg aceeași traiectorie au timpi de tranzit diferiți dacă frecvențele (sau lungimile de undă λ) asociate sunt diferite. Timpul de tranzit al unei raze care se propagă cu viteza $c/n(x)$ se definește că (presupunem că n variază doar ca funcție de x)

$$t = \frac{1}{c} \int n(x) ds \quad (1.4)$$

sau, dacă țin cont și de dispersia de material

$$t = \frac{1}{c} \int n_{ef}(x, \lambda) ds, \quad (1.5)$$

unde indicele de refracție efectiv pentru ghiduri de undă iluminate cu lumină ne-monocromatică (compusă din componente spectrale cu lungimi de undă diferite) este definit de

$$n_{ef} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (1.6)$$

Dispersia pulsului, dată de $\Delta t = t_{\max} - t_{\min} = f(z)$, crește cu cât z crește. Mai mult, cu cât numărul de raze (moduri) este mai mare, dispersia crește. Deci o fibră (ghid) cu număr de moduri mai mic are o dispersie mai mică, ceea ce implică necesitatea de a folosi pentru transmiterea informațiilor ghiduri cu număr mic de moduri (V mic), care se tratează prin rezolvarea ecuațiilor Maxwell și nu în aproximația opticii geometrice. Totuși, ghidurile cu V mare se folosesc pentru transmiterea informației la distanțe relativ scurte (exemplu: pentru conectarea la centrale telefonice locale) deoarece au preț de cost mai scăzut (toleranțele la un diametru de 100 μm sunt mai mari decât la 10 μm !)

1.1. PROPAGAREA LUMINII ÎN GHIDURI DE UNDĂ: TRATARE ONDULATORIE

Câmpul electromagnetic total într-un ghid este compus din două părți – o parte care este transmisă prin ghid și alta care e radiată (pierdută). Câmpul electromagnetic în ghid este o soluție a ecuațiilor Maxwell fără surse (sursa de lumină intervine prin condițiile de frontieră (limită)):

$$\begin{cases} \nabla \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \mathbf{D} = 0 \end{cases}, \quad \begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \\ \nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t \end{cases}. \quad (1.7)$$

Presupunând soluții armonice și medii izotrope, în care μ, ϵ sunt scalari, obținem

$$\begin{cases} \nabla(\mu \mathbf{H}) = 0 \\ \nabla(\varepsilon \mathbf{E}) = 0 \end{cases}, \quad \begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} = i\omega\varepsilon\mathbf{E} \end{cases} \quad (1.8)$$

În mediile neomogene, în care μ, ε depind de coordonatele spațiale, ecuația satisfăcută de câmpul magnetic este:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = \nabla \times (-i\omega\mu\mathbf{H}) = -i\omega\mu(\nabla \times \mathbf{H}) + i\omega\mathbf{H} \times \nabla\mu \quad (1.9)$$

(am folosit relația $\nabla \times (a\mathbf{b}) = \nabla a \times \mathbf{b} + a(\nabla \times \mathbf{b})$). Înlocuind expresiile pentru $\mathbf{H}$ din ecuațiile Maxwell se obține în final

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(-\mathbf{E} \nabla \varepsilon / \varepsilon) - \nabla^2 \mathbf{E} = \omega^2 \varepsilon \mu \mathbf{E} - (\nabla \times \mathbf{E}) \times \nabla \mu / \mu, \quad (1.10)$$

care se mai poate scrie ca

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \varepsilon \mu \mathbf{E} + \nabla(\mathbf{E} \nabla \ln \varepsilon) + \nabla \ln \mu \times (\nabla \times \mathbf{E}) = 0. \quad (1.11)$$

În mod analog se obține pentru câmpul magnetic

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \omega^2 \varepsilon \mu \mathbf{H} + \nabla(\mathbf{H} \nabla \ln \mu) + \nabla \ln \varepsilon \times (\nabla \times \mathbf{H}) = 0. \quad (1.12)$$

Detalii asupra fabricării și descrierii propagării luminii în ghiduri de undă pot fi găsite în lucrările [1-4].

1.2. RELAȚII ÎNTRE COMPONENTELE TRANSVERSALE ȘI LONGITUDINALE ALE CÂMPULUI ÎNTR-UN GHID DE UNDĂ

În continuare presupunem că mediul este nemagnetic ($\mu = \mu_0$, $\varepsilon = n^2 \varepsilon_0$) și că proprietățile sale sunt invariante de-a lungul unei direcții spațiale pe care o notez z (vezi Fig.1.5). Deci $n^2 = n^2(x, y)$

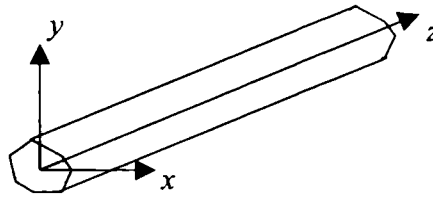


Fig.1.5

Datorită simetriei presupun că forma câmpului (soluția ecuațiilor Maxwell) este de tipul

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{e}(x, y) \exp(i\beta z) = [\mathbf{e}_t(x, y) + \hat{\mathbf{z}} e_z(x, y)] \exp(i\beta z), \quad (1.13)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{h}(x, y) \exp(i\beta z) = [\mathbf{h}_t(x, y) + \hat{\mathbf{z}} h_z(x, y)] \exp(i\beta z). \quad (1.14)$$

Atenție! Forma câmpului presupune că distribuția transversală nu se modifică în cursul propagării. Aceasta nu este în general adevărat pentru câmpul total. Însă, după cum vom vedea în continuare, un câmp electromagnetic arbitrar se poate descompune într-o sumă după soluții de forma celei de mai sus (numite moduri), așa după cum un pachet de unde arbitrar se poate descompune oricând după o sumă de unde plane.

În ecuațiile generale (1.11), (1.12), valabile pentru un câmp electromagnetic arbitrar, introducem relațiile (1.13), (1.14). Ne interesează relațiile între componentele transversale și longitudinale ale modurilor. Folosind faptul că $\omega^2 \epsilon \mu = n^2 k^2$ cu $k = 2\pi / \lambda$, și descompunând operatorul diferențial ca $\nabla = \nabla_t + \hat{z} \partial / \partial z$, obținem în locul lui (1.11) și (1.12)

$$\left[\nabla_t^2 \mathbf{e} - \beta^2 \mathbf{e} + n^2 k^2 \mathbf{e} + \left(\nabla_t + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} \right) [(\mathbf{e}_t + \hat{z} e_z) \nabla_t \ln n^2] \right] \exp(i\beta z) = 0, \quad (1.15)$$

$$\left[\nabla_t^2 \mathbf{h} - \beta^2 \mathbf{h} + n^2 k^2 \mathbf{h} + \nabla_t \ln n^2 \times \left(\nabla_t + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} \right) \times (\mathbf{h}_t + \hat{z} h_z) \right] \exp(i\beta z) = 0 \quad (1.16)$$

sau (atenție la produsele scalare dintre vectori perpendiculari și la produsele vectoriale între vectori paraleli!)

$$\left[\nabla_t^2 \mathbf{e} - \beta^2 \mathbf{e} + n^2 k^2 \mathbf{e} + (\nabla_t + i\beta \hat{z})(\mathbf{e}_t \nabla_t \ln n^2) \right] \exp(i\beta z) = 0, \quad (1.17)$$

$$\left[\nabla_t^2 \mathbf{h} - \beta^2 \mathbf{h} + n^2 k^2 \mathbf{h} + \nabla_t \ln n^2 \times (\nabla_t \times \mathbf{h}_t + i\beta \hat{z} \times \mathbf{h}_t + \nabla_t \times h_z \hat{z}) \right] \exp(i\beta z) = 0. \quad (1.18)$$

Separând componentele transversale de cele longitudinale în ecuațiile de mai sus se obțin următoarele relații:

$$(\nabla_t^2 + n^2 k^2 - \beta^2) \mathbf{e}_t = \nabla_t (\mathbf{e}_t \nabla_t \ln n^2), \quad (1.19a)$$

$$(\nabla_t^2 + n^2 k^2 - \beta^2) e_z = -i\beta \mathbf{e}_t \nabla_t \ln n^2, \quad (1.19b)$$

$$(\nabla_t^2 + n^2 k^2 - \beta^2) \mathbf{h}_t = (\nabla_t \times \mathbf{h}_t) \times \nabla_t \ln n^2, \quad (1.20a)$$

$$(\nabla_t^2 + n^2 k^2 - \beta^2) h_z = (\nabla_t h_z - i\beta \mathbf{h}_t) \nabla_t \ln n^2, \quad (1.20b)$$

(în ultima ecuație s-a folosit relația $\mathbf{a}(\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b}(\mathbf{c} \times \mathbf{a}) = \mathbf{c}(\mathbf{a} \times \mathbf{b})$ pentru a rescrie $(\nabla_t \times h_z) \hat{z}$ ca $\hat{z} \times \nabla_t h_z$ și apoi s-a folosit relația $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - \mathbf{c}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$).

Din ecuațiile (1.19) și (1.20) se observă că diferitele componente ale câmpului sunt cuplate de termenii în $\nabla_t \ln n^2$. Acest termen apare chiar pentru ghidurile cu indici de refracție în miez și înveliș constanți, în care $\nabla_t \ln n^2 = 0$ în miez și înveliș, dar este diferit de zero la interfața lor. Termenul $\nabla_t \ln n^2$ descrie proprietățile de polarizare ale ghidului datorită secțiunii sale transversale și profilului indicelui de refracție; ignorarea acestui termen implică neglijarea proprietăților de polarizare ale ghidului și duce la o ecuație scalară pentru undele electromagnetice.

Datorită legăturilor dintre componentele transversale și longitudinale ale câmpurilor electric și magnetic deduse mai sus, este suficient ca să determin doar o componentă, de exemplu e_z , pentru a găsi $\mathbf{e}_t$ din relațiile de mai sus și apoi $\mathbf{h}$ din ecuațiile Maxwell.

1.3. MODURI ÎN GHIDURI DE UNDĂ

Chiar dacă $\nabla_t \ln n^2 \neq 0$, există un caz excepțional pentru care componentele câmpului electric (sau magnetic) nu se cuplează, adică satisfac ecuația pentru medii omogene $(\nabla_t^2 + n^2 k^2 - \beta^2) \mathbf{e}_t = 0$ (sau $(\nabla_t^2 + n^2 k^2 - \beta^2) \mathbf{h}_t = 0$). Acesta este cazul în care $e_z = 0$ peste tot (sau $h_z = 0$) și corespunde modurilor transversal electrice TE (sau transversal magnetice TM).

În general un câmp electromagnetic arbitrar se poate descompune în moduri TE sau TM. La ghidurile planare modurile TE și TM corespund celor două stări de polarizare posibilă a câmpului electromagnetic. Deoarece la ghidurile planare direcția câmpurilor electric și magnetic nu se modifică la reflexie, $e_z = 0$ sau $h_z = 0$ se conservă la reflexie și modurile TE și TM nu se compun (în ghidurile planare simetria problemei implică rezolvarea separată a propagării în planul xz și yz). Pe de altă parte, la fibre optice modurile TE și TM sunt păstrate după fiecare reflexie doar de razele meridionale (cele care trec prin centrul fibrei). Pentru razele oblice este imposibilă menținerea lui $e_z = 0$ sau $h_z = 0$ la reflexii deoarece direcția de propagare se rotește de-a lungul axei fibrei. Deci o rază oblică compune polarizările TE și TM la fiecare reflexie; câmpurile modurilor sunt hibride și se notează EH, HE. Proiecțiile în planul transversal ale razelor meridionale și oblice care se propagă în lungul axei z sunt reprezentate în Fig.1.6a și respectiv Fig.1.6b.

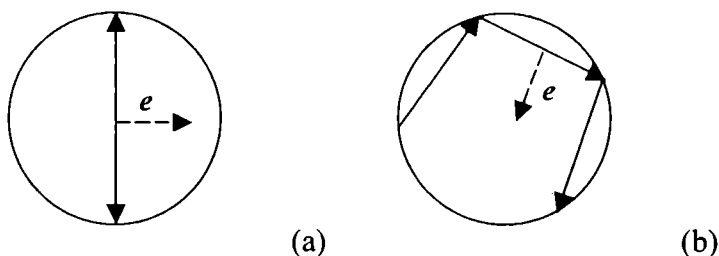


Fig.1.6

1.4. MODURI TE ȘI TM ÎN GHIDURI DE UNDĂ PLANARE CU INDICI DE REFRACTIE CONSTANȚI

Presupunem un ghid de undă cu indice de refracție tip treaptă, adică cu indici de refracție constanți în miez, înveliș și substrat. Dimensiunile geometrice ale ghidului precum și distribuția indicelui de refracție sunt prezentate în Fig.1.7.

În acest caz $\nabla \varepsilon = \nabla n = 0$ în miez, înveliș și substrat, astfel încât în fiecare din aceste straturi orice componentă a câmpului, ψ , satisface ecuația

$$(\nabla_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \psi = 0. \quad (1.21)$$

În particular, pentru o undă TE $e_z = 0$ și aleg $e_x = 0$, astfel încât e_y satisface (în planul xz) ecuația

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2 n_m^2 - \beta^2 \right) e_y = 0, \quad 0 \leq x \leq d, \quad (1.22a)$$

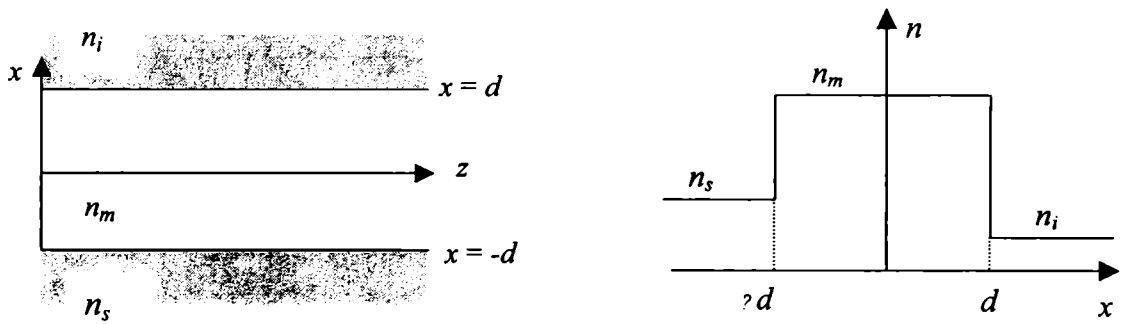


Fig.1.7

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2 n_i^2 - \beta^2 \right) e_y = 0, \quad x > d, \quad (1.22b)$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2 n_s^2 - \beta^2 \right) e_y = 0, \quad x < -d. \quad (1.22c)$$

În funcție de relația între β/k , n_i , n_m și n_s se disting mai multe cazuri (presupun $n_s > n_i$) care sunt reprezentate în Fig.1.8 prin soluțiile a)...e). Caracteristicile acestor soluții pentru e_y sunt

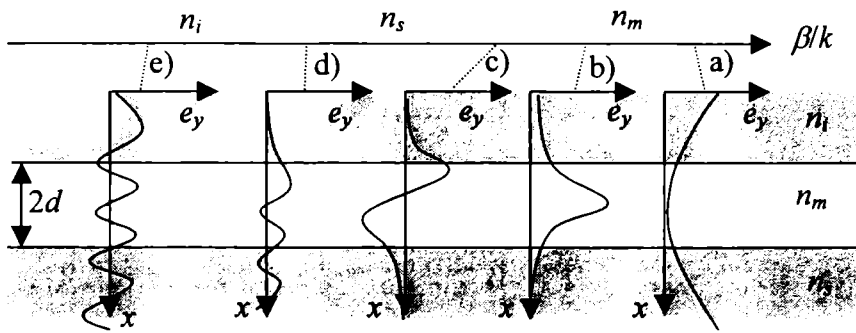


Fig.1.8

- a) $\beta/k > n_m$. e_y este exponențială în toate cele trei regiuni. Din condițiile de continuitate se obține o creștere infinită a câmpului cu depărtarea de miez, soluție care nu corespunde unei situații reale.
- b), c) $n_s \leq \beta/k \leq n_m$. e_y este sinusoidală în miez, exponențială în rest. În Fig.1.8 sunt prezentate două exemple. Deoarece energia este proporțională cu $|e_y|^2$, ea este confinată în vecinătatea miezului, unda numindu-se ghidată. Ghidarea este posibilă doar dacă miezul are cel mai mare indice de refracție.
- d) $n_i \leq \beta/k < n_s$. e_y are o comportare exponențială în înveliș, sinusoidală în miez și substrat. Aceste moduri sunt radiative (sau de radiație) în substrat.
- e) $0 < \beta/k < n_i$. e_y are comportare sinusoidală în toate cele trei regiuni. Aceste moduri sunt moduri radiative ale ghidului. Modurile radiative au câmpuri de intensități semnificative la distanțe oricât de mari de axa ghidului.

Constanta de propagare β se determină din impunerea condițiilor la limită asupra câmpului. O caracteristică importantă este că β are valori continue pentru modurile radiative d) și e) și valori

discrete pentru modurile ghidate b) și c). Numărul de moduri într-un ghid este dat de numărul soluțiilor distincte ale β . Un ghid optic poate suporta doar un număr finit de moduri ghidate.

Pentru modurile TE, soluția câmpului electric ghidat în ipoteza $n_i = n_s$ este

$$e_y = \begin{cases} \cos Ux / \cos Ud, & 0 \leq x < d \\ \exp(-W|x|) / \exp(-Wd), & |x| \geq d \end{cases} \quad (1.23)$$

pentru moduri pare și

$$e_y = \begin{cases} \sin Ux / \sin Ud, & 0 \leq x < d \\ \frac{x}{|x|} \frac{\exp(-W|x|)}{\exp(-Wd)}, & |x| \geq d \end{cases} \quad (1.24)$$

pentru moduri impare, unde $U = (k^2 n_m^2 - \beta^2)^{1/2}$, $W = (\beta^2 - k^2 n_i^2)^{1/2}$.

Din condiția de continuitate a câmpului e_y și a derivatei sale în raport cu x la $x = \pm d$ se obțin ecuațiile transcendente din care se determină β :

$$W = U \tan Ud \quad (1.25)$$

pentru moduri pare și

$$W = -U \cot Ud \quad (1.26)$$

pentru moduri impare.

Soluțiile lui β (și modurile corespunzătoare) ale ecuațiilor transcendente se numerotează $\beta_0, \beta_1, \dots, \beta_N$ (respectiv $TE_0, TE_1, \dots, TE_N$) în ordinea descrescătoare a valorii lor: $\beta_0 > \beta_1 > \dots > \beta_N$. Indicele constantei de propagare indică de asemenea și numărul de zerouri ale modurilor TE. De exemplu, modul b) din figura de mai sus corespunde lui TE_0 , cu constanta de propagare β_0 (nu are nici un zero), și modul c) corespunde lui TE_1 , care se propagă cu β_1 (are un zero al câmpului). Modul cu indice 0, TE_0 , se numește și mod fundamental.

Din prezentarea de mai sus rezultă că modurile ghidate – soluții ale ecuațiilor Maxwell fără surse – sunt formate ca o consecință a condițiilor rezonante în secțiunea transversală a ghidului.

Pentru moduri TM soluțiile ghidate cu $n_i = n_s$ satisfac aceeași ecuație ca și modurile TE (acum $h_z = h_x = 0$):

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2 n_m^2 - \beta^2 \right) h_y = 0, \quad 0 \leq x \leq d, \quad (1.27a)$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2 n_i^2 - \beta^2 \right) h_y = 0, \quad |x| > d, \quad (1.27b)$$

dar acum h_y și $n^{-2}(dh_y/dx)$ sunt constante la interfața $x = \pm d$. Soluțiile câmpurilor,

$$h_y = \begin{cases} \cos Ux / \cos Ud, & 0 \leq x < d \\ \exp(-W|x|) / \exp(-Wd), & |x| \geq d \end{cases} \quad (1.28)$$

pentru moduri pare și

$$h_y = \begin{cases} \sin Ux / \sin Ud, & 0 \leq x < d \\ \frac{x}{|x|} \frac{\exp(-W|x|)}{\exp(-Wd)}, & |x| \geq d \end{cases} \tag{1.29}$$

pentru moduri impare, au aceeași formă ca și la modurile TE. Ecuațiile transcendente însa, din care se determină β , sunt altele:

$$n_m^2 W = n_i^2 U \tan Ud \tag{1.30}$$

pentru moduri pare și

$$n_m^2 W = -n_i^2 U \cot Ud \tag{1.31}$$

pentru moduri impare. Aceleași considerații referitoare la numerotarea modurilor și la numărul de zerouri ale câmpului se aplică și aici.

Soluțiile numerice pentru β pentru ghiduri planare cu indici de refracție constanți sunt reprezentate în Fig.1.9. Din Fig.1.9 se observă că pentru $0 < V < \pi/2$ doar un mod TE se propagă prin ghid – ghidul este unimod (dacă excit cu TE sau TM; altfel se propagă două moduri: unul TE și unul TM); pentru $V > \pi/2$ ghidul este multimod. Din Fig.1.9 rezultă de asemenea că modurile cu indice mai mare decât 0 se pot propaga doar peste o anumită frecvență, care se numește frecvență de tăiere. Pentru frecvența de tăiere $W = 0$ și $Ud = V$. La frecvența de tăiere constanta de propagare ia cea mai mică valoare posibilă pentru un mod: $\beta = kn_i$. Pentru $\beta = kn_i$, $\tan Ud = 0$ și $\cot Ud = 0$, deci $Ud = m\pi/2$ cu m întreg sunt pozițiile pentru care apar noi moduri. La frecvența de tăiere viteza de fază a modurilor este egală cu cea a unei unde care se propagă pe direcția z într-un mediu infinit de indice de refracție n_{cl} . Sub frecvența de tăiere modurile se propagă cu pierderi, devenind moduri radiative.

Este important de remarcat că, pentru că expresiile câmpurilor în interiorul miezului depind de U , modurile superioare, caracterizate de indici mai mari, și deci pentru care U este mai mare, au o extensie spațială mai mare decât modurile caracterizate de indici mai mici.

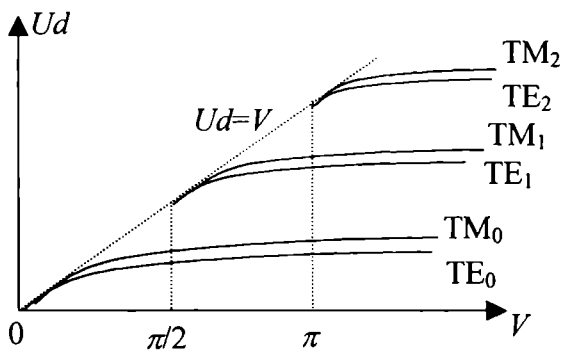


Fig.1.9

Numărul total al modurilor ghidate (numărul total al modurilor TE și TM) într-un ghid planar cu indici de refracție constanți este $M = \text{Int}[4V/\pi]$; M depinde doar de V . Numărul modurilor TE este egal cu numărul modurilor TM, și egal cu $M/2$. Numărul de moduri depinde (pentru un ghid

de o configurație dată) de frecvență (sau lungimea de undă) prin V . Aceasta rezultă din definiția parametrului V ca $V = kd[n_m^2 - n_i^2]^{1/2} = (2\pi/\lambda)d[n_m^2 - n_i^2]^{1/2}$.

În general numărul de moduri, forma acestora și condițiile la limită din care se determină constanta de propagare depind și de legea de variație a indicelui de refracție. Pentru ghiduri în care indicele de refracție are altă lege de variație decât cea de tip treaptă numărul de moduri este dat de altă expresie, care depinde de forma matematică a modurilor de tip TE și TM. În particular, pentru un ghid de undă cu indice de refracție de tip

$$n^2(x) = n_m^2[1 - 2\Delta(x/d)^2] \quad (1.32)$$

modurile TE_m sunt de forma

$$e_{ym} = \exp[-V(x/d)^2/2]H_m(xV^{1/2}/d), \quad (1.33)$$

unde H_m sunt polinoame Hermite, și ecuația din care se determină β este

$$Ud = (2m+1)^{1/2}V^{1/2}. \quad (1.34)$$

Din Fig.1.9 se observă că modurile TE_0 și TM_0 se pot propaga la frecvențe oricât de mici. Acest lucru este adevărat doar pentru ghiduri simetrice, cu același indice de refracție în înveliș și substrat; acesta este cazul pe care l-am considerat în exemplul studiat. Pentru ghiduri de undă asimetrice, cu indici de refracție diferiți în înveliș și substrat există o frecvență de tăiere și pentru modurile fundamentale, TE_0 și TM_0 , sub care acestea nu se mai pot propaga.

1.5. MODURI ÎN FIBRE OPTICE CU INDICI DE REFRACTIE CONSTANȚI

Așa cum am arătat deja, în cazul fibrelor optice modurile nu mai sunt TE și TM (decât pentru raze meridionale), ci EH și HE. (Modurile hibride se mai numesc și moduri LP dacă în fibră $n_m \cong n_i$.) Într-o fibră, ca cea reprezentată în Fig.1.10, e_z satisface atât în miez cât și în înveliș ecuația $(\nabla_t^2 + k^2n^2 - \beta^2)e_z = 0$. Din nou, $\nabla\epsilon = \nabla n = 0$ atât în miez cât și în înveliș.

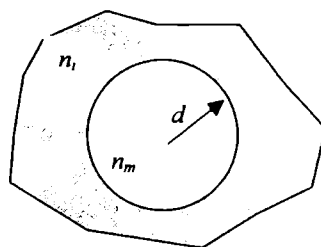


Fig.1.10

În coordonate polare ecuația satisfăcută de câmp are forma

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + U^2 \right) e_z = 0, \quad 0 \leq r \leq d, \quad (1.35a)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} - W^2 \right) e_z = 0, \quad r > d, \quad (1.35b)$$

unde, din nou, $U = (k^2 n_m^2 - \beta^2)^{1/2}$, $W = (\beta^2 - k^2 n_i^2)^{1/2}$. Dacă soluția pentru câmp este separabilă, adică dacă $e_z(r, \phi) = F(r)G(\phi)$, cele două ecuații de mai sus devin

$$\frac{1}{F} \frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{1}{rF} \frac{dF}{dr} + \frac{1}{r^2 G} \frac{d^2 G}{d\phi^2} + \left\{ \begin{array}{c} U^2 \\ -W^2 \end{array} \right\} = 0. \quad (1.36)$$

Separând termenii care depind de r de cei care depind de ϕ în ecuația (1.35) obținem

$$-\frac{1}{G} \frac{d^2 G}{d\phi^2} = \frac{r^2}{F} \frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{r}{F} \frac{dF}{dr} + r^2 \left\{ \begin{array}{c} U^2 \\ -W^2 \end{array} \right\} = \nu^2 = \text{const.} \quad (1.37)$$

unde $\nu \geq 0$ este un întreg. Soluțiile ecuației (1.36) sunt deci proporționale cu

$$e_z \approx \begin{cases} \frac{J_\nu(Ur) \cos(\nu\phi)}{J_\nu(Ud)}, & 0 \leq r \leq d \\ \frac{K_\nu(Wr) \cos(\nu\phi)}{K_\nu(Wd)}, & r > d \end{cases} \quad (1.38)$$

pentru moduri pare, și cu

$$e_z \approx \begin{cases} \frac{J_\nu(Ur) \sin(\nu\phi)}{J_\nu(Ud)}, & 0 \leq r \leq d \\ \frac{K_\nu(Wr) \sin(\nu\phi)}{K_\nu(Wd)}, & r > d \end{cases} \quad (1.39)$$

pentru moduri impare. Aici J_ν , K_ν sunt funcții Bessel de prima și a doua speță.

Modurile într-o fibră optică sunt în general hibride, și pot fi considerate ca și combinații lineare ale modurilor TE și TM; aceste moduri, EH și HE, au ambele componente, e_z și h_z , diferite de zero. Pentru a construi modurile EH și HE trebuie luate în considerare atât componentele e_z și h_z de forma de mai sus, cât și componentele radiale și azimutale; toate aceste componente trebuie să satisfacă relațiile între componentele transversale și longitudinale ale câmpurilor, adică relațiile (1.19) și (1.20). Forma soluțiilor, atât pentru modurile EH și HE cât și pentru modurile TE și TM sunt date mai jos. Cei doi indici ai modurilor indică: primul – ordinul ν , iar al doilea, numărul soluției ecuației pentru β .

Moduri HE _{νm} și EH _{νm}

$$e_r = \begin{cases} -\frac{a_1 J_{\nu-1}(Ur) + a_2 J_{\nu+1}(Ur)}{J_\nu(Ud)} f_\nu(\phi), & 0 \leq r \leq d \\ -\frac{U}{W} \frac{a_1 K_{\nu-1}(Wr) - a_2 K_{\nu+1}(Wr)}{K_\nu(Wd)} f_\nu(\phi), & r > d \end{cases}, \quad (1.40a)$$

$$e_\phi = \begin{cases} -\frac{a_1 J_{\nu-1}(Ur) - a_2 J_{\nu+1}(Ur)}{J_\nu(Ud)} g_\nu(\phi), & 0 \leq r \leq d \\ -\frac{U}{W} \frac{a_1 K_{\nu-1}(Wr) + a_2 K_{\nu+1}(Wr)}{K_\nu(Wd)} g_\nu(\phi), & r > d \end{cases}, \quad (1.40b)$$

$$e_z = \begin{cases} -i \frac{U}{\beta} \frac{J_\nu(Ur)}{J_\nu(Ud)} f_\nu(\phi), & 0 \leq r \leq d \\ -i \frac{U}{\beta} \frac{K_\nu(Wr)}{K_\nu(Wd)} f_\nu(\phi), & r > d \end{cases}, \quad (1.40c)$$

$$h_r = \begin{cases} \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{kn_m^2}{\beta} \frac{a_3 J_{\nu-1}(Ur) - a_4 J_{\nu+1}(Ur)}{J_\nu(Ud)} g_\nu(\phi), & 0 \leq r \leq d \\ \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{kn_m^2}{\beta} \frac{U}{W} \frac{a_5 K_{\nu-1}(Wr) + a_6 K_{\nu+1}(Wr)}{K_\nu(Wd)} g_\nu(\phi), & r > d \end{cases}, \quad (1.40d)$$

$$h_\phi = \begin{cases} -\left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{kn_m^2}{\beta} \frac{a_3 J_{\nu-1}(Ur) + a_4 J_{\nu+1}(Ur)}{J_\nu(Ud)} f_\nu(\phi), & 0 \leq r \leq d \\ -\left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{kn_m^2}{\beta} \frac{U}{W} \frac{a_5 K_{\nu-1}(Wr) - a_6 K_{\nu+1}(Wr)}{K_\nu(Wd)} f_\nu(\phi), & r > d \end{cases}, \quad (1.40e)$$

$$h_z = \begin{cases} -i \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{UF_2}{k} \frac{J_\nu(Ur)}{J_\nu(Ud)} g_\nu(\phi), & 0 \leq r \leq d \\ -i \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{UF_2}{k} \frac{K_\nu(Wr)}{K_\nu(Wd)} g_\nu(\phi), & r > d \end{cases}, \quad (1.40f)$$

unde $a_1 = (F_2 - 1)/2$, $a_2 = (F_2 + 1)/2$, $a_3 = (F_1 - 1)/2$, $a_4 = (F_1 + 1)/2$, $a_5 = (F_1 - 1 + 2\Delta)/2$, $a_6 = (F_1 + 1 - 2\Delta)/2$,

$$F_1 = \left(\frac{UW}{V}\right)^2 \frac{b_1 + (1 - 2\Delta)b_2}{\nu}, \quad F_2 = \left(\frac{V}{UW}\right)^2 \frac{\nu}{b_1 + b_2}, \quad (1.41a)$$

$$b_1 = \frac{1}{2U} \left[\frac{J_{\nu-1}(Ud)}{J_\nu(Ud)} - \frac{J_{\nu+1}(Ud)}{J_\nu(Ud)} \right], \quad b_2 = -\frac{1}{2W} \left[\frac{K_{\nu-1}(Wd)}{K_\nu(Wd)} + \frac{K_{\nu+1}(Wd)}{K_\nu(Wd)} \right]. \quad (1.41b)$$

Pentru moduri pare $f_\nu(\phi) = \cos(\nu\phi)$ și $g_\nu(\phi) = -\sin(\nu\phi)$, iar pentru moduri impare $f_\nu(\phi) = \sin(\nu\phi)$ și $g_\nu(\phi) = \cos(\nu\phi)$.

Moduri TE_{0m}

Pentru aceste moduri $e_r = e_z = h_\phi = 0$,

$$e_\phi = \begin{cases} -\frac{J_1(Ur)}{J_1(Ud)}, & 0 \leq r \leq d \\ -\frac{K_1(Wr)}{K_1(Wd)}, & r > d \end{cases}, \quad (1.42a)$$

$$h_r = \begin{cases} \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{\beta}{k} \frac{J_1(Ur)}{J_1(Ud)}, & 0 \leq r \leq d \\ \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{\beta}{k} \frac{K_1(Wr)}{K_1(Wd)}, & r > d \end{cases}, \quad (1.42b)$$

$$h_z = \begin{cases} i \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{U}{k} \frac{J_0(Ur)}{J_1(Ud)}, & 0 \leq r \leq d \\ -i \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{W}{k} \frac{K_0(Wr)}{K_1(Wd)}, & r > d \end{cases} \quad (1.42c)$$

Moduri TM_{0m}

În acest caz $h_r = h_z = e_\phi = 0$ și

$$e_r = \begin{cases} \frac{J_1(Ur)}{J_1(Ud)}, & 0 \leq r \leq d \\ \frac{n_m^2}{n_i^2} \frac{K_1(Wr)}{K_1(Wd)}, & r > d \end{cases}, \quad (1.43a)$$

$$e_z = \begin{cases} \frac{iU}{\beta} \frac{J_0(Ur)}{J_1(Ud)}, & 0 \leq r \leq d \\ -i \frac{n_m^2}{n_i^2} \frac{W}{\beta} \frac{K_0(Wr)}{K_1(Wd)}, & r > d \end{cases}, \quad (1.43b)$$

$$h_\phi = \begin{cases} \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{kn_m^2}{\beta} \frac{J_1(Ur)}{J_1(Ud)}, & 0 \leq r \leq d \\ \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{kn_m^2}{\beta} \frac{K_1(Wr)}{K_1(Wd)}, & r > d \end{cases} \quad (1.43c)$$

Constanta de propagare β se determină din nou din condițiile la limită (de continuitate a câmpului și a derivatei sale în raport cu r) pentru $r = d$. Aceste condiții sunt:

$$\left[\frac{J'_\nu(Ud)}{UJ_\nu(Ud)} + \frac{K'_\nu(Wd)}{WK_\nu(Wd)} \right] \left[\frac{J'_\nu(Ud)}{UJ_\nu(Ud)} + \frac{n_m^2}{n_i^2} \frac{K'_\nu(Wd)}{WK_\nu(Wd)} \right] = \left(\frac{\nu\beta}{kn_md} \right)^2 \left(\frac{V}{UW} \right)^2 \quad (1.44)$$

pentru modurile HE _{νm} și EH _{νm} , unde $J'_\nu(x) = dJ_\nu(x)/dx$, $K'_\nu(x) = dK_\nu(x)/dx$,

$$\frac{J_1(Ud)}{UJ_0(Ud)} + \frac{K_1(Wd)}{WK_0(Wd)} = 0 \quad (1.45)$$

pentru modurile TE_{0m} și

$$\frac{n_m^2 J_1(Ud)}{UJ_0(Ud)} + \frac{n_i^2 K_1(Wd)}{WK_0(Wd)} = 0 \quad (1.46)$$

pentru modurile TM_{0m} .

Ținând cont de (1.44)-(1.46), modurile TE_{0m} și TM_{0m} pot fi văzute ca două familii de soluții pentru $\nu = 0$ ale modurilor EH și HE. Dacă $\nu = 0$ câmpul electromagnetic este radial simetric.

Soluțiile numerice pentru β sunt date în Fig.1.11. Din această figură rezultă că fibra cu indici de refracție constanți este unimod pentru $0 < V < 2.405$.

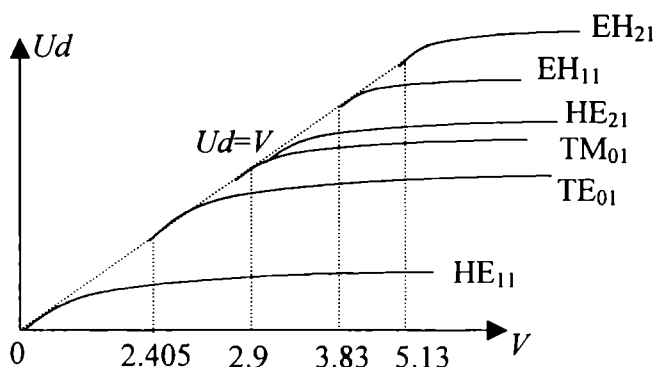


Fig.1.11

Numărul total de moduri este $M = \text{Int}[V^2/2]$ dacă indicii de refracție sunt constanți în miez și înveliș, și $M = \text{Int}[(V^2/2)q/(q+2)]$ pentru un profil de tip putere al indicelui de refracție în miez căruia îi corespunde o distribuție a indicelui de refracție de tipul $n^2(r) = n_m^2[1 - 2\Delta(r/d)^q]$ (profilul de tip treaptă se obține în limita $q \rightarrow \infty$).

Și forma modurilor depinde de distribuția indicelui de refracție. De exemplu, pentru o fibră cu profilul indicelui de refracție

$$n^2(r) = n_m^2[1 - 2\Delta(r/d)^2] \quad (1.47)$$

modurile TE au un câmp electric de forma

$$e_\phi = \frac{r}{d} \exp\left(-\frac{V}{2} \frac{r^2}{d^2}\right) L_m^{(1)}(Vr^2/d^2) \quad (1.48)$$

unde L sunt polinoame Laguerre, iar constantele de propagare ale acestor moduri se obțin din

$$Ud = 2(m+1)^{1/2} V^{1/2}. \quad (1.49)$$

1.6. FABRICAREA FIBRELOR OPTICE

Pentru fabricarea fibrelor optice se pot folosi metode continui sau discontinui. În continuare vom prezenta pe scurt aceste metode.

1.6.1. METODE DE FABRICARE CONTINUĂ

Metoda celor doua creuzete

Această metodă este prezentată în Fig.1.12. Pentru a fabrica fibrele optice se folosesc două creuzete de dimensiuni diferite cu partea inferioară profilată ca în Fig.1.12, cel mai mic în interiorul celui mai mare. În cele două creuzete “picură” materialele din care se face miezul și învelișul. Cuptorul are rolul de a topi materialele. Fibra este apoi trasă pe un tambur rotitor.

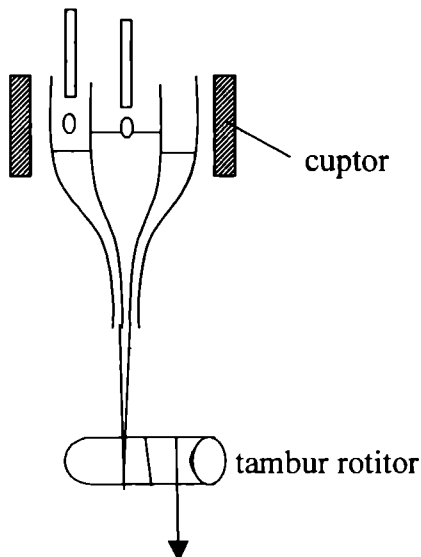


Fig.1.12

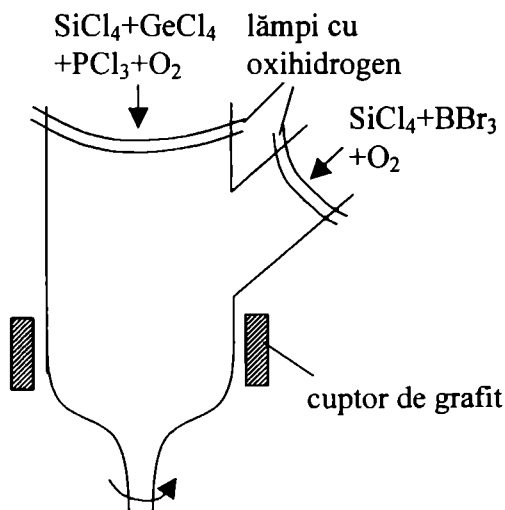


Fig.1.13

Metoda creuzetului rotitor

Principiul acestei metode este prezentat în Fig.1.13. Prin două brațe ale creuzetului din Fig.1.13 se introduc amestecurile de gaze menționate. Ele reacționează în regiunea de temperatură mare a lămpilor cu oxihidrogen. Cuptorul se rotește astfel încât $\text{SiO}_2 + \text{B}$ (materialul de înveliș) se depune deasupra compoziției $\text{SiO}_2 + \text{Ge} + \text{P}$ (miez). Cuptorul de grafit amorfizează amestecul. Apoi, fibra se trage, ca mai sus, pe un tambur rotitor (care nu este desenat).

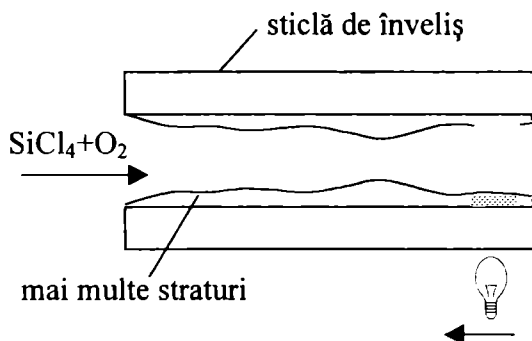


Fig.1.14

1.6.2. METODE DE FABRICARE DISCONTINUĂ

Această metodă este prezentată în Fig.1.14. Pe un tub cilindric de o lungime dată se depun mai multe straturi de SiO₂ (eventual inițial SiO₂ dopat cu B peste care se depune SiO₂ dopat cu Ge, P). O lampă cu oxihidrogen amorfizează fiecare strat. Se obține astfel fibra cu profilul dorit, de dimensiune foarte mare însă. Fibra se poate apoi trage ca mai sus topind un capăt al ei.

1.7. ORTOGONALITATEA MODURILOR

În orice ghid de undă câmpul electromagnetic total se poate descompune într-un număr finit de moduri ghidate și o parte radiată:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \sum_{j=1}^M a_j \mathbf{E}_j(x, y, z) + \sum_{j=1}^M a_{-j} \mathbf{E}_{-j}(x, y, z) + \mathbf{E}_{rad}, \quad (1.50)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \sum_{j=1}^M a_j \mathbf{H}_j(x, y, z) + \sum_{j=1}^M a_{-j} \mathbf{H}_{-j}(x, y, z) + \mathbf{H}_{rad}, \quad (1.51)$$

unde prima sumă este după modurile ghidate ce se propagă înainte, de-a lungul direcției $+\hat{z}$, iar a doua este după modurile ghidate ce se propagă înapoi, de-a lungul $-\hat{z}$ (ambele direcții de propagare sunt permise). Coeficienții a_j și a_{-j} din ecuațiile (1.50) și (1.51) depind de sursa de radiație.

Componentele longitudinale și transversale ale modurilor care se propagă înainte și înapoi nu sunt independente. Legătura între aceste componente este dată de

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_j &= \mathbf{e}_{tj} + \hat{z}e_{zj} \\ \mathbf{h}_j &= \mathbf{h}_{tj} + \hat{z}h_{zj} \end{aligned} \quad \leftrightarrow \quad \begin{aligned} \mathbf{e}_{-j} &= \mathbf{e}_{tj} - \hat{z}e_{zj} \\ \mathbf{h}_{-j} &= -\mathbf{h}_{tj} + \hat{z}h_{zj} \end{aligned}, \quad (1.52)$$

la care se adaugă legătura între constantele de propagare,

$$\beta_j \leftrightarrow \beta_{-j} = -\beta_j. \quad (1.53)$$

Pentru a determina amplitudinile a_j se folosesc relațiile de ortogonalitate între moduri,

$$\int_{A_\infty} (\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_k^*) \cdot \hat{z} dA = \int_{A_\infty} (\mathbf{e}_k^* \times \mathbf{h}_j) \cdot \hat{z} dA = 0, \quad j \neq k, \quad (1.54)$$

unde A_∞ este suprafața transversală (la $z = \text{const.}$) care se întinde la infinit, iar $*$ reprezintă operația de conjugare complexă.

Demonstrarea relației de ortogonalitate

Pentru a demonstra relația de ortogonalitate se pornește de la expresia $\mathbf{F} = \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2^* + \mathbf{E}_2^* \times \mathbf{H}_1$, unde indicii 1 și 2 se referă la două soluții ale ecuațiilor Maxwell fără surse, în mediile 1 și 2 (în particular două moduri j și k în același ghid de undă). Folosind relația $\nabla(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b}(\nabla \times \mathbf{a}) - \mathbf{a}(\nabla \times \mathbf{b})$ și ecuațiile Maxwell pentru câmpuri armonice $\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H}$, $\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon\mathbf{E}$, se obține

$$\begin{aligned}
\nabla F &= \nabla(\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2^* + \mathbf{E}_2^* \times \mathbf{H}_1) \\
&= \mathbf{H}_2^*(\nabla \times \mathbf{E}_1) - \mathbf{E}_1(\nabla \times \mathbf{H}_2^*) + \mathbf{H}_1(\nabla \times \mathbf{E}_2^*) - \mathbf{E}_2^*(\nabla \times \mathbf{H}_1) \\
&= i\omega \mathbf{H}_1 \mathbf{H}_2^*(\mu_2^* - \mu_1) + i\omega \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^*(\varepsilon_2^* - \varepsilon_1)
\end{aligned} \tag{1.55}$$

În ghiduri nemagnetice $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ și deci $\varepsilon_1 = n_1^2 \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = n_2^2 \varepsilon_0$. În acest caz

$$\nabla F = i\omega \varepsilon_0 \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* [(n_2^*)^2 - n_1^2]. \tag{1.56}$$

Aplicând teorema divergenței lui ∇F :

$$\int_{A_\infty} \nabla F dA = \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_\infty} \mathbf{F} \cdot \hat{\mathbf{z}} dA + \oint_l \mathbf{F} \cdot \hat{\mathbf{n}} dl, \tag{1.57}$$

unde l este curba ce delimitează suprafața transversală la infinit A_∞ și $\hat{\mathbf{n}}$ este normala la această curbă, se observă că, dacă unul din modurile 1 sau 2 este ghidat, ultimul termen din (1.57) dispare deoarece câmpurile ghidate tind la zero la infinit.

În plus, dacă în (1.56), valabilă pentru orice două soluții ale ecuațiilor Maxwell, 1 și 2 reprezintă două moduri ghidate prin același ghid neabsorbant,

$$n_1^2 = n_2^2 = (n_2^*)^2 = n^2 \tag{1.58}$$

și deci $\nabla F = 0$. În consecință teorema divergenței impune

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{A_\infty} \mathbf{F} \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = 0. \tag{1.59}$$

Pentru două moduri k și j din același ghid, pentru care

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_k = \mathbf{e}_k(x, y) \exp(i\beta_k z), \quad \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_j = \mathbf{e}_j(x, y) \exp(i\beta_j z) \tag{1.60}$$

teorema divergenței implică

$$(\beta_j - \beta_k) \int_{A_\infty} (\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_k^* + \mathbf{e}_k^* \times \mathbf{h}_j) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = 0. \tag{1.61}$$

(De remarcat că doar componentele transversale ale câmpurilor contribuie la produsul vectorial în (1.61).) Folosind aceeași relație pentru

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_k = \mathbf{e}_k(x, y) \exp(i\beta_k z), \quad \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{-j} = \mathbf{e}_{-j}(x, y) \exp(-i\beta_j z), \tag{1.62}$$

obținem

$$(\beta_j + \beta_k) \int_{A_\infty} (\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_k^* - \mathbf{e}_k^* \times \mathbf{h}_j) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = 0, \tag{1.63}$$

relație în care am ținut cont că doar componentele transversale contribuie la produsul vectorial și că $\mathbf{e}_{l,-j} = \mathbf{e}_{lj}$.

Din (1.61) și (1.63) se obține în final

$$\int_{A_\infty} (\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_k^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = \int_{A_\infty} (\mathbf{e}_k^* \times \mathbf{h}_j) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = 0, \quad j \neq k. \quad (1.64)$$

Acestea sunt relațiile de ortogonalitate.

O relație analoagă expresiei (1.64), fără complex conjugat, se poate obține pentru ghiduri absorbante; în aceste caz se pornește de la $\mathbf{F} = \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 + \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1$. De asemenea, fiecare mod ghidat se poate arăta că este ortogonal pe câmpul de radiație:

$$\int_{A_\infty} (\mathbf{e}_j \times \mathbf{H}_{rad}^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = \int_{A_\infty} (\mathbf{E}_{rad}^* \times \mathbf{h}_j) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = 0. \quad (1.65)$$

Folosind relațiile de ortogonalitate se determină coeficienții

$$a_k = \frac{\int_{A_\infty} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}_k^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA}{N_k}, \quad (1.66)$$

unde

$$N_k = \int_{A_\infty} (\mathbf{E}_k \times \mathbf{H}_k^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = \int_{A_\infty} (\mathbf{e}_k \times \mathbf{h}_k^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA \quad (1.67)$$

este constanta de normare a modului k .

Se poate arăta că N_k este real. Pentru a demonstra aceasta, folosim din nou ecuațiile Maxwell pentru câmpuri armonice. Avem:

$$\mathbf{e} \times \mathbf{h}^* = -\mathbf{h}^* \times \mathbf{e} = \frac{i}{\omega\mu} (\nabla \times \mathbf{e}^*) \times \mathbf{e}, \quad (1.68a)$$

$$\mathbf{e}^* \times \mathbf{h} = -\mathbf{h} \times \mathbf{e}^* = -\frac{i}{\omega\mu} (\nabla \times \mathbf{e}) \times \mathbf{e}^*, \quad (1.68b)$$

de unde rezultă că

$$\mathbf{e} \times \mathbf{h}^* = \mathbf{e}^* \times \mathbf{h} = (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*)^*. \quad (1.69)$$

În consecință, $\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*$, și deci N_k sunt reale pentru câmpuri armonice.

1.8. PUTEREA ÎNTR-UN GHID DE UNDĂ

Printr-un ghid neabsorbant puterea transmisă de un mod j curge paralel cu axa z și este distribuită pe secțiunea infinită a ghidului cu o intensitate dată de vectorul Poynting

$$S_j = \frac{1}{2} |a_j|^2 \operatorname{Re}[(\mathbf{E}_j \times \mathbf{H}_j^*) \cdot \hat{\mathbf{z}}] = \frac{1}{2} |a_j|^2 (\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_j^*) \cdot \hat{\mathbf{z}}, \quad (1.70)$$

iar puterea totală se găsește integrând S_j pe A_∞ :

$$P_j = \frac{1}{2} |a_j|^2 \int_{A_\infty} (\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_j^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = \frac{1}{2} |a_j|^2 N_j. \quad (1.71a)$$

Analog, puterea transmisă de modul j care se propagă înapoi, este

$$P_{-j} = \frac{1}{2} |a_{-j}|^2 \int_{A_\infty} (\mathbf{e}_{-j} \times \mathbf{h}_{-j}^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = -\frac{1}{2} |a_{-j}|^2 N_j. \quad (1.71b)$$

(Numai componentele transversale contribuie la produsul vectorial, și $\mathbf{h}_{l,-j} = -\mathbf{h}_{lj}$.)

Atenție: $P_j > 0$, $P_{-j} < 0$!

1.9. VITEZA DE GRUP A MODURILOR

Puterea modului j este transmisă de-a lungul ghidului cu viteza de grup

$$v_{gj} = \frac{d\omega}{d\beta_j} = \frac{d\omega}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\beta_j} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d\lambda}{d\beta_j}, \quad (1.72)$$

unde $\omega = kc = 2\pi c / \lambda$.

Viteza de grup se poate calcula dacă se cunosc câmpurile. Pentru aceasta, se folosește relația (1.55) cu

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_j(\lambda) = \mathbf{e}_j \exp[i\beta_j(\lambda)z], \quad \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}'_j(\lambda') = \mathbf{e}'_j \exp[i\beta'_j(\lambda')z], \quad (1.73)$$

iar teorema divergenței devine

$$\begin{aligned} \int_{A_\infty} \nabla \mathbf{F} \cdot d\mathbf{A} &= i2\pi c \int_{A_\infty} dA \left[\left(\frac{\epsilon'}{\lambda'} - \frac{\epsilon}{\lambda} \right) \mathbf{E}_j \mathbf{E}'_j^* + \left(\frac{\mu'}{\lambda'} - \frac{\mu}{\lambda} \right) \mathbf{H}_j \mathbf{H}'_j^* \right] \\ &= \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_\infty} \mathbf{F} \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = -i(\beta'_j - \beta_j) \int_{A_\infty} dA (\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}'_j^* + \mathbf{e}'_j \times \mathbf{h}_j) \cdot \hat{\mathbf{z}} \end{aligned} \quad (1.74)$$

Dacă în (1.74) se împarte cu $\lambda' - \lambda$, și se face limita $\lambda' \rightarrow \lambda$, se obține $\lambda' - \lambda \rightarrow d\lambda$, $\beta'_j - \beta_j \rightarrow d\beta_j$, $\mathbf{e}'_j \rightarrow \mathbf{e}_j$, $\mathbf{h}'_j \rightarrow \mathbf{h}_j$, astfel încât

$$2\pi c \int_{A_\infty} \left[|\mathbf{e}_j|^2 \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\epsilon}{\lambda} \right) + |\mathbf{h}_j|^2 \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\mu}{\lambda} \right) \right] dA = -\frac{d\beta_j}{d\lambda} \int_{A_\infty} 2(\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_j^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA, \quad (1.75)$$

iar viteza de grup a modului j este dată de

$$v_{gj} = \frac{2}{\lambda^2} \frac{\int_{A_\infty} (\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_j^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA}{\int_{A_\infty} \left[|\mathbf{e}_j|^2 \left| \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\epsilon}{\lambda} \right) \right| + |\mathbf{h}_j|^2 \left| \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\mu}{\lambda} \right) \right| \right] dA}. \quad (1.76)$$

În (1.76) este deja inclusă dispersia materialului.

Deoarece câmpurile diferitelor moduri au expresii diferite, v_{gj} sunt diferiți pentru diferitele moduri. Chiar pentru un singur mod excitat cu o undă cvasimonocromatică de lărgime $\Delta\lambda \ll \lambda_0$, unde λ_0 este lungimea de undă centrală, apare o dispersie spațială a pulsului pentru că v_{gj} este o funcție de λ . Această dispersie care apare pentru că componentele de diferite lungimi de undă (diferite frecvențe) au viteze de grup diferite se numește dispersie intramodală. În plus, dacă mai multe moduri sunt excitate simultan, apare dispersia intermodală, cu v_{gj} diferiți pentru diferiți j . Dispersia spațială minimă se obține deci în fibre sau ghiduri de undă planare monomod.

Timpul de tranzit pe lungimea z , definit ca

$$t_j = \frac{z}{v_{gj}} = -z \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\beta_j}{d\lambda}, \quad (1.77)$$

este diferit pentru diferiți j . Dacă se calculează timpul de tranzit t pentru un ghid planar cu indici de refracție constanți, se obține pentru orice mod

$$t = t_{og} [1 - 2\Delta(1 - \eta)], \quad (1.78)$$

unde t_{og} este timpul calculat în aproximația opticii geometrice, $\Delta = (n_m^2 - n_i^2) / 2n_m^2$, iar

$$\eta = \frac{\int_{A_m} (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA}{\int_{A_\infty} (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA} \quad (1.79)$$

este fracțiunea din puterea modului care curge în miez (A_m este secțiunea miezului).

În general $t < t_{og}$, și $t = t_{og}$ doar dacă $\eta = 1$. Diferența între cele două expresii se datorează faptului că optica geometrică neglijează fenomenul difracției. $\eta \cong 1$ doar pentru fibre multimod.

BIBLIOGRAFIE

- [1] A.W. Snyder, J.D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, London, 1983
- [2] A. Yariv, Optical Electronics, CBS College Publishing, New York, 1985, 3rd edition
- [3] D. Dragoman, M. Dragoman, Advanced Optoelectronic Devices, Springer, Berlin-Heidelberg, 1999
- [4] N. Tomozeiu, Introducere în optoelectronica integrată, Editura Universității București, 1998

2. SURSE DE LUMINĂ COERENTĂ

Emisia și absorbția luminii este totdeauna însoțită de trecerea de pe un nivel pe altul al unui sistem cuantic. Aceste nivele pot fi discrete (de exemplu în laseri cu rubin, YAG, laseri cu gaz (He-Ne, Ar)), pot fi situate în aceeași bandă (banda de conducție (BC) sau banda de valență (BV), în laseri cu medii active mezoscopice) sau pot aparține la două benzi diferite, ca în cazul laserilor cu semiconductori.

În optoelectronică se folosesc, în general, surse de radiație bazate pe materiale semiconductoare [1-3]. Acestea au avantaje deosebit de importante față de alte surse de radiație coerentă (laseri): 1) au dimensiuni foarte mici ($300\mu\text{m} \times 10\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$) cu o lărgime a zonei active foarte înguste ($2 - 4 \mu\text{m}$), deci eficiența de cuplaj la fibre (care au dimensiuni transversale de același ordin de mărime) este mare, 2) sunt în general ușor de fabricat, și sunt portabile, 3) au eficiență de emisie mare, 4) sunt fiabile, au timp lung de viață și sunt mult mai puțin costisitoare, putând fi realizate în tehnologia integrată. Puterea emisă de laserii cu semiconductori este mai mică decât puterea emisă de laserii cu corp solid menționați mai sus (rubin, YAG) sau laserii cu gaz (cu CO_2 , Ar), dar suficientă pentru transmiterea informației.

2.1. TIPURI DE TRANZIȚII CU EMISIA ȘI ABSORBȚIA LUMINII

Într-un semiconductor tranzițiile cu emisie și absorbție de lumină pot fi de tipul:

- 1) tranziții între BV și BC, energia fotonilor emiși fiind $h\nu \cong E_g$, cu E_g lărgimea energetică a benzii interzise,
- 2) tranziții între nivele din aceeași bandă, pentru care $h\nu \ll E_g$,
- 3) tranziții între BV, BC și nivele de impurități, sau între nivele de impurități din banda interzisă. În acest caz $h\nu \cong E$, cu E diferența între energia nivelelor implicate în tranziție.
- 4) tranziții cu formarea sau disocierea excitonilor,
- 5) absorbția luminii pe fononii rețelei cristaline,
- 6) absorbția luminii pe purtătorii de sarcină liberi.

Tranzițiile 5), 6) sunt disipative; ele duc la scăderea performanțelor surselor. Tranzițiile 1) – 4) pot fi directe sau indirecte, probabilitatea cea mai mare având-o tranzițiile directe. Numărul tranzițiilor pe unitatea de timp este cel mai mare în 1) deoarece numărul purtătorilor de sarcină implicați este (la temperaturi normale) mult mai mare ca în 3), 4). Timpul de viață al stărilor excitate 2) este foarte mic în semiconductori omogeni (nu și în structuri mezoscopice!), de ordinul 10^{-13} s, neputându-se realiza un dezechilibru (inversie de populație) un timp suficient de mare pentru a produce un efect măsurabil. În comparație, timpul de viață al stărilor excitate 1) este mult mai mare, de ordinul $10^{-3} - 10^{-9}$ s.

În cele ce urmează ne vom ocupa de laserii care funcționează pe baza tranzițiilor de tip 1). Acești laseri sunt cei mai folosiți. În acest caz tranzițiile între două nivele de energie din BV și BC sunt de trei feluri: tranziții induse spre nivele cu energie superioară datorită absorbției de fotoni, și tranziții spre nivele inferioare de energie cu emisie spontană sau stimulată de fotoni (vezi Fig.2.1).

Diferențele între tranzițiile induse și cele spontane sunt:

- rata tranzițiilor induse $2 \rightarrow 1$ și $1 \rightarrow 2$ sunt egale (din considerente cuantice), pe când rata tranziției spontane $1 \rightarrow 2$ este zero,

- rata tranzițiilor induse este proporțională cu intensitatea câmpului electromagnetic, pe când rata tranzițiilor spontane este independentă de intensitatea câmpului.

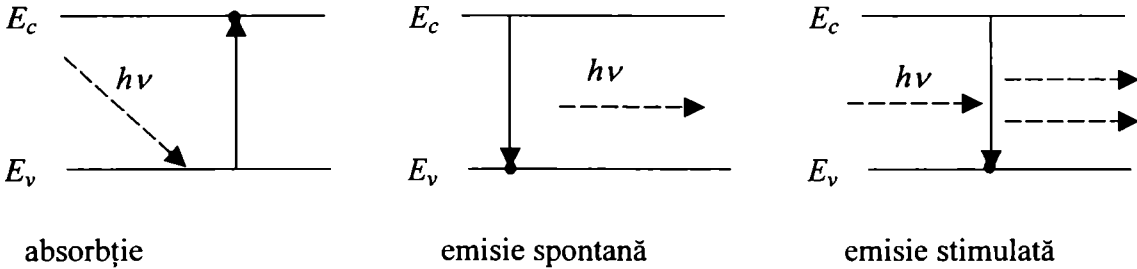


Fig.2.1

Pentru un semiconductor nedopat (sau puțin dopat) astfel încât nivelul Fermi este în interiorul benzii interzise la 0 K (la temperaturi mici, în general) stările sub nivelul Fermi E_F sunt ocupate și cele deasupra lui E_F sunt libere. Diagrama nivelelor energetice într-un semiconductor nedopat este reprezentată în Fig.2.2, în care nivelele ocupate sunt arătate printr-o culoare gri. Într-un astfel de semiconductor un foton incident cu energie $h\nu \cong E_g$ poate induce trecerea unui electron din BV (ocupată) în BC (liberă). După un timp de viață electronul se reîntoarce în BV emițând un foton cu energia $h\nu$, care ar putea să iasă din semiconductor dacă n-ar fi imediat captat de un electron din BV care trece apoi în BC, ș.a.m.d. Deci, radiația emisă la dezexcitarea de pe BC pe BV a unui semiconductor cu nivelul Fermi în interiorul benzii interzise este imediat reabsorbită.

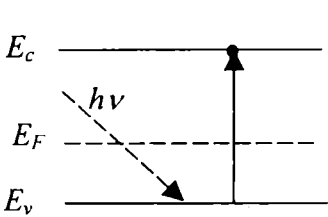


Fig.2.2

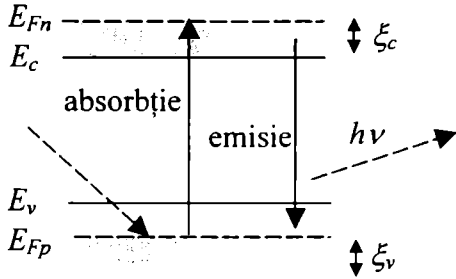


Fig. 2.3

Pentru a evita acest proces se folosesc semiconductori care nu sunt la echilibru termic, adică semiconductori pentru care există două cvasinivele Fermi E_{Fn} , E_{Fp} în BC și BV, și a căror nivele energetice la $T = 0$ K arată ca în Fig.2.3. (Introducerea cvasinivelelor Fermi este posibilă când împrăștierea purtătorilor în interiorul benzilor de energie este mult mai rapidă decât procesele de recombinare bandă-bandă, astfel încât în interiorul benzilor este aproximativ atinsă starea de echilibru. Separarea între cvasinivelele Fermi pentru electroni și goluri este o măsură a gradului de excitare al semiconductorului. În particular, cvasinivele Fermi pot fi introduse în semiconductori cu un mare număr de purtători liberi). Trecerea unui electron din BV în BC se poate face acum doar prin absorbția unui foton de energie $E_g + \xi_c + \xi_v \cong E_{Fn} - E_{Fp}$, pe când emisia fotonului se face la energia $h\nu \cong E_g < E_{Fn} - E_{Fp}$. În acest caz, radiația emisă nu mai este reabsorbită și poate ieși din semiconductor [1]. Deoarece radiația laser are o frecvență determinată de banda interzisă a semiconductorului, în laserii cu semiconductori există posibilitatea unică de a varia frecvența radiației emise folosind compuși de tip $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (vezi Tabelul 2.1) în care banda interzisă variază cu concentrația x.

Concluzie: pentru sursele de lumină cu semiconductori (laseri) se folosesc semiconductori excitați, care nu sunt la echilibru termic.

2.2. CONDIȚIA DE AMPLIFICARE A RADIAȚIEI

Fie un semiconductor degenerat în care cvasinivelele Fermi pentru electroni și goluri sunt E_{Fn} , E_{Fp} . Probabilitatea ca stările electronice din BC, BV să fie ocupate sunt, respectiv,

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fn}}{k_B T}\right)}, \quad f_v(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fp}}{k_B T}\right)}. \quad (2.1)$$

Tranzițiile au loc între stări din BC cu energia E și stări din BV cu energia $E - h\nu$. Intensitatea proceselor de emisie este proporțională cu produsul dintre densitatea de stări ocupate din BC, $g_c(E)f_c(E)$ și densitatea de stări libere din BV, $g_v(E - h\nu)[1 - f_v(E - h\nu)]$, unde

$$g_c(E) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_c}, \quad g_v(E) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_v - E} \quad (2.2)$$

sunt densitățile de stări din BC, BV.

Ținând cont de prezența atât a emisiei spontane cât și a celei induse, rata de emisie (rata de recombinare) este

$$R = R_{st} + R_{sp} = \int A_{cv} g_c(E) f_c(E) g_v(E - h\nu) [1 - f_v(E - h\nu)] \rho(\nu) dE \\ + \int B_{cv} g_c(E) f_c(E) g_v(E - h\nu) [1 - f_v(E - h\nu)] dE \quad (2.3)$$

unde B_{cv} este probabilitatea de emisie spontană, A_{cv} este probabilitatea emisiei stimulate, și $\rho(\nu)$ este densitatea de fotoni la frecvența ν . Analog, rata absorbției (rata de generare de perechi electron-gol) este

$$G = \int A_{vc} g_v(E - h\nu) f_v(E - h\nu) g_c(E) [1 - f_c(E)] \rho(\nu) dE. \quad (2.4)$$

Emisia spontană se face în toate direcțiile. La emisia stimulată fotonul emis are aceeași direcție cu cel incident, deci doar emisia stimulată contribuie la amplificarea radiației incidente. Într-un plan $z = \text{const.}$ în semiconductor (z este direcția de propagare a radiației incidente) evoluția în timp a intensității radiației incidente de frecvență ν este dată de

$$\frac{dI_\nu}{dt} = (R_{st} - G) I_\nu, \quad (2.5)$$

unde R_{st} și G au dimensiuni de s^{-1} .

Pentru ca radiația să fie amplificată este necesar ca $dI_\nu / dt > 0$, sau $R_{st} > G$. Ținând cont că $A_{cv} = A_{vc}$, această relație implică $f_c(E)[1 - f_v(E - h\nu)] > f_v(E - h\nu)[1 - f_c(E)]$, sau

$$E_{Fn} - E_{Fp} > h\nu. \quad (2.6)$$

Condiția (2.6) este condiția de amplificarea a radiației [1-3]. Se mai numește, prin analogie cu cazul tranzițiilor între nivele discrete, la care $R_{st} - G = A_{cv}(N_2 - N_1)\rho(\nu)$ cu N_1 , N_2 populațiile nivelului inferior și respectiv superior, condiție de inversie de populație.

2.3. METODE DE EXCITARE A SEMICONDUCTORILOR

Pentru un semiconductor degenerat există mai multe metode de excitare (de creare a condițiilor de neechilibru în care $E_{F_n} \neq E_{F_p}$ [1]:

- excitare cu fascicul de electroni,
- excitare optică,
- multiplicare prin avalanșă,
- injecția purtătorilor de sarcină într-o joncțiune p-n.

Aceste metode vor fi prezentate pe scurt în cele ce urmează, insistându-se pe metoda de excitare prin injecția purtătorilor de sarcină, care este cea mai folosită.

2.3.1. EXCITAREA CU FASCICUL DE ELECTRONI

În această metodă suprafața unui cristal semiconductor se iradiază cu un fascicul de electroni de înaltă energie (10 – 100 keV), astfel încât electronii pătrund în semiconductor pe o distanță de câțiva μm (funcție de energie). Ei generează mai multe perechi electron-gol (până la 10^4), obținându-se astfel inversia de populație. În acest mod se pot realiza laseri și în materiale pe care nu se pot realiza joncțiuni. De exemplu: CdS are totdeauna o conducție de tip n și modificarea tipului de conducție nu se poate realiza prin procedee tehnologice obișnuite. Cristalul de CdS are o grosime de aproximativ 30 μm , cu fețe plan paralele acoperite cu straturi reflectorizante (pentru a genera o radiație coerentă) care formează o cavitate optică rezonantă Fabry-Perot. Deoarece fasciculul de electroni se poate deplasa pe orizontală și verticală, acest tip de excitare poate fi folosit la memorii sau scanere. Dezavantajul acestui mod de excitare este randamentul redus.

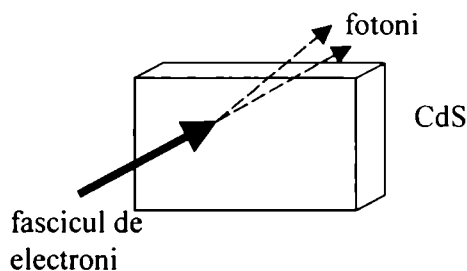


Fig.2.4

2.3.2. EXCITARE OPTICĂ

Metoda este asemănătoare cu cea anterioară, în loc de fascicul de electroni folosindu-se un fascicul optic cu $h\nu > E_g$.

2.3.3. EXCITARE PRIN MULTIPLICARE ÎN AVALANȘĂ

Această metodă se bazează pe faptul că, dacă într-o regiune a semiconductorului câmpul electric este foarte intens, purtătorii de sarcină generați termic la început, sunt accelerați și pot acumula o energie suficient de mare pentru a produce ionizări ale atomilor, și deci perechi electron-gol.

2.3.4. EXCITARE PRIN INECȚIA PURȚĂTORILOR DE SARCINĂ ÎN JONȚIUNEA P-N
 La polarizarea directă a unei jonȚiuni p-n bariera de potenȚial din regiunea de sarcină spaȚială se micșorează și purȚătorii de sarcină majoritari trec în regiunile adiacente, devenind purȚători de sarcină minoritari de neechilibru. Se realizează astfel inecȚia electrică a purȚătorilor de sarcină minoritari. Modificarea nivelelor energetice într-o jonȚiune p-n datorită aplicării unui câmp electric exterior este reprezentată în Fig.2.5.

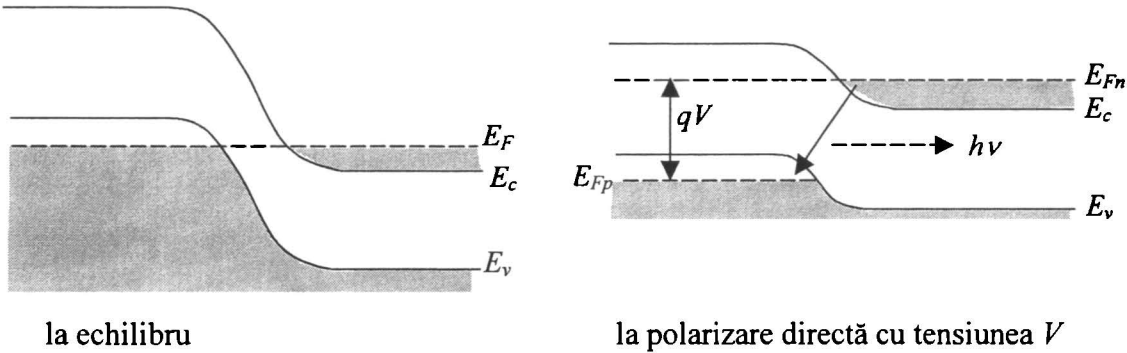


Fig.2.5

DiferenȚa de potenȚial la polarizare directă cade în principal pe regiunea de sarcină spaȚială, cu rezistenȚă mare (număr de purȚători liberi mic) în care, datorită creșterii numărului de purȚători de sarcină minoritari, cvasinivelele Fermi pentru electroni și goluri se distanȚează la $qV = E_{Fn} - E_{Fp}$. Regiunea de sarcină spaȚială devine astfel zonă cu inversie de populaȚie, sau zonă activă. Lărgimea ei este de 5 – 10 μm . Deoarece lungimile de difuzie ale electronilor și ale golurilor sunt mult diferite, regiunea activă este practic poziȚionată în regiunea de tip p a jonȚiunii p-n.

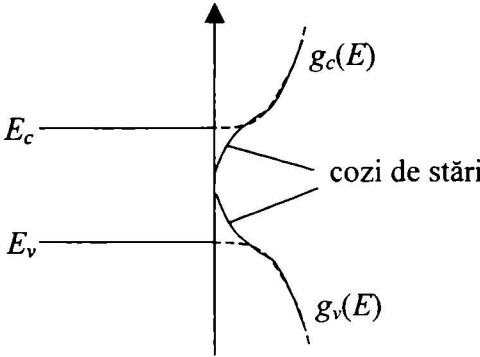


Fig.2.6

Recombinarea bandă-bandă cu emisie spontană sau stimulată de radiaȚie are loc în zona cu concentraȚii mari ale purȚătorilor de sarcină de neechilibru, deci în imediata vecinătate a stratului de sarcină spaȚială. Rata de recombinare depinde de $g(E)$ care, pentru concentraȚii mici ale purȚătorilor de sarcină este $\approx E^{1/2}$ (așa am presupus și în calculul de mai sus). La semiconductori puternic dopați $g(E)$ este perturbată datorită concentraȚiei mari de impurități și datorită distribuȚiei lor haotice în reȚeaua cristalină. Din această cauză BC nu mai are o limită netă E_c ci în toata banda interzisă există stări a căror densitate descrește exponenȚial $\approx \exp(-E/E_0)$ de la E_c spre banda interzisă și de la E_v spre banda interzisă (vezi Fig.2.6). PrezenȚa acestor cozi de stări duce la tunelarea electronilor din BC în BV (vezi Fig.2.7), tunelare care poate fi

- a) tunelare orizontală, la polarizări mari,
- b) tunelare oblică, la polarizări mai mici, când pe direcția de tunelare nu sunt stări libere.

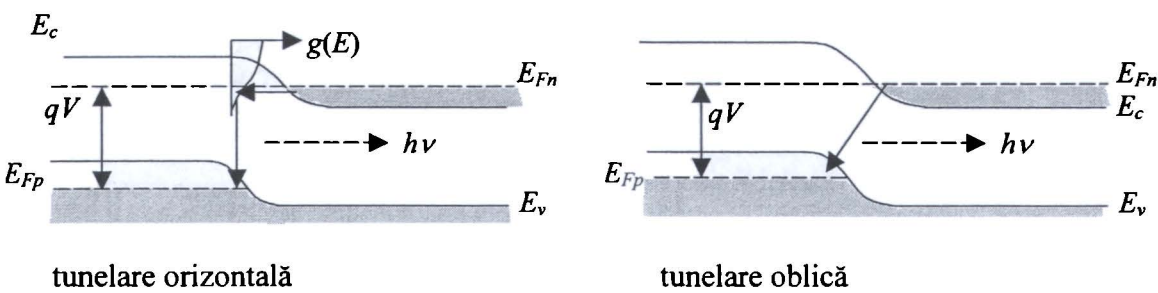


Fig.2.7

În Tabelul 2.1 am prezentat câteva materiale semiconductoare folosite pentru fabricarea laserilor cu semiconductori, indicând lungimea de undă λ a radiației emise și energia corespunzătoare a fotonilor, precum și metoda de excitare folosită. Acolo unde sunt posibile mai multe metode de pompaj, folosirea uneia sau a alteia depinde și de puterea de emisie dorită a laserului. (Pentru comparație, menționăm că laserul cu YAG:Nd⁺ emite la 1.06 μm , excitat prin pompaj optic.)

Tabelul 2.1: Exemple de laseri cu semiconductori

Material	Energia fotonilor (eV)	λ (μm)	Metodă optimă de pompaj
ZnS	3.82	0.32	fascicul de electroni
ZnO	3.30	0.37	fascicul de electroni
CdS	2.50	0.49	fascicul de electroni, optic
GaSe	2.09	0.59	fascicul de electroni
CdS _x Se _{1-x}	1.80 – 2.50	0.49 – 0.69	fascicul de electroni
CdSe	1.82	0.68	fascicul de electroni
CdTe	1.58	0.78	fascicul de electroni
GaAs _x P _{1-x}	1.41 – 1.95	0.88 – 0.63	injecție
In _x Ga _{1-x} As	1.5	0.82	injecție
GaAs	1.47	0.84	injecție, fascicul de electroni, optic, avalanșă
InP	1.37	0.9	injecție
GaSb	0.82	1.5	injecție, fascicul de electroni
InP _x As _{1-x}	0.77	3.1	injecție, fascicul de electroni, optic
Te	0.34	3.64	fascicul de electroni
Hg _x Cd _{1-x} Te	0.30 – 0.33	3.7 – 4.1	optic
PbS	0.29	4.26	fascicul de electroni, injecție
InSb	0.23	5.2	injecție, fascicul de electroni, optic
PbTe	0.19	6.5	fascicul de electroni, injecție, optic
PbSe	0.145	8.5	fascicul de electroni, injecție
Pb _x Sn _{1-x} Te	0.09 – 0.19	6.5 – 13.5	optic

Din tabelul de mai sus se observă că, deși laserii cu semiconductor acoperă un interval spectral larg, nu există prea multe materiale care să emită la lungimile de undă folosite pentru comunicații optice: 1.33 si 1.5 μm .

2.4. DISPERSIA OMOGENĂ ȘI NEOMOGENĂ A LINIEI SPECTRALE

Spre deosebire de tranzițiile care au loc între nivele energetice discrete (la care radiația emisă sau absorbită are o frecvență fixă), tranzițiile între BC și BV nu se petrec la o frecvență fixă ci într-un interval de frecvențe. În afară de dispersia în frecvență datorată existenței unui cvasicontinuum de nivele în interiorul BC și BV care participă la tranziție, banda de frecvențe emise mai poate fi lărgită și de dispersia omogenă și neomogenă, care au un rol important în funcționarea laserilor [3]. Dispersiile omogenă și neomogenă sunt prezente în orice sursă de radiație (chiar la cele cu nivele discrete).

Funcția care descrie distribuția în frecvență a intensității emise, $f(\nu)$, se numește funcție de formă spectrală; ea este normată la 1, adică

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) d\nu = 1. \quad (2.7)$$

$f(\nu)d\nu$ este probabilitatea ca la tranziția de pe nivelul 2 pe 1, fotonul rezultat să aibă frecvența între ν și $\nu + d\nu$.

2.4.1. DISPERSIA OMOGENĂ

Dispersia omogenă este cauzată în principal de timpul de viață finit τ al nivelului superior. Deoarece fiecare atom de pe nivelul superior are un timp de viață finit, $f(\nu)$ descrie în acest caz răspunsul fiecărui atom care este nediferențiabil față de ceilalți atomi. Dispersia omogenă mai poate fi cauzată și de ciocnirea (elastică sau inelastică) a unui atom dintr-un cristal cu un fonon, proces care deși nu se soldează cu sfârșitul timpului de viață al atomului în starea în care se află, întrerupe faza relativă între oscilațiile atomice și cele ale câmpului; în acest caz τ este timpul mediu de interacție neîntreruptă.

Pentru a modela dispersia omogenă, să considerăm emisia de pe starea superioară ca fiind datorată unui oscilator amortizat în timp. În acest caz, presupunând că încep observarea la $t = 0$, câmpul radiat este de forma

$$E(t) = E_0 \exp(-t/\tau) \exp(i\omega_0 t), \quad (2.8)$$

iar transformata Fourier a câmpului este

$$\bar{E}(\omega) = \int_0^{\infty} E(t) \exp(-i\omega t) dt = E_0 \frac{i}{\omega_0 - \omega + i/\tau}. \quad (2.9)$$

Spectrul radiației emisei, proporțional cu funcția de formă spectrală este dat de

$$|\bar{E}(\omega)|^2 \approx \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + (1/\tau)^2}, \quad (2.10)$$

și are o dependență funcțională de tip Lorentzian, așa cum se poate vedea și din Fig.2.8.

Separarea între frecvențele la care Lorentziana scade la 1/2 din valoarea la vârf, $\delta\omega = \omega_2 - \omega_1$, cu $\omega_{1,2} = \omega_0 \mp 1/\tau$ soluții ale ecuației $(\omega_0 - \omega_{1,2})^2 + (1/\tau)^2 = 2(1/\tau)^2$, este dată de $\delta\omega = 2/\tau$, sau pentru $\delta\nu = \delta\omega/(2\pi)$,

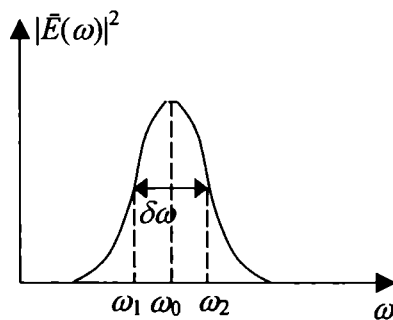


Fig.2.8

$$\delta\nu = \frac{1}{\pi\tau}. \quad (2.11)$$

Funcția de formă Lorentziană normată este deci

$$f(\nu) = \frac{\delta\nu}{2\pi[(\nu - \nu_0)^2 + (\delta\nu/2)^2]}. \quad (2.12)$$

2.4.2. DISPERSIA NEOMOGENĂ

Acest tip de dispersie apare când atomii individuali sunt diferențiabili, fiecareia corespunzându-i altă frecvență a tranziției, ν_0 , puțin diferită. În acest caz distribuția spectrală a emisiei reflectă distribuția frecvențelor de tranziție individuale. Există două situații tipice pentru dispersia neomogenă: 1) nivelele de energie (frecvențele) ionilor prezenți ca impurități în cristal depind de imediata vecinătate a cristalului, astfel încât imperfecțiunile rețelei cristaline duc la variația vecinătății ionilor, 2) în gaze (și în semiconductori dacă am purtători liberi cu mobilitate mare) frecvența de tranziție este deplasată Doppler datorită vitezei finite a atomilor/ionilor: $\nu = \nu_0(1 + v_x/c)$, unde v_x este viteza de-a lungul direcției de observare x . La echilibru termic v_x sunt date de legea de distribuție a vitezelor Maxwell – vezi cursul de statistică.

Pentru simplitatea modelului, calculăm funcția de formă spectrală pentru deplasarea Doppler; forma funcției de formă este aceeași și pentru celelalte mecanisme care duc la dispersia neomogenă. Funcția de distribuție după viteze Maxwell pentru un gaz cu masa atomică M și care este în echilibru la temperatura T este

$$F(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{M}{2k_B T} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \right], \quad (2.13)$$

unde $F(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z$ este probabilitatea ca vectorul viteză $\mathbf{v}$ al unui atom să fie între $\mathbf{v}$ și $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$.

Frecvența observată $\nu = \nu_0(1 + v_x/c)$ este deplasată Doppler după direcția de observare x , deci probabilitatea $f(\nu) d\nu$ ca frecvența de tranziție să fie între ν și $\nu + d\nu$ este egală cu probabilitatea ca v_x să fie între $c(\nu - \nu_0)/\nu_0$ și $c(\nu + d\nu - \nu_0)/\nu_0$, indiferent de valorile lui v_y și v_z . Această probabilitate o obținem integrând $F(v_x, v_y, v_z)$ după v_y și v_z :

$$f(\nu)d\nu = \left(\frac{M}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu_y d\nu_z \exp\left[-\frac{M}{2k_B T}(\nu_y^2 + \nu_z^2)\right] \cdot \exp\left[-\frac{M}{2k_B T} \frac{c^2}{\nu_0^2}(\nu - \nu_0)^2\right] \frac{c}{\nu_0} d\nu \quad (2.14)$$

sau, efectuând integralele:

$$f(\nu) = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{M}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{M}{2k_B T} \frac{c^2}{\nu_0^2}(\nu - \nu_0)^2\right]. \quad (2.15)$$

Obținem o dependență funcțională de tip Gaussian.

Expresia (2.15) conține mărimi caracteristice modelului ales: M , T , etc. Pentru a obține o expresie generală a funcției de formă spectrală, înlocuim aceste caracteristici specifice cu mărimi ce caracterizează forma funcției $f(\nu)$. Notând, ca și mai înainte, cu $\delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ intervalul între frecvențele pentru care $f(\nu)$ este 1/2 din valoarea la vârf (la ν_0), obținem

$$\exp\left[-\frac{M}{2k_B T} \frac{c^2}{\nu_0^2}(\nu_{1,2} - \nu_0)^2\right] = \frac{1}{2} \quad (2.16)$$

sau

$$\nu_{1,2} = \nu_0 \mp \sqrt{\frac{2k_B T}{Mc^2}} \nu_0^2 \ln 2 \quad (2.17)$$

și

$$\delta\nu = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2k_B T}{Mc^2}} \ln 2, \quad (2.18)$$

din care obținem funcția de formă normalată ca

$$f(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\delta\nu\sqrt{\pi}} \exp\left[-4\ln 2 \frac{(\nu - \nu_0)^2}{(\delta\nu)^2}\right]. \quad (2.19)$$

În această ultimă formă nu mai intră parametrii specifici M , T , deci aceasta este o formă generală.

2.5. CONDIȚIA DE COERENȚĂ A RADIAȚIEI LASER

Condiția $E_{F_n} - E_{F_p} > h\nu$ este condiția de amplificare (de câștig net) a radiației. Pentru ca radiația rezultată să fie radiație laser ea trebuie în plus să fie și coerentă, adică trebuie să existe o relație de fază bine definită între fotonii emiși. Condiția de amplificare, chiar puternică, nu implică coerența. Adică, dacă rata de recombinare radiativă este mai mare ca cea a absorbției, densitatea de fotoni crește progresiv, ceea ce stimulează noi recombinații. Dacă inițial a fost creat dezechilibrul necesar ca $E_{F_n} - E_{F_p} > h\nu$ (deci există o inversie de populație) și avem un spectru de emisie spontană, fotonii stimulează noi recombinații care se propagă din nou cu faze arbitrare (ca cei

inițiali). Fotonii cu frecvența din centrul spectrului (la care $f(\nu)$ are un maxim) sunt mai numeroși, deci tranzițiile la aceste frecvențe sunt favorizate și spectrul se îngustează. În acest fel intensitatea maximului spectral de emisie crește, și curba spectrală se îngustează. Dacă această creștere este supraliniară față de intensitatea excitației procesul se numește superradiant. Deși superradianța duce la îngustarea spectrală, radiația rămâne incoerentă pentru că se amplifică intensitatea unor fotoni de faze arbitrare; îngustimea spectrului nu este identică cu coerența (vezi Tabelul 2.2).

Tabelul 2.2: Caracteristici ale surselor de radiație

radiație	intensitate	spectru	ieșire direcționată	coerență
spontană (LED)	slabă	larg	nu	nu
superradiantă	intensă	îngust	nu neapărat	nu
laser	intensă	foarte îngust	da	da

Coerența se obține plasând sursa de radiație într-o cavitare rezonantă care favorizează apariția unei frecvențe și a unei faze [1-4]. Această amplificare selectivă este rezultatul unui feedback pozitiv pentru acele unde electromagnetice care formează o undă staționară în cavitare. În acest caz câștigul este egal cu pierderile. Gradul de coerență depinde de factorul de calitate al cavității rezonante Q (vezi Capitolul 3). Q mare implică un grad de coerență mare, dar în același timp un transfer mic de putere spre exterior.

2.6. CONDIȚIA DE PRAG A RADIAȚIEI LASER

Cavitatea Fabry-Perot în care se introduce mediul activ este formată din două suprafețe parțial reflectante (oglinzi), de reflectivități R_1, R_2 , plane și paralele, situate la distanța L . Paralelismul oglinzilor impune ca direcție de oscilație direcția perpendiculară pe oglinzi. În cavitare se află sursa de radiație (mediul activ în care se realizează condiția de amplificare a radiației), care emite o radiație de intensitate I_0 spre R_1 . La R_1 fracțiunea R_1 din I_0 se reflectă spre R_2 și apoi, după reflexia pe R_2 , o parte din radiație se reîntoarce în poziția inițială cu intensitatea I . Dacă g este coeficientul de câștig pe unitatea de lungime și γ_i este coeficientul de pierderi interne pe unitatea de lungime, atunci

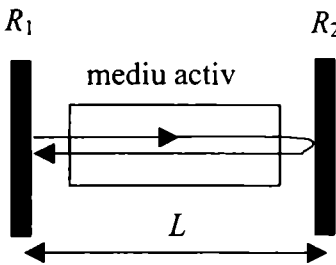


Fig.2.9

$$I = I_0 R_1 R_2 \exp(2gL - 2\gamma_i L) . \tag{2.20}$$

γ_i se datoreaza absorbției neradiative, împrăștierilor pe impuritățile mediului activ, etc. Condiția de staționaritate $I = I_0$ implică

$$g = \gamma_i - \frac{1}{2L} \ln R_1 R_2 = g_p, \quad (2.21)$$

adică g trebuie să egaleze pierderile interne și pierderile externe, datorate suprafețelor reflectante, descrise de termenul $-(1/2L) \ln R_1 R_2$. Această valoare a lui g se numește valoare de prag, g_p , iar relația (2.21) este condiția de prag a radiației laser [1-3].

Pentru laserii cu injecție g este proporțional cu intensitatea curentului j , $g = Kj$. Deci, densitatea curentului de prag pentru laseri, pentru care câștigul este egal cu pierderile totale, este

$$j_p = \frac{\gamma_i}{K} - \frac{1}{2LK} \ln R_1 R_2 \quad (2.22)$$

sau, dacă $R_1 = R_2 = R$,

$$j_p = \frac{\gamma_i}{K} - \frac{1}{LK} \ln R. \quad (2.23)$$

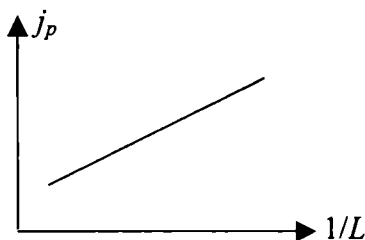


Fig.2.10

Din relația (2.23) rezultă că dependența lui j_p de L ar trebui să arate ca în Fig.2.10 iar parametrii γ_i , K ar trebui să se obțină din graficul $j_p = f(1/L)$. Valorile tipice ale acestor parametrii sunt $\gamma_i = 10 - 100 \text{ cm}^{-1}$, $K = 10^{-2} - 10^{-4} \text{ cm/A}$. Este de preferat un K mare și un γ_i mic, adică un j_p mic. Densitatea de curent de prag este de ordinul 1 kA/cm^2 pentru laserii cu heterojuncțiuni p-n la temperatura camerei.

Din Fig.2.10 rezultă că j_p este minim pentru L mari. Alte considerente care nu au fost luate în calcul aici (de disipare de putere, de exemplu) impun o lungime optimă pentru cavitatea rezonantă (un L mare presupune o viteză de răcire a dispozitivului mai mică).

În structuri semiconductoare cu joncțiuni p-n $j = edN_r$, unde d este lățimea regiunii active și N_r este numărul total de acte de recombinare în unitatea de volum a regiunii active pe unitatea de timp. Dacă $n = p$ (numărul total de electroni este egal cu numărul de goluri), $N_r = n/\tau$, unde

$$\frac{1}{\tau} = P = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (2.24)$$

este probabilitatea totală de recombinare (radiativă și neradiativă), $P_r = 1/\tau_r$ reprezentând probabilitatea de recombinare radiativă. Raportul

$$\eta_{ci} = \frac{P_r}{P} = \frac{\tau}{\tau_r} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}} \quad (2.25)$$

se numește randament cuantic intern, și este egal cu numărul de fotoni emiși la un act de recombinare.

- în semiconductori cu benzi energetice directe $\tau_r \ll \tau_{nr}$, și $\eta_{ci} \cong 1$.
- în semiconductori cu benzi indirecte $\tau_r \gg \tau_{nr}$, și $\eta_{ci} \cong 10^{-4}$.

Deci, pentru un randament cuantic intern mare trebuie folosiți semiconductori cu benzi energetice directe, pentru care, dacă $n = p$,

$$j = \frac{ed}{\eta_{ci}} \frac{n}{\tau_r} . \tag{2.26}$$

La atingerea densității de curent de prag j_p se satisface atât condiția de amplificare a radiației cât și cea de autoexcitare a mediului activ. La această valoare a densității de curent, puterea radiației emise în exterior P_{ext} crește brusc (vezi Fig.2.11).

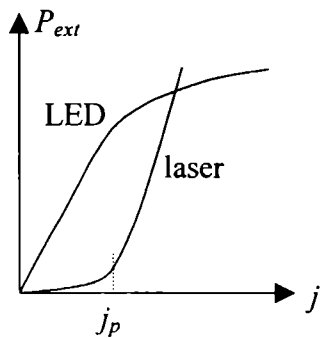


Fig.2.11

În același timp conținutul spectral $S(\omega) \approx |\overline{E}(\omega)|^2$ se îngustează (vezi Fig.2.12), putând ajunge chiar până la 25Å.

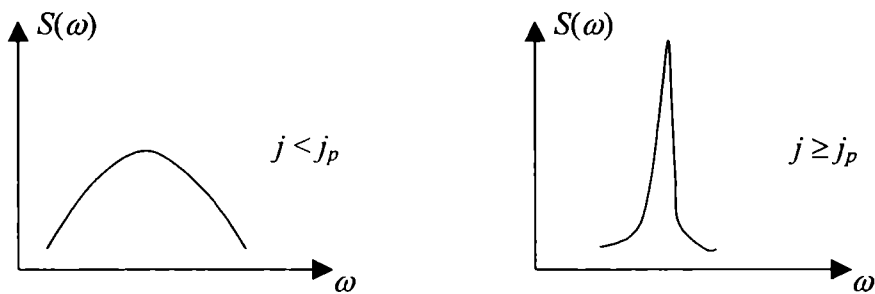


Fig.2.12

Pentru laserii cu semiconductori oglinzile sunt chiar fețele șlefuite ale structurii, așa cum se arată în Fig.2.13, radiația fiind emisă în planul joncțiunii. Există și laseri la care radiația emisă este forțată să iasă într-o direcție normală pe planul joncțiunii. Acest tip de laseri, la care mediul activ este de obicei format din gropi cuantice, se numește laser cu emisie verticală sau VCSEL (vertical cavity surface-emitting laser).

Cavitatea rezonantă astfel formată favorizează apariția unor moduri staționare longitudinale (care vor fi amplificate), a căror lungime de undă satisface relația

$$m\lambda/(2n) = L , \tag{2.27}$$

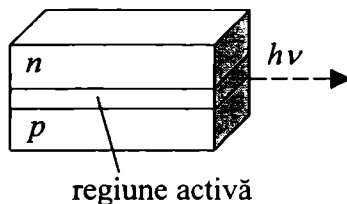


Fig.2.13

unde m este un întreg, iar λ/n este lungimea de undă în mediul activ de indice de refracție n . Indicele întreg m identifică modurile longitudinale, adică zerourile intensității radiației pe direcția de propagare. Fiecărui mod transversal îi corespund mai multe moduri longitudinale. Pe direcție transversală modurile sunt definite prin alte numere întregi, de exemplu p , q , care reprezintă zerourile câmpului electromagnetic pe direcțiile respective; câmpul este stabil (nu radiază energie perpendicular pe direcția cavității) dacă modurile transversale sunt ghidate, adică descresc ca intensitate cu depărtarea de la axa cavității. Astfel, un mod laser se notează TEM_{mpq} . Modurile longitudinale diferă unele de altele prin frecvența de oscilație iar cele transversale diferă atât ca frecvență cât și ca distribuție a câmpului.

Observație: Am considerat oglinzi plane. În general, oglinzile pot fi și curbe, caz în care modurile longitudinale în cavitate, cu energia concentrată în vecinătatea axei cavității, au pierderi de difracție mai mici decât pentru oglinzi plane.

Diferența de frecvență între două moduri longitudinale vecine este

$$\Delta\nu = \frac{nc}{\Delta\lambda} = \frac{nc}{2nL} = \frac{c}{2L}, \quad (2.28)$$

unde am ținut cont că $\nu = nc/\lambda$. Dacă țin cont și de dispersia materialului (2.28) devine

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)}. \quad (2.29)$$

2.7. CARACTERISTICILE DIODELOR LASER CU INECȚIE

2.7.1. CARACTERISTICA SPAȚIALĂ A RADIAȚIEI

Această caracteristică depinde foarte mult de geometria regiunii active [1-3]. În particular, laserii cu inecție cu emisie în planul joncțiunii au nevoie de un ghid de undă pentru concentrarea radiației în interiorul regiunii active care are dimensiuni foarte mici. De exemplu, la diodele laser din GaAs lungimea de difuzie a purtătorilor de sarcină este de 5 – 10 μm în timp ce regiunea activă are o grosime de 1 – 3 μm . În aceste condiții câmpul electric al radiației emise se poate extinde în afara regiunii active, ceea ce generează pierderi interne de radiație datorate difuziei purtătorilor de sarcină. Aceste pierderi contribuie la γ_i . De aceea în laserii cu semiconductori regiunea activă unde are loc emisia stimulată, și unde purtătorii de sarcină liberi au o concentrație mai mică, are un indice de refracție mai mare ca regiunea adiacentă, ceea ce duce la ghidarea radiației.

Laserii în care joncțiunea p-n se realizează prin difuzie sau epitaxie utilizându-se un singur material semiconductor se numesc laseri homojoncțiune. Un efect mai pronunțat de ghidare, și deci

o micșorare a penetrației luminii în zonele absorbante pasive, se întâlnește la diodele cu dublă heterojuncțiune (heterojuncțiune și în partea dopată n și în cea dopată p), în care regiunile adiacente celei active sunt realizate din semiconductori cu indici de refracție mai mici. Un exemplu tipic este structura n-Ga_{1-x}Al_xAs/p-GaAs/p⁺-Ga_{1-x}Al_xAs, în care regiunea activă, care se extinde practic în stratul p de GaAs beneficiază de un indice de refracție mai mare: $n_{\text{GaAs}} = n_{\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}} + 0.62x$. Nu numai fluxul optic dar și purtătorii minoritari sunt confinați în zona activă deoarece banda interzisă a GaAs este mai mică decât cea a Ga_{1-x}Al_xAs; aceasta duce la o scădere a curentului de prag.

Confinarea purtătorilor de sarcină și a radiației în aceeași regiune poate fi și un dezavantaj deoarece limitează funcționarea dispozitivelor cu regiuni active înguste la fluxuri optice mici; în caz contrar, este posibilă deteriorarea structurii datorită confinării unor densități ridicate a fluxurilor optice în zone înguste. Acest dezavantaj poate fi evitat prin proiectarea unor structuri, numite laseri cu cavitate optică largă, în care purtătorii injectați și radiația optică sunt confinate în regiuni spațiale diferite. Un exemplu de astfel de structură este prezentat în Fig.2.14. Deoarece regiunea activă are o lățime foarte mică, radiația optică nu poate fi confinată în interiorul ei. Regiunile înconjurătoare Ga_{1-x}Al_xAs nu pot acționa nici ele ca ghid de undă pentru că au un indice de refracție mai mic ca GaAs, astfel încât radiația este în final ghidată de straturile exterioare n-GaAs și p-GaAs, care constituie o cavitate optică largă.

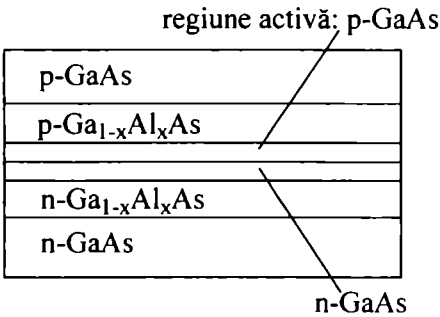


Fig.2.14

În general, radiația generată este ghidată de-a lungul regiunii active și iese în exterior printr-o regiune cu lățimea dată de grosimea regiunii active și cu lungimea dată de lățimea regiunii active, așa cum se poate vedea și din Fig.2.15. Deoarece lungimea de undă a radiației emise este comparabilă cu dimensiunea ghidului, fenomenul de difracție nu poate fi neglijat.

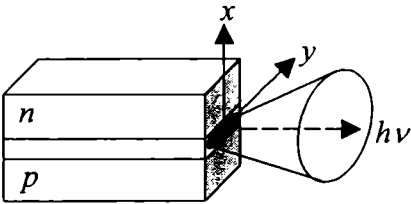


Fig.2.15

Datorită difracției, unghiul de divergență este diferit pe cele două direcții x și y (vezi Fig.2.15), spotul luminos fiind eliptic. Elipticitatea se poate corecta cu o lentilă astigmatică (care are focale diferite pe x și y) pentru a obține un spot circular. În planul perpendicular pe regiunea activă (pe x) unghiul de divergență este $\theta_x \approx \lambda/d$ unde d este grosimea regiunii active, în timp ce în planul regiunii active (pe direcția y) $\theta_y \approx \lambda/l$, cu l lățimea regiunii active. Pentru o diodă laser

tipică din GaAs la temperatura 77 K, și $\lambda = 0.84 \mu\text{m}$, $d = 1.5 \mu\text{m}$, $l = 100 \mu\text{m}$, se obțin divergențe unghiulare de $\theta_x \cong 20^\circ$ și $\theta_y \cong 0.5^\circ$ (teoretic). În practică $\theta_y \cong 3 - 5^\circ$, iar distribuția unghiulară a radiației este aproximativ Gaussiană pe y , în timp ce în planul perpendicular pe joncțiune distribuția radiației nu este Gaussiană datorită difracției. De remarcat că divergența fasciculului emis este mult mai mare la laserii cu semiconductori decât în cazul altor tipuri de laseri cu mediu activ solid sau gazos în care, datorită dimensiunilor mult mai mari ale regiunii active, divergența unghiulară este de ordinul a 1° .

Pentru a obține de la început un laser cu spot aproximativ circular, se pot folosi structuri de laseri îngropați (vezi Fig.2.16), care au însă o putere de emisie mai mică; puterea poate crește folosind baterii de laseri îngropați. Puterea în impuls a acestor baterii de laseri poate ajunge la zeci de kW, dar coerența globală a fasciculului emis este afectată într-o măsură destul de mare pentru că fasciculele emise de diodele laser componente au o coerență mutuală slabă.

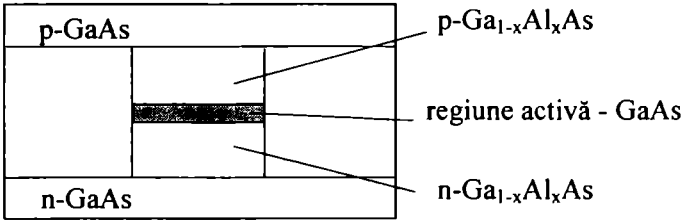


Fig.2.16

La laserii cu emisie verticală (VCSEL) spotul emis este de la început circular, și are o divergență relativ mică, pentru că radiația nu mai este confinată în planul joncțiunii. De aceea, acești laseri au aplicații importante în comunicații optice, deși puterea lor de emisie este mică.

2.7.2. CARACTERISTICA I-V

Joncțiunea p-n fiind echivalentă cu o diodă obișnuită, caracteristica I-V este de tipul [1]

$$I = I_s \{ \exp[a(V - IR_s)] - 1 \}, \tag{2.30}$$

unde I_s este curentul de saturație, R_s rezistența serie, iar $a = e/(\alpha k_B T)$. Valori tipice ale acestor parametri sunt $I_s / S = 2 \times 10^{-11} \text{ A/cm}^2$, unde S este secțiunea transversală, $R_s = 1 - 10 \Omega$, $a = 30 \text{ V}^{-1}$ sau $\alpha = 1.2 - 1.3$. Această formă a caracteristicii I-V este valabilă doar până la prag. După aceea, ar trebui ca $V \cong E_g / e$ să rămână constant, dar în realitate

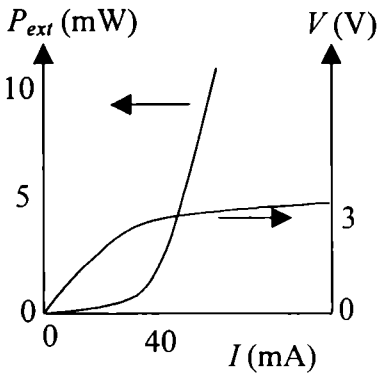


Fig.2.17

$$V = \frac{E_g}{e} + IR_s, \quad (2.31)$$

astfel încât R_s se poate determina din panta dreptei $V = f(I)$ pe porțiunea liniară. O caracteristică tipică I-V arată ca în Fig.2.17.

2.7.3. PUTEREA DISIPATĂ

O parte din puterea de alimentare se disipează în laser sub formă de 1) pierderi prin efect Joule, 2) putere consumată în tranziții neradiative, 3) o parte din radiația emisă este reabsorbită, sau 4) o parte din radiație este transmisă în exterior la reflexia pe oglinzile cavității rezonante. Ultima componentă a pierderilor se ia în considerare definindu-se randamentul cuantic extern al laserului ca

$$\eta_{ext} = \eta_{ci} \frac{\gamma_r}{g_p} = \eta_{ci} \frac{\gamma_r}{\gamma_i + \gamma_r}, \quad (2.32)$$

unde $g_p = \gamma_i - (1/2L) \ln R_1 R_2 = \gamma_i + \gamma_r$, cu γ_r pierderile datorate reflexiei (γ_r este în același timp radiația utilă – extrasă din cavitate – a dispozitivului). γ_r / g_p este raportul între radiația emisă și cea absorbită în interior, astfel încât η_{ext} reprezintă numărul de fotoni emiși în exterior pentru un proces de recombinare (un electron injectat în regiunea de sarcină spațială).

Dacă I este curentul prin laser la tensiunea V , puterea totală disipată se definește ca

$$P_d = (1 - \eta_{ext})IV + I^2 R_s. \quad (2.33)$$

2.7.4. PUTEREA RADIAȚIEI EMISE

Puterea radiației emise se calculează presupunând că toți purtătorii de sarcină de deasupra pragului, deci cei care contribuie la $\Delta I = I - I_p$ produc radiație coerentă. Numărul de fotoni în regiunea activă în unitatea de timp este deci $\Delta I / e$, iar puterea radiației laser emisă în exterior este

$$P_{ext} = \eta_{ext}(I - I_p)V. \quad (2.34)$$

2.7.5. RANDAMENTUL DE CONVERSIE

Randamentul de conversie a energiei electrice în energie luminoasă este definit ca [1]

$$\eta_{conv} = \frac{P_{ext}}{IV} = \frac{P_{ext}}{I(IR_s + E_g / e)} \quad (2.35)$$

(în ultimul termen al ecuației (2.35) s-a folosit caracteristica I-V). Valori tipice pentru η_{conv} sunt de 20% pentru diodele laser din AlGaAs/GaAs la temperatura camerei (crește la 50% la temperatura azotului lichid 77 K), și de doar 2 – 4% pentru laserii cu gaz sau celelalte tipuri de laser cu corp solid (YAG, rubin, etc.).

2.7.6. CARACTERISTICA WATT-AMPER

Această caracteristică se definește în regim staționar de generare a radiației laser (la laserii în regim pulsant se definește ca medie) și caracterizează dependența puterii radiației emise P_{ext} de curentul de injecție, prin panta acestei caracteristici [1]

$$\eta_{WA} = \frac{dP_{ext}}{dI} . \tag{2.36}$$

Dacă η_{WA} ar fi constant, ar rezulta că $P_{ext} = \eta_{WA}(I - I_p)$, deci P_{ext} ar fi proporțional cu I dacă toți parametrii care caracterizează mediul activ și cavitatea optică rezonantă ar fi constanți și n-ar depinde de tipul de injecție. În realitate, dependența lui P_{ext} de I arată ca în Fig.2.18.

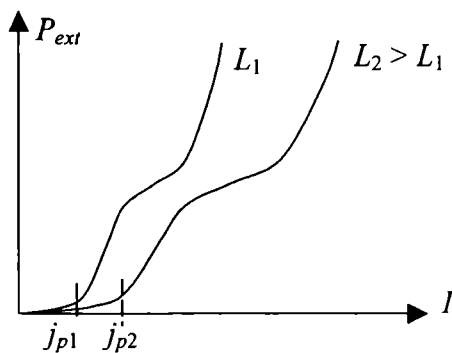


Fig.2.18

Se observă că $j_p \approx L$ (pentru că disiparea puterii este determinantă în funcționarea și deci designul laserului), și că fenomenele fizice care determină comportarea neliniară a P_{ext} cu I încep să se dezvolte practic la aceeași valoare a puterii radiației emise. La nivele mari de injecție comportarea neliniară a P_{ext} cu I se poate datora

- 1) încălzirii regiunii active, care micșorează factorul de amplificare și crește pierderile datorate tranzițiilor neradiative. Panta η_{WA} scade și poate avea loc chiar întreruperea generării radiației laser. Acest fenomen limitează puterea laserilor în regim de funcționare continuă.
- 2) absorbției multifotonice, care crește cu intensitatea radiației și poate duce la o caracteristică $P_{ext} - I$ subliniară.
- 3) scăderii pierderilor interne datorate neomogenității spațiale a mediului activ. La creșterea curentului de pompaj, regiunile cu concentrații mai mici ale purtătorilor de sarcină injectați se restrâng, volumul regiunii active crește, și deci crește eficiența de pompaj, reducându-se totodată împrăștierea radiației pe neomogenitățile spațiale. Acest fenomen duce la o caracteristică $P_{ext} - I$ supraliniară; se observă în general la diodele laser cu suprafață mare, imediat după curentul de prag.
- 4) creșterii eficienței de pompaj datorită scăderii lungimii de difuzie a purtătorilor. La nivele mari de injecție cresc concentrațiile de purtători de neechilibru și deci scade timpul de viață efectivă a lor, astfel încât lungimea de difuzie scade, și scade și fluxul de purtători de sarcină spre suprafețele dispozitivului, unde se pierd prin recombinații neradiative. $P_{ext} - I$ devine supraliniară datorită acestui fenomen.
- 5) autofocalizării în spațiul regiunii active cauzată de creșterea (neliniară) a indicelui de refracție în această regiune. Intensitatea mare a radiației duce la creșterea numărului tranzițiilor stimulate, deci la o depopulare, adică scade local concentrația purtătorilor de sarcină. Această scădere a concentrației de purtători duce la creșterea indicelui de refracție, deci la creșterea locală a

intensității radiației, urmată de creșterea recombinării stimulate, ș.a.m.d. Acest fenomen de autofocalizare influențează negativ eficiența laserilor cu injecție, și poate duce chiar la distrugerea dispozitivului.

2.7.7. CONSTANTE DE TIMP CARACTERISTICE

Laserii cu semiconductori pot funcționa în regim continuu sau în impulsuri depinzând de modul de creștere cu temperatura a curentului de prag și al celui de lucru. Dacă este posibilă atingerea unui regim în care curentul de operare este mai mare decât curentul de prag în condițiile în care temperatura joncțiunii crește cu curentul de lucru și deci curentul de prag crește cu curentul de lucru, laserul poate funcționa în regim continuu. În caz contrar este posibilă doar funcționarea în impulsuri, regim în care curentul de prag poate fi atins la aplicarea unor impulsuri de injecție suficient de abrupte înainte ca temperatura joncțiunii să crească peste valoarea corespunzătoare acestui curent de prag.

Dacă se aplică un impuls de curent unei diode laser se observă două efecte. Mai întâi are loc o întârziere cu τ_i până la apariția radiației laser – acesta este timpul în care se realizează concentrația de purtători de sarcină de neechilibru (inversia de populație). Apoi are loc creșterea intensității radiației emise în τ_c – timp de creștere – până la valoarea maximă în impuls a radiației emise. τ_i și τ_c depind de valoarea curentului.

τ_i crește cu creșterea curentului prin dioda laser. O formulă aproximativă este

$$\tau_i = \tau_r \ln \frac{I}{I - I_p}, \tag{2.37}$$

unde τ_r este timpul de viață al purtătorilor de sarcină determinat de procesele de recombinare radiative, I este valoarea de vârf a curentului în impuls și I_p este valoarea în impuls a curentului de prag. Această relație este valabilă pentru GaAs, la temperatura camerei, pentru $\tau_i \geq 5$ ns, după cum se poate vedea și din Fig.2.19.

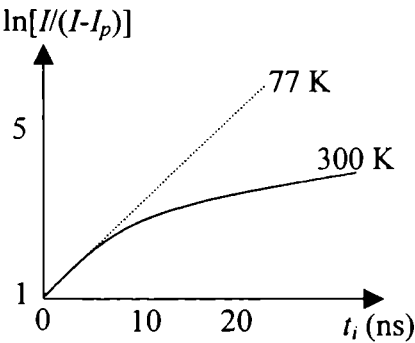


Fig.2.19

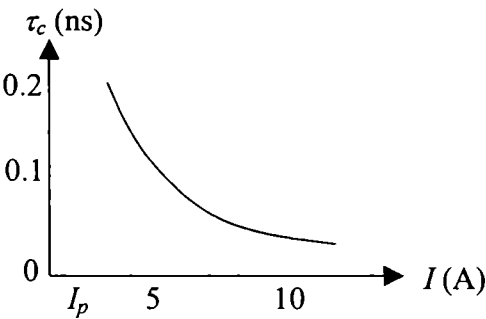


Fig.2.20

Din determinări experimentale se constată că τ_c scade cu creșterea curentului prin dioda (vezi Fig.2.20). Nu există o formulă unică pentru timpul de creștere; el depinde de calitatea cavității rezonante. Pentru un rezonator de calitate (Q mare, $\tau_i \gg \eta_{ci}\tau_r$)

$$\tau_c = \frac{\tau_R}{1 - I_p / I}, \tag{2.38}$$

unde

$$\tau_R = \frac{n/c}{g_p} = \left(\frac{\gamma_i c}{n} - \frac{c}{2nL} \ln R_1 R_2 \right)^{-1} \quad (2.39)$$

este constanta de timp a rezonatorului optic. Pentru un rezonator de calitate slabă (Q mic, $\tau_r \eta_{ci} \gg \tau_R$)

$$\tau_c = \frac{1}{2\eta_{ci}\tau_r} \frac{I_p}{I}. \quad (2.40)$$

2.7.8. DEPENDENȚA DE TEMPERATURĂ A CARACTERISTICILOR LASERILOR CU SEMICONDUCTORI

Parametrii materialelor semiconductoare, deci și cei ai laserilor cu semiconductori, depind puternic de temperatură [1]. De exemplu, I_p crește cu temperatura, deci și concentrația purtătorilor de sarcină crește, și cresc și pierderile optice γ_i (o parte a pierderilor este determinată de absorbția radiației generate pe purtătorii liberi). I_p , pe de altă parte, crește cu temperatura pentru că 1) indicele de refracție al mediului activ crește lent cu temperatura și I_p crește cu n , 2) la creșterea temperaturii crește și grosimea regiunii active care determină creșterea I_p .

Forma aproximativă a dependenței lui I_p de temperatură este $I_p \cong I_0 \exp(T/\Theta)$ (vezi Fig.2.21), unde I_0 este valoarea lui I_p când $T = 0$ K, iar $\Theta = 50 - 110$ K și depinde de nivelul de dopare (crește cu doparea). Această relație se explică prin dependența de temperatură a E_g în semiconductori. La GaAs, de exemplu, pragul de absorbție fundamentală depinde de energia fotonilor ca

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{E_g - h\nu}{E_0}\right), \quad (2.41)$$

unde γ_0 este valoarea coeficientului de absorbție când $h\nu = E_g$, iar E_0 caracterizează distribuția stărilor energetice din vecinătatea BV și BC (distribuția cozilor de stări).

Deoarece $E_g = E_{g0} - aT$, cu $a \cong 5 \times 10^{-4}$ eV/K,

$$\gamma = \gamma_0' \exp(aT/E_0), \quad (2.42)$$

cu $\gamma_0' = \gamma_0 \exp[-(E_{g0} - h\nu)/E_0]$. Curentul de prag I_p este proporțional cu $g_p = \gamma_i - (1/2L) \ln R_1 R_2$. În condițiile în care $\gamma_i > (1/2L) \ln R_1 R_2$,

$$I_p = I_0 \exp(aT/E_0) = I_0 \exp(T/\Theta), \quad (2.43)$$

unde $\Theta = E_0/a$.

De asemenea, deoarece $\eta_{ext} \approx 1/g_p$, în aceeași aproximație

$$\eta_{ext} = \eta_0 \exp(-aT/E_0) = \eta_0 \exp(-T/\Theta). \quad (2.44)$$

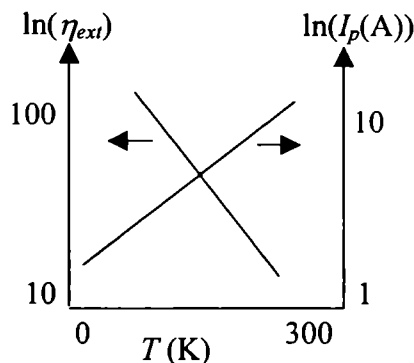


Fig.2.21

Dacă pierderile sunt dominate de alte mecanisme în afara absorbției fundamentale se obține altă dependență de temperatură. Dependența exponențială este însă cea mai întâlnită.

2.8. LASERI CU STRUCTURI MEZOSCOPICE

Spectrul radiației laser emise depinde de densitățile de stări în BC și BV, $g_c(E)$ și $g_v(E)$. Aceste densități de stări variază parabolic cu energia în semiconductorii omogeni, dar au un spectru mult mai confinat în jurul unor energii rezonante (energiile unor stări staționare) dacă în loc de joncțiuni p-n sau heterostructuri se folosesc structuri cu dimensiuni reduse numite și structuri mezoscopice. În structurile mezoscopice purtătorii de sarcină (electroni sau gouri) sunt confinați în gropi de potențial formate în straturi semiconductoare a căror lățime este de ordinul a 100 Å și deci are în general o valoare mai mică decât drumul mediu al purtătorilor în material. În aceste condiții purtătorii de sarcină se mișcă balistic (fără împrăștiere) în structurile mezoscopice. În funcție de numărul de dimensiuni de-a lungul cărora mișcarea purtătorilor este confinată structurile mezoscopice se clasifică în gropi cuantice, fire cuantice sau puncte cuantice. Confinarea densității de stări în jurul unor energii discrete duce la creșterea coeficientului de câștig în structurile mezoscopice [4]. Aceste structuri se fabrică folosind tehnicile de epitaxie cu fascicul molecular (molecular beam epitaxy (MBE)), depunere chimică de vapori (metal organic chemical vapor deposition (MOCVD)), transport hibrid de vapori, etc.

Densitatea de stări $g_c(E)$ în BC pentru un semiconductor omogen arată ca în Fig.2.22, și este dată de [4]

$$g_c(E) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_c} . \quad (2.45)$$

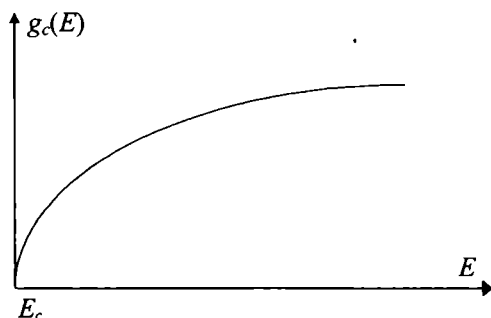


Fig.2.22

O groapă cuantică este formată dintr-o succesiune de straturi subțiri din semiconductori diferiți, astfel încât la interfața a două astfel de straturi marginile BV, respectiv BC, suferă discontinuități (semiconductorii au benzi interzise de lărgimi E_g diferite). Diagrama energetică a BC, de exemplu, într-o groapă cuantică arată ca în Fig.2.23. AlAs este în acest caz barieră pentru mișcarea electronilor, și GaAs este groapă de potențial (pot exista una sau mai multe gropi).

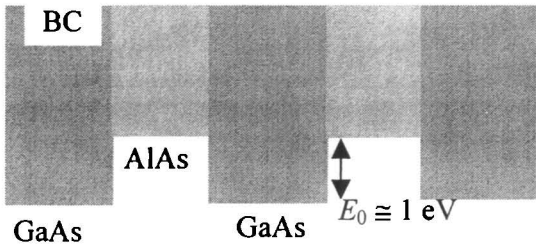


Fig.2.23

Deoarece nivelele energetice ale electronilor într-o groapă cuantică sunt discrete datorită confinării spațiale, tranzițiile au loc în acest caz între nivele discrete din BC și nivele discrete din BV, astfel încât spectrul tranziției este mult mai îngust decât la laserii cu joncțiuni p-n obișnuite. Nivelele discrete din BV și BC între care au loc tranzițiile, precum și poziția nivelelor Fermi în BV și BC, sunt reprezentate în Fig.2.24.

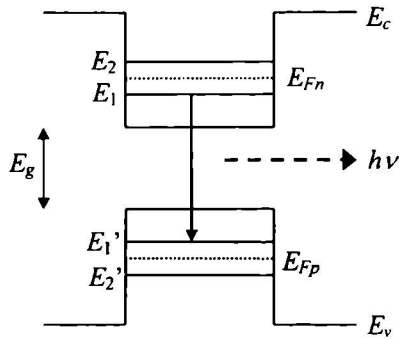


Fig.2.24

$g_c(E)$ pentru electroni într-o groapă cuantică în BC confinată de-a lungul axei z arată ca în Fig.2.25. E_j sunt stările staționare în groapa cuantică (cu linie punctată este reprezentat $g_c(E)$ pentru semiconductorul omogen).

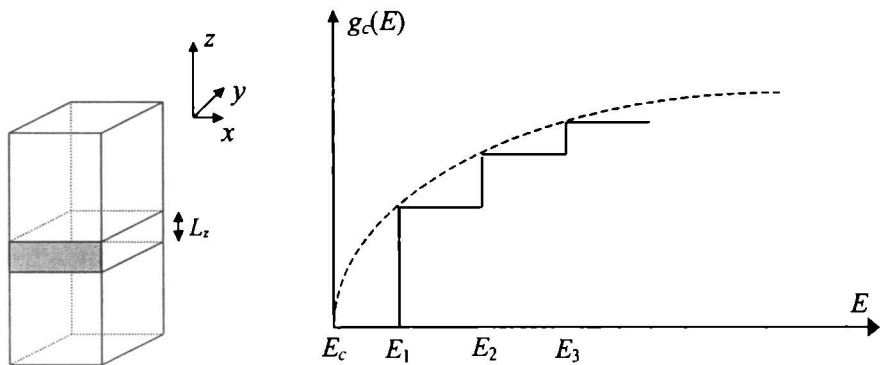


Fig.2.25

$g_c(E)$ se poate calcula dacă se cunoaște spectrul energetic al electronilor din BC. Pentru o barieră de potențial de înălțime infinită nivelele discrete de energie sunt date de

$$E_j = \frac{\hbar^2}{2m_c} \left(\frac{j\pi}{L_z} \right)^2, \quad (2.46)$$

unde m_c este masa efectivă a electronului și j este un întreg. Nivelul de referință al energiei este luat la marginea inferioară a BC, adică este E_c . Deoarece $E_j > 0$, nivelele discrete de energie sunt în interiorul BC.

Densitatea de stări pentru o distribuție arbitrară de energie în spațiul k se poate calcula cu formula generală (vezi cursul de fizica corpului solid)

$$g(E) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\Sigma} \frac{dS}{|\nabla_k E|_{E=\text{const.}}}, \quad (2.47)$$

unde Σ este suprafața în spațiul k pe care energia $E(k)$ este constantă, și integrarea se face pe această suprafață. Pentru groapa cuantică

$$E(k) = \frac{\hbar^2}{2m_c} \left[k_x^2 + k_y^2 + \left(\frac{j\pi}{L_z} \right)^2 \right], \quad (2.48)$$

de unde rezultă o densitate de stări de forma

$$g_c(E) = \frac{m_c}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_j \Theta(E - E_j), \quad (2.49)$$

cu Θ funcția treaptă a lui Heaviside. Pentru $E = E_j$, $g_c(E) = j(m_c / \pi \hbar^2 L_z)$, o valoare identică cu densitatea de stări $g_c(E) = (2m_c / \hbar^2)^{3/2} E^{1/2} / 2\pi^2$ într-un semiconductor omogen pentru aceeași valoare a energiei $E > E_c$ (vezi Fig.2.25).

În gropi cuantice reale numărul nivelelor discrete de energie crește cu creșterea atât a înălțimii barierei cât și a lățimii gropii de potențial. Nivelele de energie nu sunt în general separate cu aceeași valoare, excepție făcând groapa de potențial parabolică (cu o dependență parabolică a energiei potențiale).

Nivelele discrete de energie în BV se calculează analog, dar rezultatele sunt mai complicate datorită prezenței benzilor de goluri ușoare și grele, care se mixează și a căror comportare de-a lungul lui z și perpendicular pe z (direcția de confinare) este diferită.

Dacă mai multe gropi cuantice sunt plasate la distanțe mici, electronii confinați în una din gropi pot sau nu interacționa cu electronii din gropile adiacente. În primul caz electronii sunt localizați într-o singură groapă și transportul lor dintr-o groapă în alta, în prezența unor câmpuri externe, de exemplu, are loc prin tunelare secvențială între gropi adiacente. În al doilea caz gropile cuantice sunt cuplate și structura se numește superlatice cuantică (superlaticea este de obicei o structură periodică de gropi cuantice separate de bariere de potențial). Funcția de undă a electronului într-o superlatice se extinde de-a lungul întregii structuri și stările energetice nu mai sunt discrete ci formează benzi permise și interzise.

$g_c(E)$ pentru electroni într-un fir cuantic confinat de-a lungul axelor x și z arată ca în Fig.2.26 [4]. E_{pq} sunt stările staționare în firul cuantic.

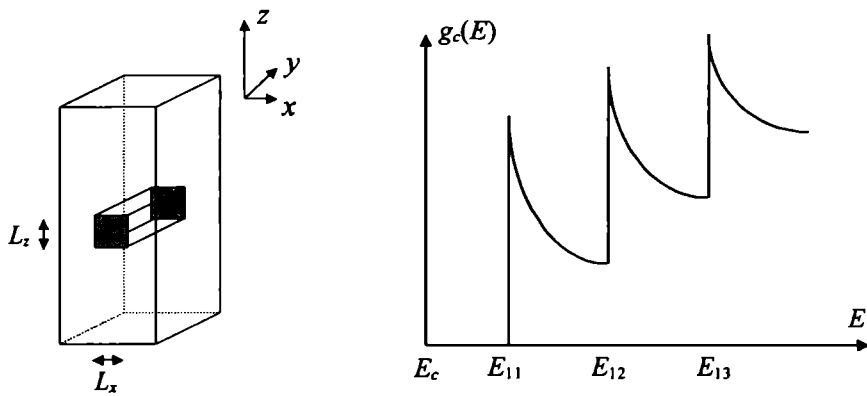


Fig.2.26

Nivelele discrete de energie ale unui electron într-un fir cuantic în BC înconjurat de bariere infinite de potențial sunt

$$E_{pq} = \frac{\hbar^2}{2m_c} \left[\left(\frac{p\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{q\pi}{L_z} \right)^2 \right], \quad (2.50)$$

energia totală este $E = (\hbar^2 / 2m_c) k_y^2 + E_{pq}$, iar densitatea de stări capătă forma (folosind formula generală (2.47))

$$g_c(E) = \frac{1}{\pi L_x L_z} \sqrt{\frac{2m_c}{\hbar^2}} \sum_{p,q} \frac{1}{\sqrt{E - E_{pq}}}. \quad (2.51)$$

$g_c(E)$ pentru electroni într-un punct cuantic confinat de-a lungul celor trei axe x , y și z arată ca în Fig.2.27 [4], unde E_{pqr} sunt stările staționare în firul cuantic date de

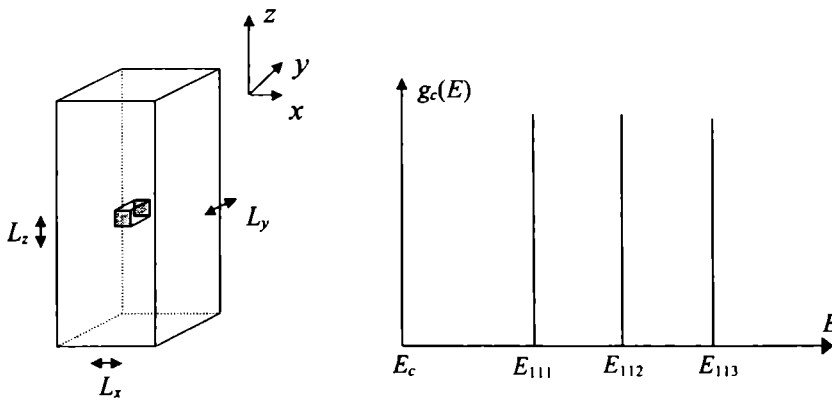


Fig.2.27

$$E_{pqr} = \frac{\hbar^2}{2m_c} \left[\left(\frac{p\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{q\pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{r\pi}{L_z} \right)^2 \right], \quad (2.52)$$

iar densitatea de stări (calculată cu formula (2.47)) este proporțională cu funcția Dirac:

$$g_c(E) = \frac{2}{L_x L_y L_z} \sum_{p,q,r} \delta(E - E_{pqr}). \tag{2.53}$$

2.8.1. LASERI CU STRUCTURI MEZOSCOPICE CA MEDII ACTIVE

Deoarece densitatea de stări în structurile mezoscopice este mai confinată în jurul energiilor rezonante (energiile stărilor staționare), coeficientul de câștig în laserii cu structuri mezoscopice ca medii active este mai mare, iar curentul de prag este mai mic decât la laserii cu injecție cu joncțiuni p-n. (Excitarea în laserii cu structuri mezoscopice se face prin injecție de purtători în majoritatea cazurilor, deși la unele tipuri de laseri se întâlnește și excitarea prin pompare optică cu o radiație de lungime de undă diferită de cea emisă, ca de exemplu la laserii microdisc sau laserii cu rezonatori circulari prezentați în A4.) Pe de altă parte, puterea emisă de laserii care au structuri mezoscopice ca medii active este mai mică pentru că numărul de purtători implicați în tranziții este mai mic. Pentru a evita acest dezavantaj se utilizează structuri periodice uni- sau bi-dimensionale de astfel de laseri, în care puterea emisă este mult mai mare decât cea a unui laser individual; dacă laserii emit coerent puterea totală este (după anumite direcții) mai mare chiar decât suma puterilor emise de laserii individuali. Laserii cu structuri mezoscopice ca medii active sunt preferați față de laserii cu joncțiuni p-n în aplicațiile în care este necesară o rată mare de modulație în frecvență și/sau un curent de prag mic.

Considerând parametrii laserilor cu joncțiuni p-n ca unitate, îmbunătățirea (teoretică) a coeficientului de câștig, densității de curent de prag și benzii de modulație în laserii cu structuri mezoscopice ca medii active este prezentată în Tabelul 2.3 [4]

Tabelul 2.3: Performanțele laserilor cu structuri mezoscopice

parametru	semiconductor omogen	groapă cuantică	fir cuantic	punct cuantic
coeficient de câștig	1	2	3	30
densitate de curent de prag	1	1/3	1/8	1/20
bandă de modulație	1	2	3	5

Laserii cu structuri mezoscopice ca medii active funcționează pe același principiu ca laserii cu joncțiuni p-n: coeficientul de câștig trebuie să fie mai mare decât pierderile interne (trebuie să se realizeze condiția de amplificare a radiației), și mediul activ trebuie să fie pus într-o cavitate Fabry-Perot pentru a se realiza condiția de coerență a radiației emise. Multe alte caracteristici ale laserilor cu structuri mezoscopice, incluzând dependența exponențială cu temperatura a curentului de prag, sunt similare cu cele ale laserilor cu joncțiuni p-n.

Chiar dacă în laserii cu gropi cuantice lungimea de undă a radiației emise este în general independentă de nivelul injecției, ea poate depinde de curentul de injecție dacă dioda laser este crescută pe un substrat piezoelectric. Câmpul piezoelectric al substratului, care nu este total anihilat de câmpul electric aplicat la prag, influențează forma gropii de potențial și nivelul energetic al stărilor discrete. Datorită acestui lucru se poate varia lungimea de undă a radiației emise cu până la 10 nm în diode laser crescute pe un substrat de (111)B GaAs variind curentul de injecție de la 50 la 300 mA.

Pentru o anumită heterostructură, de exemplu GaAs/AlGaAs lungimea de undă a radiației emise depinde și de cât de abruptă este tranziția benzilor de energie la interfața între două straturi din materiale diferite. În particular, printr-un control al intermixării celor două materiale profilul potențialului se poate schimba în mod voit de la unul de tip treaptă la unul parabolic, de exemplu, cu descreșterea simultană a lărgimii gropii cuantice. În acest mod se poate varia lungimea de undă a radiației emise cu până la 65 meV; curentul de prag crește însă cu aproximativ 20% datorită confinării mai slabe a radiației în groapa de potențial.

Coeficientul de câștig în laserii cu structuri mezoscopice se calculează într-un mod similar cu cazul laserului cu joncțiune p-n folosind noile expresii ale densității de stări și introducând în funcțiile de distribuție Fermi-Dirac expresiile energiilor electronilor confinați. Ca rezultat al acestor modificări, coeficientul de câștig g nu mai depinde liniar de j sau de densitatea de electroni N ci are o dependență de tipul [4]

$$g(N) = g_0 \ln(N / N_t), \quad (2.54)$$

unde N_t este așa-numita densitate de electroni de transparență, pentru care $g = 0$. (O dependență liniară a g de N se întâlnește în materiale semiconductoare omogene pentru $N > N_t$.)

Deși în principiu există (și chiar au fost demonstrați experimental) laseri cu fire cuantice și chiar cu puncte cuantice, marea majoritate a laserilor cu medii active mezoscopice sunt laseri cu gropi cuantice. Considerentele sunt în principal de natură tehnologică.

Laserii cu gropi cuantice pot avea una sau mai multe gropi în mediul activ. În primul caz se numesc SQW (single quantum well), iar în al doilea caz MQW (multiple quantum well). În ambele cazuri regiunea activă este separată de un strat intermediar SCH (separate confinement heterostructure) de regiunile dopate p, n care reprezintă sursa de purtători.

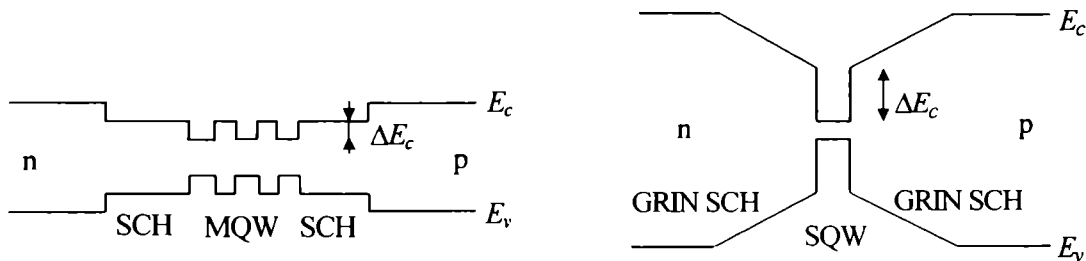


Fig.2.28

Aceste regiuni intermediare, care pot avea benzi de energie constante sau gradate (GRIN SCH) au rolul de a crește gradul de confinare al radiației în regiunea activă, acționând ca ghid de undă pentru radiația optică. În acest mod densitatea de curent de prag scade.

Observație: structurile mezoscopice (gropile cuantice în particular) sunt nedopate, pentru ca nivelele energetice să rămână discrete!

Alegerea între laseri SQW și MQW depinde de valoarea coeficientului de pierderi γ . Deoarece pentru laseri MQW fiecare groapă de potențial are aceeași contribuție la coeficientul de câștig și la partea γ_g din coeficientul de pierderi datorat gropilor (presupun că $\gamma = \gamma_g + \gamma_{SCH}$), condiția de prag pentru laseri MQW cu N gropi cuantice este [4]

$$Ng_p = N\gamma_g + \gamma_{SCH} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right), \quad (2.55)$$

unde g_p , γ_g și γ_{SCH} sunt valorile corespunzătoare unei singure gropi cuantice. Dacă coeficientul de pierderi este suficient de scăzut astfel încât condiția (2.55) să poată fi satisfăcută de coeficientul de câștig dintr-o singură groapă de potențial, se folosește laserul SQW, pentru care curentul necesar realizării inversiei de populație este mai mic decât la laserii MQW (este necesară realizarea inversiei de populație în una, nu în N gropi de potențial). Pentru coeficienți de pierderi mari se folosesc laseri MQW.

Deși multe dintre caracteristicile laserilor cu structuri mezoscopice ca medii active sunt asemănătoare cu cele ale laserilor cu joncțiuni p-n, există și unele diferențe. În particular, laserii cu structuri mezoscopice au configurații specifice, cum ar fi configurația din Fig.2.29 în care emisia radiației are loc pe direcție perpendiculară pe stratul activ. Acești laseri sunt cunoscuți sub denumirea de VCSEL (vertical cavity surface emitting lasers).

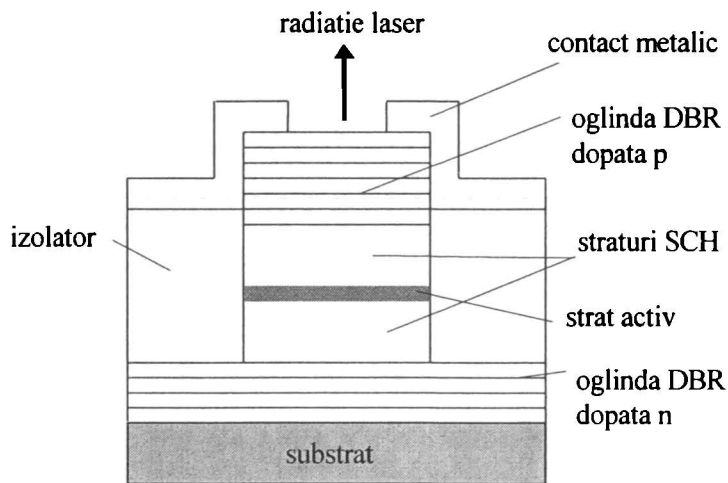


Fig.2.29

Laserii VCSEL au curenți de prag mici, pot fi modulați intern la rate mari de modulație, au un singur mod longitudinal (pentru că au o cavitate de lungime mică), au divergență mică a luminii emise și pot fi fabricați ușor individual sau în structuri periodice uni- sau bidimensionale de laseri care pot fi contactați independent. Oglinzile unui VCSEL sunt de obicei reflectoare Bragg (vezi A8) iar straturile izolatoare laterale asigură confinarea radiației și a purtătorilor de sarcină. Laserii de tip VCSEL au un potențial important de aplicații în transmisia optică a informației, principalul lor dezavantaj fiind problemele termice. Temperatura în zona activă poate fi cu până la 25–30 °C mai mare decât temperatura substratului [5], această diferență fiind de numai 2–5 °C pentru laseri cu alte geometrii. Această încălzire a regiunii active poate avea ca și consecință deplasarea lungimii de undă selectate de cavitate și a celei corespunzătoare maximului curbei de câștig, în general cu rate diferite; deci alinierea acestor lungimi de undă (vezi Capitolul 3) poate fi distrusă odată cu creșterea curentului de injecție dacă nu se folosește un design corespunzător al structurii [6]. O proprietate specifică acestui tip de laser este posibilitatea de a emite radiație coerentă pentru un curent de prag practic nul, dacă dimensiunile cavității rezonante sunt suficient de mici astfel încât și densitatea de stări a fotonilor să se modifice de la o funcție continuă la una de tip treaptă [7] (este o modificare similară cu cea suferită de densitatea de stări a electronilor în gropi cuantice datorită aceluiași efect: confinarea funcției de undă).

În anumite configurații de laseri radiația poate fi emisă pe direcție perpendiculară pe regiunea activă și prin diferite proceduri de extragere a radiației emise în planul joncțiunii. În acest tip de laseri, numiți laseri cu emisie de suprafață, radiația poate fi extrasă pe direcție perpendiculară cu ajutorul unor rețele de difracție încorporate în regiunea activă [8] (vezi Fig.2.30a) (extracția

radiației se face în acest caz printr-o fereastră săpata deasupra regiunii active) ca la laserii cu feedback distribuit (vezi A8) sau situate la distanță mică de aceasta [9] (Fig.2.30b). În ultimul caz modurile rețelei sunt cuplate evanescent la modurile laserului.

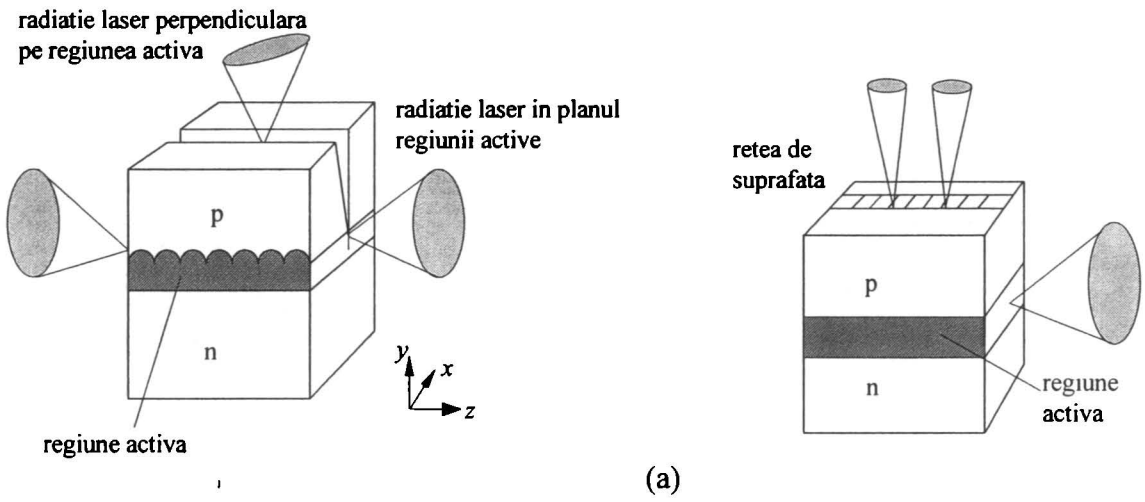


Fig.2.30

În ambele cazuri radiația este extrasă după o direcție ce face unghiul

$$\theta = \arcsin[(kn_{ef} - 2\pi / \Lambda)/(kn)] \tag{2.56}$$

cu axa y , unde n este indicele de refracție al mediului exterior, n_{ef} este indicele de refracție efectiv al mediului activ, k este numărul de undă al radiației emise ce corespunde unei lungimi de undă λ și Λ este perioada rețelei. Se observă că nu există emisie pe direcție perpendiculară pe regiunea activă dacă $\Lambda = \lambda/(2n_{ef})$, caz în care rețeaua funcționează ca reflector Bragg (vezi A8) și este numită rețea de ordinul întâi. Dacă $\Lambda = \lambda/n_{ef}$ rețeaua este de ordinul doi, și este o rețea rezonanta în sensul că are loc atât emisia de suprafață cât și un feedback optic. În acest caz radiația este emisă perpendicular pe regiunea activă. Reflectivitatea structurii periodice descrește rapid dacă $\Lambda > \lambda/n_{ef}$. Relația (2.56) sugerează posibilitatea variației unghiului de emisie dacă lungimea de undă a radiației laser este modificată.

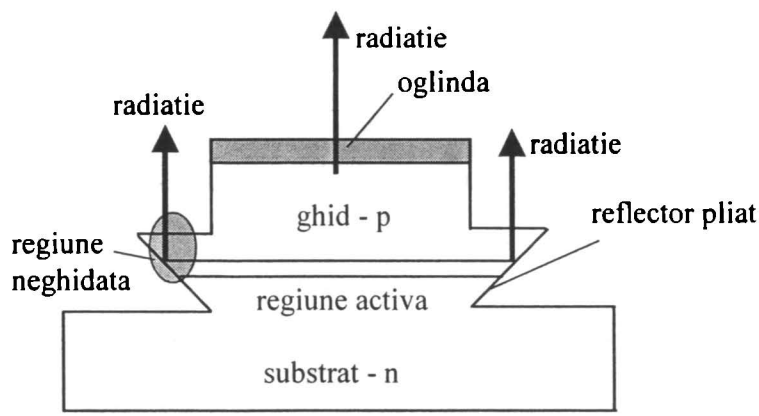


Fig.2.31

Un alt tip de laseri cu emisie verticală – laserul cu cavitate pliată – este prezentat în Fig.2.31 [10]. Laserii cu emisie de suprafață cu cavitate pliată (surface emitting lasers with folded cavity) sunt, ca și laserii VCSEL, surse de radiație cu divergență mică, și sunt folosiți de asemenea pentru transmiterea și prelucrarea semnalelor optice. Acești laseri au încorporate în cavitatea pliată oglinzi la 45° (reflectori pliați), radiația fiind emisă atât prin oglinda superioară cât și datorită cavității pliate. În comparație cu laserii cu emisie în planul joncțiunii, la cei cu cavitate pliată apar surse suplimentare de pierderi datorate difracției luminii în regiunea neghidată, puterii pierdute datorită imperfecțiunilor oglinzii și pierderilor datorate împrăștierei. Totuși eficiența externă a acestor laseri cu mediul activ de tip SQW SCH este de aproximativ 70-75%, iar densitatea de curent de prag poate atinge 112.5 A/cm^2 pentru o lungime a cavității de 800 nm. Divergența unghiulară a luminii emise pe direcția paralelă și perpendiculară pe regiunea activă este de 10° și 40° , respectiv, valori comparabile cu cele de la laserii cu joncțiuni p-n.

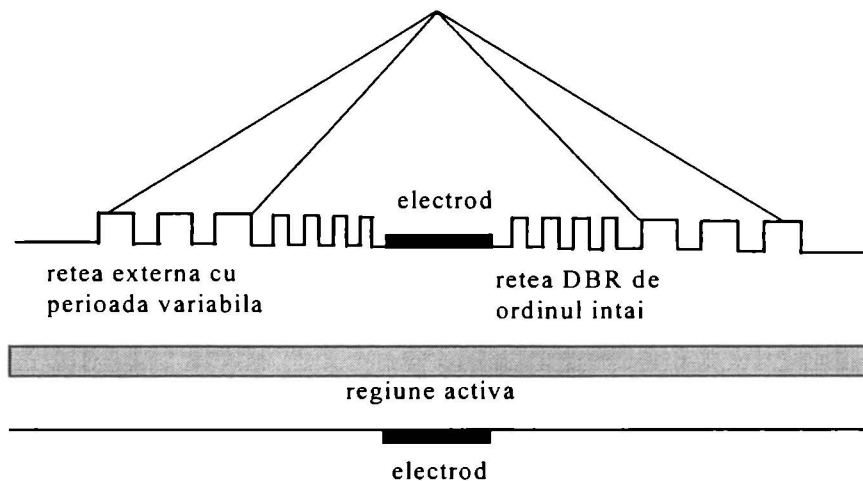


Fig.2.32

Laserii cu emisie de suprafață pot emite o radiație cu putere mare, divergență mică și simetrie circulară dacă radiația emisă este focalizată cu ajutorul unui cuplor cu rețea, ca în Fig.2.32 [11]. Rețeaua circulară constă din două secțiuni care pot fi optimizate independent, prima (cea din interior) având rolul de reflector Bragg pentru laser, iar secțiunea exterioară a rețelei extrage radiația din cavitate. Radiația produsă în partea centrală a structurii și care se propagă în direcție radială poate fi focalizată dacă rețeaua de extracție are periodicitate variabilă (vezi Capitolul 4). Cele două secțiuni ale rețelei de difracție pot fi înlocuite cu o singură rețea care să îndeplinească cele două funcțiuni: să fie simultan rețea de difracție de ordin doi pentru radiația paralelă cu suprafața dispozitivului și rețea de ordin întâi pentru radiația perpendiculară pe suprafață. Pentru aceasta perioada rețelei trebuie să fie egală cu lungimea de undă a radiației în regiunea rețelei.

Pentru a scădea coeficientul de câștig de prag și deci a scădea j_p , o soluție este și de a stresa materialul. Stresul este datorat diferenței între constantele de rețea ale materialului barierei și gropii cuantice; pentru grosimi ale stratului mai mici decât o valoare critică nu se formează dislocații datorită stresului de la interfața a două materiale cu latici diferite. Dar în astfel de materiale BC și BV pentru goluri ușoare și grele sunt deplasate, lărgimea benzii interzise este modificată, degenerarea între goluri ușoare și grele pentru $k = 0$ dispare, și masa efectivă a golurilor, respectiv densitatea lor de stări se modifică [12]. Calcule detaliate arată că coeficientul de câștig de prag scade cu până la 50% într-un laser cu AlGaInP, de exemplu, pentru o modificare a laticii datorată stresului de 0.5% [13]. Rezultatele sunt diferite pentru stres compresiv și dilatativ (compressive strain și tensile strain). Pentru a mări siguranța în funcționare a laserilor cu stres aplicat, se folosesc

structuri cu stres compensat, adică în care stresul compresiv și dilatativ se compensează, cel puțin parțial [14]. În acest caz un tip de stres este aplicat pe groapa cuantică și celălalt tip pe barieră.

2.8.2. LASERI CU TUNELARE

Pot exista laseri în care tranzițiile au loc între nivele discrete din aceeași bandă, BC sau BV, și la care poate participa doar un singur tip de purtători de sarcină. Acești laseri funcționează în domeniul infraroșu (IR) îndepărtat ($h\nu$ este mult mai mic decât la laserii pe bază de tranziții între BV-BC sau între nivele discrete din aceste benzi) și au de asemenea un spectru foarte îngust pentru că tranzițiile au loc din nou între nivele discrete.

Acești laseri se bazează pe fenomenul de tunelare a electronilor dintr-o parte în alta a unei structuri care constă din gropi și bariere de potențial. (Tunelarea este fenomenul de traversare cu energie constantă a unei bariere de potențial, impenetrabilă din punct de vedere classic.) Deplasarea electronilor într-o astfel de structură se face prin tunelare în cazul în care energia lor are valori mai mici decât bariera de potențial de la interfața dintre groapa și bariera de potențial, E_0 . Contrar așteptărilor, transmisia printr-o astfel de structură poate avea valori mari, chiar egale cu 1, pentru anumite energii. Un exemplu tipic de curbă de transmisie este dat în Fig.2.33.

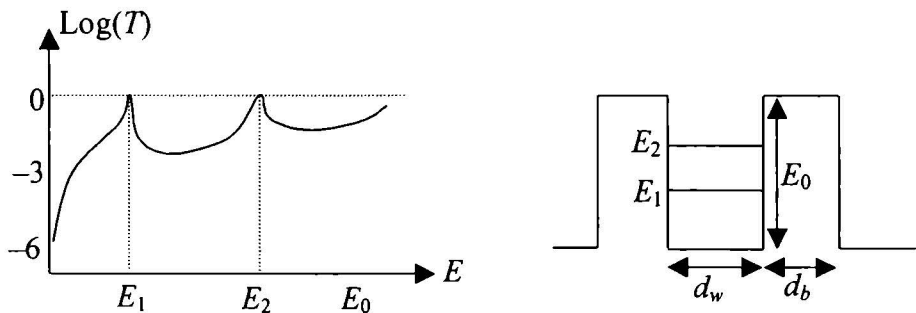


Fig.2.33

Pozițiile energetice ale maximelor curbei de transmisie, E_1 și E_2 , corespund formării unor stări staționare în groapa de potențial de înălțime E_0 . Energiile acestor stări sunt valorile proprii ale Hamiltonianului asociat mișcării purtătorilor de sarcină. Stările energetice staționare sunt înguste, deci și transmisia la aceste energii este îngustă. Lățimea gropii de potențial d_w și lățimea barierei de potențial d_b sunt cuprinse în intervalul 20–200 Å. Curba de transmisie are valori mari doar dacă am cel puțin doua bariere de potențial separate printr-o groapă, ca în Fig.2.33. În acest caz structura se numește rezonantă.

Trecerea electronilor printr-o structură rezonantă de tipul celei de mai sus (tunelarea electronilor) la energii corespunzătoare stărilor staționare din groapă se numește tunelare rezonantă. Numărul și poziția energetică a maximelor transmisiei depinde de lățimea gropii și înălțimea barierei; numărul stărilor crește cu creșterea lățimii gropii și cu creșterea înălțimii barierei. Dacă s-ar putea realiza inversia de populație între stările staționare s-ar putea realiza un laser cu un spectru foarte îngust.

Observație: Nivelele staționare nu au populație proprie, nu sunt stări de echilibru! La echilibru termic populația nivelelor E_1 și E_2 sunt formate din purtători de sarcină în tranziție dintr-o parte în alta a structurii rezonante.

Discuția referitoare la inversia de populație se pune acum în termeni de probabilități de tranziție între cele două nivele, respective timpi de viață ai acestor nivele, egale cu inversul probabilităților de tranziție. În condiții normale, timpul de viață al stării inferioare, τ_1 , este întotdeauna mai mare ca cel al stării superioare, τ_2 , iar densitățile de populație respective se află în relația $N_1 > N_2$. Din relația de incertitudine, lățimea energetică a E_1 , ΔE_1 , este mai mică decât

ΔE_2 (lăţimile energetice sunt reprezentate în Fig.2.34 prin grosimea liniilor care reprezintă stările staţionare).

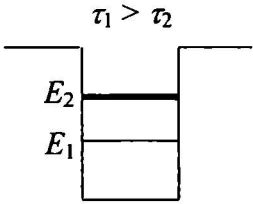


Fig.2.34

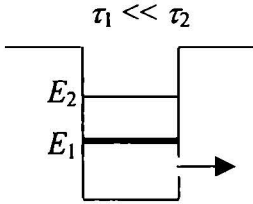


Fig.2.35

Pentru o inversie de populaţie semnificativă este necesar ca $\tau_1 \ll \tau_2$. Cea mai simplă metodă de realizare a acestei condiţii este practicarea unei ‘ferestre’ la marginea inferioară a gropii, astfel încât să existe posibilitatea ca funcţia de undă electronică să se extindă dincolo de groapa de potenţial [15](vezi Fig.2.35).

Practic, așa ceva se poate realiza într-o structură cu mai multe bariere si gropi de potenţial. ‘Fereastra’ este în acest caz prezenţa celei de-a doua gropi separată de prima printr-o barieră îngustă. Structura poate fi simetrică sau nu, şi la echilibru arată ca în Fig.2.36.

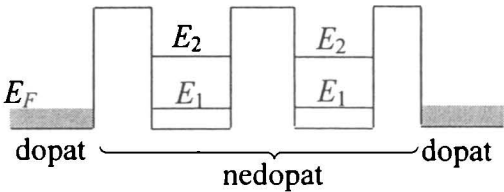


Fig.2.36

Dacă structura are gropi identice, ‘ferestrele’ pentru nivelele din prima groapă (posibilitatea de tunelare rezonantă pe nivelele din a doua groapă) sunt deschise simultan pentru cele două nivele, astfel încât nu se poate realiza o inversie de populaţie. Dacă se aplică pe structură o diferenţă de potenţial, diagrama nivelelor energetice se modifică şi arată ca în Fig.2.37.

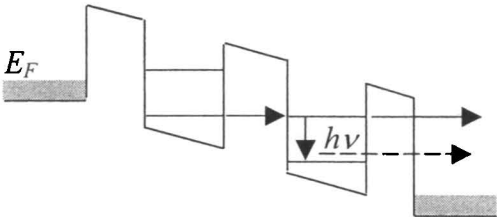


Fig.2.37

Regiunea dopată, aflată la o energie potenţială mai mare este emitor, iar cea la o energie potenţială mai mică este colector de electroni. Structura mesoscopică nu este dopată, pentru ca nivelele energetice să rămână discrete.

Dacă nivelul inferior al primei gropi se află aproximativ la nivelul Fermi al emitorului, după cum se arată şi in Fig.2.37, electronii din emitor tunelează prin nivelul inferior de energie al primei

gropi cuantice și ajung în condiții rezonante pe nivelul superior al celei de-a doua gropi de potențial. Odată ajunși pe acest nivel, E_2 , electronii au următoarele posibilități [16-19]:

- 1) să efectueze tranziții radiative pe E_1 , emițând un foton de energie $\hbar\omega = E_2 - E_1$,
- 2) să efectueze tranziții neradiative pe E_1 , însoțite de emisia unui fonon, într-un timp de relaxare τ_{21} ,
- 3) să tuneleze în colector într-un timp τ_{12} .

Dacă neglijăm ultima posibilitate pe baza faptului că nu există un nivel energetic în apropiere de E_2 pe care să aibă loc o tunelare rezonantă (singura posibilitate pentru a avea timpi de tunelare mici), atunci densitatea electronilor de pe cele două nivele ale gropii de potențial în care are loc tranziția laser satisfac, în prezența unui curent de injecție j din emitor, sistemul de ecuații

$$\begin{aligned}\frac{\partial N_2}{\partial t} &= \frac{j}{e} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - gF, \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} &= \frac{N_2}{\tau_{21}} + gF - \frac{N_1}{\tau_{11}}.\end{aligned}\tag{2.57}$$

În (2.57) F este densitatea de fotoni, g este coeficientul de câștig pentru tranzițiile intersubbenzi, τ_{11} este timpul de tunelare de pe nivelul laser inferior și $1/\tau_{21}$ este rata tranzițiilor intersubbenzi neradiative. Condiția $\tau_{12} \gg \tau_{11}$ poate fi realizată printr-o proiectare adecvată a structurii. O inversie a populației între nivelele 1 și 2, $N_2 > N_1$, este posibilă când $\tau_{21} \gg \tau_{11}$, condiție care poate fi îndeplinită când 1) nivelele de energie ale gropii de potențial sunt astfel încât $E_2 - E_1$ este mai mic decât energia fononilor optici (se inhibă astfel mecanismul de relaxare neradiativ alternativ care poate fi important) sau 2) prin folosirea unei regiuni active tip MQW în care tranzițiile laser să aibă loc între nivele separate spațial (între nivele aparținând la două gropi de potențial adiacente). În ultimul caz tranzițiile laser sunt numite diagonale și τ_{21} este crește semnificativ pentru că trebuie realizat un transfer mare de moment pentru ca tranzițiile neradiative să aibă loc.

O valoare mare a parametrului τ_{21} implică de asemenea o bună eficiență cuantică internă a procesului laser, eficiență definită ca

$$\eta_{ci} = \frac{\tau_{21}}{\tau_{21} + \tau_{rad}} \approx \frac{\tau_{21}}{\tau_{rad}(1 + \tau_{21}/\tau_{rad})} \approx \frac{\tau_{21}}{\tau_{rad}},\tag{2.58}$$

unde $\tau_{rad} \gg \tau_{21}$ este timpul de tranzit al procesului radiativ. Eficiența cuantică are o valoare foarte mică, de $\eta_{ci} \cong 3 \cdot 10^{-4}$, în laserii cu tunelare realizați experimental, eficiență care este totuși mult mai mare (cu aproximativ trei ordine de mărime) decât pentru orice altă metodă de a genera radiație coerentă în domeniul spectral în care acești laseri funcționează. În acest domeniu – IR îndepărtat, corespunzând unor lungimi de undă mai mari ca $10 \mu\text{m}$ – nu există surse de lumină coerentă eficiente. Eficiența laserilor cu tunelare este cu atât mai mare cu cât temperatura de operare este mai mică.

Curentul de prag tipic pentru laserii cu tunelare atinge $j_p \cong 5 \text{ kA/cm}^2$, iar dependența lui de temperatură este de aceeași formă ca și pentru laserii cu tranziții intrabenzi: $j_p \approx \exp(T/T_0)$, unde temperatura caracteristică T_0 este de ordinul a 100 K. Nu numai curentul de prag ci și lărgimea spectrului radiației emise crește cu temperatura, în timp ce puterea emisă scade cu temperatura.

Intensitatea radiației emise crește dacă am o cascadă de astfel de laseri cu gropi cuantice, colectorul unei gropi cuantice acționând ca emitor pentru groapa cuantică următoare. Laserul în acest caz se numește laser în cascadă [16-19]. Un exemplu de structură cu gropi neidentice este prezentat în Fig.2.38.

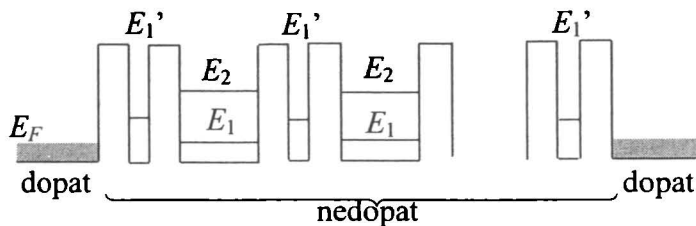


Fig.2.38

Grosimea gropilor se alege astfel încât la echilibru ($V = 0$) $E_1' = (E_1 + E_2)/2$. Atunci, la aplicarea unei tensiuni exterioare, diagrama benzilor energetice se modifică ca în Fig.2.39. Pot exista 60–80 astfel de perioade.

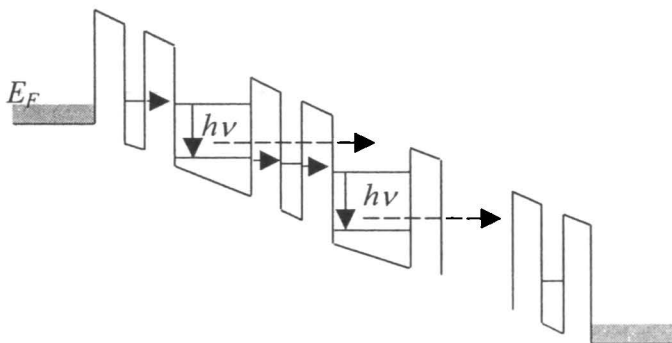


Fig.2.39

Pentru a funcționa în cascadă regiunile colectoare (nu și regiunile active!) trebuie să fie dopate din două motive: 1) să termalizeze purtătorii înainte ca aceștia să fie injectați în următoarea regiune activă, 2) să confineze radiația optică. Radiația optică nu poate fi confinată doar de efectul de ghidare al regiunilor active cu indice de refracție mai mare pentru că lungimea de undă a radiației emise ($\cong 10 \mu\text{m}$) este mult mai mare decât dimensiunile regiunii active. O confinare eficientă a radiației emise se poate realiza doar dacă frecvența acesteia este mai mică decât frecvența plasmei electronilor liberi din regiunea dopată a colectorului.

Laserii cu cascadă pot opera atât în regim continuu cât și în pulsuri, puterile emise având valori tipice de 30-60 mW, depinzând de temperatură. Pentru acest tip de laseri s-a demonstrat experimental și posibilitatea de funcționare la temperatura camerei.

Structura prezentată mai sus funcționează la $V > 0$. Pot exista structuri care funcționează pentru ambele polarități ale câmpului electric aplicat: $V > 0$ și $V < 0$. Un exemplu de astfel de structură este prezentat în Fig.2.40.

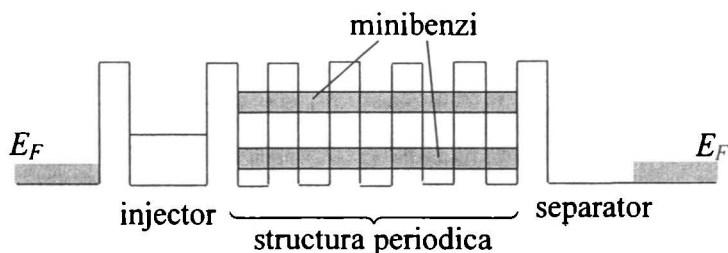


Fig.2.40

Minibenzile apar datorită unirii, în structura periodică, a nivelelor de impurități din fiecare groapă (structura periodică este dopată în acest caz). Pentru a explica cum funcționează dispozitivul prezentat mai sus, presupunem că întreaga cădere de potențial cade pe injector și separator (nedopate).

Dacă $V > 0$ (vezi Fig.2.41), starea staționară a injectorului este aliniată la banda superioară a regiunii periodice (active), astfel încât populația acesteia crește (aici avem populație de echilibru inițială, pentru $V = 0$!). Apare astfel inversia de populație. Populația nivelului inferior al regiunii active ar crește și ea pentru că se află aproximativ la nivelul Fermi al colectorului, în condiții de echilibru – de aceea este necesar separatorul.

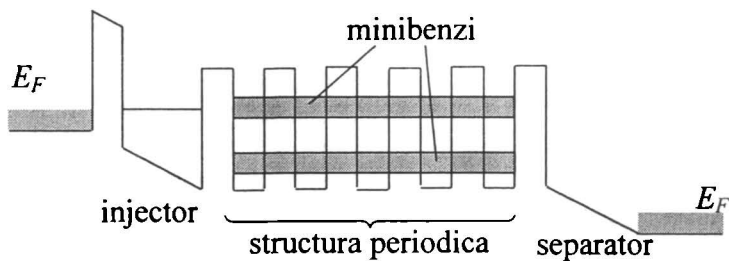


Fig.2.41

Dacă $V < 0$ inversia de populație se realizează prin tunelarea rezonantă a nivelului injectorului (care joacă acum rol de ‘fereastră’). Această situație este ilustrată în Fig.2.42. Pot exista diverse combinații de astfel de laseri cu benzi aliniate.

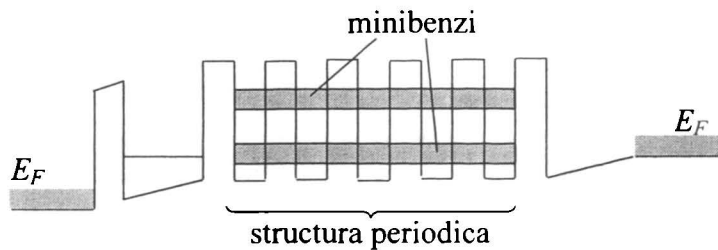


Fig.2.42

Deși ne-am referit până acum doar la laseri în care tranzițiile au loc între nivele din BC, există și materiale, de exemplu cristale de p-Ge, în care tranziții laser au loc între subbenzile corespunzătoare golurilor ușoare și grele din BV [20]. În acești laseri inversia de populație se realizează când golurile ușoare nu pot emite fononi optici dar golurile grele pot, și deci golurile grele pot ajunge în banda golurilor ușoare. Pentru aceasta este necesar ca energia golurilor grele să fie în rezonanță cu energia fononilor optici ($\cong 37$ meV) sau să fie un multiplu al acesteia, în timp ce energia golurilor ușoare trebuie să fie mai mică decât 37 meV.

Până acum ne-am referit la laseri pe bază de heterostructuri de tip I. Heterostructurile se pot clasifica în două tipuri: I și II, după cum urmează:

- heterostructuri de tip I sunt cele în care electronii și golurile sunt confinați în același strat al heterostructurii. În acest caz purtătorii de sarcină implicați în traversarea heterostructurii sunt de un singur tip: electroni sau goluri. Heterostructuri de tip I sunt GaAs/AlAs, GaAs/AlGaAs.
- la heterostructurile de tip II un strat joacă rolul de groapă (barieră) cuantică pentru electroni (goluri) iar stratul adiacent este groapă (barieră) pentru goluri (electroni). În acest tip de

heterostructuri ambele tipuri de purtători de sarcină sunt implicate în traversarea heterostructurii. Exemplu de heterostructură de tip II : InAs/AlSb/GaSb.

Pentru o mai buna intelegere a diferentei intre heterostructurile de tip I si tip II am reprezentat in Fig.2.43 schema benzilor energetice pentru aceste heterostructuri.

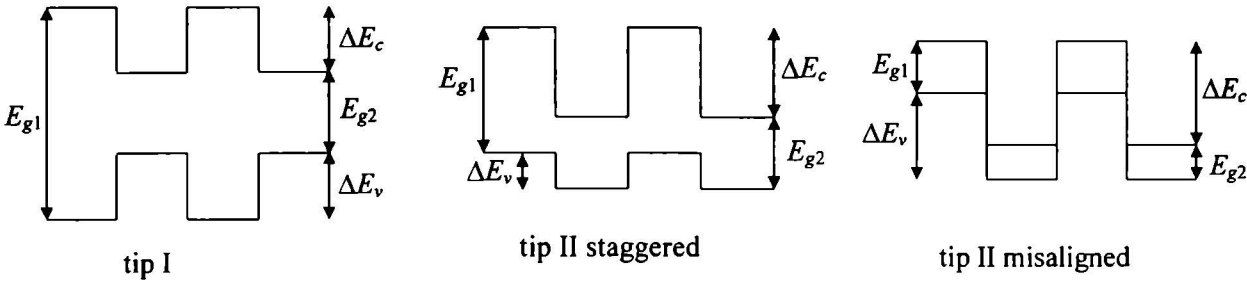


Fig.2.43

Laseri cu tunelare s-au fabricat și cu heterostructuri de tip II [21]; aceștia pot fi chiar mai eficienți decât laserii pe bază de heterostructuri de tip I deoarece confinarea purtătorilor poate fi mult îmbunătățită. Densitatea de curent de prag pentru acești laseri este de ordinul a 100 A / cm², temperatura caracteristică fiind de ordinul a câtorva sute de K.

În afară de heterostructurile de tip I și II, în care un singur tip de purtători de sarcină participă la procesul de emisie al luminii, pot exista laseri în IR îndepărtat la care să participe purtători de sarcină de ambele tipuri, fără ca tranzițiile să se realizeze între BV și BC ale unui semiconductor. Aceștia sunt așa numiții laseri cu heterostructuri politip, adică heterostructuri de tip I și II [22-23]. Structurile politip funcționează ca laseri pe baza acelorași principii, singura diferență fiind că groapa cuantică activă și cea care are rolul de a extrage purtătorii de pe nivelul laser inferior sunt în benzi diferite. Un exemplu de structură de laser politip este prezentată în Fig.2.44.

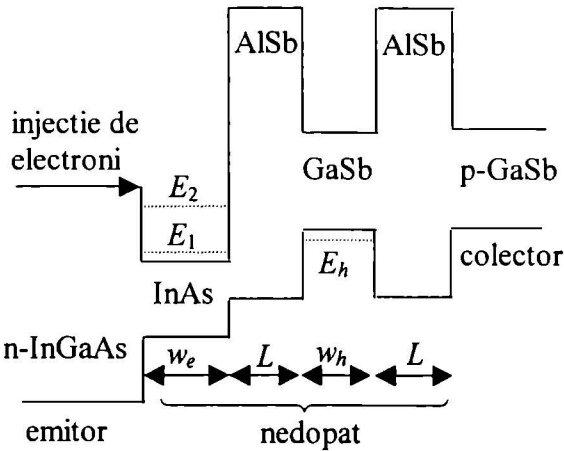


Fig.2.44

Valori tipice ale parametrilor din Fig.2.44 sunt $w_e = 70-120 \text{ \AA}$, $L = 15-30 \text{ \AA}$, $w_h = 120 \text{ \AA}$. Prima groapă de potențial este proiectată astfel încât să aibă două nivele rezonante. A doua groapă are un nivel E_h . De fapt în GaSb există două gropi cuantice: una în BC, alta în BV. Doar ultima joacă un rol în emisia laser. Fereastra se datorează lui E_h .

Printr-o alegere corespunzătoare a lăţimii primei gropi E_2 poate fi împins în banda interzisă a structurii de la dreapta sa iar E_1 poate fi adus aproximativ în dreptul lui E_h , astfel încât electronii din E_2 ajung în colector doar datorită tranziţiei pe E_1 şi apoi tunelare. La echilibru $E_h > E_1$ astfel încât aceste nivele se aliniază perfect pentru o anumită tensiune.

Inversia de populaţie, similar ca la laserii cu tunelare pe bază de heterostructuri de tip I şi II, este dată de

$$\Delta N \approx \tau_{21} - \tau_{11}, \quad (2.59)$$

unde τ_{21} este timpul total de relaxare de pe E_2 pe E_1 , şi τ_{11} este timpul necesar electronului de pe E_1 să iasă din prima groapă cuantică prin tunelare.

Realizarea inversiei de populaţie se poate realiza şi între nivele din BV, aşa cum se poate vedea şi în structura prezentată în Fig.2.45.

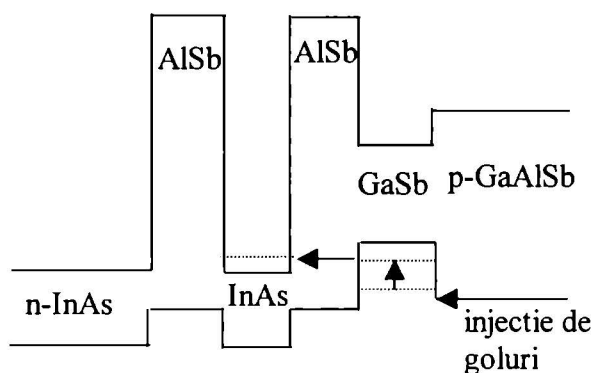


Fig.2.45

BIBLIOGRAFIE

- [1] S. Nan, I. Munteanu, Gh. Băluță, Dispozitive fotonice cu semiconductori, Editura Tehnică, 1986
- [2] N. Tomozeiu, Introducere în optoelectronica integrată, Editura Universității București, 1998
- [3] A. Yariv, Optical Electronics, CBS College Publishing, New York, 1985, 3rd edition
- [4] D. Dragoman, M. Dragoman, Advanced Optoelectronic Devices, Springer, Berlin-Heidelberg, 1999
- [5] K. Tai, R.J. Fisher, C.W. Seaburry, N.A. Olsson, T.C. Huo, Y. Ota, A.Y. Cho, Room temperature continuous wave vertical cavity surface emitting GaAs injection lasers, Appl. Phys. Lett. **55**, 2473–2475, 1989
- [6] E. Goobar, M.G. Peters, G. Fish, L.A. Coldren, Highly efficient vertical-cavity surface-emitting lasers optimized for low temperature operation, IEEE Photon Technol. Lett. **7**, 851–853, 1995
- [7] I. Vurgaftman, J. Singh, Steady state performance of microcavity surface-emitting laser with quantum confinement of electrons and photons. Appl. Phys. Lett. **64**, 1472–1474, 1994
- [8] K. Mitsunaga, M. Kameya, K. Kojima, S. Noda, K. Kyuma, K. Hamanaka, T. Nakayama, CW surface-emitting grating-coupled GaAs/AlGaAs distributed feedback laser with very narrow beam divergence, Appl. Phys. Lett. **50**, 1788–1791, 1987

- [9] A. Golshani, A. Köck, S. Freislehen, C. Gmachl, E. Gormick, L. Korte, Adjustable surface emission from AlGaAs/GaAs laser diodes based on first-order-grating coupled surface mode emission, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2312–2314, 1996
- [10] Y. Cheng, G.M. Yang, P.D. Dapkus, Folded-cavity surface-emitting InGaAs-GaAs lasers with low-threshold current density and high efficiency, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **7**, 1104–1106, 1995
- [11] S. Kristjansson, M. Li, N. Erksson, M. Hagberg, K.J. Killins, A. Larsson, Circular grating coupled DBR laser with integrated focusing outcoupler, *IEEE Photon Technol. Lett.* **9**, 416–418, 1997
- [12] C.S. Chang, S.L. Chuang, Modeling of strained quantum well lasers with spin orbit coupling, *IEEE Selected Topics Quantum Electron.* **1**, 218–229, 1995
- [13] S. Kamiyama, T. Venoyama, M. Mannoh, Y. Bann, K. Ohnaka, Analysis of GaInP quantum lasers, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 1369–1369, 1994
- [14] T. Fukunaga, M. Wada, T. Hayakawa, Reliable operation of strain-compensated 1.06 μm InGaAs/InGaAsP/GaAs single quantum well lasers. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 248–250, 1996
- [15] R.Q. Yang, J.M. Xu, Bound and quasibound states in leaky quantum wells, *Phys. Rev. B* **46**, 6969–6974, 1992
- [16] C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D. Sivco, A. Hutchinson, A.Y. Cho, Mid-infrared (8.5 μm) semiconductor lasers operating at room temperature, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 295–296, 1997
- [17] C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D. Sivco, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho, Pulsed and continuous wave operation of long infrared ($\lambda = 9.3 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 89–93, 1997
- [18] J. Faist, F. Capaso, D. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho, Quantum cascade laser, *Science* **264**, 553–556, 1994
- [19] J. Faist, F. Capaso, C. Sirtori, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, A.L. Hutchinson, S.N. Chu, A.Y. Cho, High power mid-infrared ($\lambda \approx 5\mu\text{m}$) quantum cascade laser operating above room temperature, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3680–3682, 1996
- [20] E. Bründermann, A.M. Linhart, H.P. Röser, O.D. Dubon, W.L. Hausen, Miniaturization of p-Ge lasers: progress toward continuous wave operation, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1356–1361, 1996
- [21] J.R. Meyer, C.A. Hoffman, F.J. Bartoli, L.R. Ram-Mohan, Type II quantum well lasers for mid-wavelength infrared, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 757–759, 1995
- [22] R.Q. Yang, J.M. Xu, Population inversion through resonant interband tunneling, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 181–183, 1991
- [23] R.Q. Yang, J.M. Xu, Analysis of transmission in polytype interband tunneling heterostructures, *J. Appl. Phys.* **72**, 4714–4726, 1992

3. SELECTAREA MODURILOR ȘI OPERAREA LASERULUI

Teoria prezentată în acest capitol, atât pentru mode-locking cât și pentru funcționarea în regim de comutare a factorului de calitate Q , este valabilă pentru orice tip de laser. Pentru laserii cu semiconductori selectarea și operarea laserului are însă o importanță deosebită datorită lărgimii spectrale relativ mari a curbei de câștig, și datorită necesității de obținere a pulsurilor de putere relativ mare, pulsuri care nu se obțin în mod obișnuit cu laserii cu semiconductori.

Am văzut că rolul cavității rezonante laser este de a selecta anumite frecvențe (cele pentru care se formează unde staționare) și de a asigura o diferență de fază bine determinată între fotonii emiși, adică de a asigura coerența radiației. Să analizăm, în particular, selecția modurilor. Câștigul net necesar oscilației laser la o frecvență ν este egal cu pierderile totale $\gamma(\nu)$:

$$g_p(\nu) = \gamma(\nu) = \gamma_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}, \quad (3.1)$$

unde coeficientul de câștig este proporțional cu funcția de formă a liniei spectrale, $g(\nu) \approx f(\nu)$.

Frecvențele separate de cavitățile laser sunt

$$\nu_{m+1} - \nu_m = c / 2L = \Delta \nu \quad (3.2)$$

sau, dacă țin cont de dispersie,

$$\Delta \nu = \frac{c}{2L} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)^{-1}, \quad (3.3)$$

unde n este indicele de refracție al semiconductorului.

Ne interesează ce se întâmplă cu $g(\nu)$ în interiorul unui oscilator laser când $g(\nu) > g_p(\nu)$ pentru laserii cu linie spectrală omogenă și neomogenă. Presupunem, pentru simplitate, că maximum curbei $g(\nu)$ coincide cu unul din modurile selectate de cavitățile rezonantă, ν_0 ; în cazul în care acest lucru nu se întâmplă, radiația laser este emisă la o frecvență intermediară între maximum curbei de câștig și cea mai apropiată dintre frecvențele selectate de cavitățile rezonante. Acest fenomen se numește “târâre a frecvenței” (frequency pulling) [1]. Presupunem de asemenea, pentru simplitate, că pierderile totale γ nu depind (sau depind slab) de frecvență.

Observație: chiar dacă lungimea de undă selectată de cavitățile rezonante este identică cu cea pentru care câștigul este maxim la prag, situația se poate schimba la creșterea în continuare a curentului de injecție. Încălzirea regiunii active la curenți de injecție mari poate modifica spectrul coeficientului de câștig, astfel încât lungimea de undă selectată de cavitățile rezonante trebuie aleasă la valori pentru care variația cu temperatura a câștigului să fie cât mai mică. O dependență slabă de temperatură a deplasării lungimii de undă corespunzătoare câștigului maxim se întâlnește la laserii cu volum al regiunii active mic.

3.1. NUMĂRUL DE MODURI LONGITUDINALE ÎN LASERI

3.1.1. LASERI OMOGENI

În Fig.3.1, care descrie dependența de frecvență a câștigului și a pierderilor, γ este reprezentat printr-o linie punctată. La o singură traversare câștigul net $g(\nu)$ pentru laserii omogeni este figurat pe curba A, pentru o rată de pompaj (densitate de curent) mai mică decât j_p (mai mică decât pierderile totale). Când $j = j_p$, la frecvența centrală ν_0 , $g(\nu_0)$ devine egal cu pierderile totale (curba B) și încep să apară emisii laser la ν_0 . O creștere în continuare a pompajului nu duce la creșterea coeficientului de câștig pentru că asta ar însemna că $g(\nu_0) > g_p(\nu_0)$, dar $g_p(\nu_0)$ este fix în condiții de funcționare staționară. Deoarece $f(\nu_0)$ descrie răspunsul fiecărui atom, curba de câștig $g(\nu)$ deasupra pragului este identică cu cea de la prag, astfel încât câștigul la celelalte frecvențe diferite de ν_0 (ν_1 , ν_2 , etc.) rămâne sub valoarea de prag și un laser omogen ideal poate oscila doar la o singură frecvență [1].

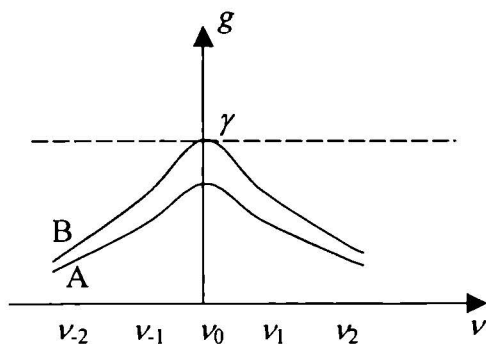


Fig.3.1

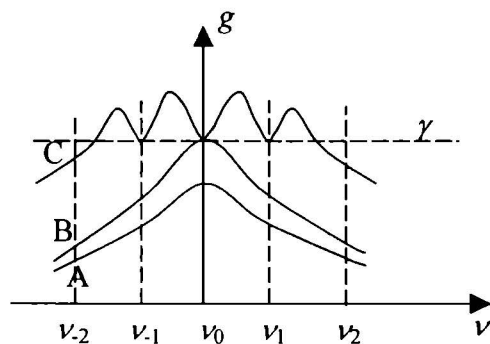


Fig.3.2

3.1.2. LASERI NEOMOGENI

În cazul laserilor neomogeni atomii individuali sunt considerați diferiți și acționează independent. Sub prag curba (curba A) este similară cu cea din cazul laserilor omogeni, cu o altă formă a $f(\nu)$. La prag (curba B), $g(\nu_0)$ rămâne fixat la valoarea $g_p(\nu_0)$. Deoarece $f(\nu)$ indică distribuția frecvențelor de tranziție ale atomilor individuali, nu există nici un motiv pentru care câștigul la alte frecvențe să nu crească cu creșterea pompajului. Acest câștig este datorat atomilor independenți de cei care contribuie la câștigul de la frecvența ν_0 . Deci, o creștere a pompajului duce la oscilații laser la frecvențe suplimentare (vezi C). Deoarece câștigul la aceste frecvențe este și el determinat de valoarea pierderilor, curba de câștig prezintă așa-numitele “hole burning”, adică apariții de găuri în curba $g(\nu)$ [1].

3.2. FUNCȚIONAREA LASERILOR ÎN REGIM DE MODE-LOCKING

Problema cea mai importantă care apare la funcționarea laserilor pe mai multe frecvențe simultan este interferența între câmpurile de radiație ale acestor moduri, care crează instabilități în timp ale puterii emise. Din analiza de mai sus am văzut că această problemă se pune doar la laserii neomogeni, cei omogeni emițând radiația într-un singur mod.

Deoarece frecvențele de oscilație la care poate oscila un laser neomogen sunt separate la $\nu_{m+1} - \nu_m = c / 2L = \Delta\nu$, câmpul total rezultat datorită oscilației laser la mai multe frecvențe este

$$E(t) = \sum_n E_n \exp[i(\omega_0 + n\Delta\omega)t + i\phi_n], \quad (3.4)$$

unde $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = \pi c / L$ și ϕ_n este faza modului n .

Soluția $E(t)$ este periodică cu perioada $T = 2\pi / \Delta\omega$, care este timpul de tranzit în rezonator dacă ϕ_n sunt fixe. Aceasta rezultă din faptul că

$$\begin{aligned} E(t+T) &= \sum_n E_n \exp[i(\omega_0 + n\Delta\omega)(t + 2\pi / \Delta\omega) + i\phi_n] \\ &= \sum_n E_n \exp[i(\omega_0 + n\Delta\omega)t + i\phi_n] \exp[i2\pi(\omega_0 / \Delta\omega + n)] = E(t) \end{aligned} \quad (3.5)$$

deoarece $\omega_0 / \Delta\omega$ este întreg ($\omega_0 = m\pi c / L$).

Dacă fazele ϕ_n variază arbitrar în timp, intensitatea radiației laser fluctuează arbitrar și nu am decât coerență pe perioade scurte. Pentru a asigura coerența trebuie ca 1) laserul să oscileze pe o singură frecvență, astfel încât interferențele între moduri să fie eliminate, sau 2) să forțez ϕ_n să-și păstreze valoarea relativă, adică să realizez mode-locking.

Pot forța laserul să opereze pe o singură frecvență, chiar dacă este neomogen, punând o apertură de diametru mic în calea fasciculului laser. Aceasta este echivalentă cu o oglindă de ieșire de diametru mic, care favorizează selectarea unui număr mic de moduri, sau chiar a unui singur mod (în Capitolul 1 s-a menționat că forma modurilor optice, în particular lățimea lor, depinde de numărul modului. Pentru că această lățime crește cu creșterea numărului modului, o oglindă de dimensiuni mici favorizează modurile de lățime mică, deci cele cu număr mic). Dezavantajul este că și puterea emisă scade, dacă se folosește o apertură de diametru mic. O altă modalitate de a forța laserul să oscileze pe o singură frecvență este să se micșoreze lungimea cavității rezonante astfel încât doar un singur mod să poată oscila; și în acest caz puterea emisă va scădea datorită scăderii volumului regiunii active.

Dacă se realizează mode-locking, astfel încât toți $\phi_n = 0$ și $E_n = 1$, am N moduri de oscilație cu aceeași amplitudine. Atunci,

$$E(t) = \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \exp[i(\omega_0 + n\Delta\omega)t] = \exp(i\omega_0 t) \frac{\sin(N\Delta\omega t / 2)}{\sin(\Delta\omega t / 2)}, \quad (3.6)$$

și puterea la ieșire este

$$P(t) \approx |E(t)|^2 \approx \frac{\sin^2(N\Delta\omega t / 2)}{\sin^2(\Delta\omega t / 2)}. \quad (3.7)$$

Deci, în condiții de mode-locking:

- puterea se emite sub formă de trenuri de pulsuri cu perioada $T = 2\pi / \Delta\omega$,
- puterea la vârf $P(nT)$ cu n întreg, este de N ori mai mare ca puterea medie,
- lățimea maximelor puterii, definită ca timpul dintre maxim și primul zero este $T / N = T_0$, deci scade cu creșterea lui N .

Estimând numărul de moduri ca $N \cong \delta\omega / \Delta\omega$, unde $\delta\omega$ este semilărgimea liniei spectrale, obținem $T_0 = 2\pi / N\Delta\omega = 2\pi / \delta\omega$. T_0 este invers proporțional cu semilărgimea liniei de forma spectrală $f(\nu)$. De exemplu, pentru $N = 5$, dependența de timp a puterii emise arată ca în Fig.3.3.

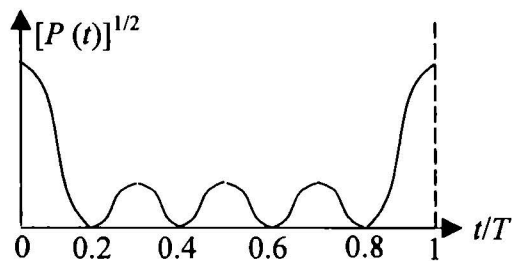


Fig.3.3

Din Fig.3.3, precum și din expresia (3.7), rezultă că mode-locking se poate utiliza și ca procedură de scurtare a pulsurilor. Se obțin astfel pulsuri de până la 30 fs. Fenomenul de mode-locking provoacă o concentrare a energiei laserului în pachete de unde/pulsuri care se propagă în cavitate.

3.2.1. METODE DE MODE-LOCKING

Metodele de mode-locking [1] includ

- 1) modularea câștigului laser la o frecvență $\omega = \pi c / L$ egală cu frecvența dintre modurile rezonatorului, de exemplu, cu un chopper inserat în cavitate. Dacă chopper-ul este OFF (pierderi mari) laserul nu oscilează pentru că nu se poate obține inversia de populație, cu excepția cazului în care modurile au faze fixe (puterea este în acest caz mai mare decât puterea unui singur mod) și se asigură ieșirea pulsului când chopper-ul este în starea ON. Pentru o bună funcționare a acestei metode de mode-locking trebuie ca intervalul între două stări ON să fie un multiplu al timpului de parcurgere a cavității de către puls. Chopper-ul poate fi și o sursă periodică de pierderi ca de exemplu cea introdusă de difracția Bragg a unei părți din intensitatea laserului de pe o undă de suprafață acustică. În acest caz, pierderile de difracție a laserului datorită rețelei ating maximum de două ori în fiecare perioadă a undei acustice; frecvența de modulare a pierderilor este $2\omega_a$, unde ω_a este frecvența undei acustice, astfel încât mode-locking se obține când $2\omega_a = \omega$.
 - 2) modulare spontană dacă rezonatorul conține un absorbant saturabil (absorbant a cărui opacitate descrește cu intensitatea optică). Această metodă se folosește în general la laserii cu corp solid de putere mare (care funcționează în regim pulsant) sau în laseri cu coloranți (care funcționează în regim continuu). Absorbantul saturabil absoarbe mai puțină putere de la un tren de pulsuri mode-locked decât de la o oscilație cu faze arbitrare, și forțează laserul să oscileze în mode-locking [2].
 - 3) modulare activă cu ajutorul unui modulator electro-optic cu feedback.
 - 4) auto-modulare a amplitudinii sau fazei pulsului de lumină dacă acesta se propagă în cavități neliniare [3].
 - 5) modulare cu ajutorul oglinzilor neliniare din bucle de fibre optice (vezi A5) [4].
 - 6) modulare prin ciocnirea pulsului de lumină cu un alt puls/trenuri de pulsuri de control [5,6].
- Mecanismele 4) și 5) au fost propuse și demonstrate experimental foarte recent.

3.3. FUNCȚIONAREA LASERILOR ÎN REGIM DE COMUTARE A FACTORULUI DE CALITATE AL REZONATORULUI

Regimul de funcționare în regim de comutare a factorului de calitate al rezonatorului, sau în regim de Q-switch, este folosit pentru a se obține pulsuri foarte scurte și intense de lumină de la un

laser [1]. Radiația laser se obține când se amplasează mediul activ într-o cavitate rezonantă. O cavitate rezonantă este caracterizată printr-un factor de calitate Q definit ca

$$Q = \frac{\omega \varepsilon}{P} = \frac{\omega \varepsilon}{-d\varepsilon/dt}, \quad (3.8)$$

unde ε este energia stocată în cavitate și $P = -d\varepsilon/dt$ este puterea disipată datorită pierderilor în cavitate. Aceste pierderi apar datorită reflexiilor imperfecte la oglinzi (necesare de altfel dacă vrem să extragem putere din cavitate), absorbției și împrăstierii luminii pe imperfecțiuni și neomogenități în mediul laser sau sunt pierderi de difracție datorate dimensiunilor finite ale oglinzilor.

Pentru laseri cu densitate de prag redusă Q trebuie să fie foarte mare; pentru ultimele generații de laseri, în special pentru laserii cu structuri mezoscopice ca medii active Q este de ordinul a câtorva mii.

În general coeficientul de pierderi γ pe unitatea de lungime este definit ca

$$\frac{dI}{dx} = -\gamma I, \quad (3.9)$$

cu I intensitatea radiației luminoase. Deoarece

$$\frac{dI}{dt} = \frac{dI}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{c}{n} \frac{dI}{dx} = -\frac{c\gamma}{n} I, \quad (3.10)$$

dacă $\gamma = \gamma_i + (1/2L) \ln(1/R_1 R_2)$ este coeficientul total de pierderi la o traversare, pierderea pe unitate de timp este $c\gamma/n$. Avem deci

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{c\gamma}{n} \varepsilon \quad (3.11)$$

și

$$Q = \omega n / (c\gamma). \quad (3.12)$$

Dacă Q este scăzut în timpul pompajului astfel încât câștigul poate ajunge la o valoare mare fără a avea loc oscilația laser (scăderea lui Q crește pragul peste valoarea obținută la pompaj), restabilindu-se apoi valoarea lui Q (câștigul este în acest moment mult mai mare ca la prag) se obține o oscilație rapidă urmată de o descreștere a tranzițiilor stimulate de pe nivelul superior pe cel inferior (puterea este atât de mare încât contribuția tranzițiile neradiative crește – laserii se încălzesc). În momentul comutării factorului de calitate majoritatea energiei stocate de atomii de pe nivelul superior este transferată în fotoni. Se formează astfel un puls care se deplasează în cavitate, $(1-R)$ din el scăpând la fiecare reflexie; timpul de viață al fotonilor ar putea fi deci definit ca

$$\tau_f = nL / [c(1-R)], \quad (3.13)$$

unde n este indicele de refracție al materialului din interiorul cavității.

Dependența de timp a puterii luminoase emise în exterior, P_{ext} , și a inversiei de populație, ΔN , este reprezentată în Fig.3.4. Inversia de populație este dată de

$$\Delta N = N_2 - N_1 \quad (3.14)$$

pentru tranziții între nivele discrete și

$$\Delta N = \int g_v(E - h\nu)g_c(E)f_c(E)[1 - f_v(E - h\nu)]dE - \int g_v(E - h\nu)g_c(E)[1 - f_c(E)]f_v(E - h\nu)dE \quad (3.15)$$

pentru tranziții între banda de conducție și banda de valență, iar ΔN_p este inversia de populație de prag.

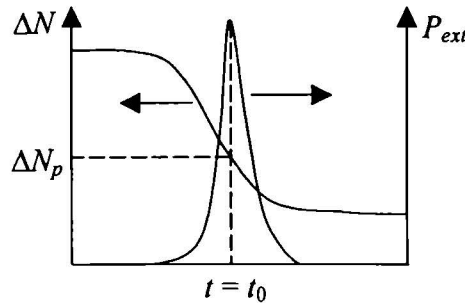


Fig.3.4

Pentru a modela fenomenul de Q -switch se presupune că densitatea de fotoni pe unitate de volum F depinde de timp ca

$$\frac{dF}{d\tau} = F \left(\frac{\Delta N}{\Delta N_p} - 1 \right), \quad (3.16)$$

unde $\tau = t / \tau_f$ este un parametru normalizat care indică evoluția în timp, iar

$$\frac{\Delta N}{d\tau} = -2F \frac{\Delta N}{\Delta N_p}. \quad (3.17)$$

Din ecuațiile (3.16) și (3.17) rezultă că

$$\frac{dF}{d\Delta N} = \frac{\Delta N}{\Delta N_p} - \frac{1}{2} \quad (3.18)$$

adică, dacă inițial densitatea de fotoni în cavitate este neglijabilă,

$$F = \frac{1}{2} \left[\Delta N_p \ln \frac{\Delta N}{\Delta N_i} - (\Delta N - \Delta N_i) \right], \quad (3.19)$$

unde ΔN_i este inversia de populație la momentul inițial.

Pentru $t \gg \tau_f$ densitatea de fotoni este din nou zero. Punând $F = 0$ în (3.19) se obține o relație între inversia de populație finală ΔN_f și cea inițială:

$$\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} = \exp\left(\frac{\Delta N_f - \Delta N_i}{\Delta N_p}\right). \quad (3.20)$$

Puterea emisă de laser poate fi calculată ca $P_{ext} = Fh\nu/\tau_f$. Derivând această expresie a puterii în raport cu inversia de populație se obține că puterea emisă este maximă când $\Delta N = \Delta N_p$, și valoarea acestui maxim este

$$P_{ext, \max} = \frac{h\nu}{2\tau_f} \left[\Delta N_p \ln \frac{\Delta N_p}{\Delta N_i} - (\Delta N_p - \Delta N_i) \right]. \quad (3.21)$$

3.3.1. METODE DE Q-SWITCH

Printre metodele cele mai folosite de Q -switch menționăm [1]:

- rotația uneia dintre oglinzi,
- folosirea unui cristal electro-optic pentru controlul (electric, cu tensiunea aplicată) pierderilor,
- folosirea unui absorbant saturabil, metodă care prezintă însă pierderi mari inițial (când intensitatea radiației optice este mică). Alt dezavantaj al acestei metode este că Q -switch-ul nu este foarte abrupt.

BIBLIOGRAFIE

- [1] A. Yariv, Optical Electronics, CBS College Publishing, New York, 1985, 3rd edition
- [2] S. Arahira, Y. Matsui, Y. Ogawa, Mode-locking at very high repetition rates more than terahertz in passively mode-locked distributed-Bragg-reflector laser diodes, IEEE J. Quantum Electron. **32**, 1211–1216, 1996
- [3] M. Margalit, M. Orenstein, H.A. Haus, Injection locking of a passively mode-locked laser, IEEE J. Quantum Electron. **32**, 155–160, 1996
- [4] W.Y. Oh, B.Y. Kim, H.W. Lee, Passive mode locking of a neodymium-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror, IEEE J. Quantum Electron. **32**, 333–339, 1996
- [5] J.A. Leegwater, Theory of mode-locked semiconductor lasers, IEEE J. Quantum Electron. **32**, 1782–1790, 1996
- [6] L.M. Zhang, J.E. Carroll, Dynamic response of colliding-pulse mode-locked quantum-well lasers, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 240–243, 1995

4. CUPLAREA SURSELOR DE LUMINĂ LA GHIDURI DE UNDĂ

Prin cuplaj se înțelege trecerea luminii dintr-un dispozitiv optoelectronic în altul, trecere care este de dorit să aibă loc cu minimizarea pierderilor inerente de putere datorită caracteristicilor geometrice sau optice diferite ale celor două dispozitive. Cuplajul poate avea loc între: 1) surse de lumină și ghiduri, 2) ghiduri și detectori, 3) între două ghiduri.

Pentru a realiza o bună cuplare trebuie ca unghiul sub care emite sursa să fie mai mic decât unghiul critic în ghiduri de undă și extinderea spațială a câmpului emis de sursă să fie mai mică decât dimensiunea miezului (analog pentru cuplajul între ghid și detector).

Metodele de cuplare pot fi

- directe, cu sau fără ajutorul unor sisteme optice. În acest caz cuplarea se realizează prin alinierea sursei și ghidului, aliniere care necesită însă o precizie mare,
- indirecte – prin câmpuri evanescente. În acest caz cuplarea se realizează pe direcție transversală celei de propagare a luminii.

Pe lângă necesitatea unei cuplări eficiente, este necesară și realizarea unei cuplări stabile și fiabile.

4.1. EFICIENȚA DE CUPLAJ

Deoarece am două condiții asupra cuplajului, una referindu-se la unghi, cealaltă la extinderea spațială, o ilustrare a cuplajului poate fi realizată intuitiv folosind spațiul fazelor, adică spațiul cu coordonatele spațiu-unghi pentru semnale continue.

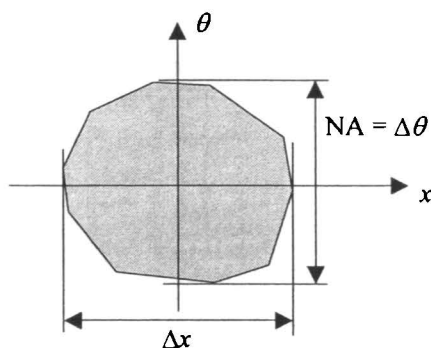


Fig.4.1

Orice distribuție de câmp poate fi reprezentată ca o arie în spațiul fazelor (vezi Fig.4.1), fiecărui punct (x, θ) corespunzându-i o rază în tratarea geometrică sau o densitate a intensității în tratarea ondulatorie. Extensia unghiulară a câmpului este măsurată de $\Delta \theta$ (numită și apertură numerică) iar extensia spațială este dată de Δx .

Exemplu: o undă plană (extensie spațială infinită, extensie unghiulară zero) este reprezentată printr-o linie orizontală, paralelă cu axa x , iar un punct luminos (extensie spațială zero, extensie unghiulară foarte mare) este reprezentată de o linie verticală, paralelă cu axa θ .

În reprezentarea în spațiul fazelor eficiența cuplajului este măsurată de gradul de suprapunere între aria în spațiul fazelor ce reprezintă sursa de lumină și aria receptorului. Mai precis, coeficientul de cuplaj în spațiul fazelor se poate defini ca

$$\eta = \frac{A_s \cap A_r}{A_s}, \tag{4.1}$$

unde A_s , A_r reprezintă, respectiv, ariile sursei și receptorului în spațiul fazelor, și $\cap$ indică intersecția ariilor. După cum se poate observa și din Fig.4.2 un cuplaj perfect se realizează când aria sursei este inclusă în aria receptorului, iar un cuplaj slab are loc când cel puțin o parte din aria sursei nu se suprapune peste aria receptorului.

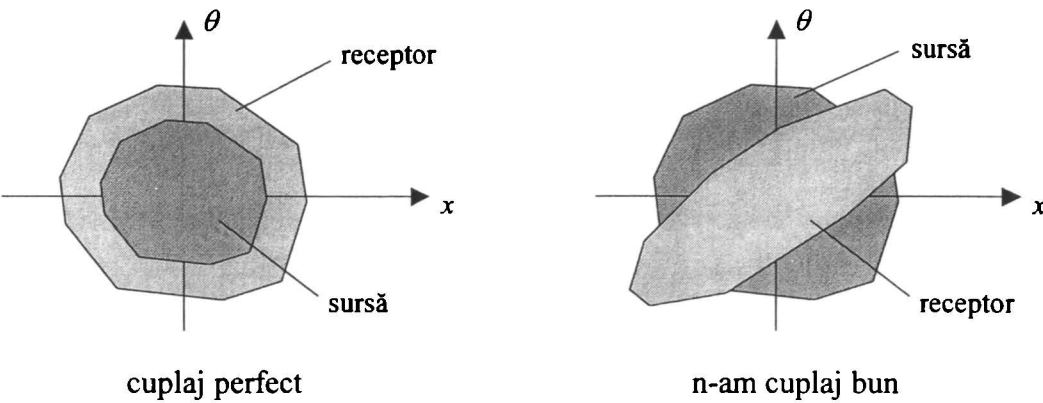


Fig.4.2

Importanța practică a folosirii ariei în spațiul fazelor pentru definirea cuplajului constă în faptul că aria în spațiul fazelor este constantă la trecerea fasciculului printr-un sistem optic fără pierderi, chiar dacă forma sa se schimbă. În particular, trecerea printr-o lentilă este echivalentă cu un “stretch” al ariei de-a lungul axei θ cu o valoare depinzând de distanța focală a lentilei, iar propagarea prin spațiul liber este echivalentă cu un “stretch” de-a lungul lui x . Pornind de la faptul că se poate modifica forma ariei în spațiul fazelor, dar nu și valoarea ei, se poate proiecta un sistem optic care să optimizeze eficiența de cuplaj între o pereche sursă-receptor dată.

Pentru a folosi definiția coeficientului de cuplaj de mai sus, trebuie să știm aria în spațiul fazelor a sursei și receptorului. Dacă această informație nu este disponibilă, se pot folosi definiții alternative ale coeficientului de cuplaj. De exemplu, dacă folosesc tratarea geometrică pentru caracterizarea ghidului (valabilă pentru ghiduri multimod cu V mare), pot defini coeficientul de cuplaj ca [1]

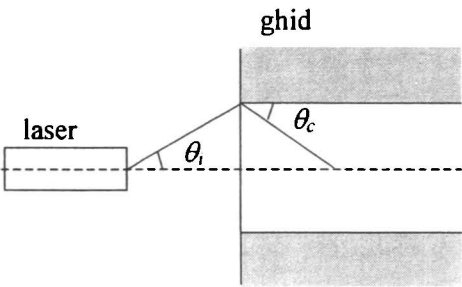


Fig.4.3

$$\eta = \frac{\int_0^{\theta_i} I(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} I(\theta) \sin \theta d\theta}, \quad (4.2)$$

unde $I(\theta)$ este distribuția unghiulară a radiației, iar θ_i este unghiul de incidență din mediul înconjurător cu indice de refracție n_a (de obicei aer, cu $n_a = 1$), pentru care unghiul în ghid este unghiul critic: $n_a \sin \theta_i = n_m \sin \theta_c$, cu $\cos \theta_c = n_i / n_m$. Definiția de mai sus este utilă când sursa (laserul) este de dimensiuni reduse în raport cu lățimea ghidului și este așezată axial față de ghid, ca în reprezentarea din Fig.4.3.

Exemplu: pentru o sursă Lambertiana în aer $I(\theta) = I_0 \cos \theta$, $n_a = 1$ și definiția (4.2) dă o eficiență de cuplaj $\eta = \sin^2 \theta_i = n_m^2 \sin^2 \theta_c$.

Dacă ghidul și sursa de lumină sunt tratate ondulatoriu, eficiența de cuplaj se definește ca

$$\eta = \frac{\int |E_s(x, y, z_c) E_g^*(x, y, z_c)|^2 dx dy}{\int |E_s(x, y, z_c)|^2 dx dy}, \quad (4.3)$$

unde E_s , E_g sunt câmpurile electrice ale sursei și respectiv ghidului, iar integrala se face pe suprafața de contact între ghid și sursă, de obicei un plan $z_c = \text{const}$.

4.2. CUPLAREA DIRECTĂ A SURSELOR DE LUMINĂ LA GHIDURI DE UNDĂ

Un ghid real are $d \cong \Delta x$ mic ($5 \mu\text{m}$) și $\Delta \theta \cong \Delta = (n_m^2 - n_i^2) / 2n_m^2$ mic. Un laser cu semiconductori are lățimea grosimii active $d \cong \Delta x$ mică, dar $\Delta \theta$ destul de mare, deci se poate realiza un cuplaj bun dacă fasciculul laser este inițial colimat (scade $\Delta \theta$, crește Δx).

Pentru a îmbunătăți eficiența de cuplaj se folosește o lentilă pentru focalizarea radiației emise de laser. Lentila poate fi crescută cu tehnici de litografie sau epitaxial direct pe unul din capetele sursei de lumină sau fibrei (vezi Fig.4.4). În primul caz, când lentila (plan convexă) este crescută la un capăt al sursei, $\text{tg} \theta = d / f \leq \text{tg} \theta_c$ unde θ este divergența unghiulară a diodei laser, iar distanța focală a lentilei este determinată de dimensiunile ghidului: $f \geq d / \text{tg} \theta_c$. Lentila este în acest caz groasă, grosimea ei fiind f . În al doilea caz, când lentila (plan convexă, groasă) este crescută pe ghid distanța focală se determină din aceeași relație; în acest caz f trebuie să fie egală și cu distanța între ghid și sursa.

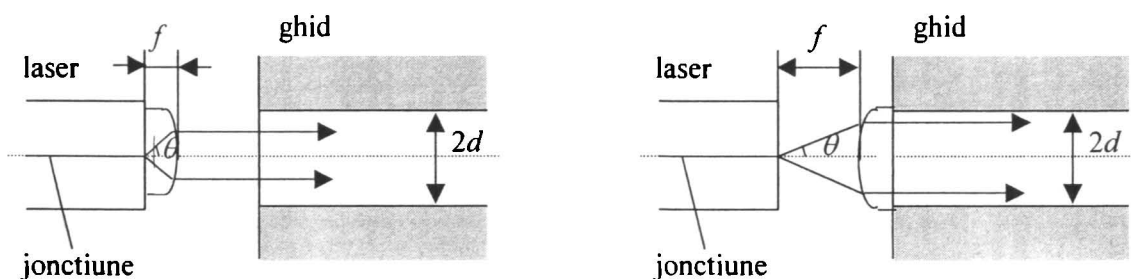


Fig.4.4

Din acest exemplu de cuplare directă se vede că, nu numai că este dificil de crescut o lentilă la capătul unui laser sau al unui ghid, dar și distanța ei focală trebuie să fie precis determinată, ceea ce este cu atât mai greu cu cât dimensiunile transversale sunt de ordinul μm . Orice dezaliniere, spațială sau unghiulară (vezi Fig.4.5), duce la scăderea exponențială a eficienței de cuplaj între sursă și ghid [1-2].

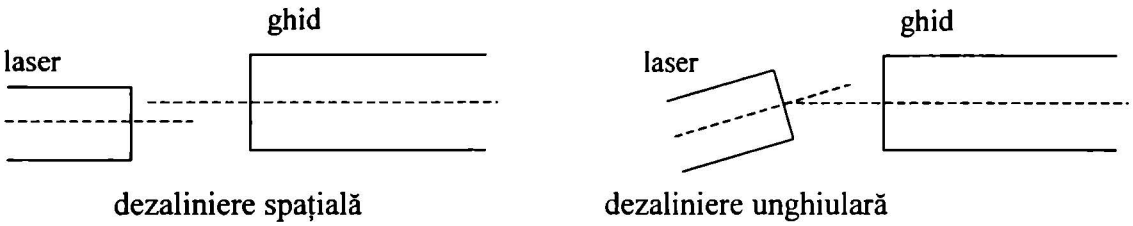


Fig.4.5

Pentru a se realiza o aliniere cât mai bună și stabilă în timp între sursă și ghid, o soluție este atașarea directă a fibrei la sursă, spațiul între sursă și fibră fiind umplut cu o rășină cu un indice de refracție intermediar, după cum se poate vedea din Fig.4.6. Laserii astfel obținuți se numesc “pigtail lasers”. Odată realizată această atașare, problema cuplării se pune în continuare în ceea ce privește cuplarea fibră-fibră.

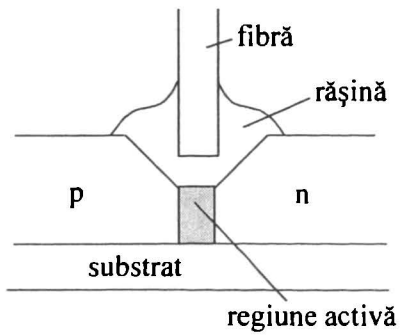


Fig.4.6

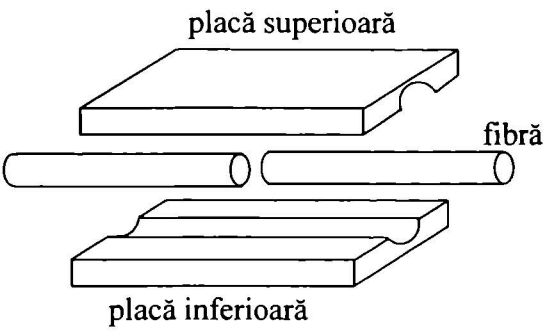


Fig.4.7

Cuplarea directă fibră-fibră se realizează cu conectori optici speciali (cuplare mecanică) sau cu un dispozitiv ca cel prezentat în Fig.4.7. În acest caz fibrele se introduc în șanțurile plăcii

superioare/inferioare, spațiul liber umplându-se cu un lichid care are și rolul de adaptare a indicilor. Pierderile unui astfel de dispozitiv de cuplare sunt totuși mari, de aproximativ 0.6 dB (coeficientul de pierderi în dB = $4.34 \times \text{coeficientul de pierderi în m}^{-1}$).

Cuplarea directă a fibrelor optice este în general dificil de realizat, pentru că presupune toleranțe extrem de scăzute referitoare atât la aliniere cât și la prelucrarea optică a suprafețelor care se racordează. Pentru a scădea pierderile la cuplare sub 0.3 dB racordarea se mai poate face prin microsudură cu arc electric.

4.3. CUPLAREA PRIN CÂMPURI EVANESCENTE

Această metodă de cuplare nu presupune alinierea precisă a ghidurilor planare/fibrelor între care se realizează transferul de putere, dar necesită un control strict al distanței între ele, care trebuie să aibă o valoare mică pe o distanță relativ mare pentru ca transferul de putere prin câmpurile evanescente ale ghidurilor planare/fibrelor să aibă loc [1]. Controlul acestei distanțe este mai ușor de realizat în cazul ghidurilor planare, unde tehnologiile integrate planare permit acest lucru, și mai greu în cazul fibrelor optice. În ultimul caz printr-o metodă oarecare (de exemplu polizare cu ajutorul unui polizor special construit, sau corodare chimică a învelișului) se aduc miezurile a două fibre în imediata vecinătate, ca în Fig.4.8, astfel încât câmpul dintr-una din fibre să pătrundă evanescent în cealaltă.

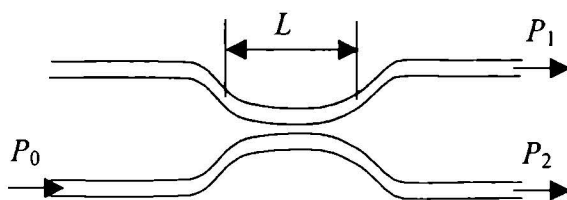


Fig.4.8

Transferul de putere între cele două fibre, care pot sau nu să fie identice, depinde atât de lungimea de interacție L cât și de gradul de similaritate al fibrelor. De exemplu, dacă cele două fibre sunt identice, puterile la ieșire, P_1 și P_2 , presupunând ca la intrare doar fibra 2 este iluminată cu puterea P_0 , variază cu L ca în Fig.4.9.

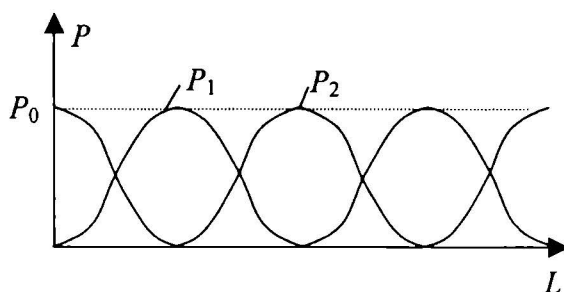


Fig.4.9

Puterea totală se conservă: $P_1 + P_2 = P_0$. Perioada de transfer a puterii între un ghid și altul este $L_p = \pi/2C$, unde C este coeficientul de cuplaj (vezi A5), care depinde de lungimea de undă a radiației λ și de câmpurile în cele două fibre, când sunt izolate. Calitativ, transferul de putere între cele două fibre este similar cu transferul de putere între două pendule (oscilatori cuplați): din

considerente de simetrie, transferul este complet dacă oscilatorii sunt identici, și incomplet (ca în Fig.4.10) dacă oscilatorii sunt diferiți.

Dacă fibrele nu sunt identice transferul de putere între ele nu este complet, ci arată ca în Fig.4.10. Puterea totală se conservă și în acest caz: $P_1 + P_2 = P_0$.

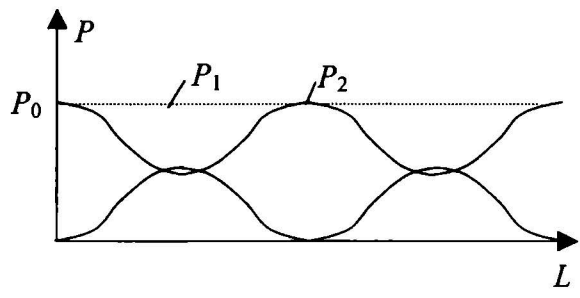


Fig.4.10

Un cuplor între două fibre identice poate acționa și ca demultiplexor: dacă lumina incidentă are două componente de lungimi de undă diferite, λ_1 și λ_2 , și dacă perioada de transfer a puterii (dependentă de λ) este astfel încât $L = (2m_1 + 1)L_p(\lambda_1) = 2m_2L_p(\lambda_2)$, cu m_1, m_2 numere întregi, componenta de lungime de undă λ_1 iese din cuplor prin fibra 1, iar λ_2 iese prin fibra 2. Analog, un astfel de cuplor poate acționa și ca polarizor al luminii incidente, deoarece constantele de propagare ale modurilor sunt diferite.

Fibrele care se cuplează pot chiar să vină în contact fizic sau pot fi sudate în regiunea de contact, astfel încât pe distanța L am o fibră de secțiune mai mare decât fibrele constitutive (vezi Fig.4.11). Sudarea se face încălzind regiunea în care fibrele vin în contact, concomitent cu tragerea lor spre exterior. Transferul de putere între fibre are loc ca și în cazul de mai sus, cu singura diferență că expresia coeficientului de cuplaj C diferă. Cuplorul obținut prin sudarea fibrelor nu este, de fapt, un cuplor în care cuplarea să se facă prin câmpuri evanescente. El poate fi considerat ca un cuplor direct între fibra iluminată și regiunea centrală, sudată, de dimensiune mai mare; cuplarea directă se face în acest caz între ghiduri care nu sunt aliniate, dar totuși nu am pierderi, pentru că la ieșire am un nou cuplaj între regiunea centrală și cele două fibre. Această situație nu corespunde nici uneia dintre cele două metode de cuplaj: directă sau prin câmpuri evanescente. Am inclus-o aici pentru că transferul de putere este identic cu cel din cazul cuplorului prin câmpuri evanescente. Aceasta se explică prin faptul că cele două tipuri de cuploare: prin câmpuri evanescente și cu fibre sudate pot fi tratate matematic folosind același formalism al metodei modurilor cuplate, descris în A5.

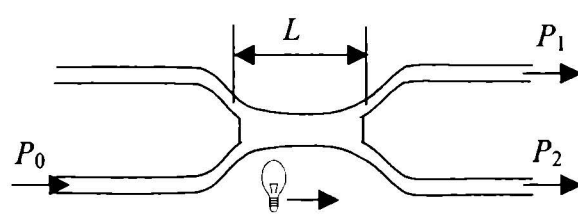


Fig.4.11

4.4. DISPOZITIVE MICRO-OPTICE DE CUPLARE

Aceste dispozitive de cuplare își bazează funcționarea pe traiectoria periodică a unui fascicul optic care se propagă într-o bară cilindrică cu profil gradat al indicelui de refracție de tipul [3]

$$n(x) = n_0 \left(1 - \frac{1}{2} g^2 x^2 \right) \quad (4.4)$$

(sau, în coordonate cilindrice $n(r) = n_0 (1 - g^2 r^2 / 2)$), unde n_0 este indicele de refracție pe axa fibrei, iar g este parametrul de focalizare.

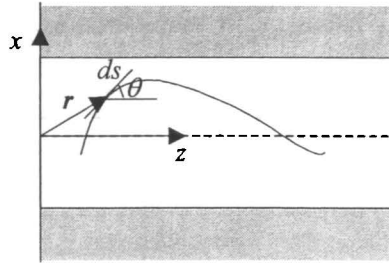


Fig.4.12

Într-un mediu cu profil gradat al indicelui de refracție, ca cel reprezentat în Fig.4.12, ecuația de propagare a razelor

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla n, \quad (4.5)$$

unde s este distanța de-a lungul razei, se separă în

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{dx}{ds} \right) = \frac{dn}{dx} = -n_0 g^2 x, \quad \frac{d}{ds} \left(n \frac{dz}{ds} \right) = \frac{dn}{dz} = 0. \quad (4.6)$$

Din cea de-a doua relație (4.6) rezultă

$$n \frac{dz}{ds} = n \cos \theta = \beta = \text{const.}, \quad (4.7)$$

de unde obținem

$$\frac{d}{ds} = \frac{d}{dz} \frac{dz}{ds} = \frac{\beta}{n} \frac{d}{dz}, \quad (4.8)$$

care, introdusă în prima ecuație, duce la

$$\frac{\beta}{n} \frac{d}{dz} \left(\beta \frac{dx}{dz} \right) = \frac{dn}{dx} \quad (4.9)$$

sau

$$\frac{\beta^2}{n} \frac{d^2 x}{dz^2} + n_0 g^2 x = 0. \quad (4.10)$$

Presupunând că $\beta^2 / n = n \cos^2 \theta \cong n_0$ (pentru unghiuri θ mici), ecuația satisfăcută de rază este

$$\frac{d^2 x}{dz^2} + g^2 x = 0, \quad (4.11)$$

și are ca soluții funcțiile $\sin gz$, $\cos gz$. Deci traiectoria unei raze de lumină care la planul $z = z_0$ are poziția transversală x_0 și unghiul θ_0 este descrisă de o matrice

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos gz & (1/g) \sin gz \\ -g \sin gz & \cos gz \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

unde $dx / dz = \tan \theta \cong \theta$ pentru propagare la unghiuri mici.

Din (4.12) rezultă că traiectoria razei este periodică cu perioada $z_p = 2\pi / g$, astfel încât parametrii fasciculului (nu ai razei individuale) sunt identici după $z_p / 2$ pentru un fascicul simetric în raport cu x . Traiectoria unui fascicul optic aliniat în raport cu elementul cu profil gradat arată ca în Fig.4.13.

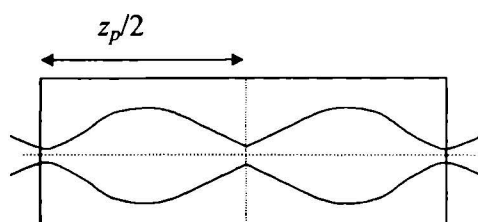


Fig.4.13

Evident, dacă fasciculul nu este simetric în raport cu x , parametrii fasciculului se repetă după z_p , traiectoria unui fascicul optic dezaliniat arătând ca în Fig.4.14.

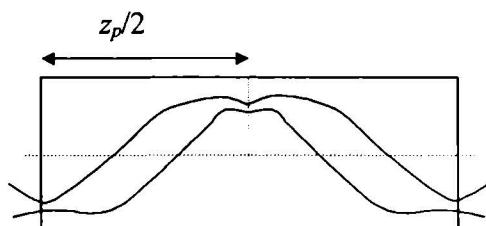


Fig.4.14

Pe această comportare a fasciculului optic într-o bară cu indice de refracție parabolic se bazează cuplarea, divizarea, multiplexarea și demultiplexarea optică. Un exemplu de dispozitiv

micro-optic care cuplează lumina incidentă în portul F_1 la porturile de ieșire F_2 și F_3 este arătat în Fig. 4.15.

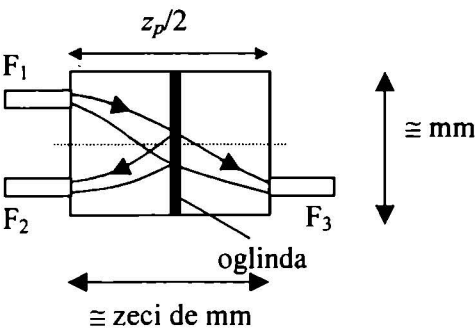


Fig.4.15

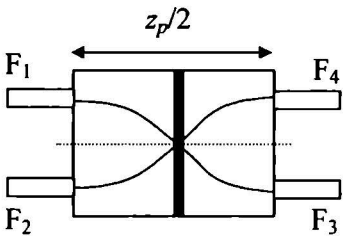


Fig.4.16

În general, se poate realiza un dispozitiv multifuncțional cu patru porți, ca cel din Fig.4.16. Dacă oglinda O este semitransparentă, F_1 se poate cupla la F_2 , F_3 (sau invers, F_2 , F_3 se pot cupla la F_1), F_4 se poate cupla la F_2 , F_3 , etc. În cazul în care oglinda este dicroică (are un coeficient de reflexie dependent de lungimea de undă), dispozitivul poate funcționa ca multiplexor/demultiplexor. De exemplu, lumina incidentă prin F_1 , care are două componente de lungimi de undă λ_1 , λ_2 poate fi separată într-o componentă cu lungime de undă λ_1 care sa iasă prin F_2 și într-o componentă cu lungime de undă λ_2 care să iasă prin F_3 dacă O este astfel încât coeficientul său de reflexie să fie 1 pentru λ_1 și 0 pentru λ_2 .

Montaje mai sofisticate de multiplexare/demultiplexare (orice dispozitiv demultiplexor devine multiplexor dacă sensul razelor de lumină se inversează) sunt prezentate în Fig.4.17 și Fig.4.18.

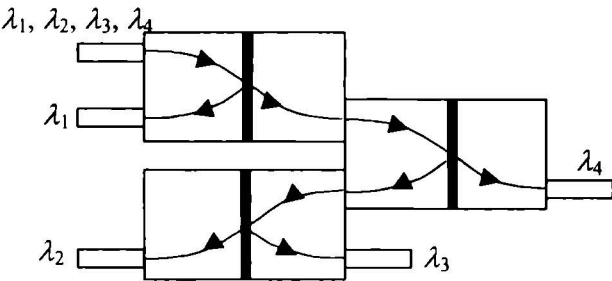


Fig.4.17

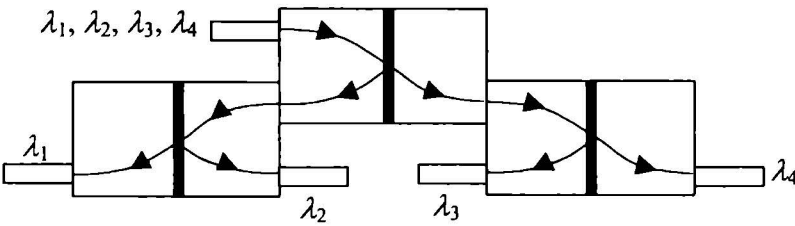


Fig.4.18

Oglinzile pot fi așezate și în poziții oblice, ca în dispozitivele micro-optice de cuplare prezentate în Fig.4.19.

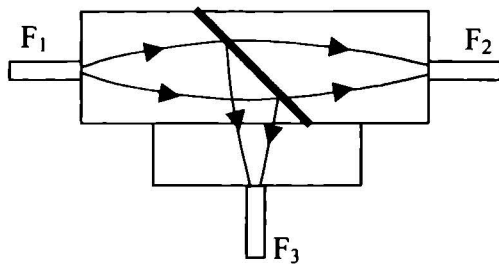
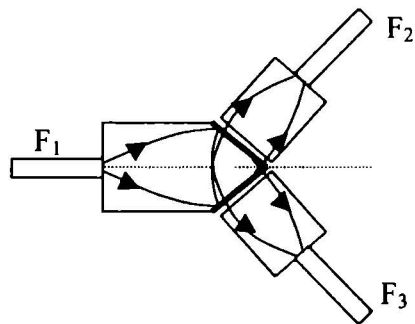


Fig.4.19

4.5. CUPLORI OPTICI INTEGRAȚI

Cuplorii optici integrați sunt folosiți pentru cuplarea luminii între ghiduri planare și surse. Există mai multe configurații de cupluri optici integrați [4], pe care le enumerăm în cele ce urmează.

4.5.1. CUPLORI DIRECTI SURSĂ-GHID

Cuplorii direcți sursă-ghid pot cupla lumina și în sens invers, de la ghid la sursă, datorită reciprocității. Problemele care apar la acest tip de cuplaj (Fig.4.20 ilustrează diverse configurații) sunt în primul rând legate de dimensiunile diferite ale fasciculului și ghidului și de forma lor diferită - în general este necesară o lentilă cu distanțe focale diferite pe cele două direcții transversale pentru a realiza un cuplaj optim între sursă și ghid.

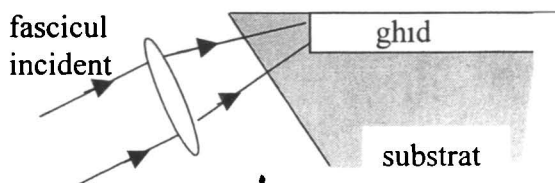
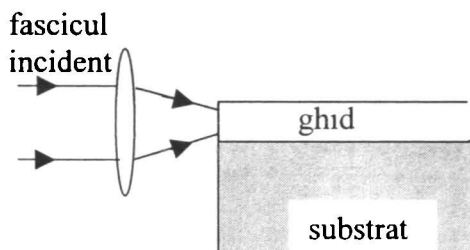


Fig.4.20

4.5.2. CUPLORI CU PRISMĂ

Cuplarea cu ajutorul prisme, prezentată schematic în Fig.4.21, este o metodă de cuplare prin câmpuri evanescente. În acest scop indicele de refracție al prisme trebuie să satisfacă relația $n_p > n_m$, caz în care fasciculul laser incident se reflectă total la baza prisme cuplându-se la ghid prin câmpurile evanescente ale prisme și ghidului, care se suprapun în interstițiul dintre prismă și ghid. Un cuplaj complet se realizează după o lungime de interacție $L = \pi/2C$; în același timp trebuie ca faza undelor să se conserve, adică trebuie realizată condiția

$$k_p \cos \theta_p = k_z = \beta \quad (4.13)$$

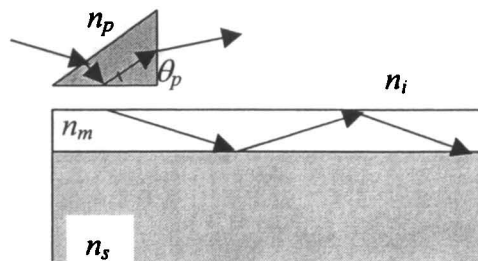


Fig.4.21

în ghid ($n_m > \beta / k > \max(n_i, n_s)$).

Dezavantajele acestei metode de cuplaj sunt:

- 1) este dificil de găsit materiale pentru prismă cu $n_p > n_m$, în special în cazul cuplării la ghiduri din materiale semiconductoare; de exemplu, un ghid optic din GaAs are un indice de refracție de 3.6.
- 2) reglarea dimensiunii (critică!) a interstițiului între ghid și prismă la o valoare mai mică decât $\lambda / 2$ este dificil de realizat,
- 3) prismele nu pot fi integrate planar.

4.5.3. CUPLORI CU REȚEA

Într-un cuplor cu rețea ca cel prezentat în Fig.4.22, structura periodică a rețelei perturbă ghidul de undă plan, astfel încât constanta de propagare a acestuia este modificată la

$$\beta_n = \beta + 2\pi n / \Lambda, \quad (4.14)$$

unde n este un întreg, Λ este perioada rețelei și β este constanta de propagare în absența rețelei. Dacă fasciculul incident are faza (pe direcția z) adaptată cu una din aceste armonici (valori β_n), energia este cedată ghidului. Adaptarea se face variind unghiul de incidență al fasciculului, astfel încât să se realizeze condiția

$$k \cos \theta = \beta_n. \quad (4.15)$$

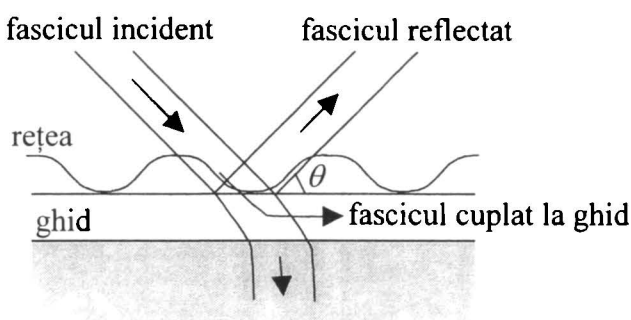


Fig.4.22

Reciproc, o parte din energia modurilor ghidate este împrăștiată radiativ la suprafață, propagându-se după direcții caracterizate de

$$\cos \theta = \beta_n / k_{aer} \quad (4.16)$$

Dezavantajele acestei metode de cuplare sunt:

- 1) o parte din energia care ajunge în ghid prin intermediul rețelei poate ajunge în substrat și se pierde,
 - 2) pot apare pierderi suplimentare în ordinele de difracție superioare produse de rețea,
- dar metoda are și un important avantaj: rețelele se pot integra prin utilizarea metodelor interferometrice pentru impresionarea și dezvoltarea straturilor fotorezistive. Mai precis, stratul de rezist este iluminat cu două fascicule coerente de aceeași lungime de undă, care formează o undă staționară în fotorezist. La dezvoltare se obține deci o structură periodică, identică cu forma figurii de interferență. Perioada Λ depinde de lungimea de undă a celor două fascicule și de unghiul dintre ele. În plus, pe lângă rețelele fixe, fabricate prin metode interferometrice, mai pot exista și rețele temporare. Acestea sunt datorate efectului electro-optic: tensiunea aplicată pe un electrod digital poate modifica indicele de refracție în regiunea de sub electrod, realizându-se o rețea a cărei periodicitate este dată de perioada electrozilor și a cărei coeficient de cuplaj pentru lumină depinde de tensiunea aplicată.

Un cuplor cu rețea poate acționa și ca modulator spațial dacă ghidul este neliniar [5-6], adică dacă indicele său de refracție depinde de intensitatea câmpului electromagnetic care se propagă prin ghid. În acest caz unghiul de extragere al luminii, de exemplu, variază cu intensitatea câmpului optic I_{opt} ca în Fig.4.23. O variație a unghiului de extragere, deci o modulare spațială, de câteva grade este posibilă folosind acest principiu.

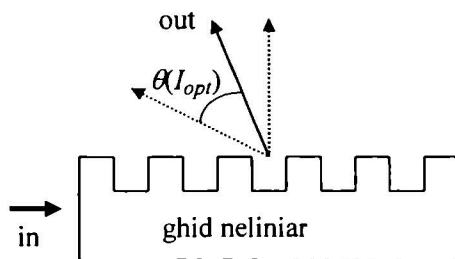


Fig.4.23

O altă aplicație interesantă a cuplorului cu rețea este posibilitatea de a focaliza în una sau două dimensiuni radiația extrasă din ghid [5,7]; aceasta se întâmplă în cazul în care perioada rețelei nu este uniformă (la diferite perioade corespunzând alte unghiuri de extracție), ca în Fig.4.24a, dacă rețeaua are diferite înclinări, ca în Fig.4.24b, sau dacă rețeaua este curbă (vezi Fig.4.24c).

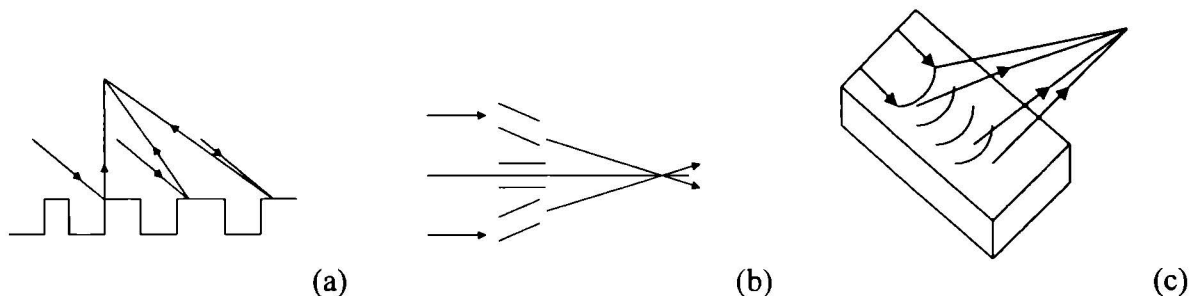


Fig.4.24

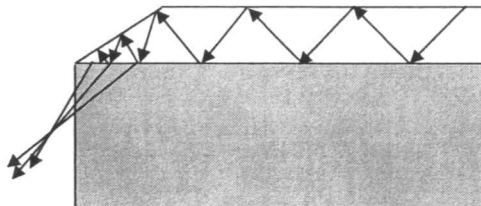


Fig.4.25

4.5.4. CUPLORI CU GHID DE UNDĂ PROFILAT

Într-un cuplor profilat, ca cel din Fig.4.25, la intrarea în zona profilată a ghidului, fasciculul optic nu mai este total reflectat la interfețe (crește unghiul de incidență) astfel încât este refractat în substrat după anumite direcții și extras din ghid. Divergența relativ mare a fasciculului la ieșire, care trebuie în general corectată cu ajutorul unui sistem optic, constituie principalul dezavantaj al acestei metode.

BIBLIOGRAFIE

- [1] A.W. Snyder, J.D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, London, 1983
- [2] A. Yariv, Optical Electronics, CBS College Publishing, New York, 1985, 3rd edition
- [3] N. Tomozeiu, Introducere în optoelectronica integrată, Editura Universității București, 1998
- [4] P.E. Sterian, Transmisia optică a informației, Editura Tehnică, București, 1981
- [5] D. Dragoman, M. Dragoman, Advanced Optoelectronic Devices, Springer, Berlin-Heidelberg, 1999
- [6] M. Cada, F. Vasey, J.M. Stauffer, F.K. Reinhart, Multiple-quantum well nonlinear waveguide grating device, Appl. Phys. Lett. **59**, 2366–2368, 1991
- [7] T. Suhara, H. Nishihara, Integrated components and devices using periodic structures, IEEE J. Quantum Electron. **22**, 845–867, 1986

5. MODULAREA SURSELOR DE LUMINĂ COERENTE

Modularea sursei de lumină este absolut necesară în transmiterea optică a informației pentru că un semnal constant nu poate fi purtător de informație. Implicit, o rată mare de transmitere a informației implică modularea la frecvențe mari a surselor de lumină.

Modularea poate fi realizată

- direct (intern), la diode laser,
- indirect (extern), la toate sursele de lumină.

În acest capitol vom analiza atât modularea internă [1] cât și modularea externă [2-4] a surselor de lumină coerentă. Deși modularea internă a diodelor laser este metoda cea mai simplă de modulare, există situații când este nevoie să se moduleze fasciculul de lumină coerentă emis de dioda laser după producere, de exemplu când trebuie modulată doar o parte a radiației coerente. În acest caz este nevoie de o metodă de modulare externă a radiației. Mai mult, modularea externă este absolut necesară când sursa de lumină nu este o diodă laser (de exemplu, pentru laserii cu YAG:Nd⁺).

Modularea externă se poate face:

- electro-optic,
- acusto-optic,
- magneto-optic,
- prin efecte cuantice în modulatori cu structuri mezoscopice.

Modularea acusto-optică este mult mai lentă decât cea electro-optică, astfel încât se folosește doar când nu este nevoie de o frecvență de modulare ridicată. Modulația magneto-optică nu este prea folosită pentru că materialele trebuie răcite sub temperatura camerei pentru a avea o eficiență mare. În plus, este nevoie de câmp magnetic, iar electromagnetul implică folosirea unei surse de curent suplimentară de valoare, în general, mare. Totuși, menționăm și modularea magneto-optică pentru completitudine. Cea mai recentă clasă de modatoare este cea care folosește structuri mezoscopice. Acestea sunt preferate în situații când este necesară o frecvență mare de modulație, dar nu pot modula puteri mari ale radiației incidente.

5.1. MODULAREA INTERNA A DIODEI LASER

Acest tip de modulare este specific diodelor laser [1]. Puterea radiației laser este în acest caz modulată prin modularea curentului de excitație. Pentru a găsi o relație între modularea puterii la ieșire și curent este necesar să se studieze în detaliu evoluția în timp a densității N a purtătorilor de sarcină pe unitatea de volum și a densității de fotoni F pe unitatea de volum în interiorul regiunii active. Aceste evoluții sunt date de:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j}{e} - \frac{N}{\tau} - g \frac{c}{n} F, \quad \frac{dF}{dt} = g \frac{c}{n} F T - \frac{F}{\tau_f}, \quad (5.1)$$

unde j este densitatea de curent, τ este timpul de viață al recombinărilor spontane și a celor neradiative, iar τ_f este timpul de viață al fotonilor, determinat de absorbția în mediul înconjurător,

împrăștiere și cuplaj la oglinzile de ieșire. g este factorul de câștig definit pe unitate de lungime, iar Γ este factorul de umplere, care ia în considerare faptul că doar în interiorul regiunii active se creează fotoni datorită lui g . Γ este definit ca

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E|^2 dx}, \quad (5.2)$$

unde d este grosimea regiunii active.

Pentru a găsi o soluție sistemului (5.1) presupunem că $gc/n = A(N - N_p)$ unde N_p este densitatea de prag, sau densitatea de transparență, pentru care $g = 0$. Mai mult, în condiții staționare de funcționare $N = N_0$, $F = F_0$, $j = j_0$, și sistemul de ecuații (5.1) devine

$$0 = \frac{j_0}{e} - \frac{N_0}{\tau} - A(N_0 - N_p)F_0, \quad 0 = A(N_0 - N_p)F_0\Gamma - \frac{F_0}{\tau_f}, \quad (5.3)$$

de unde rezultă

$$A(N_0 - N_p) = \frac{1}{\tau_f \Gamma}. \quad (5.4)$$

În condiții de modulare, peste componenta continuă a curentului se suprapune o componentă alternativă: $j = j_0 + j_1 \exp(i\omega t)$. Răspunsurile la un semnal de modulație mic al purtătorilor injectați și al fotonilor, N_1 și F_1 , se definesc ca $N = N_0 + N_1 \exp(i\omega t)$ și $F = F_0 + F_1 \exp(i\omega t)$, respectiv, cu N_0 , F_0 soluții ale sistemului de ecuații (5.3). Introducând expresiile pentru N , F în ecuațiile (5.1), obținem

$$i\omega N_1 \exp(i\omega t) = \frac{j_0 + j_1 \exp(i\omega t)}{e} - \frac{N_0 + N_1 \exp(i\omega t)}{\tau} - A[N_0 - N_p + N_1 \exp(i\omega t)][F_0 + F_1 \exp(i\omega t)] \quad (5.5a)$$

$$i\omega F_1 \exp(i\omega t) = A[N_0 - N_p + N_1 \exp(i\omega t)][F_0 + F_1 \exp(i\omega t)]\Gamma - \frac{F_0 + F_1 \exp(i\omega t)}{\tau_f} \quad (5.5b)$$

de unde, ținând cont de ecuațiile (5.3), rezultă răspunsurile la curent de modulație mic ca

$$i\omega N_1 = \frac{j_1}{e} - N_1 \left(\frac{1}{\tau} + AF_0 \right) - \frac{F_1}{\tau_f \Gamma}, \quad i\omega F_1 = AF_0 \Gamma N_1. \quad (5.6)$$

Din (5.6) obținem în final

$$i\omega F_1 = AF_0 \Gamma \left(\frac{j_1}{e} - \frac{F_1}{\tau_f \Gamma} \right) / \left[i\omega + \left(\frac{1}{\tau} + AF_0 \right) \right], \quad (5.7a)$$

sau

$$F_1(\omega) = -\frac{j_1 A F_0 \Gamma / e}{\omega^2 - i\omega(1/\tau + A F_0) - A F_0 / \tau_f} . \quad (5.7b)$$

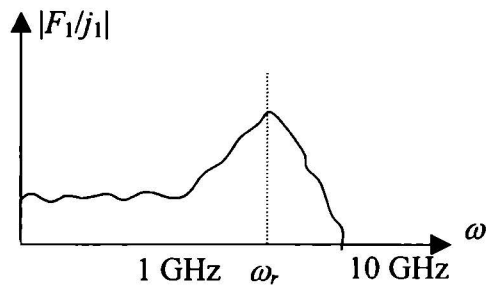


Fig.5.1

O dependență tipică de frecvență a $|F_1 / j_1|$ este reprezentată în Fig.5.1. Din această figură se observă că $|F_1 / j_1|$ este oscilantă la frecvențe mici, are un maxim la o frecvență de rezonanță ω_r , după care descrește rapid. ω_r se obține minimizând modulul numitorului expresiei lui $F_1(\omega)$, adică se obține din minimul lui $(\omega^2 - A F_0 / \tau_f)^2 + \omega^2(1/\tau + A F_0)^2$. Rezultatul este

$$\omega_r = \sqrt{\frac{A F_0}{\tau_f} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau} + A F_0 \right)^2} \quad (5.8)$$

Într-un laser cu semiconductori tipic $L = 300 \mu\text{m}$, $\tau_f \cong (n/c)[\gamma - (1/2L)\ln R_1 R_2]^{-1}$, $\tau_f \cong 10^{-12} \text{s}$, $\tau \cong 10^{-9} \text{s}$, $A F_0 \cong 10^{-9} \text{s}$, astfel încât (5.8) poate fi aproximat cu

$$\omega_r \cong \sqrt{A F_0 / \tau_f} . \quad (5.9)$$

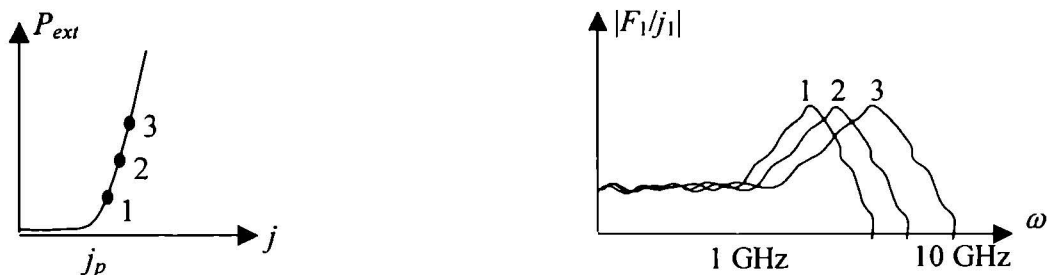


Fig.5.2

Din (5.9) rezultă că pentru a crește ω_r (a crește regiunea liniară a răspunsului pentru a nu distorsiona semnalul astfel încât $F_1(\omega) \approx j_1(\omega)$) trebuie să se mărească coeficientul de câștig A , să se scadă timpul de viață al fotonului τ_f și să se opereze laserul la o densitate de fotoni F_0 cât mai mare. Poziția lui ω_r depinde de punctul de operare (vezi Fig.5.2).

În funcție de poziția punctului de operare, modularea internă a diodei laser se poate face:

- luând punctul de funcționare staționar $j_0 = 0$. Dezavantajul în acest caz este că există o întârziere intrinsecă asociată cu timpul necesar creșterii concentrației de purtători peste valoarea de prag.

- b) $j_0 \cong j_p$. Se elimină în acest fel întârzierea, dar se introduce un fond de zgomot de prag constant la ieșire.
- c) $j_0 > j_p$. În acest caz se elimină și întârzierea și fondul de zgomot de prag dar se introduce un zgomot continuu la fotodetector și în același timp scade timpul de viață al laserului.

5.2. MODULAREA EXTERNĂ ELECTRO-OPTICĂ

Modularea electro-optică este o aplicație a fenomenului de birefrință electrică, care constă în variația indicelui de refracție de-a lungul unei axe a mediului electro-optic în prezența unui câmp electric [2-3]. Fenomenul electro-optic este nelinier deoarece este determinat de componenta (neliniară) a polarizării electrice care depinde de câmpul electric aplicat E :

$$D = \varepsilon_0 E + P = \hat{\varepsilon} E, \quad (5.10)$$

unde

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}_0 + \hat{r}_\varepsilon E + \hat{R}_\varepsilon EE + \dots \quad (5.11)$$

Dependența de câmpul electric aplicat a constantei dielectrice duce la o dependență a indicelui de refracție de câmpul aplicat, adică la fenomenul de birefrință electrică. În prezența câmpului electric indicele de refracție variază ca

$$\frac{1}{\hat{n}^2} = \frac{1}{\hat{n}_0^2} + \hat{r} E + \hat{R} EE, \quad (5.12)$$

unde $\hat{n}_0$ este tensorul indicilor de refracție în absența câmpului aplicat, $\hat{r}$ este coeficientul electro-optic liniar, iar $\hat{R}$ coeficientul electro-optic pătratic. Variația indicelui de refracție cu câmpul aplicat este liniară sau pătratică după cum unul sau altul din coeficienți are valori mai mari (depinde de cristal). În cristalele cu simetrie de inversie $\hat{r} = 0$, astfel încât această categorie de cristale nu posedă efect electro-optic liniar. Când ambele efecte, liniar și pătratic, coexistă, primul este dominant.

Ca urmare a aplicării unui câmp electric asupra unui cristal, se obține atât rotirea axelor elipsoidului indicilor de refracție cât și schimbarea excentricității acestuia. Elipsoidul indicilor de refracție în sistemul de axe proprii se scrie

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1, \quad (5.13)$$

unde $n_x^2 = \varepsilon_x / \varepsilon_0$, $n_y^2 = \varepsilon_y / \varepsilon_0$, $n_z^2 = \varepsilon_z / \varepsilon_0$.

Semnificația elipsoidului este: dacă se intersectează elipsoidul cu un plan care trece prin origine și este normal pe direcția de propagare k a radiației electromagnetice, elipsa de intersecție are axele n_1 și n_2 care corespund celor două unde polarizate liniar (vezi Fig.5.3). Într-un mediu liniar anizotrop, ecuația $D = \hat{\varepsilon} E$ ($D_x = \varepsilon_x E_x, D_y = \varepsilon_y E_y, D_z = \varepsilon_z E_z$) introdusă în ecuațiile Maxwell pentru un n dat duce la existența a două unde ce se propagă simultan prin cristal (unda ordinară și unda extraordinară) cu viteze de fază diferite și care sunt liniar polarizate. Acesta este fenomenul de birefrință.

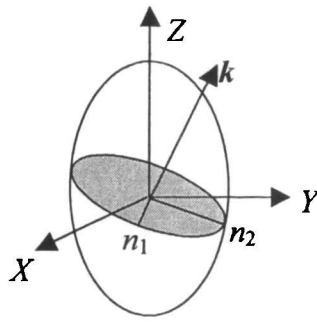


Fig.5.3

- dacă $n_x \neq n_y \neq n_z$ elipsoidul indicilor de refracție posedă două direcții k pentru care secțiunile planului normal pe k prin origine sunt cercuri. Aceste direcții se numesc axe optice iar cristalul se numește în acest caz biax.
- dacă $n_x = n_y \neq n_z$ cristalul este uniax, iar elipsoidul indicilor este un elipsoid de rotație cu axa optică axă de rotație.
- dacă $n_x = n_y = n_z$ elipsoidul indicilor se reduce la o sferă iar cristalul nu este în acest caz birefringent.

5.2.1. EFECTUL ELECTRO-OPTIC LINIAR

Efectul electro-optic liniar (sau efect Pockels) este întâlnit la cristale ca KDP, ADP, LiNbO₃, ZnO sau semiconductori, de exemplu GaAs. Cristalele la care se întâlnește efectul electro-optic liniar sunt în general uniace, cu axa de simetrie notată Z . În acest caz $n_x = n_y = n_o$, și $n_z = n_e$. Dacă indicele de refracție extraordinar n_e este mai mic decât cel ordinar n_o cristalul uniax este negativ, iar dacă $n_e > n_o$ cristalul uniax este pozitiv. Pentru o undă care se propagă de-a lungul unei direcții k care face unghiul θ cu axa Z , indicele de refracție extraordinar după direcția θ este dat de

$$n_e(\theta) = \left(\frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \right)^{-1/2} \quad (5.14)$$

În prezența câmpului, (5.13) devine, în general, de forma

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + \sum r_{ijk} E_k X_i X_j = 1, \quad (5.15)$$

cu $i, j, k = 1, 2, 3$, $X_1 = X$, $X_2 = Y$, $X_3 = Z$. Presupunem acum că în cazul unui câmp electric aplicat după Z doar unul dintre r_{ijk} este diferit de zero (acesta este cazul cristalului KDP, de exemplu). Atunci

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + 2rE_z XY = 1, \quad (5.16)$$

și se observă că noul elipsoid al indicilor de refracție are aceeași direcție a axei Z ca cel în absența câmpului electric, dar axele proprii X' , Y' sunt rotite cu $\pi / 4$ în raport cu axele cristalografice X , Y . Noile valori ale indicilor de refracție în sistemul axelor proprii sunt

$$\frac{X'^2}{n_x'^2} + \frac{Y'^2}{n_y'^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = \frac{(X/\sqrt{2} + Y/\sqrt{2})^2}{n_x'^2} + \frac{(X/\sqrt{2} - Y/\sqrt{2})^2}{n_y'^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = \frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + 2rE_zXY \quad (5.17)$$

de unde se obține sistemul de ecuații

$$\frac{1}{n_x'^2} + \frac{1}{n_y'^2} = \frac{2}{n_o^2}, \quad \frac{1}{n_x'^2} - \frac{1}{n_y'^2} = 2rE_z. \quad (5.18)$$

Noile valori ale indicilor de refracție sunt

$$\frac{1}{n_x'^2} = \frac{1}{n_o^2} + rE_z = \frac{1 + n_o^2 r E_z}{n_o^2} \cong \frac{1}{n_o^2(1 - n_o^2 r E_z)}, \quad (5.19a)$$

$$\frac{1}{n_y'^2} = \frac{1}{n_o^2} - rE_z = \frac{1 - n_o^2 r E_z}{n_o^2} \cong \frac{1}{n_o^2(1 + n_o^2 r E_z)}, \quad (5.19b)$$

sau

$$n'_x = n_o \left(1 - \frac{n_o^2 r E_z}{2} \right), \quad n'_y = n_o \left(1 + \frac{n_o^2 r E_z}{2} \right). \quad (5.20)$$

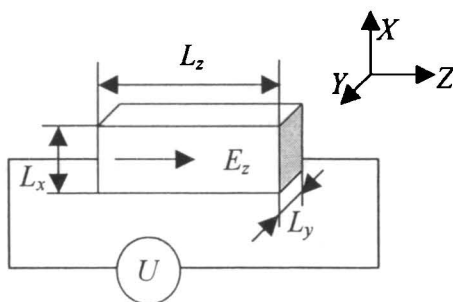


Fig.5.4

Dacă câmpul electric rămâne aplicat după Z , în funcție de direcția de propagare a unei luminoase prin cristal, apar două situații distincte:

- unda luminoasă se propagă după axa Z (efect electro-optic longitudinal),
- unda luminoasă se propagă perpendicular pe axa Z (efect electro-optic transversal).

În cazul efectului electro-optic longitudinal, dacă cristallul este supus unei tensiuni U aplicate pe direcția Z , ca în Fig.5.4, componentele unei paralele cu X' și Y' vor fi defazate una față de cealaltă cu

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L_z \Delta n}{\lambda} = \frac{2\pi L_z (n'_y - n'_x)}{\lambda} = \frac{2\pi L_z}{\lambda} n_o^3 r E_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r U, \quad (5.21)$$

unde L_z este lungimea cristallului pe direcția Z . Tensiunea $U_{\lambda/2}$ necesară pentru a se obține un defazaj de π între cele două unde este

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_o^3r}, \tag{5.22}$$

astfel încât

$$\Delta\phi = \pi \frac{U}{U_{\lambda/2}}. \tag{5.23}$$

În cazul efectului electro-optic transversal

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L_t}{\lambda} n_o^3rE_z = \Delta\phi_{long} \frac{L_t}{L_z} = \pi \frac{U}{U_{\lambda/s}} \frac{L_t}{L_z}, \tag{5.24}$$

unde $L_t = L_y$ sau L_x este lungimea cristalului pe direcție transversală celei de propagare a luminii. Din relația de mai sus rezultă că în cazul efectului electro-optic transversal $\Delta\phi$ poate fi controlat prin alegerea corespunzătoare a raportului L_t / L_z . Dacă $L_t \gg L_z$ se poate obține un defazaj mult mai mare pentru efectul transversal decât pentru cel longitudinal, pentru aceeași tensiune aplicată. Câteva dintre materialele cu proprietăți electro-optice liniare sunt menționate în Tabelul 5.1.

Tabelul 5.1: Materiale cu proprietăți electro-optice liniare

material	λ (μm)	n_o	r (10^{-12} m/V)	Δn ($E = 10^4$ V/cm)	$U_{\lambda/2}$ (kV)
LiNbO ₃	0.6328	2.203	30	1.6×10^{-4}	1.97
KDP	0.6328		-13		15.4
GaAs	0.9	3.6	1.6	2.8×10^{-5}	16.1
ZnO	0.6328	2.015	2.6	1.1×10^{-5}	29.7

Cu ajutorul efectului electro-optic se poate realiza, așa cum vom demonstra în cele ce urmează, modularea în intensitate, fază, frecvență, și polarizare.

5.2.2. MATRICI DE TRANSFER ALE LUMINII POLARIZATE

Pentru a studia comportarea luminii la trecerea printr-un sistem optic folosim formalismul matricilor de polarizare în care starea de polarizare a luminii se specifică prin matricea coloana [2]

$$M = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \tag{5.25}$$

unde E_x si E_y sunt câmpurile electrice ale undeii luminoase.

Exemple:

- polarizare liniară pe direcția axei orizontale (axa x):

$$M = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{5.26}$$

- polarizare liniară pe direcția axei y :

$$M = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (5.27)$$

- polarizare liniară la $\pi / 4$ față de axa x :

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (5.28)$$

- polarizare liniară la $\pi / 4$ față de axa y :

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}. \quad (5.29)$$

- polarizare circular dreapta:

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (5.30)$$

- polarizare circular stânga:

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (5.31)$$

Sistemele optice pot fi de asemenea caracterizate prin matrici. De exemplu:

- element care realizează un defazaj $\Delta\phi$ între componentele E_x și E_y (un CEO):

$$T_{def}(\Delta\phi) = \begin{pmatrix} \exp(i\Delta\phi/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\Delta\phi/2) \end{pmatrix}. \quad (5.32)$$

- element atenuator (absorbant) în care lumina parcurge o lungime L , cu coeficienții de absorbție γ_x și γ_y pe direcțiile x, y :

$$T_{at} = \begin{pmatrix} \exp(-\gamma_x L) & 0 \\ 0 & \exp(-\gamma_y L) \end{pmatrix}. \quad (5.33)$$

- rotitor de plan de polarizare cu un unghi θ :

$$T_{rot}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (5.34)$$

- polarizor la unghi θ față de axa x (aceeași matrice caracterizează și un analizor):

$$T_P(\theta) = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix} = T_A(\theta). \quad (5.35)$$

Matricea polarizorului se poate deduce folosind Fig.5.5, unde $E_t = E_y \sin \theta + E_x \cos \theta$ este câmpul transmis de polarizor, E_x și E_y fiind componentele câmpului electric incident. Ținând cont că $E_{tx} = E_t \cos \theta$, $E_{ty} = E_t \sin \theta$ se obține

$$\begin{pmatrix} E_{tx} \\ E_{ty} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (5.36)$$

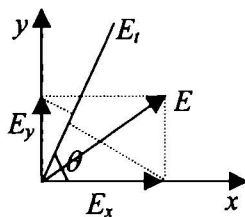


Fig.5.5

5.2.3. MODULATOR ELECTRO-OPTIC DE INTENSITATE

Fig.5.6 este o reprezentare schematică a modulatorului electro-optic de intensitate, unde P este un element polarizor iar A un analizor cu axele încrucișate cu cele ale polarizorului (P, A lasă să treacă lumina doar după o singură direcție/axă) [2]. Axele polarizorului sunt rotite la 45° față de axele cristalografice ale cristalului electro-optic (CEO), astfel încât să fie paralele cu axele proprii ale acestuia în prezența câmpului electric.

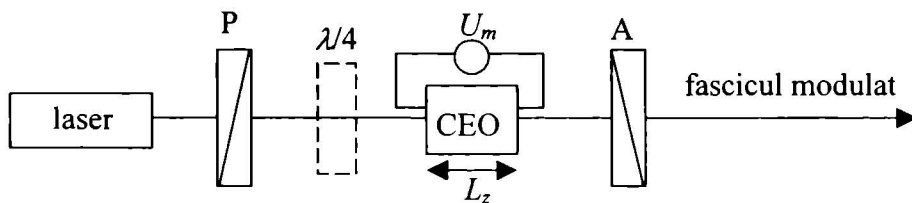


Fig.5.6

Pentru tratarea propagării luminii în acest sistem folosim matricile de transfer deduse mai sus. Polarizorul selectează din fasciculul laser un fascicul de intensitate I_i (incident) polarizat la $\pi / 4$ în raport cu axele cristalografice ale CEO, iar analizorul are axa principală perpendiculară pe direcția de polarizare a fasciculului. Deci, în absența câmpului electric aplicat, fasciculul laser este complet atenuat. În prezența tensiunii modulatoare, CEO defazează componentele unde după X' și Y' (paralele cu axele polarizorului). Unda incidentă (dupa polarizor) este deci caracterizată de o matrice

$$M_i = \sqrt{\frac{I_i}{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (5.37)$$

iar starea de polarizare a fascicului la ieșire este dată de

$$M_o = T_A T_{def}(\Delta\phi) M_i = i \sqrt{\frac{I_i}{2}} \sin(\Delta\phi/2) \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}. \quad (5.38)$$

Intensitatea la ieșirea modulatorului,

$$I_o = |E_{xo}|^2 + |E_{yo}|^2 = I_i \sin^2(\Delta\phi/2), \quad (5.39)$$

depinde prin $\Delta\phi$ de tensiunea aplicată. Se observă că, dacă $U = 0$, $\Delta\phi = 0$, și $I_o = 0$.

Dacă semnalul modulator variază armonic în timp, $U = U_m \sin(\omega_m t)$, rezultă o variație armonică în timp și pentru $\Delta\phi$. În general este de dorit ca semnalul de ieșire să fie proporțional cu cel de la intrare. În acest scop punctul de funcționare al modulatorului trebuie stabilit în punctul B, pe porțiunea liniară a curbei (vezi Fig.5.7).

Aceasta se poate realiza prin introducerea unei retardări constante $\Delta\phi_0$ peste cea introdusă de semnalul modulator, prin aplicarea unei tensiuni constante de $(1/2)U_{\lambda/2}$, sau cu o lamă sfert de undă. Ultima soluție este cea mai simplă. Matricea de polarizare a lamei $\lambda/4$ este $T_{\lambda/4} = T_{def}(\Delta\phi = \pi/2)$. Starea de polarizare a fascicului la ieșire este acum

$$M_o = T_A T_{def}(\Delta\phi) T_{\lambda/4} M_i = i \sqrt{\frac{I_i}{2}} \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2} + \frac{\pi}{4}\right) \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}, \quad (5.40)$$

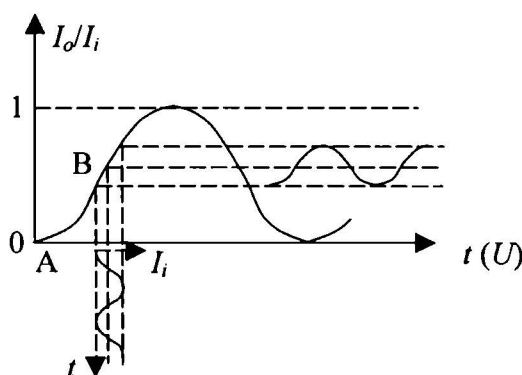


Fig.5.7

sau

$$I_o = I_i \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2} + \frac{\pi}{4}\right) = \frac{I_i}{2} [1 - \cos(\Delta\phi + \pi/2)] = \frac{I_i}{2} (1 + \sin \Delta\phi). \quad (5.41)$$

Deci prin introducerea lamei $\lambda/4$ se reduce la jumătate intensitatea de ieșire față de cea de intrare în lipsa semnalului modulator (pentru $\Delta\phi = 0$). Dacă $U = U_m \sin(\omega_m t)$,

$$I_o = \frac{I_i}{2} \left[1 + \sin\left(\frac{\pi}{U_{\lambda/2}} U_m \sin(\omega_m t)\right) \right], \quad (5.42)$$

sau, descompunând $\sin[A \sin(\omega_m t)]$ într-o serie de funcții Bessel,

$$I_o = \frac{I_i}{2} + I_i \left[J_1 \left(\frac{\pi}{U_{\lambda/2}} U_m \right) \sin(\omega_m t) + J_3 \left(\frac{\pi}{U_{\lambda/2}} U_m \right) \sin(3\omega_m t) + \dots \right]. \tag{5.43}$$

Se observă că, pe lângă termenul cu frecvența fundamentală, dorit, avem și armonici impare care distorsionează semnalul modulat transmis.

Se poate defini un grad de modulare

$$MOD = \frac{(I_o)_{\max} - I_i/2}{I_i/2} \cong 2J_1 \left(\frac{\pi}{U_{\lambda/2}} U_m \right), \tag{5.44}$$

unde expresia din ultimul termen se obține neglijând armonicile.

5.2.4. MODULATOR ELECTRO-OPTIC DE POLARIZARE

Schema unui modulator electro-optic de polarizare este prezentată în Fig.5.8. Matricea de polarizare a unei ieșire este în acest caz [2]

$$M_o = T_{def}(\Delta\phi) M_i = \sqrt{\frac{I_i}{2}} \begin{pmatrix} \exp(i\Delta\phi/2) \\ \exp(-i\Delta\phi/2) \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{I_i}{2}} \exp(-i\Delta\phi/2) \begin{pmatrix} \exp(i\Delta\phi) \\ 1 \end{pmatrix}, \tag{5.45}$$

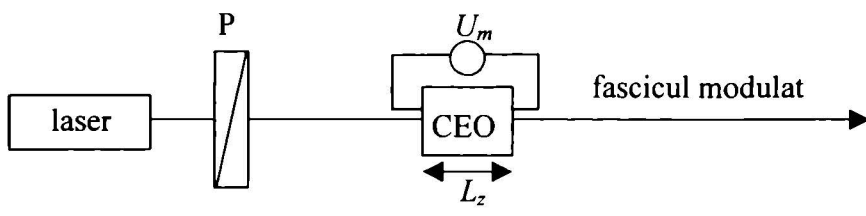


Fig.5.8

expresie care arată că, pentru defazări $\Delta\phi$ cuprinse între $-\pi/2$ (lumină polarizată circular dreapta) și $\pi/2$ (circular stânga) se obține lumină polarizată eliptic, gradul de elipticitate fiind proporțional cu defazajul produs de tensiunea modulatoroare.

5.2.5. MODULATOR ELECTRO-OPTIC DE FAZĂ

În schema modulatorului electro-optic de fază, reprezentată în Fig.5.9, polarizorul este paralel cu y. În acest caz matricea de polarizare imediat după P este [2]

$$M_i = \sqrt{I_i} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \tag{5.46}$$

astfel încât la ieșire obținem $E_{xo} = 0$ și

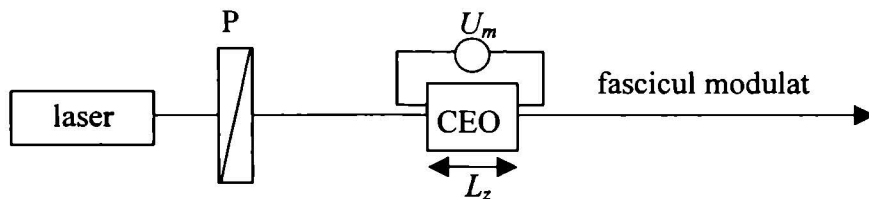


Fig.5.9

$$E_{y0} = E_{yi} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} n_o L_z\right) \exp\left(i \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r U_m \cos(\omega_m t)\right). \quad (5.47)$$

Unda este modulată în fază, cu indicele de modulație $\delta = (\pi / \lambda) n_o^3 r U_m$.

5.2.6. MODULATOR ELECTRO-OPTIC DE FRECVENȚĂ

În cazul modulatorului electro-optic de frecvență, prezentat în Fig.5.10, ca și în cazul modulatorilor de intensitate și polarizare, axele polarizorului P sunt rotite la 45° față de axele cristalografice ale cristalului electro-optic (CEO), astfel încât să fie paralele cu axele proprii ale acestuia în prezența câmpului electric [2]. Diferența în acest caz este că, deși propagarea luminii prin modulator se face tot după direcția Z, modularea se face prin două tensiuni defazate cu $\pi/2$ aplicate pe X și Y.

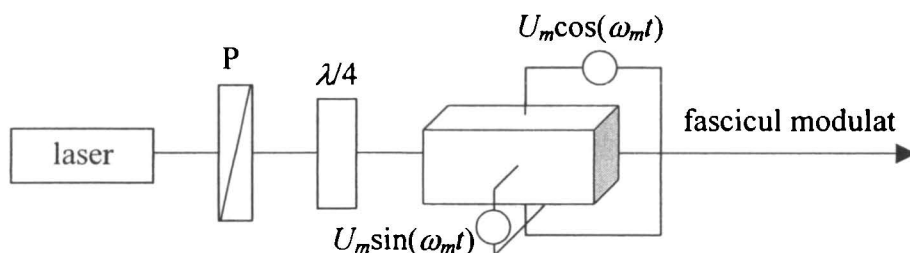


Fig.5.10

Fasciculul laser polarizat la $\pi/4$ față de axele X, Y ale cristalului modulator este trecut prin lama $\lambda/4$ astfel încât la ieșirea din lamă este polarizat circular dreapta conform matricii

$$M_i = \sqrt{\frac{I_i}{2}} \begin{pmatrix} -i \\ 1 \end{pmatrix} \exp(i\omega t) \quad (5.48)$$

(de data aceasta luăm în considerare explicit și dependența de frecvență a luminii incidente).

Spre deosebire de cazurile studiate până acum, câmpul electric nu mai este după Z, astfel încât nu se produce doar un defazaj cu $\Delta\phi$ ci și o rotație a axelor elipsoidului cu un unghi θ , astfel încât matricea CEO este

$$T_{crist} = T_{rot}(\theta) T_{def}(\Delta\phi) T_{rot}(-\theta). \quad (5.49)$$

θ depinde doar de simetria cristalului, fiind independent de U_m . La ieșirea din modulator

$$M_o = T_{crist} M_i = \sqrt{\frac{I_i}{2}} \left[\cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \exp(i\omega t) \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix} - i \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \exp[i(\omega t - 2\theta)] \begin{pmatrix} -i \\ 1 \end{pmatrix} \right], \quad (5.50)$$

și apare o modulare în frecvență cu un termen $\omega - 2(d\theta/dt)$.

5.2.7. CONECTAREA CRISTALELOR ELECTRO-OPTICE

Pentru a se putea compara între ele dispozitivele modulatoroare, ne interesează puterea electrică de excitație și lărgimea de bandă a modulației. În cristalele electro-optice dielectrice (majoritatea cazurilor) puterea electrică disipată este nulă, deoarece cristalul dielectric este echivalent cu o capacitate care, dacă este introdusă într-un circuit RC se obține lărgimea de bandă din condiția $RC\Omega = 1$. R este rezistența circuitului, $C = \epsilon L_x L_y / L_z$ este capacitatea electrică a cristalului cu efect electro-optic longitudinal, iar Ω este frecvența de modulație. Puterea de modulație este dată de

$$P = \frac{1}{2} U_m^2 C \Omega = \frac{1}{2} \left(\frac{U_{\lambda/2}}{\pi} \Delta\phi \right)^2 C \Omega. \quad (5.51)$$

Pentru a micșora tensiunea de modulație necesară creării aceluiași $\Delta\phi$ cu un modulator cu efect electro-optic longitudinal se folosesc mai multe cristale în serie, două cristale successive, rotite cu $\pi/2$ unul față de celălalt, fiind supuse la câmpuri cu direcții opuse (vezi Fig.5.11). În acest fel efectele se însumează [2].

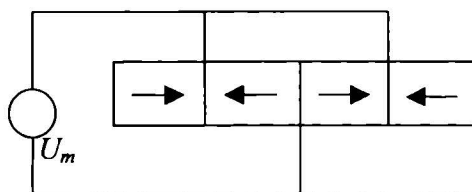


Fig.5.11

Parametrii modulatorului cu N cristale sunt $C_N = NC$, $\Delta\phi_N = N\pi U_m / U_{\lambda/2}$, astfel încât

$$P_N = \frac{1}{2} \left(\frac{U_{\lambda/2}}{N\pi} \Delta\phi_N \right)^2 NC\Omega = \frac{1}{N} \frac{1}{2} \left(\frac{U_{\lambda/2}}{\pi} \Delta\phi_N \right)^2 C\Omega. \quad (5.52)$$

Din (5.52) se observă că pentru $\Delta\phi_N = \Delta\phi$, tensiunea U_m și puterea P_N necesare modulării sunt de N ori mai mici decât dacă se lucrează cu un singur cristal. O astfel de conectare a cristalelor electro-optice permite și o optimizare a funcționării la frecvențe înalte.

5.2.8. EFECTUL ELECTRO-OPTIC PĂTRATIC

În cazul efectului electro-optic pătratic (sau efectul Kerr), dacă propagarea luminii se face după axa Z iar câmpul electric se aplică după Y , defazajul obținut este

$$\Delta\phi = \frac{\pi n_o^3}{\lambda} RE_y^2 L_z, \tag{5.53}$$

unde R este constantă de material. Pentru a se obține proporționalitate între semnalul electric modulator și defazaj, componenta continuă a câmpului electric aplicat trebuie să fie mult mai mare decât componenta alternativă, adică dacă $E_y = E_{y0} + E_{ym}(t)$, trebuie să avem $|E_{ym}(t)| \ll |E_{y0}|$. În aceste condiții

$$\Delta\phi \cong \frac{2\pi n_o^3}{\lambda} RE_{y0} E_{ym}(t) L_z, \tag{5.54}$$

cu $E_{ym}(t) = U_m(t) / L_y$, și am proporționalitate între $\Delta\phi$ și $U_m(t)$:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n_o^3}{\lambda} RE_{y0} U_m(t) \frac{L_z}{L_y} = 4\pi B E_{y0} U_m(t) \frac{L_z}{L_y}. \tag{5.55}$$

Materialele în care se întâlnește efectul electro-optic pătratic includ cristale ca KTaO_3 , SrTiO_3 și BaTiO_3 precum și lichide ca sulfura de carbon, pentru care $B \cong 10^{-14}$, și nitrobenzenul, pentru care $B \cong 10^{-12}$.

5.3. MODULAREA EXTERNĂ ACUSTO-OPTICĂ

Modulația acusto-optică este o modulație spațială a luminii, consecință a variației tensorului dielectric local în prezența câmpului acustic. Variația indicelui de refracție la aplicarea câmpului acustic este

$$\Delta n = \sqrt{M_{a-o} P_a / 2A}, \tag{5.56}$$

unde P_a este puterea acustică, A este aria, iar $M_{a-o} = n^6 s^2 / (\rho v_a^3)$ este factorul de merit acusto-optic, cu s elementul tensorului de stres optic, ρ densitatea materialului, iar v_a viteza sunetului. Unele materiale cu proprietăți acusto-optice sunt prezentate în Tabelul 5.2.

Tabelul 5.2: Materiale cu proprietăți acusto-optice

material	n	v_a (10^5 cm/s)	$M_{a-o} / M_{a-o, \text{cuarț}}$	Δn la $P_a / A = 100$ W/cm ²
TeO ₂	2.27	0.617	525	1.3×10^{-4}
PbMnO ₄	2.39	3.66	23.7	6.2×10^{-4}
LiNbO ₃	2.2	6.57	4.6	5.8×10^{-5}
cuarț	1.46	5.96	1	2.7×10^{-5}

Pentru a se realiza modularea acusto-optică, așa cum se arată și în Fig.5.12, câmpul acustic se aplică sub forma unei unde de suprafață de frecvența ω_a , produsă de un traductor piezo-electric. Efectul asupra indicelui de refracție este echivalent cu cel produs de o rețea de difracție temporară, în mișcare. Mai precis, dacă câmpul acustic se aplică pe direcția y , defazajul introdus variază cu y :

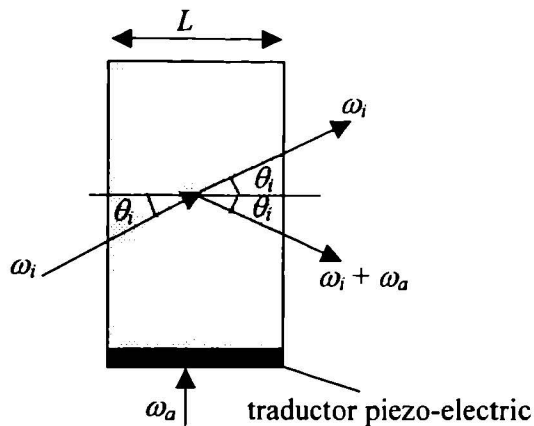


Fig.5.12

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L \Delta n}{\lambda} \sin(2\pi y / \Lambda), \quad (5.57)$$

unde Λ este periodicitatea rețelei.

O undă incidentă de frecvență ω_i se difractă pe o astfel de rețea de difracție acustică, ca și în optică, în una sau mai multe ordine. În cazul în care difracția se produce într-un singur ordin (ca în Fig.5.12) rețeaua se numește rețea Bragg și are loc următoarea relație

$$2\beta \sin \theta_i = 2\pi / \Lambda, \quad (5.58)$$

unde β este constanta de propagare a undei electromagnetice în material. Deoarece unghiul la care se difractă fasciculul modulat depinde de perioada rețelei acustice, variația frecvenței câmpului acustic poate fi folosită ca metodă de baleiere a fasciculului modulat. Datorită diferențelor mari între frecvențele undelor optice și acustice, unghiul θ_i are o valoare mică, de câteva grade.

Deoarece unda acustică are frecvența ω_a , unda difractată are frecvența $\omega_i + \omega_a$. Cele două unde la ieșire au intensitățile

$$I_{\omega_i} = I_0 \cos^2(\xi/2), \quad I_{\omega_i + \omega_a} = I_0 \sin^2(\xi/2), \quad (5.59)$$

unde $\xi = 2\pi L \Delta n / \lambda$.

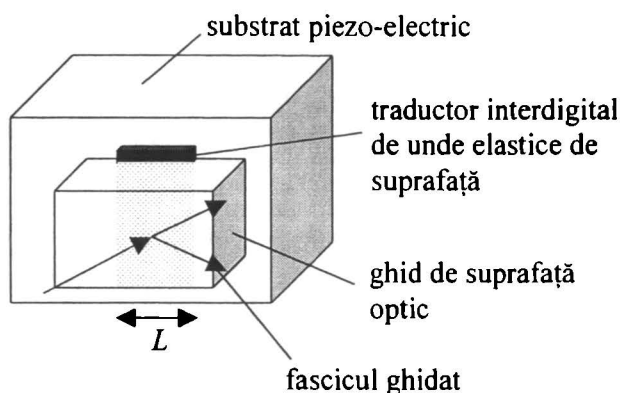


Fig.5.13

Observație: eficiența modulației acusto-optice depinde de adâncimea de pătrundere a unei acusto-optice de suprafață în cristal. Această adâncime este proporțională cu $1/\omega_a$. Transferul de putere de la fasciculul optic nemodulat la cel modulat poate ajunge la 90%, eficiența acestui proces crescând cu lungimea de undă optică folosită.

Observație: modulația spațială a fasciculului se poate face și cu o rețea electro-optică creată într-un material electro-optic cu un electrod ‘cu degete’, adică cu un traductor interdigital.

Modulatorul acusto-optic se poate realiza și integrat, un exemplu în acest sens fiind reprezentat în Fig.5.13

Dacă substratul piezo-electric este absorbant sau dacă ghidul are o constantă piezo-electrică mică, ghidul și sursa de câmp acustic sunt separate, ca în Fig.5.13 (câmpul acustic pătrunde exponențial în ghid). Altfel s-ar putea pune traductorul direct pe ghid.

Analog, ghidul de undă se poate realiza și pe substrat electro-optic, ca în Fig.5.14.

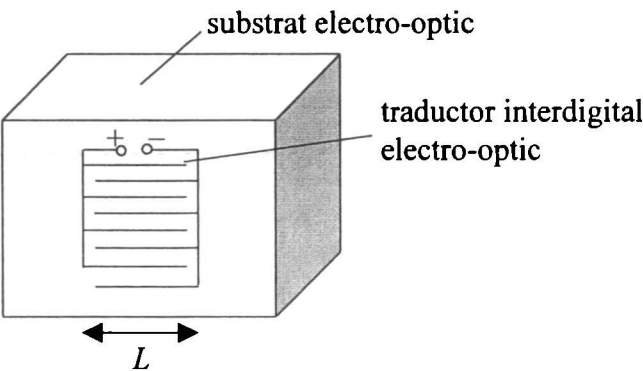


Fig.5.14

5.4. MODULAREA EXTERNĂ MAGNETO-OPTICĂ

Modulația magneto-optică (de intensitate) se poate realiza prin mai multe efecte, cel mai utilizat fiind efectul Faraday [2]. În cazul efectului Faraday o undă polarizată liniar poate fi considerată ca obținută din suprapunerea a două unde polarizate circular, în sensuri opuse:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \left[\begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -i \\ 1 \end{pmatrix} \right]. \tag{5.60}$$

Dacă se aplică un câmp magnetic paralel cu direcția de propagare a undei, unda polarizată circular dreapta se propagă cu viteză diferită față de cea circular stânga, astfel încât după un parcurs L prin mediu unda liniar polarizată rezultantă are planul de polarizare rotit cu θ_F față de cel al undei incidente, unde

$$\theta_F = \frac{\pi L}{\lambda} (n_d - n_s), \tag{5.61}$$

n_d este indicele de refracție al unei polarizată circular dreapta, iar n_s indicele de refracție al undei polarizată circular stânga.

Materiale cu efect Faraday pronunțat sunt: $\text{Y}_2\text{Fe}_{15}\text{O}_{12}$ (YIG), GaYIG.

În materiale paramagnetice și diamagnetice $\theta_F = VH$, unde H este câmpul magnetic perturbator, iar V este constanta Verdet. Această constantă are o valoare mică, efectul Faraday în aceste materiale fiind neutilizabil.

În materialele fero- și ferimagnetice efectul depinde de componenta magnetizării paralele cu direcția de propagare, a cărei mărime depinde de câmpul magnetic exterior, rezultatul fiind din nou rotirea planului de polarizare. Dezavantajul folosirii materialelor fero- și ferimagnetice este că θ_F depinde și de istoria anterioară a probei.

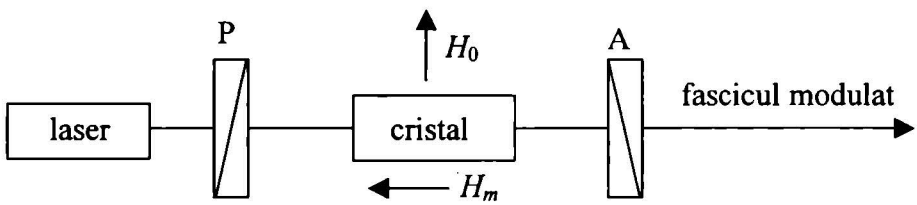


Fig.5.15

Pentru a evita acest dezavantaj se realizează un montaj ca cel din Fig.5.15, în care se folosește un câmp magnetic continuu H_0 pentru a aduce materialul în apropierea saturației. H_m modulează această magnetizare de saturație (de fapt schimbă orientarea, pentru că e deja saturat). În aceste condiții

$$\theta_F \approx M_s \cos \varphi , \tag{5.62}$$

unde M_s este magnetizarea de saturație, iar φ este unghiul între direcția de propagare a luminii și cea a magnetizației.

La fel ca la modulatorul electro-optic de intensitate, în montajul din Fig.5.15

$$I_o = I_i \sin^2(\theta_F / 2) . \tag{5.63}$$

Modulatorul magneto-optic se poate realiza și integrat, ca în Fig.5.16.

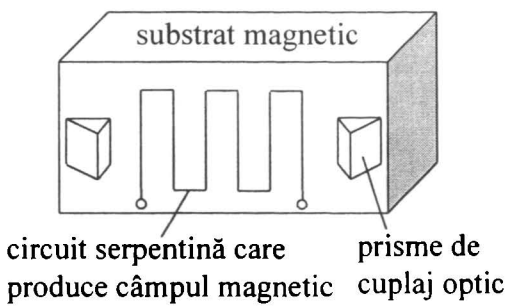


Fig.5.16

- Alte efecte care pot fi folosite la modularea magneto-optică sunt:
- efectul Voigt, sau birefrința magnetică liniară, care apare când lumina se propagă în mediul magneto-optic perpendicular pe direcția magnetizării. Este un fenomen pătratic în câmpul magnetic pentru care $\theta_V = CB^2$, unde C este constanta Cotton-Mouton.

- efectul Kerr magneto-optic, care constă în modificarea stării de polarizare a luminii reflectate de un mediu magnetic.

5.5. MODULATORI EXTERNI INTEGRAȚI

Pe lângă modulatorii externi pe baza efectului electro-optic, acusto-optic sau magneto-optic, mai există și alte tipuri de modulatori integrați, care pot realiza atât modularea în fază a semnalului, cât și modularea în amplitudine a semnalului modulat sau transmis. Modulatorii integrați pot fi modulatori pe bază de semiconductori omogeni, sau pot conține structuri mezoscopice de tipul gropilor cuantice [4]. În ultimul caz modularea este bazată în general pe variația absorbției excitonice, o componentă semnificativă a absorbției acestor structuri chiar și la temperatura camerei. Modulatorii pe bază de structuri mezoscopice pot fi în general folosiți pentru rate mai mari de modulare dar nu pot modula câmpuri electromagnetice de intensități mari, care le-ar distruge.

5.5.1. MODULATORI PE BAZA EFECTULUI FRANZ-KELDYSH

Efectul Franz-Keldysh este un efect de tunelare asistată de fotoni. În prezența unui câmp electric aplicat un electron din banda de valență (BV) poate ajunge în banda de conducție (BC) prin tunelare dacă parcurge distanța d (vezi Fig.5.17). Bariera de potențial pe care o are de străbătut este de formă triunghiulară și are o înălțime E_g . Înălțimea barierei scade la $E_g - \hbar\omega$ și lățimea ei se reduce la d' , dacă semiconductorul este iluminat cu fotoni de energie $\hbar\omega < E_g$. În consecință tranzițiile din BV în BC cresc semnificativ la absorbția fotonilor cu energii mai mici ca E_g .

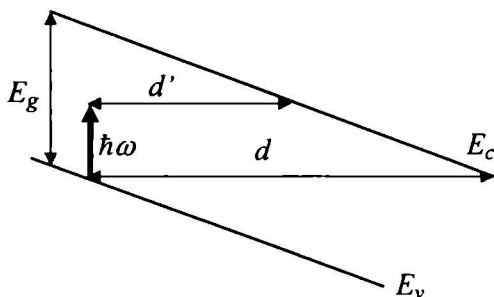


Fig.5.17

Coefficientul de absorbție în cazul efectului Franz-Keldysh depinde de câmpul electric E_{el} (o sumă, în general, dintre câmpul electric aplicat și cel intern) ca

$$\alpha = \alpha_p \exp\left(-\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \frac{(E_g - \hbar\omega)^{3/2}}{qE_{el}}\right), \quad (5.64)$$

unde α_p este valoarea maximă a coeficientului de absorbție. Modificarea coeficientului de absorbție duce la modificarea intensității unei unde electromagnetice care se propagă într-un mediu în care efectul Franz-Keldysh se produce [5].

Modulatoarele Franz-Keldysh sunt de obicei fabricate sub formă de ghiduri de undă din material semiconductor omogen, dar se pot realiza și pe bază de structuri mezoscopice conținând gropi cuantice dacă câmpul electric este aplicat paralel la gropile cuantice, adică perpendicular la direcția de stratificare.

Avantajul acestor modulatori este capacitatea de a modula puteri optice mari, cu un spectru larg de frecvențe, simplitatea lor constructivă și sensibilitatea scăzută la variații de temperatură sau polarizare a undei incidente [6]. Pentru a fi folosiți ca modulatori de înaltă frecvență, cu timpi de răspuns de ordinul ps sau chiar mai mici, este necesar să se folosească ca materiale semiconductoare compuși de tipul III-V crescuți la temperaturi scăzute în care mobilitatea purtătorilor de sarcină este mare.

5.5.2. MODULATORI CU UNDĂ PROGRESIVĂ

În modulatorii cu undă progresivă (traveling wave modulators) modularea luminii incidente este un proces cumulativ, care se realizează la propagarea pe distanțe lungi, de ordinul a mii de μm [7]. Modularea este un rezultat al interacției între câmpul optic și semnalul modulator de microunde aplicat prin intermediul unor electrozi. Cele mai folosite configurații sunt cele de cuplor direcțional (Fig.5.18a) și cele tip Mach-Zender (Fig.5.18b).

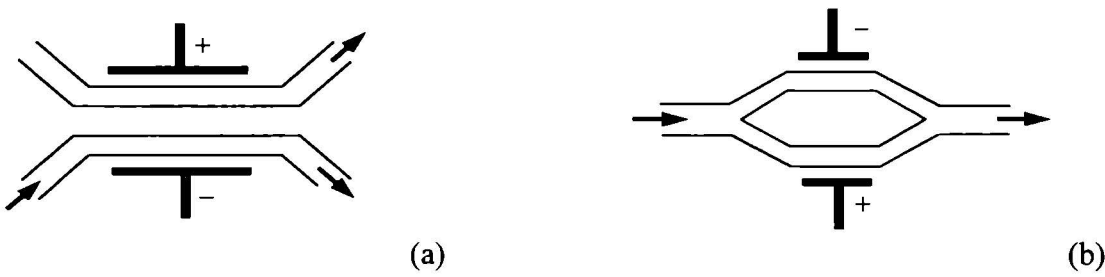


Fig.5.18

În primul caz puterea optică în fiecare ghid de undă la ieșirea din cuplor este controlată prin aplicarea unei tensiuni care schimbă indicele de refracție al ghidului (și deci coeficientul de cuplaj) prin efect electro-optic. Dacă lungimea de interacție a cuplorului este aleasă astfel încât să existe un transfer complet de putere între cele două ghiduri în absența câmpului electric, adică $L = \pi / \text{Re}(\Delta\beta)$, modificând diferența între constantele de propagare ale ghidurilor prin tensiunea aplicată de la $\Delta\beta$ la $2\Delta\beta$, puterea poate ieși din același ghid prin care intră în cuplor.

Modulatorii cu undă progresivă pot fi fabricați atât din ghiduri integrate cât și din fibre din materiale cu proprietăți electro-optice, sau chiar dintr-un ghid integrat sau polimer cu proprietăți electro-optice și o fibră. Puterea transmisă poate fi modificată cu $\Delta T/T = 5$ dB pentru o tensiune aplicată de 30 V, semnalele modulate putând avea frecvențe de până la 50 MHz.

Alte mecanism care pot fi folosite pentru variația indicelui de refracție în modulatori cu undă progresivă (pe lângă efectul electro-optic) sunt variația densității de purtători, variația benzii interzise, sau umplerea benzilor (bandfilling).

În modulatorii cu undă progresivă în configurația de interferometru Mach-Zender, unda incidentă se separă în două părți la o primă joncțiune Y, cele două părți recombinaându-se ulterior după o a doua astfel de joncțiune (vezi Fig.5.18b). Intensitatea undei la ieșire este dată de

$$I = I_0 \cos^2(\delta/2), \tag{5.65}$$

unde I_0 este intensitatea undei incidente și δ este diferența de fază între cele două brațe ale interferometrului. Această diferență de fază poate fi modulată prin efectul electro-optic, de exemplu, stările ON (pentru care $I = I_0$) și OFF (pentru care $I = 0$) corespunzând la o diferență de fază de 0 și respectiv π între brațele interferometrului.

Ca și în cazul modulatorului electro-optic de intensitate, intensitatea transmisă depinde neliniar de diferența de fază, astfel încât semnalul poate fi distorsionat dacă nu se introduce o diferență de fază suplimentară de $\pi/2$ pentru a fixa punctul de operare pe porțiunea aproximativ liniară de variație a I cu δ . Această diferență de fază se poate introduce simplu făcând un braț al interferometrului mai lung decât celălalt.

Modulatorul de tip Mach-Zender poate fi folosit pentru modularea polarizării, deoarece constantele de propagare în cele două ghiduri care formează brațele interferometrului depind de polarizarea undei incidente. În particular, o undă incidentă TE (TM) poate fi convertită într-o undă TM (TE) prin variația diferenței constantelor de propagare $|\Delta\beta| = |\beta_{TE} - \beta_{TM}|/2$ cu o tensiune aplicată [8].

Dacă frecvența de modulație a câmpului electric aplicat este ω_m , presupunând că radiația optică incidentă este separată la prima joncțiune Y în părți egale ca intensitate, câmpurile optice înainte de recombinație sunt date de

$$E_1 = 2^{-1/2} E_0 \sin\left(\omega t + \delta + \frac{\delta_m}{2} \cos(\omega_m t)\right), \quad E_2 = 2^{-1/2} E_0 \sin\left(\omega t - \frac{\delta_m}{2} \cos(\omega_m t)\right), \quad (5.66)$$

unde E_0 este câmpul optic incident de frecvență ω , δ este diferența de fază și δ_m este amplitudinea semnalului modulator în frecvență. După recombinație se constată că spectrul câmpului optic rezultat este format nu numai din frecvența ω dar și din toate combinațiile între ω și multiplii frecvenței de modulație, astfel încât se poate realiza și modularea în frecvență a semnalului incident [9]. De exemplu, amplitudinea componentei spectrale de frecvență ω este $(1/2) J_0^2(\delta_m/2)(1 + \cos\delta)$, amplitudinea componentelor de frecvență $\omega \pm \omega_m$ este $(1/2) J_1^2(\delta_m/2)(1 - \cos\delta)$, celor de frecvență $\omega \pm 2\omega_m$ este $(1/2) J_2^2(\delta_m/2)(1 + \cos\delta)$, amplitudinea componentelor de frecvență $\omega \pm 3\omega_m$ este $(1/2) J_3^2(\delta_m/2)(1 - \cos\delta)$, ș.a.m.d. Amplitudinea componentelor de frecvență cu multipli impari ai ω_m este maximizată dacă $\delta = \pi$, iar amplitudinea componentelor de frecvență care conțin multipli pari ai ω_m este minimizată (aceste componente dispar) în acest caz.

Dacă interferometrul Mach-Zender este neliniar, adică dacă indicele de refracție depinde de intensitatea luminii incidente, diferența de fază între undele care se propagă în cele două brațe ale interferometrului este auto-produsă de unda electromagnetică.

Modulatoare de fază cu undă progresivă constau într-un ghid optic al cărui indice de refracție este modulată prin aplicarea unei tensiuni. Dacă la capetele ghidului se depun straturi care reflectă lumina, ghidul acționează ca un modulator Fabry-Perot de intensitate.

5.5.3. MODULATORI CU REȚEA

Rețelele de difracție pot fi folosite ca modulatoare de fază și amplitudine (vezi A8 și A9), și ca modulatoare spațiale ale luminii (vezi modularea acusto-optică) [4]. Rețele dielectrice pot fi create permanent pe ghiduri planare prin interferența optică în fotorezist sau materiale neliniare, prin tehnici de imprimare cu fascicul de electroni, sau prin corodare reactivă cu ioni prin măști de suprafață. Rețele integrate temporare pot fi create prin efect acusto-optic, magneto-optic sau electro-optic. În primul caz rețeaua este în mișcare, de tip undă progresivă, în celelalte două cazuri fiind rezultatul modulării indicelui de refracție datorită acțiunii câmpului electric sau magnetic aplicat pe un electrod interdigital sau, respectiv, pe un electrod în formă de serpentină. Recent s-au fabricat și rețele optice pe fibre fotosensibile, prin iradierea acestora cu radiație în UV.

Pentru a funcționa ca modulatoare rețelele de difracție trebuie să își modifice caracteristicile de transmisie sau frecvență prin variația câmpurilor (electric sau magnetic) aplicate. Dacă ghidurile de undă pe care se fabrică rețelele de difracție sunt neliniare intensitatea luminii incidente este parametrul de control al modulației.

5.5.4. MODULATORI PE BAZA EFECTULUI STARK

Efectul de confinare cuantică Stark, QCSE (quantum confined Stark effect) constă într-o deplasare a spectrului de absorbție către energii mai mici însoțită de o scădere a absorbției la energii mai mari decât banda interzisă a unui semiconductor în prezența unui câmp electric aplicat. Efectul Stark se datorează variației absorbției excitonice în prezența câmpului electric aplicat, și se manifestă cu precădere în structuri mezoscopice, în care excitonii sunt nedisociați de eventualele interacții cu fononii chiar și la temperatura camerei deoarece, într-o groapă cuantică de exemplu, electronii și golurile sunt confinați în groapa de potențial și deci suprapunerea funcțiilor lor de undă crește față de cazul semiconductorilor omogeni. În consecință energia de legătura a excitonilor în structuri mezoscopice este de două până la trei ori mai mare (teoretic, de patru ori mai mare) față de valoarea în semiconductorii omogeni.

În prezența unui câmp electric aplicat pe o groapă cuantică funcțiile de undă ale electronilor și golurilor sunt împinse în direcții opuse, suprapunerea lor și în consecință coeficientul de absorbție excitonică scăzând. Funcțiile de undă ale electronilor și golurilor în absența și prezența unui câmp electric aplicat prin intermediul unei tensiuni V sunt prezentate în Fig.5.19a și respectiv Fig.5.19b. Variația coeficientului de absorbție depinde de lărgimea și forma gropii de potențial. În gropi înguste nivelele excitonice sunt împinse spre nivele de energie mai mari și sunt mai puțin sensibile la forma gropii, care se schimbă de la rectangulară la triunghiulară dacă se aplică un câmp electric. Deoarece nivelele de energie ale electronilor și golurilor se modifică în prezența câmpului electric E_{el} spectrul de absorbție se deplasează spre energii mai mici.

Deplasarea Stark a spectrului de absorbție este dată de

$$\Delta E = me^2 E_{el}^2 L^4 \quad (5.67)$$

unde L este lărgimea gropii cuantice. Gropi mai largi au o deplasare Stark mai mare și asigură o mai bună confinare a radiației optice în groapă, dar în același timp coeficientul de absorbție scade în comparație cu gropi cuantice mai înguste.

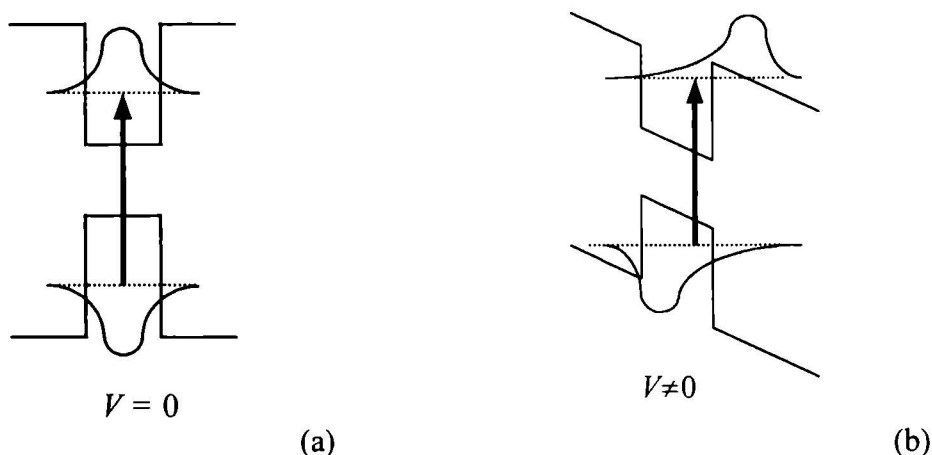


Fig.5.19

Coeficientul de absorbție în cazul efectului Stark se poate aproxima, pentru fotoni de energie mai mica decât energia de legătura a excitonilor, $\hbar\omega < E^{ex}$, cu [10]

$$\alpha(\hbar\omega) \approx (1/Lr_{ex}^2\sigma) \exp[-(E^{ex} - \hbar\omega)^2 / 1.44\sigma^2] \quad (5.68)$$

unde r_{ex} este raza excitonului, care depinde slab de câmpul electric aplicat și de lărgimea gropii și σ este o constantă.

Variația indicelui de refracție datorată efectului Stark este pătratică în câmpul electric aplicat:

$$\Delta n(E_{el}) = n_2 E_{el}^2. \tag{5.69}$$

Dacă se dorește o variație liniară a indicelui de refracție cu câmpul electric, trebuie aplicat un câmp electric constant E_0 pentru a fixa punctul de operare iar modulația se produce aplicând un câmp electric alternativ ΔE_{el} în jurul acestui punct de operare. Dacă $\Delta E_{el} \ll E_0$, $\Delta n \approx E_0 \Delta E_{el}$.

Coeficientul de absorbție excitonică depinde nu numai de câmpul electric aplicat ci și de intensitatea luminii care trebuie modulată, I_{opt} , după formula [11]

$$\alpha(I_{opt}) = \frac{\alpha_0}{1 + I_{opt} / I_s}, \tag{5.70}$$

unde I_s este intensitatea de saturație.

Modulatorii pe bază de efect Stark folosesc de obicei mai multe gropi cuantice pentru a spori efectul de modulare. De exemplu, variații ale coeficientului de absorbție de 5000–10 000 cm^{-1} pot fi obținute pentru câmpuri electrice modeste, de până la 10 V. Rata de modulare a acestui tip de modulatori este foarte mare, atingând 40 GHz.

Ca modulator de reflexie pe bază de efect Stark se pot folosi configurații de diode p-i-n integrate cu structuri mezoscopice de tipul MQW ca regiune intrinsecă și cu reflectori Bragg integrați (vezi A8) la cele două capete ale structurii [10]. Dacă cei doi reflectori Bragg au reflectivități diferite structura este echivalentă cu un modulator Fabry-Perot asimetric, în care coeficientul de absorbție al regiunii intrinseci (și deci coeficientul de reflexie al structurii) este variabil cu tensiunea aplicată.

Modulatori Stark cu performanțe înalte necesită structuri foarte bine executate, deoarece orice fluctuație în lărgimea gropii, chiar și cele de o constantă de rețea, reduce drastic eficiența de modulare [12].

Deplasarea maximului absorbției excitonice în prezența câmpului electric aplicat nu se produce întotdeauna către lungimi de undă mai mari [13]. Această deplasare spre roșu poate fi compensată de o deplasare spre albastru datorată reducerii energiei de legătură a excitonului datorită creșterii separării între electron și gol în prezența câmpului electric. Deplasarea spre roșu este dominantă în gropi cuantice simetrice, iar cea spre albastru predomină în gropi cuantice cuplate, asimetrice. În anumite structuri (gropi cuantice cuplate, asimetrice în heterostructuri supuse la stres) cele două deplasări pot fi puse în evidență printr-o schimbare a direcției câmpului electric aplicat.

5.5.5. MODULATORI BAZAȚI PE EFECTUL EXCITONIC REZONANT ÎN GROPI CUANTICE CUPLATE

Acest tip de modulatori se bazează pe faptul că energia de legătură a excitonilor se reduce pentru gropi cuantice asimetrice cuplate [14]. Pentru energii ale fotonilor sub pragul de absorbție variația indicelui de refracție scade cu creșterea câmpului electric aplicat până când funcțiile de undă electronice în cele două gropi cuantice cuplate sunt în rezonanță; apoi variația indicelui de refracție crește cu câmpul aplicat și devine nulă pentru câmpuri electrice mari ($E_{el} = 70 \text{ kV/cm}$).

Această comportare a indicelui de refracție poate fi înțeleasă ușor urmărind Fig.5.20. Pentru $E_{el} = 0$ stările electronice E_{c1} și E_{c2} sunt confinate în prima și a doua groapă de potențial

(Fig.5.20a). Pentru o valoare critică a câmpului electric aplicat $E_{el} = E_{el,c}$ aceste stări electronice devin cuplate (Fig.5.20b) (sunt în rezonanță) și funcția de undă electronică este extinsă (egal distribuită) în cele două gropi cuantice; în aceste condiții apar două funcții proprii pare și impare ale structurii. Crescând în continuare E_{el} , funcțiile de undă electronice devin din nou confinate în gropi dar ele sunt de această dată schimbate între ele. Dacă nu există cuplaj între funcțiile de undă ale golurilor, atunci energia de legătură a excitonilor se modifică după cum urmează: pentru $E_{el} = 0$ energia de legătură a excitonului în prima și a doua groapă cuantică este identică cu cea dintr-o groapă cuantică obișnuită. La $E_{el} = E_{el,c}$ energia de legătură și deci coeficientul de absorbție scad datorită delocalizării funcției de undă electronice. Pentru $E_{el} > E_{el,c}$ funcția de undă a electronului devine din nou localizată și coeficientul de absorbție crește. Excitonii sunt formați acum între subbenzi diferite: între nivelele $E_{c2} - E_{v1}$ și $E_{c1} - E_{v2}$, pe când pentru $E_{el} = 0$ ei se formau între nivelele $E_{c1} - E_{v1}$ și $E_{c2} - E_{v2}$.

Variația indicelui de refracție indusă de variația coeficientului de absorbție, Δn , este mai abruptă și maximul ei se deplasează spre valori mai scăzute ale câmpului electric pentru bariere de potențial mai largi. Maximul lui Δn poate atinge valori de $7.5 \cdot 10^{-3}$, mai mari cu cel puțin un ordin de mărime decât cele corespunzătoare efectului Stark, și variația indicelui de refracție este liniară cu câmpul: $\Delta n = n_1 E_{el}$.

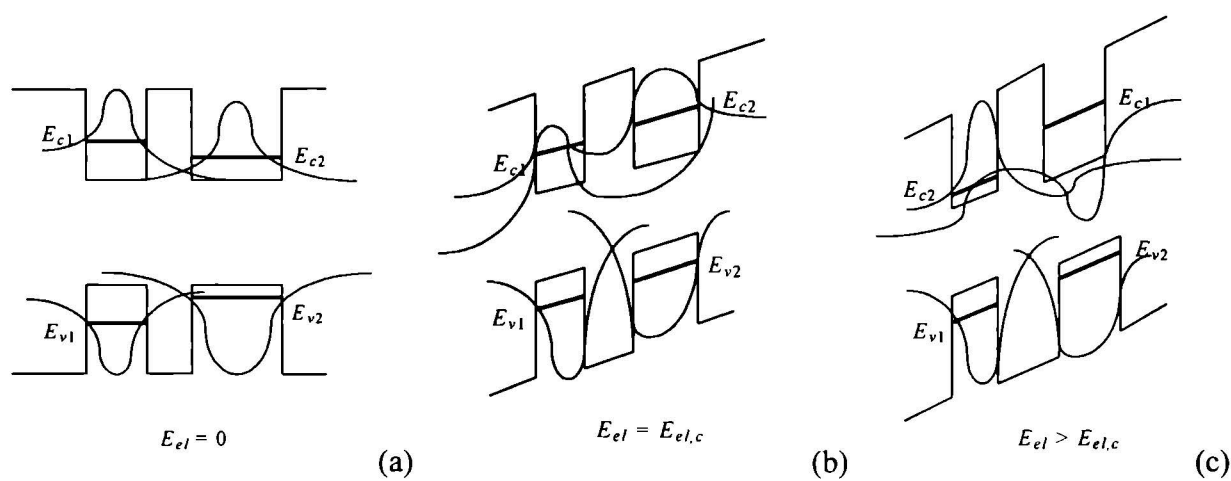


Fig.5.20

5.5.6. MODULATORI DE TIP BRAQWET

Denumirea BRAQWET vine de la barrier-reservoir and quantum well electron transfer; într-un astfel de modulator, ca cel din Fig.5.21 modularea se bazează pe ocuparea benzilor și pe ecranarea interacției Coulomb între electroni și goluri în groapa cuantică [4,5]. Acest ultim efect reduce semnificativ spectrul absorbției excitonice.

Bariera dopată p are rolul de a poziționa nivelul de energie în groapa cuantică QW relativ la nivelul Fermi al rezervorului de electroni dopat n. Prin aplicarea unei tensiuni pe structură nivelul de energie din groapa cuantică QW nedopată poate fi deplasat la valori mai mari sau mai mici decât nivelul Fermi din rezervor și în consecință este ocupat sau golit de electronii din rezervor. Dacă acest nivel din groapa de potențial este gol (deasupra nivelului Fermi) în absența unei tensiuni aplicate, ocuparea lui cu electroni determină o deplasare spre albastru a spectrului de absorbție care poate fi parțial sau total compensată de deplasarea spre roșu cauzată de modificarea benzii interzise.

Densitatea electronilor în groapa de potențial este proporțională cu diferența între nivelul Fermi din rezervor E_F și nivelul de energie din groapă dacă $E_F > E$. Deci, densitatea electronilor

este proporțională cu tensiunea aplicată, ca și variația indicelui de refracție și a coeficientului de absorbție. Acest mecanism de modulație permite modulatorilor tip BRAQWET să fie eficienți pentru un interval larg de lungimi de undă ale radiației incidente. Modulația este în acest caz controlată total de tensiunea aplicată, și nu este doar o deplasare a spectrului de absorbție.

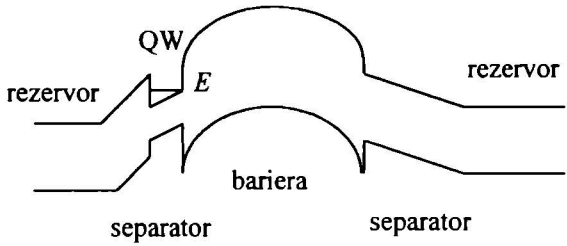


Fig.5.21

Modulatorii BRAQWET au tensiuni de operare mici, de câțiva volți, și viteză de modulare mare datorită timpului scurt de transfer al electronilor prin regiunea de separare. Acest tip de modulator poate modula amplitudinea sau faza unei incidente, în ultimul caz fiind folosiți mai mulți modulatori în serie pentru a crește efectul modulării.

5.5.7. MODULATORI BAZAȚI PE TRANZIȚII INTER- ȘI INTRABENZI

Acest tip de modulatori, prezentat în Fig.5.22, combină tranzițiile inter- și intrabandă pentru a obține modularea luminii. Modularea poate fi realizată folosind două scheme de modulare: 1) modularea rezonantă interbandă a luminii prin iluminarea cu lumină rezonantă cu tranzițiile intrabenzi [15], și 2) lumina rezonantă cu tranzițiile interbenzi modulează tranzițiile intrabenzi [16]. Primul mecanism este mai eficient pentru gropi cuantice dopate n, iar cel de-al doilea se folosește pentru modulatori cu gropi cuantice nedopate.

În ambele scheme de modulație sunt implicate două nivele energetice discrete din BC a gropii de potențial, E_{c1} și E_{c2} , și un nivel discret din BV, E_v (vezi Fig.5.22); regulile de selecție impun ca lumina ce produce tranzițiile interbenzi să aibă polarizarea TE iar cea care produce tranzițiile intrabenzi să aibă polarizarea TM.

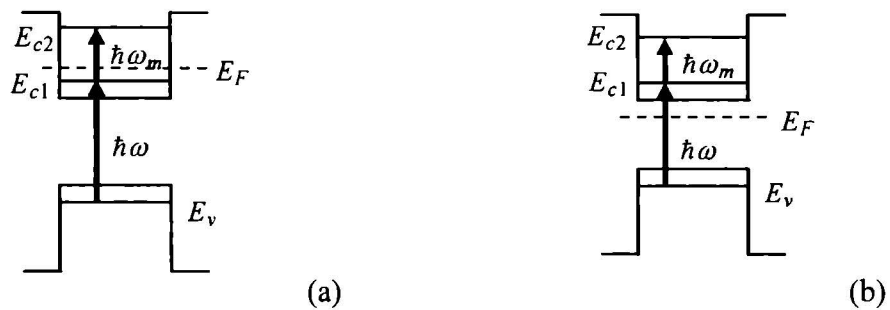


Fig.5.22

Fig.5.22a ilustrează principiul de modulare pentru o groapă cuantică dopată n. Presupunând că nivelul Fermi se afla între E_{c1} și E_{c2} , absorbția luminii incidente cu frecvența $\omega = (E_{c1} - E_v)/\hbar$ este neglijabilă deoarece stările electronice de pe nivelul E_{c1} sunt ocupate (acesta se află sub E_F) și nu pot avea loc tranziții. Situația se schimbă dacă o radiație modulatorie de frecvență $\omega_m = (E_{c2} - E_{c1})/\hbar$ este simultan incidentă pe groapa cuantică. Aceasta golește electronii de pe

nivelul E_{c1} prin absorbție rezonantă, astfel încât absorbția luminii de frecvență ω devine posibilă prin crearea stărilor electronice neocupate pe nivelul E_{c1} . Coeficientul de absorbție crește liniar cu intensitatea I_m a radiației de frecvență ω_m :

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 I_m. \tag{5.71}$$

unde α_0 și α_1 depind de timpii de relaxare a energiei interbandă τ , și respectiv intrabandă τ_m . Acest mecanism de absorbție permite operarea la viteze de modulație mari, limitate doar de τ_m care poate lua valori foarte mici, de ≈ 1 ps.

Principiul de modulare pentru gropile cuantice nedopate este diferit (vezi Fig.5.22b). Deoarece în acest caz populațiile nivelelelor discrete din BC sunt mici, tranzițiile inter- și intrabandă corespund la două oscilatoare distincte, necuplate. Iluminarea cu o radiație de frecvență ω_m cuplează cei doi oscilatori și produce astfel o deplasare a frecvențelor lor de oscilație de la valorile în absența radiației. Se produce astfel o scădere a absorbției dacă timpii de viață inter- și intrabandă ai gropii cuantice diferă prin mai mult de un ordin de mărime. Coeficientul de absorbție variază neuniform cu I_m : întâi crește apoi descrește cu I_m în timp ce maximul spectrului absorbției excitonice se separă în două datorită deplasării în frecvență menționate.

5.5.8. MODULATORI CU GROPI CUANTICE NELINIARE

Principiul de funcționare a acestor modulatori (vezi Fig.5.23) se bazează pe modularea interferenței între fasciculul reflectat de oglinda Bragg DBR (vezi A8) și fasciculul reflectat de oglinda metalică de la baza structurii [17]. Dacă intensitatea luminii incidente este mică fasciculul reflectat de oglinda DBR anulează, datorită interferenței distructive, fasciculul reflectat de oglinda metalică. Condiția de interferență distructivă se realizează pentru fascicule în opoziție de fază, și se poate controla prin grosimea straturilor de InAlAs/InP care formează o structură mezosopică de tip MQW. Odată cu creșterea intensității fasciculului incident condiția de interferență distructivă nu mai este satisfăcută pentru că indicele de refracție al MQW se modifică datorită absorbției saturabile care apare pentru o intensitate de pompaj de aproximativ 10 pJ. În acest fel se poate crea o variație foarte mare a coeficientului de reflexie al structurii (> 20 dB) printr-o schimbare de 10 dB a intensității luminii incidente.

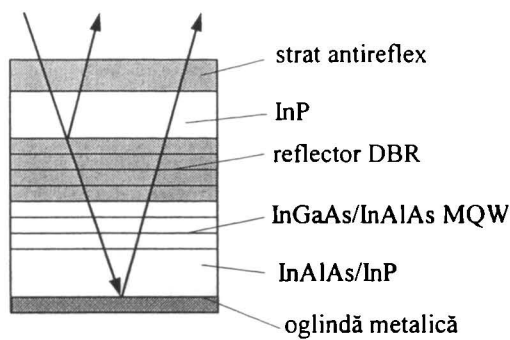


Fig.5.23

Acest tip de modulator este compact și operează la incidență normală, fiind astfel independent de polarizarea luminii incidente. El modulează pulsuri a caror energie este mai mică de 10 pJ dacă pulsul incident este separat în două părți: o parte de pompaj, de intensitate mare și variabilă, care modulează indicele de refracție, și pulsul care urmează a fi modulat (pulsul probă), care este

întârziat în raport cu pulsul de pompaj. Reflectivitatea pulsului probă este deci controlată de intensitatea pulsului de pompaj.

O configurație similară poate fi folosită pentru a modula intensitatea fasciculului transmis [18]. În acest caz structura mezoscopică acționează ca un ghid de undă neliniar care are două oglinzi la capete (deci ca un rezonator Fabry-Perot neliniar) indicele de refracție al ghidului (și deci coeficientul de transmisie al structurii) variind în funcție de intensitatea pulsului de pompaj.

BIBLIOGRAFIE

- [1] A. Yariv, Optical Electronics, CBS College Publishing, New York, 1985, 3rd edition
- [2] P.E. Sterian, Transmisia optică a informației, Editura Tehnică, București, 1981
- [3] N. Tomozeiu, Introducere în optoelectronica integrată, Editura Universității București, 1998
- [4] D. Dragoman, M. Dragoman, Advanced Optoelectronic Devices, Springer, Berlin-Heidelberg, 1999
- [5] M.K. Chin, An analysis of performances of Franz-Keldysh electroabsorption waveguide modulators, IEEE Photon. Technol. Lett. **7**, 309–311, 1995
- [6] K. Wakita, I. Kotaka, Multiple quantum well optical modulators and their monolithic integration with DFB lasers for optical fiber communications, Microwave and Optical Technol. Lett. **7**, 120–128, 1994
- [7] S.R. Adhav, R.S. Adhav, H. van de Vaart, Traveling wave modulator with 1GHz bandwidth for coherent light optical communication, Appl. Opt. **20**, 867–870, 1981
- [8] R. Spickermann, M.G. Peters, N. Dagli, A polarization independent GaAs-AlGaAs electrooptic modulation, IEEE J. Quantum Electron. **32**, 764–769, 1996
- [9] C.M. Gee, G.D. Thurmond, H.W. Yen, Traveling-wave electrooptic modulator, Appl. Phys. Lett. **22**, 2034–2036, 1983
- [10] D.T. Neilson, Optimization and tolerance analysis of QSCE modulators and detectors, IEEE J. Quantum Electron. **33**, 1094–1103, 1997
- [11] D.S. Chemla, D.A.B. Miller, P.W. Smith, A.C. Gossard, W. Wiegmann, Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells, IEEE J. Quantum Electron. **20**, 265–275, 1984
- [12] J. Singh, Quantum well perfection requirements for large-scale applications of exciton based devices, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 893–898, 1994
- [13] Y. Huang, Y. Chen, C. Lien, Strong blueshift of the excitonic transition in the InGaAs/InP/InAsP antisymmetric coupled quantum wells, Appl. Phys. Lett. **67**, 2603–2605, 1995
- [14] C. Thirstrup, Refractive index modulation based on excitonic effects, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 988–996, 1995
- [15] S. Noda, M. Ohya, T. Muromoto, T. Asano, A. Sasaki, Enhanced interband resonant light modulation by intersubband resonant light in selectively n-doped quantum wells, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 1683–1690, 1995
- [16] S. Noda, M. Ohya, A. Sasaki, Interband-resonant light modulation by intersubband-resonant light in undoped quantum wells, IEEE J. Quantum Electron. **32**, 448–455, 1996
- [17] R. Takahashi, Y. Kanamura, H. Iwamura, Ultrafast 1.55 μm all-optical switching using low temperature grown multiple quantum wells, Appl. Phys. Lett. **68**, 153–155, 1996
- [18] I. Goutijo, D.T. Neilson, J.E. Ehrlich, A.C. Walker, G.T. Kennedy, W. Sibbert, Nonlinear single wavelength polarization switching in InGaAs/InP quantum well waveguides, Appl. Phys. Lett. **66**, 1871–1873, 1995

II. APLICAȚII

A1. CALCULUL DISPERSIEI ÎN GHIDURI DE UNDĂ PLANARE

Din punctul de vedere al opticii geometrice, câmpul electromagnetic într-un ghid ca cel din Fig.A1.1 este reprezentat ca un mănunchi de raze, fiecare având o traiectorie dată de ecuațiile (presupun $n = n(x)$, independent de z):

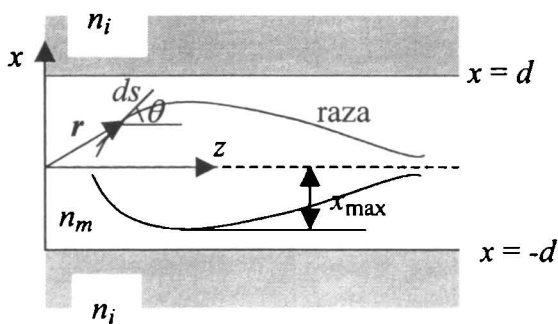


Fig.A1.1

$$\frac{d}{ds} \left(n(x) \frac{dx}{ds} \right) = \frac{dn(x)}{dx}, \quad \frac{d}{ds} \left(n(x) \frac{dz}{ds} \right) = 0, \quad (\text{A1.1})$$

unde s este distanța de-a lungul razei

Dacă definim $\theta(x)$ ca unghiul între tangenta la traiectorie și axa z prin

$$\frac{dx}{ds} = \sin \theta(x), \quad \frac{dz}{ds} = \cos \theta(x), \quad (\text{A1.2})$$

atunci componenta după z a ecuației razei se poate sub forma $n(x) \cos \theta(x) = n(0) \cos \theta(0) = \beta = \text{const.}$, care este o generalizare a legii Snell din optică.

Dacă $n(x)$ descrește de la axă, poate exista o poziție în miez pentru care $\theta(x) = 0$, poziție care depinde de $\theta(0)$. Deasupra acestei poziții raza nu se mai propaga; acesta este punctul de întoarcere $x_{\max}$, soluție a ecuației

$$n(x_{\max}) = n(0) \cos \theta(0), \quad 0 \leq x_{\max} \leq d. \quad (\text{A1.3})$$

Dispersia spațială se caracterizează prin $\Delta t = t_{\max} - t_{\min}$ unde $t_{\max}$ ($t_{\min}$) este timpul maxim (minim) pe care o rază îl parcurge în ghid. Timpul de tranzit al unei raze se calculează ținând cont că

$$\frac{d}{ds} = \frac{d}{dz} \frac{dz}{ds} = \frac{\beta}{n} \frac{d}{dz}, \quad (\text{A1.4})$$

de unde se obține

$$\frac{\beta}{n} \frac{d}{dz} \left(\beta \frac{dx}{dz} \right) = \frac{\beta^2}{n} \frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{dn}{dx}, \quad (\text{A1.5})$$

ecuație care poate fi pusă sub forma

$$\frac{dn^2}{dx} = \beta^2 \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 \right]. \quad (\text{A1.6})$$

Integrând (A1.6) de la x la $x_{\max}$ obținem

$$\beta \frac{dx}{dz} = \sqrt{n^2(x) - \beta^2}, \quad (\text{A1.7})$$

sau

$$z(x) = \beta \int \frac{dx}{\sqrt{n^2(x) - \beta^2}}. \quad (\text{A1.8})$$

Aceasta este ecuația traiectoriei.

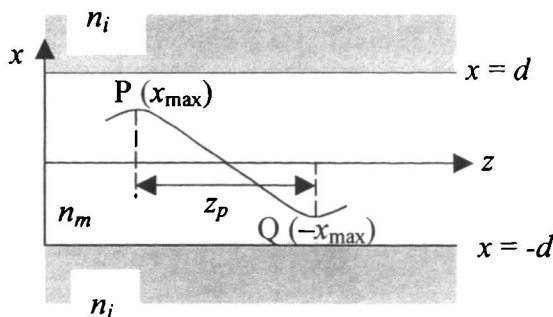


Fig.A1.2

Dacă ghidul este simetric ($n_i = n_s$, $n(x) = n(-x)$) se definește semiperioada z_p ca (vezi Fig.A1.2)

$$z_p = \beta \int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} \frac{dx}{\sqrt{n^2(x) - \beta^2}} \quad (\text{A1.9})$$

iar lungimea drumului optic L_o între două reflexii (puncte de întoarcere) se definește ca

$$L_o = \int_P^Q n(x) ds = \int_P^Q \frac{n^2(x)}{\beta} dz = \int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} \frac{n^2(x)}{\sqrt{n^2(x) - \beta^2}} dx. \quad (\text{A1.10})$$

Timpul de tranzit, ținând cont că viteza de propagare a luminii variază continuu ca $c/n(x)$, este dat de

$$t = \frac{1}{c} \int n(x) ds = \frac{z}{z_p} \frac{L_o}{c}. \quad (\text{A1.11})$$

În continuare vom studia în detaliu dispersia în două cazuri: ghid cu indice de refracție tip treaptă și ghid cu indice de refracție parabolic.

A1.1. GHID DE UNDĂ CU INDICE DE REFRACȚIE TIP TREAPTĂ

Fie un ghid de undă cu un profil al indicelui de refracție

$$n(x) = \begin{cases} n_m, & 0 \leq |x| < d \\ n_i, & |x| \geq d \end{cases}. \quad (\text{A1.12})$$

În acest caz traiectoria luminii este formată din linii drepte (vezi Fig.A1.3), iar $z_p = L_p \cos \theta$, unde, pentru unde ghidate, $\theta \leq \theta_c$ cu $\cos \theta_c = n_i / n_m$.

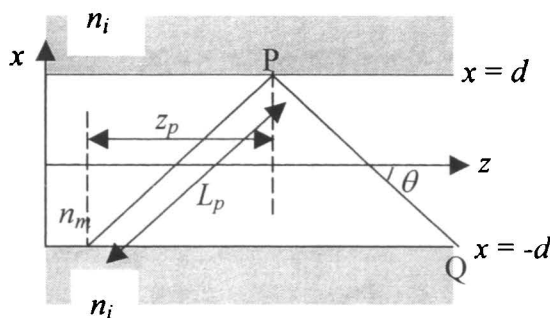


Fig.A1.3

Timpul de tranzit este dat de

$$t = t(\theta) = \frac{z}{z_p} \frac{n_m L_p}{c} = \frac{z}{c} \frac{n_m}{\cos \theta}, \quad (\text{A1.13})$$

iar timpii minim și maxim sunt

$$t_{\min} = \frac{z}{c} n_m, \quad t_{\max} = \frac{z}{c} \frac{n_m}{\cos \theta_c} = \frac{z}{c} \frac{n_m^2}{n_i}. \quad (\text{A1.14})$$

Dispersia, definită ca

$$\Delta t = t_{\max} - t_{\min} = \frac{z}{c} n_m \left(\frac{n_m}{n_i} - 1 \right), \quad (\text{A1.15})$$

depinde în acest caz linear de z și de $n_m - n_i$. Deci dispersia minimă se întâlnește în ghiduri monomod, unde diferența indicilor de refracție este cea mai mică.

A1.2. GHID DE UNDĂ CU INDICE DE REFRACTIE PARABOLIC

Într-un ghid cu indice de refracție parabolic

$$n^2(x) = \begin{cases} n_m^2 \left[1 - \frac{n_m^2 - n_i^2}{n_m^2} \left(\frac{x}{d} \right)^2 \right], & 0 \leq x < d \\ n_i^2, & |x| \geq d \end{cases} \quad (\text{A1.16})$$

Ținând cont că $\beta = n_m \cos \theta = n(x_{\max})$,

$$\beta^2 = n^2(x_{\max}) = n_m^2 \left[1 - \frac{n_m^2 - n_i^2}{n_m^2} \left(\frac{x_{\max}}{d} \right)^2 \right], \quad (\text{A1.17})$$

$$n^2(x) - \beta^2 = \frac{n_m^2 - n_i^2}{d^2} (x_{\max}^2 - x^2), \quad (\text{A1.18})$$

și

$$z_p = \frac{\beta d}{\sqrt{n_m^2 - n_i^2}} \int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} \frac{dx}{\sqrt{x_{\max}^2 - x^2}} = \frac{\beta d}{\sqrt{n_m^2 - n_i^2}} \arcsin \left(\frac{x}{x_{\max}} \right) \Big|_{-x_{\max}}^{x_{\max}} = \frac{\pi \beta d}{\sqrt{n_m^2 - n_i^2}}, \quad (\text{A1.19})$$

unde am folosit faptul că $\int dx / (a^2 - x^2)^{1/2} = \arcsin(x/a)$.

Lungimea drumului optic este în acest caz

$$L_o = \int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} \frac{n^2(x) dx}{\sqrt{n^2(x) - \beta^2}} = \frac{n_m^2 d}{\sqrt{n_m^2 - n_i^2}} \int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} \frac{dx}{\sqrt{x_{\max}^2 - x^2}} - \frac{\sqrt{n_m^2 - n_i^2}}{d} \int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} \frac{x^2 dx}{\sqrt{x_{\max}^2 - x^2}}. \quad (\text{A1.20})$$

Prima integrală în (A1.20) se rezolvă ca mai sus, iar a doua se calculează folosind substituția $x = x_{\max} \sin \varphi$. Rezultatul final este

$$L_o = \frac{\pi n_m^2 d}{\sqrt{n_m^2 - n_i^2}} - \frac{\sqrt{n_m^2 - n_i^2}}{d} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} x_{\max}^2 \sin^2 \varphi d\varphi = \frac{\pi n_m^2 d}{\sqrt{n_m^2 - n_i^2}} - \frac{\sqrt{n_m^2 - n_i^2}}{d} x_{\max}^2 \frac{\pi}{2}, \quad (\text{A1.21})$$

iar timpul de tranzit capătă forma

$$t(\theta) = \frac{z}{z_p} \frac{L_o}{c} = \frac{z}{c \beta d} \left[d n_m^2 - \frac{x_{\max}^2}{2d} (n_m^2 - n_i^2) \right] = \frac{z}{c \beta d} \left[d n_m^2 - \frac{d}{2} (n_m^2 - \beta^2) \right] = \frac{z}{c \beta} (n_m^2 + \beta^2), \quad (\text{A1.22})$$

sau

$$t(\theta) = \frac{zn_m}{2c \cos \theta} (1 + \cos^2 \theta), \quad 0 \leq \theta < \theta_c. \quad (\text{A1.23})$$

Pentru a afla minimul și maximum timpului de tranzit derivăm expresia lui t :

$$\frac{dt(\cos \theta)}{d \cos \theta} = \frac{zn_m}{2c} \left(\frac{2 \cos \theta}{\cos \theta} - \frac{1 + \cos^2 \theta}{\cos^2 \theta} \right) = \frac{zn_m}{2c} \left(\frac{\cos^2 \theta - 1}{\cos^2 \theta} \right) \leq 0. \quad (\text{A1.24})$$

Deci

$$t_{\min}(\theta = 0) = \frac{zn_m}{2c}, \quad t_{\max}(\theta = \theta_c) = \frac{zn_m}{2c} \frac{n_m^2 + n_i^2}{n_m n_i}, \quad (\text{A1.25})$$

și dispersia este dată de

$$\Delta t = \frac{zn_m}{2c} \left(\frac{n_m^2 + n_i^2}{n_m n_i} - 1 \right). \quad (\text{A1.26})$$

(A1.26) dă o valoare mai mică a dispersiei decât Δt pentru profilul indicilor de refracție tip treaptă din exemplul de mai sus. Deci, ghidul de undă cu indice parabolic, ca în general ghidurile de undă cu profil gradat, tinde să egalizeze timpul de tranzit pentru diferite raze. Acest lucru se poate explica prin faptul că, cu cât o rază ajunge la o distanță mai mare de axă indicele de refracție este mai mic și deci viteza locală de propagare $c/n(x)$ este mai mare. Creșterea în viteză compensează parțial distanța suplimentară pe care o traversează raza.

În general timpul de tranzit într-un ghid cu profil gradat este mai mic decât într-un profil tip treaptă. Mai precis, într-un ghid cu

$$n^2(x) = \begin{cases} n_m^2 (1 - 2\Delta |x/d|^q), & |x| \leq d \\ n_i^2, & |x| > d \end{cases} \quad (\text{A1.27})$$

cu q o constantă pozitivă, se poate arăta că punctele de întoarcere sunt date de

$$x_{\max} = \pm d \left(\frac{n_m^2 - \beta^2}{2n_m^2 \Delta} \right)^{1/q} \quad (\text{A1.28})$$

iar

$$z_p = \frac{\beta}{q} \left(\frac{2\pi}{\Delta} \right)^{1/2} \frac{x_{\max}}{n_m} \left(\frac{d}{x_{\max}} \right)^{q/2} \frac{\Gamma(1/q)}{\Gamma(1/q + 1/2)}, \quad (\text{A1.29})$$

unde Γ este funcția gamma. Lungimea drumului optic este

$$L_o = \frac{z_p}{q+2} \left(q \frac{n_m^2}{\beta} + 2\beta \right), \quad (\text{A1.30})$$

iar, în aproximația $\Delta \ll 1$, adică $n_m \cong n_i$,

$$L_p \cong \frac{z_p}{q+2} \left(\frac{\beta}{n_m} + (q+1) \frac{n_m}{\beta} \right), \tag{A1.31}$$

de unde rezultă

$$t = \frac{z}{c} \frac{n_m}{q+2} \left(q \frac{n_m}{\beta} + 2 \frac{\beta}{n_m} \right). \tag{A1.32}$$

Formula de mai sus arată că timpul de tranzit scade cu cât q este mai aproape de valoarea 2; indicele de refracție parabolic este deci cel cu cel mai scăzut timp de tranzit dintre toate profilurile indicelui de refracție de tip putere.

Există și ghiduri pentru care dispersia este riguros egală cu zero! Acestea au profilul indicilor de refracție de tip secantă hiperbolică. Mai precis, un ghid pentru care

$$n^2(x) = n_m^2 \operatorname{sech}^2[(2\Delta)^{1/2}(x/d)] \tag{A1.33}$$

are $z_p = \pi d / (2\Delta)^{1/2}$, și o lungime a drumului optic $L_o = z_p n_m$ independentă de β , deci de rază. În consecință, timpul de tranzit $t = z n_m / c$ este același pentru toate razele.

BIBLIOGRAFIE

A.W. Snyder, J.D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, London, 1983

A2. PROPAGAREA RAZELOR ÎN FIBRE OPTICE

A2.1. FIBRE CU PROFIL AL INDICILOR DE REFRACTIE TIP TREAPTĂ

În fibrele cu profil al indicilor de refracție de tip treaptă traiectoriile razelor urmează între reflexii linii drepte. Avem două tipuri de raze:

- a) meridionale, care intersectează axa fibrei (vezi Fig.A2.1). Propagarea razelor meridionale este similară cu propagarea razelor în ghiduri planare.

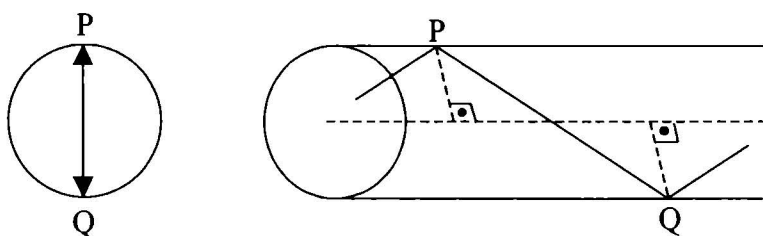


Fig.A2.1

- b) raze oblice (vezi Fig.A2.2), care urmează o traiectorie elicoidală, limitată de r_{ci} , raza causticii interne. Dacă d este raza fibrei, $r_{ci} = d \cos \theta_\varphi$.

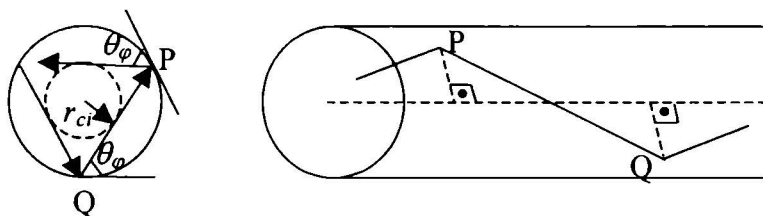


Fig.A2.2

Razele meridionale se caracterizează prin unghiul θ_z între traiectorie și axa z ; θ_z variază între aceleași limite ca la ghidurile planare. Pentru $0 \leq \theta_z \leq \theta_c$ razele meridionale sunt ghidate, pentru $\theta_c < \theta_z < \pi/2$ razele sunt refractate/radiate. Ca la ghidurile planare $\cos \theta_c = n_i / n_m$.

Ca să specificăm traiectoria razelor oblice ne trebuie un al doilea unghi θ_φ , care este unghiul în secțiunea transversală între tangenta la miez și proiecția traiectoriei. θ_φ se numește unghi de înclinare, și are aceeași valoare la fiecare reflexie (ca și θ_z de altfel). Pentru raze meridionale $\theta_\varphi = \pi/2$ și $r_{ci} = 0$.

Pentru a putea defini mai riguros razele ghidate și refractate se mai introduce unghiul α , între raza incidentă și reflectată și normală (vezi Fig.A2.3). Unghiurile α , θ_z și θ_φ nu sunt în același plan! Între aceste unghiuri există relațiile:

$$\cos \alpha = \sin \theta_z \sin \theta_\varphi, \quad \sin \alpha = \cos \theta_z, \quad (\text{A2.1})$$

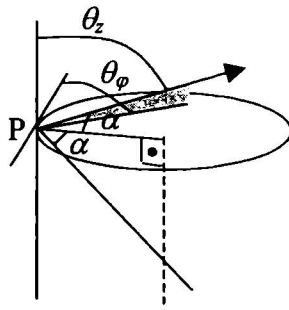


Fig.A2.3

și deci $\sin \alpha_c = \cos \theta_c = n_i / n_m$, adică raza se reflectă în P dacă $\alpha > \alpha_c$.

Ținând cont de aceste unghiuri, razele se pot clasifica în:

- raze ghidate, dacă $0 \leq \theta_z < \theta_c$,
- raze refractate/radiate, dacă $0 \leq \alpha < \alpha_c$,
- raze tunelate, dacă $\theta_c \leq \theta_z \leq \pi/2$ și $\alpha_c \leq \alpha \leq \pi/2$.

Deoarece θ_z și θ_ϕ sunt constante de-a lungul unei traiectorii, se pot introduce doi invarianti:

- $\beta = n_m \cos \theta_z$ – invariant de translație,
 - $l = n_m \sin \theta_z \cos \theta_\phi$ – invariant azimutal,
- astfel încât

$$\beta^2 + l^2 = n_m^2 [\cos^2 \theta_z + \sin^2 \theta_z (1 - \sin^2 \theta_\phi)] = n_m^2 (1 - \cos^2 \alpha) = n_m^2 \sin^2 \alpha. \quad (\text{A2.2})$$

Pentru razele meridionale $l = 0$, pentru cele oblice $l > 0$.

În funcție de invariantii β și l razele se pot clasifica în

- raze ghidate, dacă $n_i \leq \beta < n_m$,
- raze refractate, dacă $0 \leq \beta^2 + l^2 < n_i^2$,
- raze tunelate, dacă $0 < \beta < n_i$ și $n_i^2 < \beta^2 + l^2 \leq n_m^2$.

Lungimea drumului între P și Q într-o fibră cu profil al indicelui de refracție tip treaptă este (vezi Fig.A2.4)

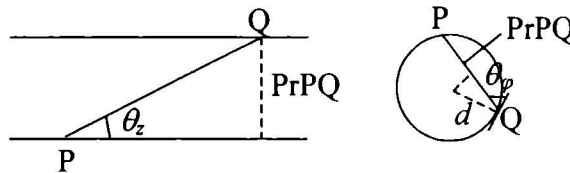


Fig.A2.4

$$L_p = 2d \frac{\sin \theta_\phi}{\sin \theta_z} = 2dn_m \frac{\sqrt{n_m^2 - \beta^2 - l^2}}{n_m^2 - \beta^2}, \quad (\text{A2.3})$$

unde s-a ținut cont că $\text{PrPQ} = 2d \sin \theta_\phi$ și $L_p = \text{PrPQ} / \sin \theta_z$.

Lungimea drumului optic între P și Q este

$$L_o = n_m L_p, \quad (\text{A2.4})$$

$$z_p = L_p \cos \theta_z \quad (\text{A2.5})$$

și deci

$$t = \frac{z}{z_p} \frac{L_o}{c} = \frac{z}{c} \frac{n_m}{\cos \theta_z} = \frac{z}{c} \frac{n_m^2}{\beta}. \quad (\text{A2.6})$$

Din (A2.6) se observă că t este independent de înclinarea razei (de θ_ϕ sau l)! Acest rezultat nu este unul general; el este valabil doar pentru unele profile al indicilor de refracție, în particular pentru un profil de tip treaptă.

A2.2. FIBRE CU PROFIL VARIABIL AL INDICELUI DE REFRACTIE AL MIEZULUI

Presupunem că indicele de refracție depinde doar de coordonata radială, $n = n(r)$, astfel încât ecuația razei se scrie în coordonate polare

$$\frac{d}{ds} \left(n(\mathbf{r}) \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla n, \quad (\text{A2.7})$$

unde $\mathbf{r} = r\hat{\mathbf{r}} + z\hat{\mathbf{z}}$, iar coordonatele polare sunt alese astfel încât $\hat{\mathbf{r}} \times \hat{\boldsymbol{\phi}} = \hat{\mathbf{z}}$, $\partial \hat{\mathbf{r}} / \partial r = 0$, $\partial \hat{\mathbf{r}} / \partial \phi = \hat{\boldsymbol{\phi}}$, $\partial \hat{\boldsymbol{\phi}} / \partial r = 0$, $\partial \hat{\boldsymbol{\phi}} / \partial \phi = -\hat{\mathbf{r}}$. În acest caz

$$\frac{d\mathbf{r}}{ds} = \hat{\mathbf{r}} \frac{dr}{ds} + r \frac{d\hat{\mathbf{r}}}{ds} + \hat{\mathbf{z}} \frac{dz}{ds} = \hat{\mathbf{r}} \frac{dr}{ds} + r \hat{\boldsymbol{\phi}} \frac{d\phi}{ds} + \hat{\mathbf{z}} \frac{dz}{ds}, \quad (\text{A2.8})$$

unde

$$\frac{d\hat{\mathbf{r}}}{ds} = \left(\frac{\partial}{\partial r} \frac{dr}{ds} + \frac{\partial}{\partial \phi} \frac{d\phi}{ds} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{dz}{ds} \right) \hat{\mathbf{r}} = \hat{\boldsymbol{\phi}} \frac{d\phi}{ds}, \quad (\text{A2.9a})$$

$$\frac{d\hat{\boldsymbol{\phi}}}{ds} = \left(\frac{\partial}{\partial r} \frac{dr}{ds} + \frac{\partial}{\partial \phi} \frac{d\phi}{ds} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{dz}{ds} \right) \hat{\boldsymbol{\phi}} = -\hat{\mathbf{r}} \frac{d\phi}{ds}. \quad (\text{A2.9b})$$

Ecuația razelor (A2.7) devine, în aceste coordonate,

$$\frac{d}{ds} \left[n(r) \left(\hat{\mathbf{r}} \frac{dr}{ds} + r \hat{\boldsymbol{\phi}} \frac{d\phi}{ds} + \hat{\mathbf{z}} \frac{dz}{ds} \right) \right] = \hat{\mathbf{r}} \frac{dn}{dr} \quad (\text{A2.10})$$

sau

$$\begin{aligned} & \hat{\mathbf{r}} \frac{d}{ds} \left(n(r) \frac{dr}{ds} \right) + \frac{d\hat{\mathbf{r}}}{ds} n(r) \frac{dr}{ds} + r \hat{\boldsymbol{\phi}} \frac{d}{ds} \left(n(r) \frac{d\phi}{ds} \right) + n(r) \frac{d\phi}{ds} \frac{d}{ds} (r \hat{\boldsymbol{\phi}}) + \frac{d}{ds} \left(n(r) \hat{\mathbf{z}} \frac{dz}{ds} \right) = \hat{\mathbf{r}} \frac{dn}{dr} = \\ & \hat{\mathbf{r}} \frac{d}{ds} \left(n(r) \frac{dr}{ds} \right) + r \hat{\boldsymbol{\phi}} \frac{d}{ds} \left(n(r) \frac{d\phi}{ds} \right) + \hat{\boldsymbol{\phi}} \frac{d\phi}{ds} n(r) \frac{dr}{ds} - r n(r) \frac{d\phi}{ds} \hat{\mathbf{r}} \frac{d\phi}{ds} + \hat{\boldsymbol{\phi}} n(r) \frac{d\phi}{ds} \frac{dr}{ds} + \frac{d}{ds} \left(n(r) \hat{\mathbf{z}} \frac{dz}{ds} \right) \end{aligned}$$

Ecuția (A2.11) se poate separa în

$$\frac{d}{ds} \left(n(r) \frac{dr}{ds} \right) - rn(r) \left(\frac{d\phi}{ds} \right)^2 = \frac{dn}{dr}, \quad (\text{A2.12a})$$

$$\frac{d}{ds} \left(n(r) \frac{d\phi}{ds} \right) + \frac{2n}{r} \frac{d\phi}{ds} \frac{dr}{ds} = 0, \quad (\text{A2.12b})$$

$$\frac{d}{ds} \left(n(r) \frac{dz}{ds} \right) = 0. \quad (\text{A2.12c})$$

Ultimele două ecuații permit introducerea invariantilor în cazul fibrelor cu profil variabil al indicilor de refracție. Dacă θ_z este unghiul între tangenta la rază și direcția axială, θ_ϕ unghiul în secțiunea transversală între proiecția traiectoriei și direcția azimutală și α unghiul între tangenta la traiectorie și direcția radială, atunci $\cos \alpha = \sin \theta_z \sin \theta_\phi$ și

$$\frac{dr}{ds} = \cos \alpha, \quad \frac{dz}{ds} = \cos \theta_z, \quad \frac{d\phi}{ds} = \frac{1}{r} \sin \theta_z \cos \theta_\phi. \quad (\text{A2.13})$$

Menționăm că relația $ds^2 = dr^2 + r^2 d\phi^2 + dz^2$ este îndeplinită. Atunci

$$n \frac{dz}{ds} = n \cos \theta_z = \beta = \text{const.} \quad (\text{A2.14})$$

iar din ecuația (A2.12b) rezultă că

$$\frac{1}{n(d\phi/ds)} \frac{d}{ds} \left(n(r) \frac{d\phi}{ds} \right) + \frac{2}{r} \frac{dr}{ds} = \frac{d}{ds} \left[\ln \left(n(r) \frac{d\phi}{ds} \right) + \ln r^2 \right] = 0; \quad (\text{A2.15})$$

al doilea invariant în cazul fibrelor cu profil variabil al indicelui de refracție este deci

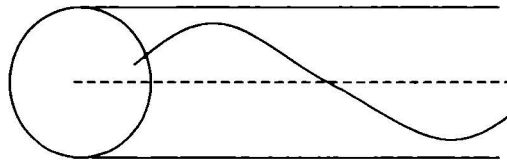
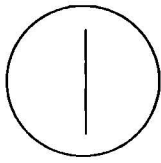
$$l = \frac{r^2}{d} n(r) \frac{d\phi}{ds} = \frac{r}{d} n(r) \sin \theta_z \cos \theta_\phi = \text{const.} \quad (\text{A2.16})$$

Traectoria razelor în fibre cu profil variabil al indicelui de refracție arată ca în Fig.A2.5. Pentru a găsi traiectoria se înlocuiește ds cu dz din $\beta = n(dz/ds)$ și $d\phi/ds$ din l :

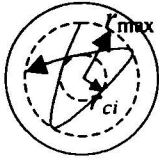
$$\frac{d}{ds} = \frac{d}{dz} \frac{dz}{ds} = \frac{\beta}{n} \frac{d}{dz} \quad (\text{A2.17})$$

și se obține, folosind ecuația (A2.12a),

$$\frac{\beta}{n} \frac{d}{dz} \left(n \frac{\beta}{n} \frac{dr}{dz} \right) - rn(r) \left(\frac{ld}{r^2 n(r)} \right)^2 = \frac{dn}{dr}, \quad (\text{A2.18a})$$



raze meridionale



raze oblice

Fig.A2.5

$$\frac{\beta^2}{n} \frac{d^2 r}{dz^2} - \frac{l^2 d^2}{r^3 n} = \frac{dn}{dr}, \quad (\text{A2.18b})$$

sau

$$\beta^2 \frac{d^2 r}{dz^2} - \frac{l^2 d^2}{r^3} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dr} \quad (\text{A2.18c})$$

care se mai poate rescrie ca

$$\frac{1}{2} \beta^2 \frac{d}{dr} \left[\left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right] - \frac{l^2 d^2}{r^3} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dr}. \quad (\text{A2.19})$$

Integrând ecuația (A2.19) după r de la r la $r_{\max}$ cu condițiile la limită: la $r = r_{\max}$, $\cos \theta_z = 1$, $n(r_{\max}) = \beta$, se obține

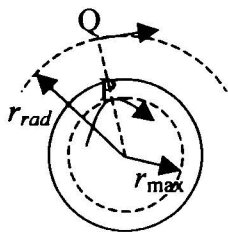
$$\beta^2 \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 = n^2 - \beta^2 - \frac{l^2 d^2}{r^2} = g(r). \quad (\text{A2.20})$$

Razele pot exista doar dacă $g(r)$ este pozitiv. r_{ci} și $r_{\max}$ sunt soluții ale ecuației

$$g(r) = n^2 - \beta^2 - \frac{l^2 d^2}{r^2} = 0. \quad (\text{A2.21})$$

Presupunând că $n(r)$ descrește monoton de la n_m la $n_i = n(d)$, pentru ca o rază să atingă interfața, adică să fie rază refractată, trebuie ca $g(d) > 0$. Pentru razele refractate $0 \leq \beta^2 + l^2 < n_i^2$ și există doar o soluție r_{ci} în miez. Razele ghidate sunt cele pentru care $g(d) \leq 0$, ceea ce implică $n_i < \beta < n_m$. Razele de tunelare nu sunt nici ghidate, nici refractate. Ele tunelează la o anumită distanță în înveliș, la $r = r_{rad}$, care se numește caustică de radiație (vezi Fig.A2.6). Fenomenul de tunelare a razelor de lumină este similar cu fenomenul de tunelare cuantică printr-o barieră de potențial, deși în cazul nostru tunelarea se poate explica pur clasic. Între $r_{\max}$ și r_{rad} nu are loc

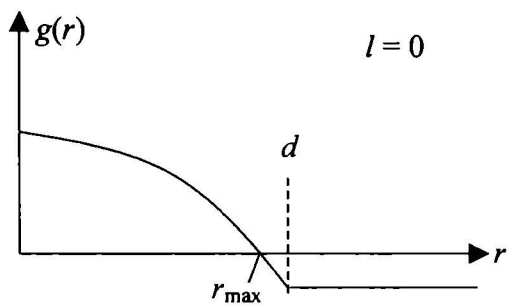
propagare: o parte din putere este pierdută datorită tunelării. Puterea pierdută la fiecare reflexie de raze tunelate este mult mai mică decât cea pierdută de raze refractate: în primul caz o parte din putere se reîntoarce în miez, pe când în al doilea caz toată puterea se pierde în înveliș.



raze tunelate

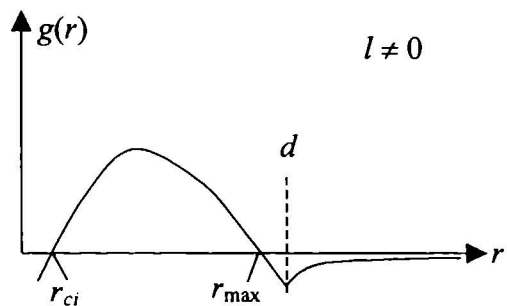
Fig.A2.6

Forma funcției $g(r)$ indică tipul razelor. Graficele de mai jos arată forma acestei funcții pentru raze ghidate, refractate si tunelate.



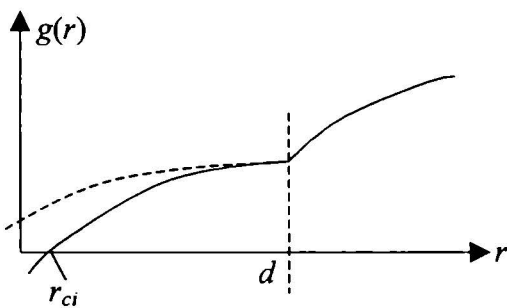
raze ghidate meridionale

Fig.A2.7a



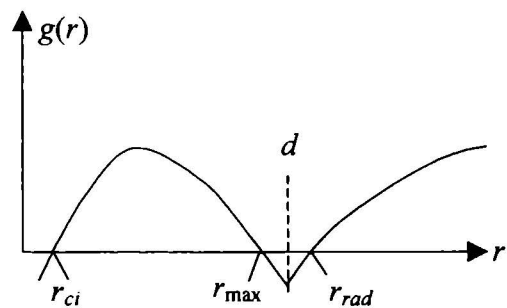
raze ghidate oblice

Fig.A2.7b



raze refractate

Fig.A2.7c



raze tunelate

Fig.A2.7d

Ecuția razei este

$$\beta \frac{dr}{dz} = \sqrt{g(r)} \tag{A2.22}$$

sau

$$dz = \beta \frac{dr}{\sqrt{g(r)}} \quad (\text{A2.23})$$

care, integrată de la r la r_0 devine

$$z = z_0 + \beta \int_{r_0}^r \frac{dr}{\sqrt{g(r)}}. \quad (\text{A2.24})$$

Ceilalți parametri ai razei sunt

$$L_p = \int_P^Q ds = \int_P^Q \frac{ndz}{\beta} = 2 \int_{r_{ci}}^{r_{\max}} \frac{n(r)dr}{\sqrt{g(r)}}, \quad (\text{A2.25})$$

$$L_o = \int_P^Q nds = 2 \int_{r_{ci}}^{r_{\max}} \frac{n^2(r)dr}{\sqrt{g(r)}}, \quad (\text{A2.26})$$

$$z_p = \int_P^Q dz = 2\beta \int_{r_{ci}}^{r_{\max}} \frac{dr}{\sqrt{g(r)}}, \quad (\text{A2.27})$$

iar timpul de tranzit este dat de expresia

$$t = \frac{1}{c} \int n(r) ds = \frac{z}{z_p} \frac{L_o}{c}. \quad (\text{A2.28})$$

Timpul de tranzit și dispersia se pot calcula analog ca la ghidurile de undă planare. În particular, pentru o fibră cu indice de refracție parabolic

$$n^2(r) = n_m^2 [1 - 2\Delta(r/d)^2], \quad (\text{A2.29})$$

$$z_p = \frac{\pi d \beta}{n_m \sqrt{2\Delta}}, \quad L_o = \frac{z_p}{2} \left(\frac{n_m^2}{\beta} + \beta \right), \quad t = \frac{z}{2c} n_m \left(\frac{\beta}{n_m} + \frac{n_m}{\beta} \right), \quad (\text{A2.30})$$

iar pentru

$$n^2(r) = \begin{cases} n_m^2 [1 - 2\Delta(r/d)^q], & r \leq d \\ n_i^2, & r > d \end{cases}, \quad (\text{A2.31})$$

$$L_o = \frac{z_p}{(q+2)} \left(q \frac{n_m^2}{\beta} + 2\beta \right), \quad t = \frac{z}{c} \frac{n_m}{q+2} \left(q \frac{n_m}{\beta} + 2 \frac{\beta}{n_m} \right). \quad (\text{A2.32})$$

În ultimul caz timpul de tranzit ca funcție de β pentru o valoare arbitrară a parametrului q are o formă parabolică (vezi Fig.A2.8), minimum timpului de tranzit având loc pentru $\beta = \beta_m = (q/2)^{1/2} n_m$, pentru care

$$t(\beta_m) = \frac{z}{c} \frac{(8q)^{1/2}}{q+2} n_m. \quad (\text{A2.33})$$

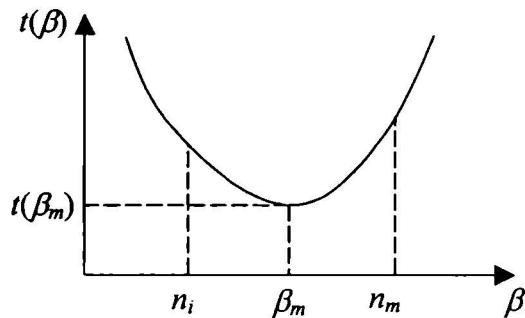


Fig.A2.8

Dispersia pulsului, ținând cont că β_m nu este totdeauna în intervalul (n_i, n_m) corespunzător razelor ghidate, este dată de

$$\Delta t = t_{\max} - t_{\min} = \begin{cases} t(n_i) - t(n_m), & q \geq 2 \\ \max[t(n_i) - t(\beta_m)] \text{ sau } \max[t(n_m) - t(\beta_m)], & 2 - 4\Delta < q < 2, \\ t(n_m) - t(n_i), & 0 < q \leq 2 - 4\Delta \end{cases} \quad (\text{A2.34})$$

Este ușor de verificat că minimumul lui Δt ca funcție de q se obține pentru $q_{\text{opt}} = 2(1 - 2\Delta)^{1/2}$, iar

$$\Delta t_{\min} = \frac{z}{c} \frac{(n_m^{1/2} - n_i^{1/2})^2}{n_m + n_i} n_m. \quad (\text{A2.35})$$

Pentru fibre cu $n_m \cong n_i$ profilul corespunzător minimumului dispersiei este aproape parabolic.

În general timpul de tranzit depinde și de parametrul l și se reduce la expresiile corespunzătoare pentru ghiduri planare doar pentru razele meridionale, dar, pentru anumite profile ale indicilor de refracție cum ar fi profilul de tip treaptă, profilul tip putere și cel parabolic menționate mai sus, t este independent de l și expresia obținută este identică cu cea pentru ghiduri planare. Spre deosebire de ghidurile planare, însă, nu există nici un profil al indicelui de refracție pentru care să fie posibilă egalizarea timpilor de tranzit ai tuturor razelor, oblice și meridionale.

A2.3. PUNEREA ÎN EVIDENȚĂ A RAZELOR DE TUNELARE

Pentru o iluminare cu lumină colimată a unei fibre, ca în Fig. A2.9, legea Snell este

$$n_0 \sin \theta_0 = n_m \sin \theta_m, \quad (\text{A2.36})$$

iar unghiul de iluminare θ_{0c} corespunde la unghiul critic θ_c în interiorul fibrei.

Razele cu $0 \leq \theta_0 < \theta_{0c}$ în aer sunt ghidate. Toată energia lor se propagă prin fibră, astfel încât dacă privesc capătul fibrei acesta este uniform iluminat.

Razele pentru care în aer $\theta_{0c} \leq \theta_0 < \pi/2$ sunt atenuate. Acestea cuprind atât razele refractate și tunelate, care se atenuează diferit. Atenuarea razelor refractate este mult mai mare decât cea pentru raze tunelate. Granița dintre cele două tipuri de raze este $\beta^2 + l^2 = n_i^2$.

Deoarece $\beta = n_m \cos \theta_z$, $l = (r/d)n_m \sin \theta_z \cos \theta_\varphi$ și $\cos \theta_c = n_i/n_m$ granița între razele refractate și tunelate se mai poate scrie

$$n_m^2 \cos^2 \theta_c = n_m^2 \cos^2 \theta_z + \left(\frac{r}{d} n_m \cos \theta_\varphi \right)^2 \sin^2 \theta_z, \tag{A2.37}$$

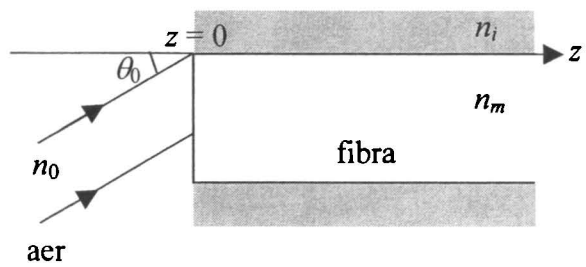


Fig.A2.9

sau

$$\frac{r}{d} \cos \theta_\varphi = \sqrt{\frac{\cos^2 \theta_c - \cos^2 \theta_z}{\sin^2 \theta_z}} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_c}{\sin^2 \theta_z}}. \tag{A2.38}$$

Dacă privesc capătul fibrei, pentru un unghi de iluminare în aer care să excite razele refractate și cele de tunelare, acesta ar arăta ca în Fig.A2.10.

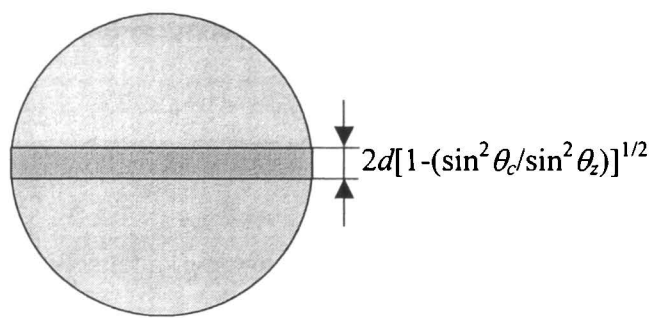


Fig.A2.10

Această distribuție a puterii la capătul fibrei se observă pentru fibre cu profil al indicilor de refracție tip treaptă. Pentru alte profile și distribuția de putere capătă alte forme.

BIBLIOGRAFIE

A.W. Snyder, J.D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, London, 1983

A3. EFECTUL GOOS-HÄNCHEN

Efectul Goos-Hänchen reprezintă deplasarea laterală a razei reflectate cu o distanță Δz corespunzând unei pătrunderi evanescente a câmpului în mediul cu indice de refracție mai mic (înveliș). Acest efect este un exemplu de limitare a validității aproximației opticii geometrice în tratarea propagării luminii în medii ghidate.

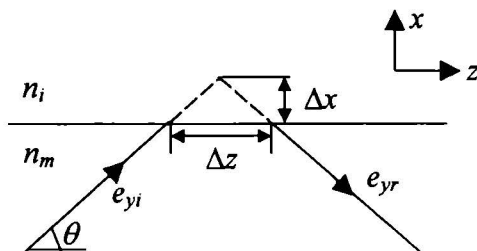


Fig.A3.1

Să presupunem că un câmp TE este incident pe interfața între miez și înveliș sub un unghi θ , ca în Fig.A3.1. Câmpul $E_y = e_y \exp(i\beta z)$ satisface ecuația

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2 n^2 - \beta^2 \right) e_y = 0, \quad n = \begin{cases} n_m, & x < 0 \\ n_i, & x \geq 0 \end{cases}, \quad (\text{A3.1})$$

cu $\beta = kn_m \cos \theta$ constanta de propagare de-a lungul direcției z .

Rezolvând ecuația pentru e_y (A3.1) se obțin pentru amplitudinile undelor incidente e_{yi} , reflectate e_{yr} și transmise e_{yt} soluții de tipul

$$e_{yi} = A \exp(iUx), \quad e_{yr} = B \exp(-iUx), \quad e_{yt} = C \exp(-Wx), \quad (\text{A3.2})$$

cu $U = (k^2 n_m^2 - \beta^2)^{1/2}$, $W = (\beta^2 - k^2 n_i^2)^{1/2}$.

Condițiile de continuitate ale câmpului electric și a derivatei sale în raport cu x la $x = 0$ sunt

$$A + B = C, \quad iU(A - B) = -WC, \quad (\text{A3.3})$$

de unde se obține

$$\frac{A + B}{A - B} = -\frac{iU}{W}. \quad (\text{A3.4})$$

Expresia coeficientului de reflexie B/A în funcție de β , n_i și n_m este

$$\frac{B}{A} = \frac{iU + W}{iU - W}. \quad (\text{A3.5})$$

Deoarece $|B/A|=1$, B și A diferă printr-un factor de fază: $B = A \exp(i\phi)$. Expresia defazajului obținut la reflexie este

$$\exp(i\phi) = \cos \phi + i \sin \phi = \frac{-(iU + W)^2}{U^2 + W^2} = \frac{U^2 - W^2 - 2iUW}{U^2 + W^2}, \quad (\text{A3.6})$$

sau

$$\tan \phi = -\frac{2UW}{U^2 - W^2} = 2 \frac{\tan(\phi/2)}{1 - \tan^2(\phi/2)}, \quad (\text{A3.7})$$

cu

$$\tan(\phi/2) = -W/U. \quad (\text{A3.8})$$

Defazajul obținut la reflexie este, în final,

$$\phi = -2 \arctan\left(\frac{W}{U}\right) = -2 \arctan \sqrt{\frac{\beta^2 - k^2 n_i^2}{k^2 n_m^2 - \beta^2}}, \quad (\text{A3.9})$$

cu $\beta = kn_m \cos \theta$. În general,

$$\phi = -2 \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_c - \sin^2 \theta}}{g \sin \theta}, \quad (\text{A3.10})$$

unde $\cos \theta_c = n_i / n_m$, $g = 1$ pentru unde TE și $g = n_i^2 / n_m^2$ pentru unde TM.

Deoarece $\phi = \phi(\beta)$, presupunând că fasciculul incident este lansat sub unghiuri cuprinse între θ_0 și $\theta_0 \pm d\theta$ cu $d\theta \ll \theta_0$, adică constanta de propagare a fasciculului incident variază între β_0 și $\beta_0 \pm d\beta$ cu $d\beta \ll \beta_0$, dezvoltarea în serie Taylor a defazajului se oprește la primul termen:

$$\phi(\beta) \cong \phi(\beta_0) + (\beta - \beta_0) \left. \frac{d\phi}{d\beta} \right|_{\beta=\beta_0}. \quad (\text{A3.11})$$

În (A3.11) $d\phi/d\beta|_{\beta=\beta_0} = \phi'(\beta_0)$ se poate interpreta ca o deplasare laterală Δz în poziția câmpului reflectat, pentru că

$$E_{yr} = A \exp[i\phi(\beta_0) - i\beta_0 \phi'(\beta_0)] \exp\{i\beta[z + \phi'(\beta_0)]\}. \quad (\text{A3.12})$$

Prin definiție deplasarea laterală indusă datorită pătrunderii evanescente a câmpului în înveliș este

$$\Delta z = |\phi'(\beta_0)|. \quad (\text{A3.13})$$

Expresia acestei deplasări laterale este (ținând cont că $d \arctan x / dx = 1/(1+x^2)$):

$$\Delta z = \frac{2}{1 + (\beta_0^2 - k^2 n_i^2)/(k^2 n_m^2 - \beta_0^2)} \left(\frac{\beta_0}{\sqrt{(k^2 n_m^2 - \beta_0^2)(\beta_0^2 - k^2 n_i^2)}} + \frac{\beta_0 \sqrt{\beta_0^2 - k^2 n_i^2}}{(k^2 n_m^2 - \beta_0^2)^{3/2}} \right)$$

$$= \frac{2 \cos \theta_0}{k n_m \sin \theta_0 \sqrt{\sin^2 \theta_c - \sin^2 \theta_0}} \quad (\text{A3.14})$$

În particular, în ghiduri cu $n_i \cong n_m$, $\theta_0, \theta_c \ll 1$, astfel încât

$$\Delta z \cong \frac{2}{k n_m \theta_0 \sqrt{\theta_c^2 - \theta_0^2}}. \quad (\text{A3.15})$$

La frecvențe optice această deplasare este foarte mică cu excepția cazului $\theta_0 \cong \theta_c$, când puterea radiației incidente pătrunde puternic în mediul cu indice de refracție mai mic (înveliș).

Grosimea efectivă a ghidului, d_{ef} crește datorită pătrunderii evanescente a radiației în înveliș, așa cum se poate vedea din Fig.A3.2.

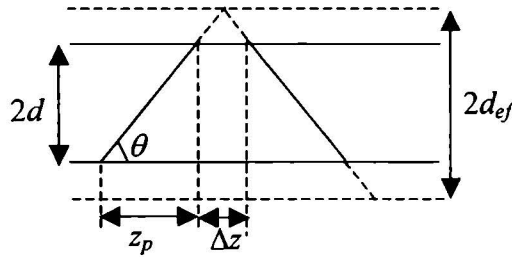


Fig.A3.2

Din geometria figurii se poate vedea că

$$d_{ef} = d \left(1 + \frac{\Delta z}{2d} \tan \theta_0 \right) = d \left(1 + \frac{1}{V \sqrt{1 - \theta_0^2 / \theta_c^2}} \right) \quad (\text{A3.16})$$

dacă $\theta_0 \cong \theta_c \ll 1$.

Deoarece viteza undelor pe direcția z este $v \cong c/(n_m \cos \theta_0)$, timpul necesar parcurgerii distanței Δz este $\Delta t = \Delta z / v$. Timpul de tranzit în optica geometrică de-a lungul distanței z este (vezi A1)

$$t_{og} = \frac{z n_m}{c \cos \theta} = \frac{z}{z_p} t_p, \quad (\text{A3.17})$$

unde $z_p = 2d \cot \theta$ și $t_p = 2d n_m / (c \sin \theta)$ este timpul necesar parcurgerii semiperioadei z_p . Dacă includem deplasarea laterală formula de mai sus pentru timpul de tranzit trebuie modificată astfel încât în loc de z_p trebuie să apară $z'_p = z_p + \Delta z$ și t_p trebuie înlocuit cu $t'_p = t_p + \Delta t$. Timpul de tranzit este acum

$$t = t_{og} \frac{1 + \Delta t / t_p}{1 + \Delta z / z_p} \cong t_{og} (1 + \Delta t / t_p) (1 - \Delta z / z_p) \cong t_{og} (1 + \Delta t / t_p - \Delta z / z_p), \quad (\text{A3.18})$$

sau

$$t = t_{og} \left(1 - \frac{\theta_0^2}{1 + V \sqrt{\theta_c^2 / \theta_0^2 - 1}} \right) \quad (\text{A3.19})$$

unde $\theta_0 \cong \theta_c \ll 1$.

Din (A3.19) rezultă că deplasarea laterală reduce timpul de tranzit din optica geometrică. Cu cât V este mai mic, reducerea este mai mare. Pe de altă parte, pentru V mic numai razele cu $\theta_0 \cong \theta_c$ au timpi de tranzit ce diferă semnificativ de cei din optica geometrică. În practică, doar o mică parte din puterea totală a sursei este direcționată spre raze cu $\theta_0 \cong \theta_c$, astfel încât timpul de tranzit este bine aproximat de formula din optica geometrică pentru ghiduri cu V mare.

A3.1. DIRECȚII PREFERENȚIALE DE PROPAGARE A RAZELOR

Un alt efect, în afara efectului Goos-Hänchen, care pune în evidență limitele tratării geometrice a propagării luminii, este cel de apariție a direcțiilor preferențiale de propagare. Conform opticii geometrice, direcția unei raze ghidate poate fi oricare în intervalul $0 \leq \theta \leq \theta_c$. Puterea radiației incidente însă se propagă de-a lungul unor direcții preferențiale a căror număr crește cu V , astfel încât la V mare direcțiile preferențiale formează aproximativ un continuum.

Direcțiile preferențiale apar ca o consecință a geometriei complete a ghidului, spre deosebire de deplasarea laterală Goos-Hänchen care este un fenomen local manifestat prin apariția unei faze suplimentare la reflexia internă la o interfață.

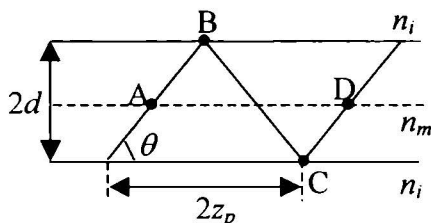


Fig.A3.3

Determinarea direcțiilor preferențiale pentru un ghid planar cu indici de refracție constanți se face urmărind traiectoria razei de-a lungul unei perioade complete $2z_p$ (vezi Fig.A3.3). De-a lungul traiectoriei AD variația de fază este

$$2kn_m BC + 2\phi = \frac{4d}{\sin \theta} kn_m + 2\phi. \quad (\text{A3.20})$$

Această variație de fază, datorită invarianței la translație a ghidului, trebuie să fie egală (până la un multiplu întreg de 2π) cu variația de fază a componentei după z a unei plane care se propagă de la A la D, adică

$$\frac{4d}{\sin \theta} kn_m + 2\phi = 2kn_m \cos \theta z_p + 2m\pi . \quad (\text{A3.21})$$

Această ecuație determină unghiurile θ pentru care are loc transportul de putere. Pentru $V < \pi/2$ există doar o singură soluție (echivalentul modurilor din tratarea ondulatorie).

BIBLIOGRAFIE

A.W. Snyder, J.D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, London, 1983

A4. PROPAGAREA LUMINII ÎN GHIDURI PLANARE CURBE

Un ghid curbat este reprezentat în Fig.A4.1. Consider curbura ca parte a unei fibre a cărei axă este perpendiculară pe planul figurii și trece prin originea sistemului de coordonate din Fig.A4.1 [1]. Presupun că $n(r) = n(x)$. Pentru aceste raze $\theta_z = \pi/2$, astfel încât $\beta = 0$ și

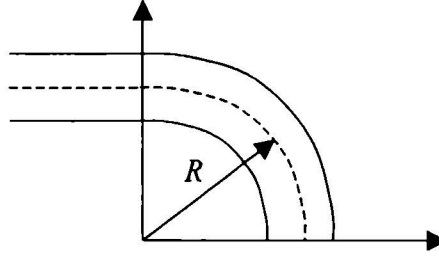


Fig.A4.1

$$l = \frac{r}{R+d} n \cos \theta_\varphi. \quad (\text{A4.1})$$

Parametrul l se poate lega de invariantul $n \cos \theta_\varphi = \beta_d$, unde β_d este constanta de propagare pentru un ghid planar drept ținând cont că, la începutul curburii $\theta_z(x) = \theta_\varphi(r)$ astfel încât $\beta_d = n(x) \cos \theta_z(x) = n(r) \cos \theta_\varphi(r)$. Atunci

$$l = [r/(R+d)] \beta_d. \quad (\text{A4.2})$$

Ținând cont că $R-d \leq r \leq R+d$, și că în porțiunea dreaptă $n_i \leq \beta_d \leq n_m$ obținem

$$n_i \frac{R-d}{R+d} \leq l \leq n_m. \quad (\text{A4.3})$$

Razele de tunelare pentru fibre apar când $g(r) = n^2 - \beta^2 - l^2 d^2 / r^2 = 0$ pentru $n = n_i$, adică pentru $r_{rad} = dl / (n_i^2 - \beta^2)^{1/2}$ (vezi A2). În cazul nostru razele de tunelare ar putea apărea pentru $r_{rad} = (R+d)l / n_i$. Deoarece l este finit, r_{rad} este finit astfel încât orice rază într-un ghid planar curbat este atenuată.

Razele pentru care $r_{rad} \leq R+d$ sunt raze refractate, cele pentru care $r_{rad} > R+d$ sunt raze de tunelare. Deoarece

$$R-d \leq r_{rad} = \frac{(R+d)l}{n_i} \leq \frac{(R+d)n_m}{n_i}, \quad (\text{A4.4})$$

la curburi ușoare pentru care $R \gg d$ aproape toate razele sunt de tunelare. La propagarea printr-un ghid de undă curbat, aproape toate razele pierd putere; acesta este motivul pentru care curburile,

chiar și cele ușoare, nu sunt de dorit în fibre optice. Experimentele arată că radiația emisă în exterior de ghiduri de undă curbate (radiația pierdută în ghid) nu se emite continuu de-a lungul periferiei ghidului, ci sub formă discretă, de fascicule/raze divergente, numărul fasciculelor radiate crescând cu creșterea razei de curbură.

A4.1. GHIDURI CU INDICE DE REFRAȚIE TIP TREAPTĂ

După cum se observă din Fig.A4.2, în ghiduri curbate cu indice de refracție tip treaptă există două tipuri de raze [1]: unele care ating cele două suprafețe ale ghidului (și cea exterioară și cea interioară) și raze de tip WG (whispering-gallery rays) care ating doar suprafața exterioară a ghidului curb. Pentru raze WG

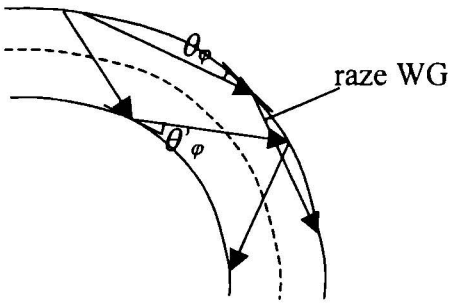


Fig.A4.2

$$l = n_m \cos \theta_\varphi, \tag{A4.5}$$

pentru celelalte

$$l = \frac{R - d}{R + d} n_m \cos \theta'_\varphi. \tag{A4.6}$$

În general $\theta_\varphi < \theta'_\varphi$, adică $\cos \theta_\varphi > \cos \theta'_\varphi$. Din (A4.3) obținem pentru raze WG

$$\cos \theta_\varphi > \frac{R - d}{R + d} \frac{n_i}{n_m}, \tag{A4.7}$$

condiție care, pentru că $R \gg d$, este satisfăcută doar de puține raze.

Din $r_{rad} = (R + d)l / n_i$ rezultă

$$\frac{r_{rad}}{R + d} = \frac{n_m}{n_i} \cos \theta_\varphi. \tag{A4.8}$$

Dacă $\theta_\varphi > \theta_c$ razele se refractă la suprafața exterioară, iar dacă $\theta_\varphi < \theta_c$, tunelează. La suprafața interioară există refracție dacă $\theta'_\varphi > \theta_c$, iar dacă $\theta'_\varphi < \theta_c$ raza este ghidată.

Deoarece $\theta_\varphi < \theta'_\varphi$, doar puține raze se refractă la una sau cele două suprafețe; aceste raze corespund la raze ghidate din porțiunea dreaptă a ghidului cu θ_z aproape de unghiul critic θ_c . În consecința aproape toate razele pe porțiunea curbă sunt raze de tunelare, care pierd putere doar la suprafața exterioară.

Să considerăm un ghid de unda curbat, cu notațiile din Fig.A4.3. În acest caz câmpul electric pe porțiunea dreaptă se consideră a fi de forma $E = \hat{x}F(r)\exp(i\beta z)$ [1] unde presupunem că $F(r) = \exp(-r^2/2r_0^2)$.

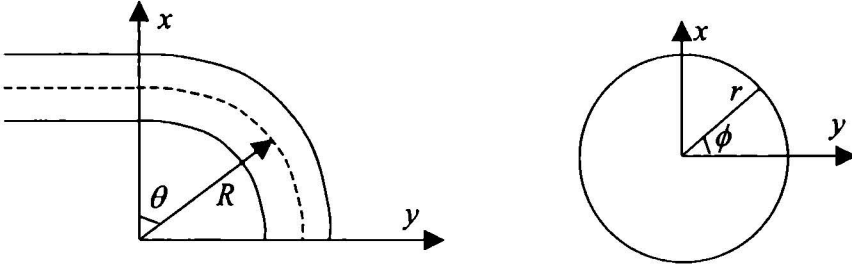


Fig.A4.3

De-a lungul porțiunii curbate, presupunând că constanta de propagare este aceeași de-a lungul razei centrale, $\exp(i\beta z)$ devine $\exp(i\beta R\theta)$ de-a lungul razei centrale. În general $z = (R + r \cos\phi)\theta$, astfel încât constanta de propagare are forma (în general)

$$\beta_c = \beta \frac{R}{R + r \cos\phi} \cong \beta \left(1 - \frac{r}{R} \cos\phi\right), \quad (\text{A4.9})$$

dacă $R \gg r$. Aceasta corespunde (pentru $\beta \cong kn_m$) introducerii în ecuația satisfăcută de câmpul electric pe porțiunea curbă a ghidului a unui indice de refracție efectiv, n_{ef} , definit prin

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k^2 n_{ef}^2 - \beta^2 \right) E = 0. \quad (\text{A4.10})$$

Adică,

$$n_{ef}^2 = n^2(r) + 2n_m^2(r/R) \cos\phi; \quad (\text{A4.11})$$

indicele de refracție efectiv ține cont de prezența curburii.

Ecuația (A4.10), adică ecuația analoagă celei satisfăcute de F în porțiunea dreaptă, este satisfăcută de

$$G(r) = \left(1 + \frac{r}{R} (kn_0 n_m)^2 \cos\phi\right) F(r) \quad (\text{A4.12})$$

în porțiunea curbă. Câmpul în porțiunea curbă este deci

$$E = \hat{r} \left(1 + \frac{r}{R} (kn_0 n_m)^2 \cos\phi\right) \exp(-r^2/2r_0^2) \exp(i\beta R\theta). \quad (\text{A4.13})$$

Maximul acestui câmp este deplasat spre afară din cauza curburii. G are aceeași formă ca $\exp[-(r - r_d)^2/2r_0^2] \cong (1 + r_d r/r_0^2) \exp(-r^2/2r_0^2)$, adică maximul câmpului este deplasat în planul curburii (pentru $\cos\phi = 1$) cu

$$r_d = (k n_m r_0^2)^2 / R; \quad (\text{A4.14})$$

deplasarea este spre exteriorul curburii (vezi Fig.A4.4).



Fig.A4.4

Această deplasare a maximului câmpului poate fi interpretată ca o dezaliniere între câmpul din porțiunea dreaptă și cel din porțiunea curbă, care duce la pierderi datorate curburii. Frațiunea de putere pierdută este

$$1 - P_c / P = 1 - \exp(-r_d^2 / 2r_0^2) \cong r_d^2 / 2r_0^2, \quad (\text{A4.15})$$

unde P_c este puterea în porțiunea curbă și P puterea în porțiunea dreaptă (proportională cu intensitatea câmpului, și deci cu $|E|^2$).

Deplasarea câmpului se poate exprima în funcție de parametrii $V = dk(n_m^2 - n_i^2)^{1/2}$ și $\Delta = (n_m^2 - n_i^2) / 2n_m^2$, ca

$$r_d = \frac{V^2}{2\Delta} \frac{d^2}{R} \left(\frac{r_0}{d} \right)^4. \quad (\text{A4.16})$$

Calcululele de mai sus pot fi generalizate pentru succesiuni de curburii (vezi Fig.A4.5). În particular, dacă consider două curburii în același plan, pentru care deplasările sunt r_1 , r_2 , deplasarea totală este $r_d = r_1 + r_2$ dacă curburile au sensuri opuse, sau $r_d = |r_1 - r_2|$ dacă au același sens.

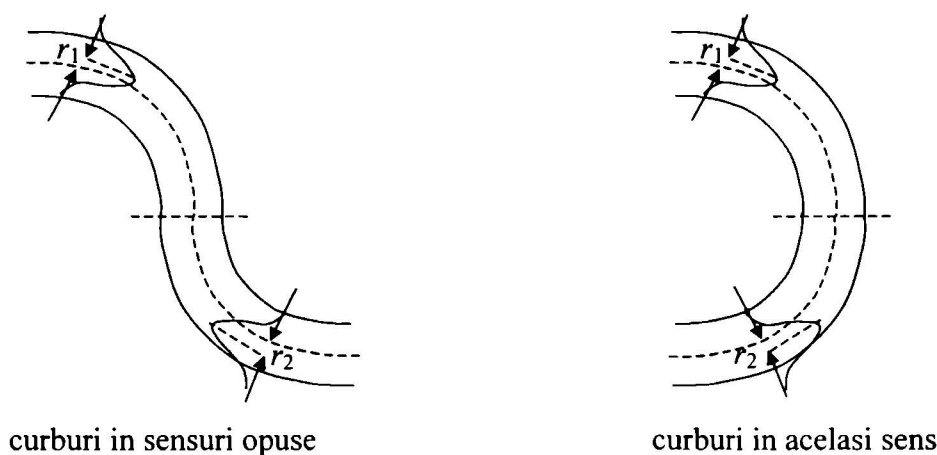


Fig.A4.5

Dacă curbura nu sunt în același plan, $r_d = (r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos \chi)^{1/2}$, unde χ este unghiul între planele care conțin cele două curbură. Pentru curbură în același plan și în același sens $\chi = 0$ iar pentru curbură în același plan și în sens opus $\chi = \pi$.

A4.3. APLICAȚII ALE GHIDURILOR CURBE

Deoarece la suprafața exterioară a unui ghid de undă curbat are loc o pierdere parțială a puterii radiației incidente, curbura poate juca rolul unei oglinzi cu reflectivitate dependentă de valoarea razei de curbură. În particular, se pot realiza laseri numiți microdisc [2,3] (vezi Fig.A4.6a), de formă circulară și crescui deasupra unui substrat, în care cavitatea rezonantă este chiar interfața între mediul activ de formă circulară și mediul înconjurător. În laserii microdisc modurile care se propagă în cavitate sunt de tip WG; ele ajung la suprafața exterioară la un unghi mai mare decât unghiul critic de refracție. Avantajul acestor tipuri de laseri este faptul că nu au nevoie de oglinzi (deci de procese tehnologice suplimentare). Dezavantajul este că există o suprapunere destul de mică între modurile laserului (care se propagă de-a lungul periferiei) și distribuția purtătorilor în mediul activ. Lasele microdisc au în general diametre mici, de ordinul câtorva mm, care îi face ideali pentru aplicații de procesare optică. Mediul activ în acești laseri îl constituie structurile mezoscopice de tip MQW. Înălțimea între substrat și laser, numită post, are o valoare optimă de aproximativ $\lambda/3$, unde λ este lungimea de undă emisă, pentru care se asigură atât un bun contact termic cu substratul (care este de obicei răcit) cât și o distanță suficient de mare de mediul activ pentru ca modurile emise de aceasta să nu pătrundă în substrat.

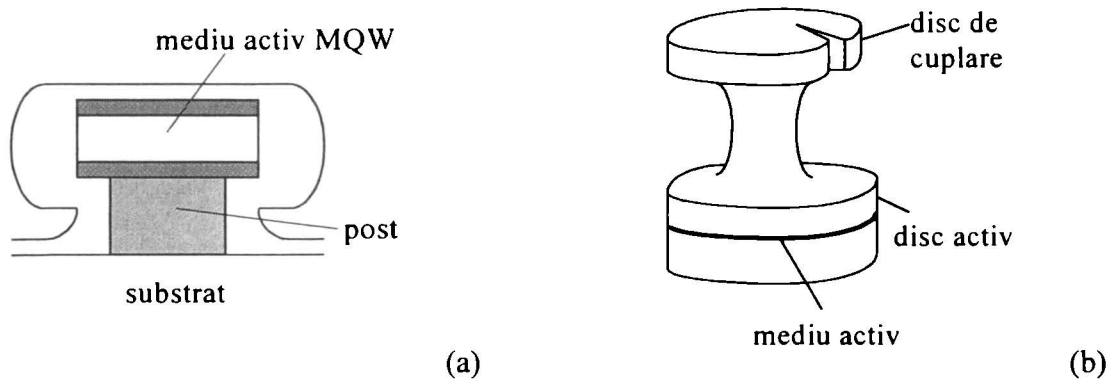


Fig.A4.6

Lasele microdisc sunt pompați optic de deasupra, într-un con destul de larg de lumină pentru a acoperi toată aria laserului. Radiația laser este emisă radial de la periferia discului, într-un con de deschidere finită centrat pe planul discului. Intensitatea radiației la distanță mare de sursă este periodică de-a lungul direcției azimutale, iar divergența unghiulară depinde de numărul modului excitat [4]. Pentru a obține o radiație direcționată dintr-un laser microdisc este necesară introducerea unei asimetrii în structura circulară care acționează ca o sursă de pierderi. Datorită dimensiunilor mici ale laserului introducerea unei astfel de surse de pierderi ar influența performanțele acestuia; de aceea se folosește o structură cu dublu disc (vezi Fig.A4.6b), discul de cuplare în exterior având același diametru ca și discul activ [5]. Fotonii generați în discul activ sunt cuplați în exterior prin deschizătura în discul de deasupra datorită cuplajului rezonant între ghidurile de undă circulare care formează discurile; coeficientul de cuplaj este controlat prin distanța între discuri ținându-se cont de faptul că lungimea de cuplaj este aproximativ egală cu circumferința discului. Exemplu de

performanțe: pentru o structura dublu-disc de 10 μm diametru din InGaAsP excitată optic cu pulsuri de 1 μs, pragul de putere optică de excitare este de 500 μW.

Menționăm că pierderile la suprafața exterioară a unui ghid de undă curbat au dus la dezvoltarea și a altor tipuri de laser, în care cavitatea rezonantă are fie formă circulară, ca în Fig.A4.7a, dar în care, spre deosebire de laserii microdisc, lumina se propagă în modurile TE și TM ale ghidului, și nu în modurile tip WG [2,6]. Regiunea activă (tot din structuri mezoscopice de tip MQW) este crescută de-a lungul întregii cavități circulare, direcția de stratificare fiind perpendiculară pe planul cavității. Variante ale cavităților circulare sunt cavitățile în formă de poligon regulat [2] (triunghiular, pătrat [7], etc.) în care reflexia luminii se face pe oglinzi (vezi Fig.A4.7b). În aceste tipuri de laseri circulari/poligonali intervalul între modurile adiacente selectate de cavitate corespunde unei parcurgeri complete a cavității și este dat de

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / n_g L \tag{A4.17}$$

unde n_g este indicele de refracție de grup și L este lungimea cavității. Radiația este cuplată în exterior prin unul sau mai multe ghiduri de undă cuplate evanescent la cavitatea rezonantă, așa cum se poate vedea din Fig.A4.7a și Fig.A4.7b.

Deși pierderile datorită curburii cresc rapid cu raza de curbura, s-a reușit fabricarea unor rezonatori micro-circulari cu diametre de ordinul a 10 μm în ghiduri cu V mari [6]. Pomparea acestor laseri se face tot optic, dar pragul de excitare scade de aproximativ 5 ori față de laserii microdisc datorită unei mai bune suprapuneri între câmpul electromagnetic și distribuția purtătorilor în MQW. Coeficientul de cuplaj către ghidurile de undă care extrag radiația din cavitate trebuie să fie de cel mult 1% astfel încât să nu perturbe funcționarea ca laser a dispozitivului.

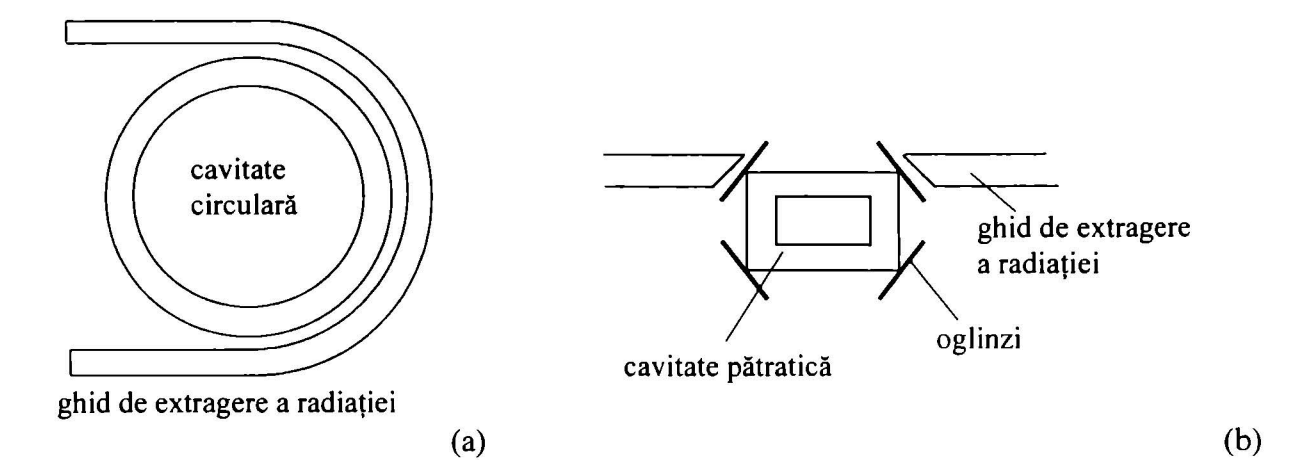


Fig.A4.7

BIBLIOGRAFIE

[1] A.W. Snyder, J.D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, London, 1983
 [2] D. Dragoman, M. Dragoman, Advanced Optoelectronic Devices, Springer, Berlin-Heidelberg, 1999
 [3] U. Mohideen, W.S. Hobson, J.F. Pearton, F. Ren, R.E. Slusher, GaAs/AlGaAs microdisk lasers, Appl. Phys. Lett. **64**, 1911–1913, 1994

- [4] B.J. Li, P.L. Liu, Analysis of far-field patterns of microdisks resonators by the finite-difference time-domain method, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1489–1491, 1997
- [5] D.Y. Chu, M.K. Chin, W.G. Bi, H.Q. Hou, C.W. Tu, S.T. Ho, Double disk structure for output coupling in microdisk lasers, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 3167–3169, 1994
- [6] J.P. Zhang, D.Y. Chu, S.L. Wu, W.G. Bi, R.C. Tiberio, C.W. Tu, S.T. Ho, Directional light output from photonic-wire microcavity semiconductor lasers, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 968–970, 1996
- [7] H. Han, D.V. Forbes, J.J. Coleman, InGaAs-AlGaAs-GaAs strained-layer quantum well heterostructure square ring lasers, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 1994–1997, 1995

A5. METODA MODURILOR CUPLATE

Metoda modurilor cuplate se aplică pentru a studia cuplajul între modurile evanescente a două ghiduri de undă sau în cazul rețelelor de difracție în ghiduri, când asupra ghidului acționează o perturbație exterioară [1-4].

Fie un ghid perturbat în care câmpurile E_j , H_j și constantele de propagare β_j ale modurilor din ghidul neperturbat se consideră cunoscute. Perturbația se poate datora unei deformări a suprafeței ghidului sau unei variații a indicelui de refracție. În ghidul perturbat câmpul electric și magnetic nu se cunosc. Acestea se pot exprima ca o sumă, cu coeficienți necunoscuți, peste modurile ghidului neperturbat. În particular, acesta este cazul pentru partea transversală a câmpurilor din ghidul perturbat E'_t și H'_t :

$$E'_t = \sum_{k>0} (a_k E_{t,k} + a_{-k} E_{t,-k}) = \sum_{k>0} [\underbrace{a_k \exp(i\beta_k z)}_{b_k} + \underbrace{a_{-k} \exp(-i\beta_k z)}_{b_{-k}}] e_{t,k}, \quad (A5.1)$$

$$H'_t = \sum_{k>0} (a_k H_{t,k} + a_{-k} H_{t,-k}) = \sum_{k>0} [\underbrace{a_k \exp(i\beta_k z)}_{b_k} - \underbrace{a_{-k} \exp(-i\beta_k z)}_{b_{-k}}] h_{t,k}, \quad (A5.2)$$

unde am folosit relațiile $e_{t,-k} = e_{t,k}$, $e_{z,-k} = -e_{z,k}$, $h_{t,-k} = -h_{t,k}$, $h_{z,-k} = h_{z,k}$. În (A5.1) și (A5.2) a_k , a_{-k} corespund la moduri care se propagă înainte, respectiv înapoi. Intenția noastră este de a găsi coeficienții a_k sau b_k .

Din $\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon\mathbf{E}$ rezultă că

$$E_{z,k} = -\frac{i}{\omega\epsilon} \hat{z} \cdot \nabla_t \times \mathbf{H}_{t,k}, \quad E'_{z,k} = -\frac{i}{\omega\epsilon'} \hat{z} \cdot \nabla_t \times \mathbf{H}'_{t,k}. \quad (A5.3)$$

Presupunând un mediu magnetic cu $\mu = \mu' = \mu_0$, $\epsilon = n^2 \epsilon_0$, $\epsilon' = n'^2 \epsilon_0$, obținem

$$E'_{z,k} = -\frac{i}{\omega\epsilon'} \hat{z} \cdot \nabla_t \times [\sum_{k>0} (a_k \mathbf{H}_{t,k} + a_{-k} \mathbf{H}_{t,-k})] = \frac{\epsilon}{\epsilon'} \sum_{k>0} [\underbrace{a_k \exp(i\beta_k z)}_{b_k} - \underbrace{a_{-k} \exp(-i\beta_k z)}_{b_{-k}}] e_{z,k} = \quad (A5.4)$$

$$\frac{n^2}{n'^2} \sum_{k>0} (a_k E_{z,k} - a_{-k} E_{z,-k}) = \frac{n^2}{n'^2} \sum_{k>0} (b_k - b_{-k}) e_{z,k}$$

Analog,

$$H'_{z,k} = \sum_{k>0} (a_k H_{z,k} + a_{-k} H_{z,-k}) = \sum_{k>0} (b_k + b_{-k}) h_{z,k}, \quad (A5.5)$$

unde

$$h_z = \frac{i}{\omega\mu} \hat{z} \cdot \nabla_t \times \mathbf{e}_t. \quad (\text{A5.6})$$

Pentru a găsi coeficienții a_k , folosesc demonstrația de la ortogonalitatea modurilor ghidate. În particular, folosesc teorema divergenței în forma:

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{A_\infty} \mathbf{F} \cdot \hat{z} dA = \int_{A_\infty} \nabla F dA \quad (\text{A5.7})$$

cu $\mathbf{F} = \mathbf{E}' \times \mathbf{H}_k^* + \mathbf{E}_k^* \times \mathbf{H}'$. Ținând cont de faptul că $\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H}$, $\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon\mathbf{E} = i\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}$, și că $\nabla(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b}(\nabla \times \mathbf{a}) - \mathbf{a}(\nabla \times \mathbf{b})$ obțin, ca în Capitolul 1

$$\nabla F = \nabla(\mathbf{E}' \times \mathbf{H}_k^*) + \nabla(\mathbf{E}_k^* \times \mathbf{H}') = -\mathbf{E}'(\nabla \times \mathbf{H}_k^*) + \mathbf{H}_k^*(\nabla \times \mathbf{E}') + \mathbf{H}'(\nabla \times \mathbf{E}_k^*) - \mathbf{E}_k^*(\nabla \times \mathbf{H}') \quad (\text{A5.8})$$

sau

$$\nabla F = -i\omega\epsilon_0[(n^*)^2 - (n')^2] \mathbf{E}' \mathbf{E}_k^*, \quad (\text{A5.9})$$

relație care, introdusă în teorema divergenței, ne conduce la

$$i\omega\epsilon_0 \int_{A_\infty} [(n^*)^2 - (n')^2] \mathbf{E}' \mathbf{e}_k^* \exp(-i\beta_k z) dA = \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_\infty} [(\mathbf{E}'_t \times \mathbf{h}_{t,k}^* + \mathbf{e}_{t,k}^* \times \mathbf{H}'_t)] \cdot \hat{z} \exp(-i\beta_k z) dA =$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{A_\infty} \left[\sum_{l>0} (b_l + b_{-l}) \mathbf{e}_{le} \times \mathbf{h}_{lk}^* + \sum_{l>0} (b_l - b_{-l}) \mathbf{e}_{ll}^* \times \mathbf{h}_{le} \right] \cdot \hat{z} \exp(-i\beta_k z) dA. \quad (\text{A5.10})$$

Dacă în (A5.10) folosesc relația de ortogonalitate între moduri, dispar termenii cu $l \neq k$ și obțin în final

$$2 \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_\infty} b_k \hat{z} \exp(-i\beta_k z) (\mathbf{e}_{lk} \times \mathbf{h}_{lk}^*) dA =$$

$$i\omega\epsilon_0 \int_{A_\infty} (n^{*2} - n'^2) \left[\sum_{l>0} (b_l + b_{-l}) \mathbf{e}_{ll} + \hat{z} \frac{n^2}{n'^2} \sum_{l>0} (b_l - b_{-l}) (\mathbf{e}_{lk}^* + \hat{z} \mathbf{e}_{zk}^*) \right] \exp(-i\beta_k z) dA = \quad (\text{A5.11})$$

$$i\omega\epsilon_0 \int_{A_\infty} (n^{*2} - n'^2) \left[\sum_{l>0} (b_l + b_{-l}) \mathbf{e}_{ll} \mathbf{e}_{lk}^* + \frac{n^2}{n'^2} \sum_{l>0} (b_l - b_{-l}) \mathbf{e}_{zl} \mathbf{e}_{zk}^* \right] \exp(-i\beta_k z) dA,$$

relație din care rezultă un set de ecuații pentru b_k :

$$\frac{db_k}{dz} - i\beta_k b_k = i \sum_l (C_{kl} b_l + C_{k,-l} b_{-l}), \quad (\text{A5.12})$$

unde coeficientul de cuplaj este dat de expresia

$$C_{kl} = \frac{\omega\epsilon_0}{N_k} \int_{A_\infty} (n^{*2} - n'^2) (\mathbf{e}_{lk}^* \mathbf{e}_{ll} + \frac{n^2}{n'^2} \mathbf{e}_{zk}^* \mathbf{e}_{zl}) dA. \quad (\text{A5.13})$$

Amplitudinea b_{-k} al celui de-al k -lea mod care se propagă invers este dată de aceeași ecuație, înlocuind b_k cu b_{-k} , β_k cu β_{-k} , e_{zk}^* cu $-e_{zk}^*$. $C_{k,-l}$ este dat de o expresie similară cu (A5.13) în care se înlocuiește e_{zk} cu $-e_{zk}$.

A5.1. CUPLORUL OPTIC DIRECȚIONAL

Cea mai cunoscută aplicație a teoriei modurilor cuplate este tratarea propagării câmpului electromagnetic într-un cuplor optic direcțional, adică într-o structură formată din două ghiduri de undă suficient de apropiate astfel încât câmpul dintr-unul să influențeze propagarea câmpului electromagnetic în celălalt. Să presupunem că avem un ghid de undă planar în care se poate propaga un singur mod transversal electric. Dacă în apropierea acestui ghid, numit ghidul 1, aducem un al doilea ghid de undă monomod, ghidul 2, distribuția indicelui de refracție din mediul înconjurător ghidului 1 se modifică. Ansamblul format din ghidul 1 și ghidul 2, reprezentat în Fig.A5.1, se numește cuplor optic direcțional.

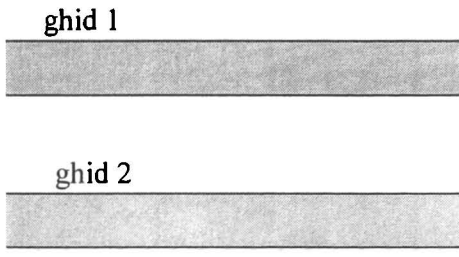


Fig.A5.1

Fie $E_1 = e_1 \exp(i\beta_1 z)$, $E_2 = e_2 \exp(i\beta_2 z)$ distribuțiile câmpurilor TE în cele două ghiduri, presupuse separate la infinit. Considerând că prezența celui de-al doilea ghid are o influență slabă asupra distribuției câmpului din ghidul 1, putem aplica metoda modurilor cuplate pentru a studia transferul de putere între cele două ghiduri. În acest caz câmpul total E îl presupunem descompus într-o sumă după câmpurile din cele două ghiduri separate:

$$E = a_1 e_1 \exp(i\beta_1 z) + a_2 e_2 \exp(i\beta_2 z) = b_1 e_1 + b_2 e_2. \quad (A5.14)$$

Coefficienții $b_i(z)$ se pot determina din următorul sistem de ecuații:

$$\begin{cases} \frac{db_1}{dz} - i(\beta_1 + C_{11})b_1 = iC_{12}b_2 \\ \frac{db_2}{dz} - i(\beta_2 + C_{22})b_2 = iC_{21}b_1 \end{cases} \quad (A5.15)$$

unde coeficienții de cuplaj (pentru moduri transversale) sunt

$$C_{ij} = \frac{\omega \epsilon_0}{N_k} \int_{A_\infty} (n^2 - n_i^2) e_{ii}^* e_{ij} dA. \quad (A5.16)$$

În (A5.16) n^2 este distribuția indicelui de refracție în întreg spațiul și n_i^2 este distribuția indicelui de refracție dacă este prezent doar ghidul i . De remarcat că $n^2 - n_i^2$ este diferit de zero doar în regiunea ghidului $j \neq i$.

Dacă ghidurile sunt aproape identice atunci, datorită simetriei, $C_{12} \cong C_{21} = C$. Coeficienții C_{ii} sunt neglijabili deoarece, în regiunea ghidului i , $n^2 - n_i^2 = 0$ iar contribuția nenulă la integrala din (A5.16) o dă regiunea ghidului $j \neq i$ în care $n^2 - n_i^2 \neq 0$ dar pentru care câmpurile E_i sunt mici (E_i sunt concentrate în regiunea ghidului i). În aceste situații sistemul de ecuații (A5.15) devine

$$\begin{cases} \frac{db_1}{dz} - i\beta_1 b_1 = iC b_2 \\ \frac{db_2}{dz} - i\beta_2 b_2 = iC b_1 \end{cases} \quad (\text{A5.17})$$

care, cu condițiile la limită $b_1(z=0) = b_{10}$, $b_2(z=0) = b_{20}$ are soluția

$$b_1(z) = \left[b_{10} \cos(Cz/F) + iF \left(b_{20} + \frac{\beta_1 - \beta_2}{2C} b_{10} \right) \sin(Cz/F) \right] \exp(i\beta z), \quad (\text{A5.18a})$$

$$b_2(z) = \left[b_{20} \cos(Cz/F) + iF \left(b_{10} - \frac{\beta_1 - \beta_2}{2C} b_{20} \right) \sin(Cz/F) \right] \exp(i\beta z), \quad (\text{A5.18b})$$

unde $\beta = (\beta_1 + \beta_2)/2$ și

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + (\beta_1 - \beta_2)^2 / 4C^2}} = \frac{2C}{\sqrt{4C^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2}}. \quad (\text{A5.19})$$

Această soluție s-a obținut ținând cont că b_1 , b_2 sunt proporționali cu $\exp(\lambda z)$ unde λ este valoarea proprie obținută din condiția

$$\begin{vmatrix} i\beta_1 - \lambda & iC \\ iC & i\beta_2 - \lambda \end{vmatrix} = 0, \quad (\text{A5.20})$$

adică

$$\lambda = \frac{i(\beta_1 + \beta_2) \pm i\sqrt{(\beta_1 - \beta_2)^2 + 4C^2}}{2} = i\beta \pm iC/F. \quad (\text{A5.21})$$

Puterea în fiecare fibră este dată de $P_i(z) = |b_i(z)|^2$ dacă presupunem câmpurile E_i normate la unitate. Se obține

$$P_1(z) = P_{10} + F^2 \left(P_{20} - P_{10} + \frac{\beta_1 - \beta_2}{C} \sqrt{P_{10} P_{20}} \right) \sin^2(Cz/F), \quad (\text{A5.22a})$$

$$P_2(z) = P_{20} + F^2 \left(P_{10} - P_{20} - \frac{\beta_1 - \beta_2}{C} \sqrt{P_{10} P_{20}} \right) \sin^2(Cz/F), \quad (\text{A5.22b})$$

unde $P_{i0} = |b_{i0}|^2$ și s-a presupus că b_{i0} sunt reali. În particular, dacă inițial se iluminează doar ghidul 1 cu $P_{10} = 1$ ($P_{20} = 0$) avem

$$P_1(z) = 1 - F^2 \sin^2(Cz / F), \quad (\text{A5.23a})$$

$$P_2(z) = F^2 \sin^2(Cz / F). \quad (\text{A5.23b})$$

Avem deci un transfer periodic de putere de la un ghid la altul cu perioada $\pi F / C$, lungimea de cuplaj, deci de transfer de putere de la un ghid la altul fiind $L_c = \pi F / 2C$.

Dacă fibrele sunt identice, $\beta_1 = \beta_2$, $F = 1$ și transferul de putere este complet, puterile în ambele ghiduri variind între 0 și 1 (vezi Fig.4.9). Dacă fibrele nu sunt identice, $F \neq 1$, și transferul de putere este incomplet (vezi Fig.4.10). În ambele situații puterea totală $P_1(z) + P_2(z)$ se conservă. Deoarece transferul maxim de putere are loc pentru $\beta_1 = \beta_2$, modurile cuplate au (aproape) aceeași constantă de propagare; în particular ele se propagă în același sens. În acest sens cuplorul optic se numește direcțional: cuplează moduri care se propagă în aceeași direcție.

Situație particulară: ghiduri de undă identice, cu distanță variabilă între ele, astfel încât $C = C(z)$ (vezi Fig.A5.2)

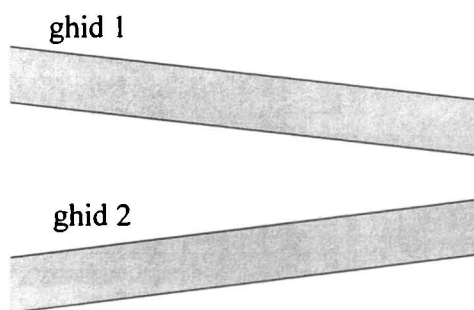


Fig.A5.2

În aceste condiții

$$P_1(z) = \cos^2\left(\int_0^z C(z) dz\right), \quad P_2(z) = \sin^2\left(\int_0^z C(z) dz\right). \quad (\text{A5.24})$$

A5.2. APLICAȚII: OGLINZI PENTRU REZONATORI LASER

Unele aplicații ale cuplurului optic direcțional ce decurg din dependența coeficientului de cuplaj de lungimea de undă și polarizarea câmpului electromagnetic au fost menționate în Capitolul 4: multiplexor/demultiplexor, polarizor. Aici ne referim la o altă aplicație, aceea de oglindă cu reflectivitate controlată pentru câmpul electromagnetic incident într-o fibră dintr-un cuplor optic direcțional.

Deoarece pentru o anumită lungime de cuplaj o parte din putere este transmisă în fibra neiluminată inițial și o altă parte rămâne în fibra iluminată, cuplorul direcțional poate juca rolul de oglindă (o oglindă în sensul obișnuit al cuvântului este dificil de a se depune pe capătul unei fibre optice, datorită dimensiunilor foarte mici ale acesteia). În particular, dacă fibra are un coeficient de câștig pe unitate de lungime ea poate emite radiație laser dacă cavitatea rezonantă are una din formele prezentate în Fig.A5.3 [4]. De la stânga la dreapta aceste cavități rezonante corespund la

cavitate circulară, rezonator cu dublu cuplor [5] și rezonator cu bucle [6]. Cuplorul direcțional are un dublu rol: cel de oglindă și cel de extragere a luminii din cavitatea rezonantă, extragere care se face direct prin intermediul unui ghid de undă. Coeficientul de reflexie (în interiorul cavității) pentru structurile din Fig.A5.3 este $R = 1 - P_{out} / P_{in}$ unde P_{in} și P_{out} este puterea radiației incidentă pe cuplor (pe una dintre fibre) și, respectiv, puterea care se regăsește în cealaltă fibră la ieșirea din cuplor.

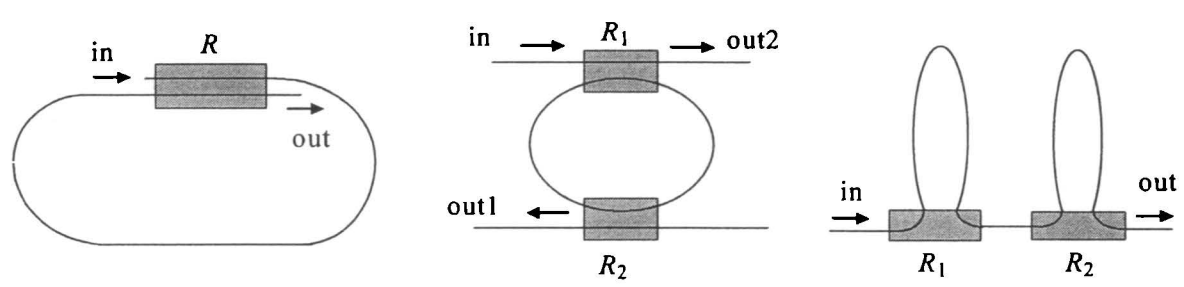


Fig.A5.3

Structura cu dublu cuplor [5] poate fi folosită pentru conectarea în serie sau paralel a mai multor rezonatoare; cele două cuploare ale sale cu reflectivități R_1 și R_2 sunt (ca și la structura cu bucle) corespondentele celor două oglinzi de la un rezonator Fabry-Perot. O buclă dintr-un cuplor optic a cărei ghiduri sunt unite poate acționa și ca modulator al luminii incidente dacă este fabricat din ghiduri neliniare. În acest caz coeficientul de cuplaj depinde (prin indicele de refracție) de intensitatea luminii incidente. Lumina reflectată de o astfel de buclă este deci dependentă de intensitatea luminii incidente.

O fibra optică poate avea un coeficient de câștig nenul pe unitatea de lungime dacă este impurificată cu pământuri rare [7,8]. În acest caz inversia de populație (și emisia de radiație) se produce între două nivele discrete ale ionului de pământ rar din sticlă. Se pot obține emisii laser la $0.85\text{ }\mu\text{m}$, $1.55\text{ }\mu\text{m}$ și $2.7\text{--}2.8\text{ }\mu\text{m}$ prin impurificare cu Er^{3+} , la $0.81\text{ }\mu\text{m}$ prin impurificare cu Tm^{3+} , la $1.06\text{ }\mu\text{m}$ dopând cu Nd^{3+} și la $1.3\text{ }\mu\text{m}$ cu Pr^{3+} și Nd^{3+} . Inversia de populație se obține pompând optic ionii de impuritate aflați pe starea fundamentală (E_1 în Fig.A5.4a și E_0 în Fig.A5.4b) la energii mari corespunzând unei stări sau benzi E_3 , de pe care ionii se relaxează neradiativ pe nivelul laser superior E_2 . Acesta este un nivel metastabil, timpul lui de viață fiind mult mai mare decât timpul de viață al stării E_3 ; numai în aceste condiții se poate obține inversia de populație între E_2 și nivelul laser inferior E_1 . Radiația laser se obține în urma tranzițiilor radiative de pe E_2 pe E_1 . Diagrama de nivele energetice în Fig.A5.4a corespunde la o schemă cu trei nivele, caracteristică Er^{3+} la $1.55\text{ }\mu\text{m}$, iar cea în Fig.A5.4b este o schemă cu patru nivele, caracteristică Nd^{3+} la $1.3\text{ }\mu\text{m}$. Ultima schemă energetică este mai favorabilă pentru crearea inversiei de populație pentru că, deoarece E_1 este diferit de starea fundamentală E_0 (la care se ajunge în final printr-o tranziție neradiativă), populația ei este mult mai mică decât cea a stării fundamentale și pompajul necesar pentru a crea inversia de populație este mai mic decât pentru cazul din Fig.A5.4a.

Laserii cu fibre dopate cu ioni de pământuri rare au anumite avantaje: 1) pot propaga densități mari de putere de ordinul a zeci de mW pe o arie egală cu cea a miezului, 2) tehnologia producerii fibrelor este bine pusă la punct, 3) căldura este disipată optim datorită raportului între suprafața și volumul fibrei, 4) există o suprapunere spațială bună între lumina de pompaj și miezul impurificat, 5) lungimea de undă a radiației emise poate fi variată prin introducerea ionilor de diverse pământuri rare, 6) radiația emisă poate fi ușor cuplată la fibre care să o transmită la locul dorit, și 7) datorită flexibilității și dimensiunilor reduse au aplicații unice, în special în medicină. Ca dezavantaje

trebuie să menționăm faptul că lungimea fibrei dopate este relativ lungă și faptul că nu se permit curbură de raze mici, deci nu pot fi realizate structuri compacte.

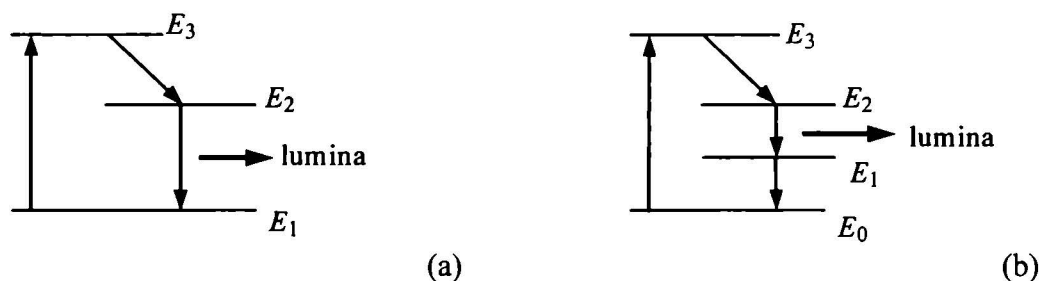


Fig.A5.4

BIBLIOGRAFIE

- [1] A.W. Snyder, J.D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, London, 1983
- [2] A. Yariv, Optical Electronics, CBS College Publishing, New York, 1985, 3rd edition
- [3] A. Yariv, Coupled-mode theory for guided-wave optics, IEEE J. Quantum Electron. **9**, 919-933, 1973
- [4] D. Dragoman, M. Dragoman, Advanced Optoelectronic Devices, Springer, Berlin-Heidelberg, 1999
- [5] P. Urquhart, Compound optical-fiber based resonators, J. Opt. Soc. Am. **A5**, 803-812, 1988
- [6] D.B. Mortimore, Fiber loop reflectors, J. Lightwave Technol. **6**, 1217-1224, 1988
- [7] B.J. Ainslie, A review of fabrication and properties of erbium doped fibers for optical amplifiers, IEEE J. Lightwave Technol. **9**, 220-227, 1991
- [8] P. Urquhart, Review of rare earth doped fiber lasers and amplifiers, IEE Proc. **135**, 385-407, 1988

A6. COMUTATOR OPTIC

Teoria modurilor cuplate se poate aplica la design-ul unui comutator optic compus dintr-un cuplor optic direcțional fabricat din ghiduri cu proprietăți electro-optice a căror indici de refracție și deci constante de propagare pot fi modificate aplicând un câmp electric exterior. Trecând la variabilele

$$A_1(z) = b_1(z) \exp(-i\beta z), \quad (\text{A6.1})$$

$$A_2(z) = b_2(z) \exp(-i\beta z), \quad (\text{A6.2})$$

soluțiile modurilor cuplate (A5.18a) și (A5.18b) din A5 se poate scrie în forma matricială:

$$\begin{pmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & im_{12} \\ im_{12} & m_{11}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{10} \\ A_{20} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} A_{10} \\ A_{20} \end{pmatrix}, \quad (\text{A6.3})$$

unde

$$m_{11} = \cos(Cz / F) + i(F / 2C)(\beta_1 - \beta_2) \sin(Cz / F) \quad (\text{A6.4})$$

este complex,

$$m_{12} = F \sin(Cz / F) \quad (\text{A6.5})$$

este real și $\det M = 1$.

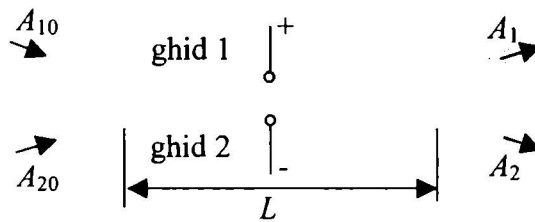


Fig.A6.1

Să presupunem că pe lungimea L (vezi Fig.A6.1) cele două ghiduri interacționează (se perturbă reciproc) și puterea în fiecare poate fi descrisă cu teoria de mai sus. Dacă ghidurile sunt fabricate din materiale cu proprietăți electro-optice și sunt inițial identice, aplicarea unei diferențe de potențial V între ele induce o asimetrie între cele două ghiduri, astfel încât

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = f(V). \quad (\text{A6.6})$$

Definim starea ON acea stare în care puterea la ieșire se regăsește în același ghid ca la intrare, adică pentru care $m_{12} = 0$, iar starea OFF este starea în care puterea la ieșire se regăsește în celălalt ghid, adică starea în care $m_{11} = 0$. Starea ON este deci definită prin $CL / F = m\pi$, cu m întreg, sau

$$(C^2 + \Delta\beta^2 / 4)L^2 = m^2\pi^2, \tag{A6.7}$$

iar starea OFF prin $CL / F = (2m + 1)(\pi / 2)$ cu m întreg și $\Delta\beta L = 0$, sau

$$\begin{cases} \Delta\beta L = 0 \\ CL = (2m + 1)(\pi / 2) \end{cases} \tag{A6.8}$$

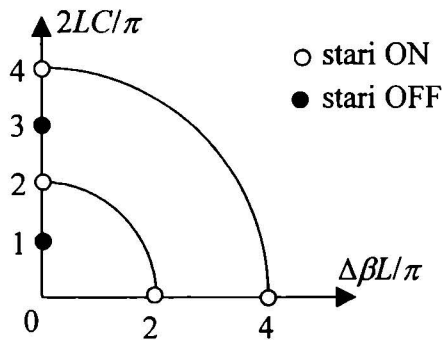


Fig.A6.2

Condițiile pentru starea ON și OFF sunt reprezentate în Fig.A6.2. Parametrul $\Delta\beta L / \pi$ depinde de tensiunea aplicată, pe când $2LC / \pi$ este independent de tensiune. Din Fig.A6.2 rezultă că stările OFF sunt puncte izolate pe când cele ON sunt reprezentate prin cercuri concentrice. Pentru orice valoare dată a lui $2LC / \pi$, există un $\Delta\beta$ (o tensiune) astfel încât comutatorul să fie în starea ON. Din contra, stările OFF trebuie atinse în procesul de fabricație, pentru valori impare ale parametrului $2LC / \pi$, și nu pot fi atinse printr-o ajustare a erorilor de fabricație cu o tensiune aplicată (C depinde de distanța dintre ghiduri, care este fixată, ca și L , în procesul de fabricație).

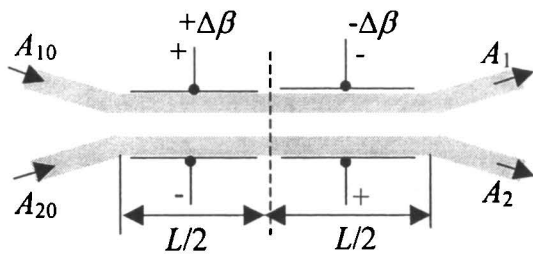


Fig.A6.3

Și stările OFF pot fi ajustate dacă tensiunea este aplicată în două trepte, ca în Fig.A6.3. În acest caz matricea de transfer a structurii este dată de $M = M^+ M^-$, unde matricea M^+ este identică cu matricea M din ecuația (A6.3) cu $z = L/2$, iar M^- este matricea M din (A6.3) cu $z = L/2$ în care m_{11} este înlocuit cu m_{11}^* și vice-versa ($\Delta\beta$, care are semne diferite în cele două jumătăți ale structurii, apare doar în partea imaginară a lui m_{11} ; în F doar modulul lui $\Delta\beta$ este prezent, care este identic în cele două jumătăți). Elementele matricii M se pot deci scrie direct, ca:

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & iM_{12} \\ iM_{12} & M_{11} \end{pmatrix} \quad (\text{A6.9})$$

cu

$$M_{11} = m_{11}m_{11}^* - (m_{12})^2 = 1 - 2(m_{12})^2 \quad (\text{A6.10})$$

(pentru că determinantul matricii M din (A6.3) este egal cu 1) și

$$M_{12} = 2m_{11}m_{12}. \quad (\text{A6.11})$$

Elementele m_{ij} sunt cele ale matricii M din (A6.3) cu $z = L/2$.

Starea OFF este dată acum de $M_{11} = 0$, adică de $m_{12}^2 = 1/2$, sau

$$\frac{C^2}{C^2 + \Delta\beta^2/4} \sin^2[(L/2)\sqrt{C^2 + \Delta\beta^2/4}] = 1/2 = \sin^2(\pi/4), \quad (\text{A6.12})$$

iar starea ON este dată de $M_{12} = 0$, adică de $m_{11} = 0$ sau $m_{12} = 0$. Prima condiție implică

$$\Delta\beta = 0 \text{ și } 2LC/\pi = 2(2m+1), \quad (\text{A6.13})$$

care reprezintă punctele izolate la $2LC/\pi = 2, 6, 10, \dots$ în Fig.A6.4. A doua condiție poate fi scrisă sub forma

$$\left(\frac{2LC}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\beta L}{\pi}\right)^2 = (4m)^2 \quad (\text{A6.14})$$

ecuație ce descrie cercurile concentrice cu raza 4, 8, 12, ... în Fig.A6.4.

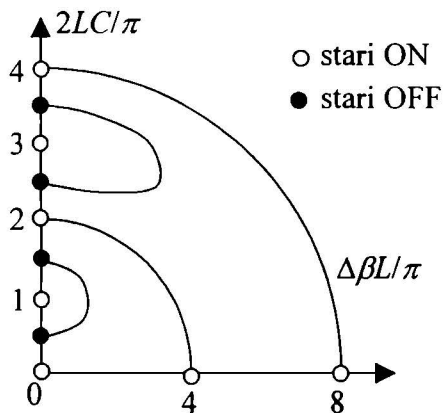


Fig.A6.4

Din Fig.A6.4 se observă că dacă tensiunea este aplicată în trepte există domenii ale parametrului $2LC/\pi$ (de exemplu, de la 1 la 3) în care se poate obține starea OFF. Ele pot fi atinse în acest caz printr-o ajustare a tensiunii, după fabricare.

Analog se poate studia cazul unui cuplor cu N trepte, ca cel reprezentat în Fig.A6.5.

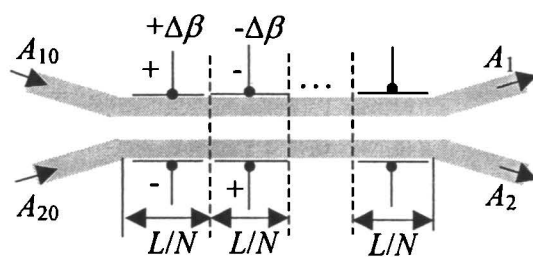


Fig.A6.5

BIBLIOGRAFIE

H. Kogelnik, R.V. Schmidt, Switched directional couplers with alternating $\Delta\beta$, IEEE J. Quantum Electron. **12**, 396-401, 1976

A7. STUDIUL TRANSFERULUI DE PUTERE ÎNTRE MAI MULT DE DOUĂ FIBRE OPTICE

A7.1. CUPLOR DIN TREI FIBRE OPTICE

Studiul transferului de putere între două ghiduri diferite a fost făcut în A5. Să presupunem că transferul de putere are loc acum între trei ghiduri/fibre [1] a căror aranjament în secțiune transversală arată ca în Fig.A7.1

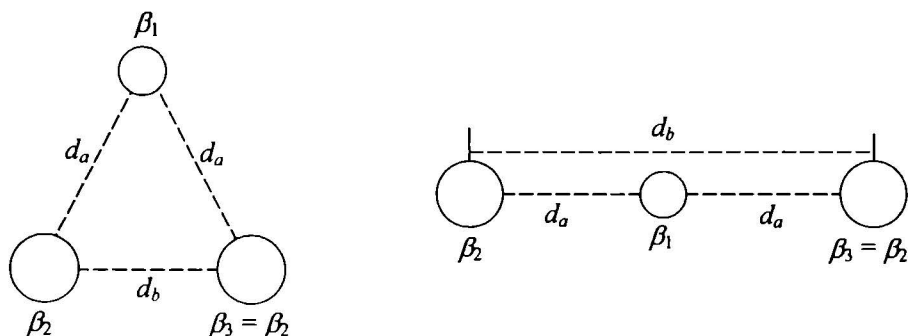


Fig.A7.1

Presupunem că amplitudinea câmpului electric E se poate exprima ca sumă peste câmpurile modale ale fiecărei fibre, considerate monomod,

$$E(x, y, z) = \sum_{i=1}^3 a_i(z) e_i(x, y) \exp(i\beta_i z) = \sum_{i=1}^3 b_i(z) e_i(x, y), \quad (\text{A7.1})$$

și că fibrele 2 și 3 sunt identice (vezi Fig.A7.1) și diferite de fibra 1. În acest caz sistemul de ecuații diferențiale pe care le satisfac coeficienții b_i este

$$\begin{cases} \frac{db_1}{dz} - i\beta_1 b_1 = iC_{12}b_2 + iC_{12}b_3 \\ \frac{db_2}{dz} - i\beta_2 b_2 = iC_{12}b_1 + iC_{23}b_3 \\ \frac{db_3}{dz} - i\beta_2 b_3 = iC_{12}b_1 + iC_{23}b_2 \end{cases} \quad (\text{A7.2})$$

unde, datorită simetriei, $\beta_2 = \beta_3$, $C_{12} = C_{13}$, $C_{21} = C_{12} = C_{31}$.

Sistemul (A7.2) se poate rezolva folosind considerații de simetrie, potrivit cărora, introducând variabilele $b_{\pm} = (b_2 \pm b_3)/\sqrt{2}$ se observă că b_- este un mod normal al structurii, adică satisface ecuația

$$\frac{db_-}{dz} - i(\beta_2 - C_{23})b_- = 0, \quad (A7.3)$$

cu soluția

$$b_-(z) = b_-(0) \exp[i(\beta_2 - C_{23})z]. \quad (A7.4)$$

Coeficienții b_+ și b_1 satisfac sistemul de ecuații cuplate

$$\begin{cases} \frac{db_1}{dz} - i\beta_1 b_1 = iC b_+ \\ \frac{db_+}{dz} - i\beta_+ b_+ = iC b_1 \end{cases} \quad (A7.5)$$

unde $\beta_+ = \beta_2 + C_{23}$ și $C = C_{12}\sqrt{2}$. Deci, din punctul de vedere al fibrei 1, fibrele 2 și 3 apar ca o singură fibră cu o constantă de propagare β_+ .

Din conservarea puterii rezultă

$$|b_1(z)|^2 + |b_+(z)|^2 + |b_-(0)|^2 = P = \text{const.} \quad (A7.6)$$

Puterile în fibrele 1 și +, $P_1(z) = |b_1(z)|^2$ și $P_+(z) = |b_+(z)|^2$ se obțin, analog ca în cazul unui cuplor format din două fibre cu constantele de propagare β_1 și β_+ ca

$$P_1(z) = P_{10} + F^2(P_{+0} - P_{10} + \alpha S_a) \sin^2(Cz/F) + F(S_b/2) \sin(2Cz/F), \quad (A7.7a)$$

$$P_+(z) = P_{+0} + F^2(P_{10} - P_{+0} - \alpha S_a) \sin^2(Cz/F) - F(S_b/2) \sin(2Cz/F), \quad (A7.7b)$$

unde indicele 0 indică valoarea la $z = 0$, $S_a = 2|b_{10}b_{+0}|\cos\phi_{1+}$, $S_b = 2|b_{10}b_{+0}|\sin\phi_{1+}$ cu ϕ_{1+} diferența de fază inițială între b_{10} și b_{+0} , iar $\alpha = (\beta_1 - \beta_+)/2C$ (spre deosebire de cuplorul optic direcțional, aici am considerat că amplitudinile inițiale, b_{10} și b_{+0} , sunt complexe). Parametrul F care determină maximul transferului de putere este (lungimea pe care are loc transferul de putere depinde doar de $F/2C$):

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + (\beta_1 - \beta_+)^2/(4C^2)}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\beta_1 - \beta_2 - C_{23})^2/(8C_{12}^2)}}. \quad (A7.8)$$

Cazuri particulare

1) Dacă doar fibra 1 este iluminată sau dacă fibrele 2 și 3 sunt excitate egal, atunci $b_+ = b_2\sqrt{2} = b_3\sqrt{2}$, $S_a = S_b = 0$ și $P_2(z) = P_3(z) = [P - P_1(z)]/2$. Un transfer de putere complet între fibra 1 și fibrele 2 și 3 împreună se realizează doar dacă $F = 1$, adică dacă $\beta_1 - \beta_2 = C_{23}$. Pentru fibre identice, aranjate echilateral, doar 8/9 din puterea totală este transferată pentru că $\beta_1 = \beta_2$, $C_{23} = C_{12}$ și deci $F = \sqrt{8/9}$.

2) În general $P_2(z) = |b_+(z) + b_-(z)|^2/2$, cu b_- dat de (A7.4) și b_+ din (A7.5). Se obține

$$2P_2(z) = P - P_1(z) + [S_c \cos(\delta\beta z) - S_d \sin(\delta\beta z)] \cos(Cz/F) + F[(\alpha S_d - S_f) \cos(\delta\beta z) + (\alpha S_c - S_e) \sin(\delta\beta z)] \sin(Cz/F), \quad (A7.9)$$

unde $S_c = 2|b_{+0}b_{-0}|\cos\phi_{+-}$, $S_d = 2|b_{+0}b_{-0}|\sin\phi_{+-}$, $S_e = 2|b_{10}b_{-0}|\cos\phi_{1-}$, $S_f = 2|b_{10}b_{-0}|\sin\phi_{1-}$ și $\delta\beta = (\beta_1 - \beta_2 + 3C_{23})/2$. Transferul de putere în fibra 2 depinde de trei lungimi: $F/2C$ și $(\delta\beta \pm C/F)^{-1}$.

3) Transfer complet de putere între fibrele 2 și 3 are loc în două cazuri:

a) când $P_{30} = 0$, $P_{10} = P_{20}(\alpha \pm 1/F)^2/2$, $\phi_{12} = 0$ sau π . Atunci $P_1(z) = P_{10}$, $P_2 = P_{20}\cos^2 Q$, $P_3 = P_{20}\sin^2 Q$ cu $Q = (\delta\beta \pm C_{12}\sqrt{2}/F)z/2$.

b) când fibrele sunt așezate în linie cu $\beta_1 = \beta_2$, $P_{10} = P_{30} = 0$. Atunci $P_1(z) = P_{20}2\sin^2(C_{12}z/\sqrt{2})\cos^2(C_{12}z/\sqrt{2})$, $P_2(z) = P_{20}\cos^4(C_{12}z/\sqrt{2})$, $P_3(z) = P_{20}\sin^4(C_{12}z/\sqrt{2})$.

A7.2. CUPLOR DIN PATRU FIBRE OPTICE

Un cuplor din patru fibre este reprezentat în Fig.A7.2. Dacă cele patru fibre care constituie cuplorul sunt identice și monomod și dacă C_1 și C_2 sunt respectiv coeficienții de cuplaj între două fibre adiacente și în opoziție pe diagonală, ecuațiile care descriu cuplajul sunt [2-4]

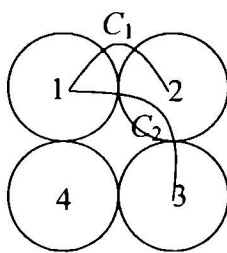


Fig.A7.2

$$\begin{cases} \frac{db_1}{dz} - i\beta b_1 = i[(b_2 + b_4)C_1 + b_3C_2] \\ \frac{db_2}{dz} - i\beta b_2 = i[(b_1 + b_3)C_1 + b_4C_2] \\ \frac{db_3}{dz} - i\beta b_3 = i[(b_2 + b_4)C_1 + b_1C_2] \\ \frac{db_4}{dz} - i\beta b_4 = i[(b_1 + b_3)C_1 + b_2C_2] \end{cases} \quad (A7.10)$$

Folosind simetria problemei și soluția de la cuplorul cu trei fibre am putea echivala cuplorul cu patru fibre cu un cuplor din două fibre echivalente cu coeficienții corespunzători $b_{+1,2} = (b_{1,2} + b_{3,4})/\sqrt{2}$ a căror ecuații de evoluție se obțin adunând prima și a treia, respectiv a doua și a patra ecuație din sistemul de mai sus. Cealaltă coeficienți $b_{-1,2} = (b_{1,2} - b_{3,4})/\sqrt{2}$ sunt moduri normale ale structurii și ecuațiile lor de evoluție, obținute scăzând prima și a treia, respectiv a doua și a patra ecuație din sistemul de mai sus, sunt

$$\frac{db_{-1,2}}{dz} = i(\beta - C_2)b_{-1,2}, \quad (A7.11)$$

cu soluțiile

$$b_{-1,2}(z) = b_{-1,2}(0) \exp[i(\beta - C_2)z]. \quad (\text{A7.12})$$

O soluție alternativă este următoarea: cu substituțiile $b_i = a_i \exp(i\beta z)$ ecuația caracteristică sistemului de patru ecuații (A7.10) este

$$\begin{vmatrix} -\lambda & C_1 & C_2 & C_1 \\ C_1 & -\lambda & C_1 & C_2 \\ C_2 & C_1 & -\lambda & C_1 \\ C_1 & C_2 & C_1 & -\lambda \end{vmatrix} = 0, \quad (\text{A7.13})$$

cu soluțiile $\lambda_1 = C_2 + 2C_1$, $\lambda_2 = \lambda_3 = -C_2$, $\lambda_4 = C_2 - 2C_1$. Vectorii proprii corespunzători valorilor λ_i sunt dați de

$$\alpha_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \alpha_2 = \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \alpha_3 = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix}, \alpha_4 = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \\ -1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A7.14})$$

astfel încât vectorul soluțiilor

$$a(z) = \begin{pmatrix} a_1(z) \\ a_2(z) \\ a_3(z) \\ a_4(z) \end{pmatrix} \quad (\text{A7.15})$$

se poate scrie ca

$$a(z) = c_1 \alpha_1 \exp[i(C_2 + 2C_1)z] + c_2 \alpha_2 \exp(-iC_2 z) + c_3 \alpha_3 \exp(-iC_2 z) + c_4 \alpha_4 \exp[i(C_2 - 2C_1)z] \quad (\text{A7.16})$$

unde c_i sunt constanți.

În particular, în funcție de condițiile inițiale $a_i(0)$ câmpurile $a_i(z)$ se pot scrie sub forma matricială:

$$a(z) = \begin{pmatrix} A & B & C & B \\ B & A & B & C \\ C & B & A & B \\ B & C & B & A \end{pmatrix} a(0), \quad (\text{A7.17})$$

cu

$$A = \cos(C_2 z) \cos^2(C_1 z) - i \sin(C_2 z) \sin^2(C_1 z), \quad (\text{A7.18a})$$

$$B = -[\sin(C_2 z) - i \cos(C_2 z)] \sin(2C_1 z) / 2, \quad (\text{A7.18b})$$

$$C = -\cos(C_2 z) \sin^2(C_1 z) - i \sin(C_2 z) \cos^2(C_1 z). \tag{A7.18c}$$

Dacă inițial se iluminează doar fibra 1 cu o amplitudine reală a_{10} (fază inițială nulă) defazajele la ieșire definite prin $a_i(z) = a_{10} \exp(-i\theta_i)$ sunt date de

$$\tan \theta_1 = \tan^2(C_1 z) \tan(C_2 z), \tag{A7.19a}$$

$$\tan \theta_2 = \tan \theta_4 = \cot(C_2 z), \tag{A7.19b}$$

$$\tan \theta_3 = \cot^2(C_1 z) \cot(C_2 z). \tag{A7.19c}$$

Din (A7.19) rezultă că dacă $C_2 = 0$ lumina cuplată în fibrele 2 și 4 are un defazaj de $\pi/2$ față de fibra 1, iar lumina cuplată în fibra 3 are un defazaj de π .

În aceleași condiții puterile în fibre sunt

$$P_1(z) = [1 + 2 \cos(2C_1 z) \cos(2C_2 z) + \cos^2(2C_1 z)] P_{10} / 4, \tag{A7.20a}$$

$$P_2(z) = P_4(z) = \sin^2(2C_1 z) P_{10} / 4, \tag{A7.20b}$$

$$P_3(z) = [1 - 2 \cos(2C_1 z) \cos(2C_2 z) + \cos^2(2C_1 z)] P_{10} / 4. \tag{A7.20c}$$

Câteva exemple de transfer de putere între cele patru fibre sunt reprezentate în Fig.A7.3 și Fig.A7.4. Din aceste figuri se observă că C_2 modulează puterea transferată între fibrele 1 și 3. Dacă $C_2 = 0$ se obține un transfer de putere complet. Puterile în fibrele adiacente celei iluminate nu depășesc 25% din puterea totală.

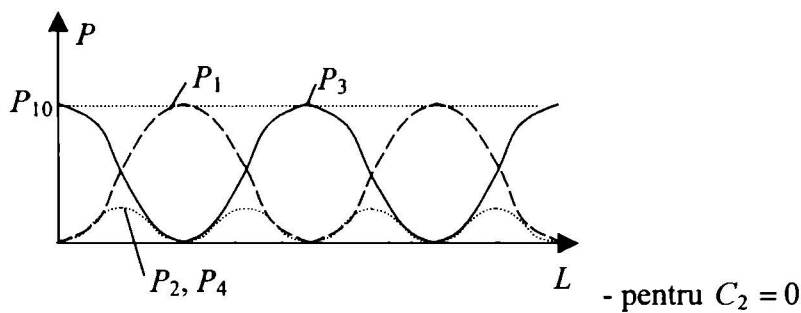


Fig.A7.3

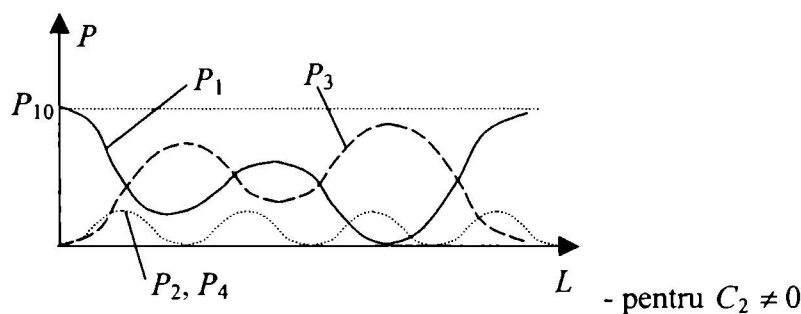


Fig.A7.4

A7.3. ȘIR INFINIT DE FIBRE IDENTICE

Fie un șir infinit de fibre identice, monomod (vezi Fig.A7.5), din care doar cea centrală ($n = 0$) este iluminată cu o putere egală cu unitatea la $z = 0$.

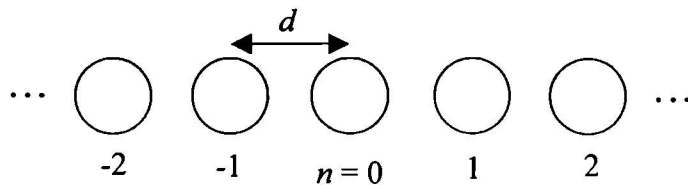


Fig.A7.5

În cursul propagării puterea se cuplează în modurile fibrelor $n = \pm 1$, care la rândul lor cuplează puterea în fibrele cu $n = \pm 2$ și $n = 0$, etc. Pentru a modela transferul de putere se presupune cuplaj doar între fibrele adiacente, coeficientul de cuplaj fiind C . În acest caz sistemul de ecuații pentru coeficienții b_n este

$$\frac{db_n}{dz} - i\beta b_n = iC(b_{n-1} + b_{n+1}), \quad -\infty < n < \infty, \quad (\text{A7.21})$$

unde, datorită simetriei, $b_{-n} = b_n$.

Soluțiile care satisfac condițiile inițiale $b_{00} = 1$, $b_{n0} = 0$, $n \neq 0$ se obțin rearanjând sistemul de ecuații ca

$$2 \frac{d}{d(2Cz)} [i^{-n} b_n \exp(-i\beta z)] = [i^{-(n-1)} b_{n-1} \exp(-i\beta z)] - [i^{-(n+1)} b_{n+1} \exp(-i\beta z)]. \quad (\text{A7.22})$$

(A7.22) este relația de recurență a funcțiilor Bessel, astfel încât soluțiile se pot scrie ca

$$b_n(z) = i^n J_n(2Cz) \exp(i\beta z), \quad (\text{A7.23})$$

iar puterile în fibre sunt date de

$$P_n(z) = P_{-n}(z) = J_n^2(2Cz). \quad (\text{A7.24})$$

A7.4. FIBRE ARANJATE SUB FORMA UNUI POLIGON REGULAT

Dacă fibrele sunt aranjate sub forma unui poligon regulat (vezi Fig.A7.6), cu o altă fibră, în general diferită, în centru (fibrele din cele n vârfuri ale poligonului sunt identice) putem studia transferul de putere incluzând doar cuplajul între fibrele adiacente [5].

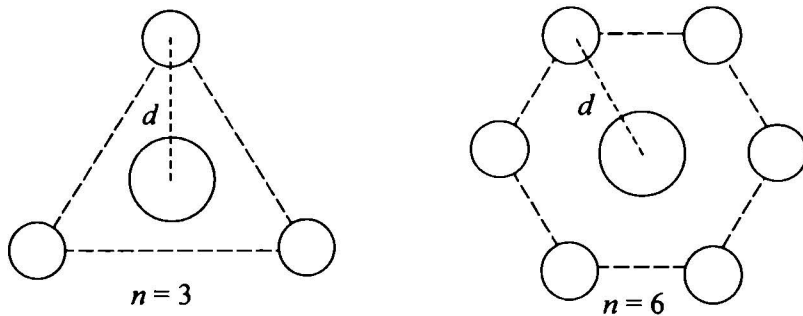


Fig.A7.6

Pentru fibra centrală se obține

$$\frac{db_0}{dz} - i\beta_0 b_0 = iC_0 \sum_{j=1}^n b_j, \quad (A7.25)$$

unde C_0 este coeficientul de cuplaj între fibra centrală și oricare fibră înconjurătoare și β_0 este constanta de propagare a modului în fibra centrală, considerată monomod. Pentru oricare din fibrele înconjurătoare avem

$$\frac{db_j}{dz} - i\beta b_j = iC(b_{j-1} + b_{j+1}) + iC_0 b_0, \quad j = 1, \dots, n, \quad (A7.26)$$

unde C este coeficientul de cuplaj între fibrele adiacente din vârfurile poligonului și β este constanta lor comună de propagare.

Sumând în (A7.26) după toți j se obține

$$\left(\frac{d}{dz} - i\beta \right) \sum_{j=1}^n b_j = 2iC \sum_{j=1}^n b_j + inC_0 b_0 \quad (A7.27)$$

(în ecuația de mai sus s-a presupus că $n \geq 3$; dacă $n = 2$ fibra centrală și cele înconjurătoare sunt coliniare și în consecință cuplajul între fibrele exterioare este neglijabil).

Introducând notațiile

$$b = n^{-1/2} \sum_{j=1}^n b_j, \quad C_n = n^{1/2} C_0, \quad \beta_n = \beta + 2C, \quad (A7.28)$$

ecuațiile (A7.25) și (A7.27) se reduc la sistemul

$$\begin{cases} \frac{db_0}{dz} - i\beta_0 b_0 = iC_n b \\ \frac{db}{dz} - i\beta_n b = iC_n b_0 \end{cases}, \quad (A7.29)$$

sistem de ecuații identic cu cel pentru două fibre adiacente, a cărui soluție o cunoaștem.

BIBLIOGRAFIE

- [1] Y. Chen, A.W. Snyder, D.J. Mitchell, Power flow in triple-core couplers, *Electronics Lett.* **26**, 76-77, 1990
- [2] R.K. Varshney, A. Kumar, Design of a 4×4 fiber coupler with equal power splitting at two different wavelengths, *Opt. Commun.* **81**, 167-170, 1991
- [3] D.B. Mortimore, Polarization dependence of 4×4 optical fiber couplers, *Appl. Opt.* **30**, 2952-2956, 1991
- [4] D.B. Mortimore, Theory and fabrication of 4×4 single-mode fused optical fiber couplers, *Appl. Opt.* **29**, 371-374, 1990
- [5] D.B. Mortimore, J.W. Arkwright, Theory and fabrication of wavelength flattened 1×N single-mode couplers, *Appl. Opt.* **29**, 1814-1818, 1990

A8. PROPAGAREA RADIAȚIEI ÎN STRUCTURI PERIODICE

O structură periodică arată ca în Fig.A8.1, în care una dintre suprafețele ghidului de undă este corugată cu o perioadă Λ creându-se o periodicitate geometrică, sau se poate crea o periodicitate în indicele de refracție (de exemplu, aplicând un câmp electric pe electrozi digitali așezați la o perioadă Λ) fără modificarea geometrică a structurii. Ambele cazuri se tratează la fel din punctul de vedere al propagării radiației electromagnetice [1-4].

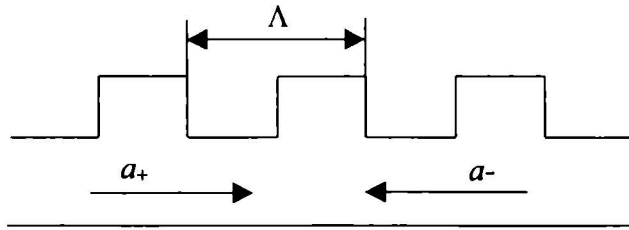


Fig.A8.1

Cazul cel mai des întâlnit este cel al cuplajului între modul (unic) al ghidului perturbat (structura periodică se consideră ca o perturbație) care se propagă înainte cu același mod care se propagă înapoi. Aceste moduri sunt identificate în Fig.A8.1 prin indicii + și -. Propagarea radiației într-o astfel de structură se poate studia folosind teoria modurilor cuplate.

Câmpul total în structura periodică este

$$\mathbf{E} = a_+ \exp(i\beta_+ z) \mathbf{e}_+ + a_- \exp(i\beta_- z) \mathbf{e}_-, \quad (\text{A8.1})$$

unde

$$\frac{da_+}{dz} \exp(i\beta_+ z) = iC_{+-} a_- \exp(i\beta_- z), \quad (\text{A8.2a})$$

$$\frac{da_-}{dz} \exp(i\beta_- z) = iC_{-+} a_+ \exp(i\beta_+ z), \quad (\text{A8.2b})$$

cu

$$C_{+-} = \frac{\omega \epsilon_0}{N_+} \int (n^{*2} - n'^2) \left(\mathbf{e}_{t+}^* \cdot \mathbf{e}_{t-} + \frac{n^2}{n'^2} \mathbf{e}_{z+}^* \cdot \mathbf{e}_{z-} \right) dA. \quad (\text{A8.3})$$

Ținând cont că $N_- = -N_+$ obținem $C_{-+} = -C_{+-}^*$.

În medii periodice

$$\Delta n^2 = n^{*2} - n'^2 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} n_m \exp(im2\pi z / \Lambda) . \quad (\text{A8.4})$$

Presupunem în continuare că doar un singur m din suma în (A8.4) contribuie esențial la cuplarea lui a_+ cu a_- . În aceste condiții, ținând cont și de faptul că $\beta_+ = \beta$, $\beta_- = -\beta$, sistemul de ecuații devine

$$\frac{da_+}{dz} = C a_- \exp(i2\Delta\beta z), \quad (\text{A8.5a})$$

$$\frac{da_-}{dz} = C^* a_+ \exp(-i2\Delta\beta z), \quad (\text{A8.5b})$$

cu $C = iC_{+-}$ și $\Delta\beta = m\pi / \Lambda - \beta$.

Puterea totală în cele două moduri se conservă, deoarece

$$\frac{d}{dz}(|a_+|^2 - |a_-|^2) = \frac{da_+}{dz} a_+^* + a_+ \frac{da_+^*}{dz} - \frac{da_-}{dz} a_-^* - a_- \frac{da_-^*}{dz} = 0 . \quad (\text{A8.6})$$

În condițiile în care structura periodică are lungimea L și condițiile inițiale sunt $a_+(0) = a_0$, soluțiile care ne interesează, cu $a_-(L) = 0$, (fără undă reflectată la ieșire) sunt de forma $a_{+,-} \approx \exp(\lambda z)$. Din

$$\frac{d^2 a_-}{dz^2} = C^* \frac{da_+}{dz} \exp(-i2\Delta\beta z) + C^* a_+ (-i2\Delta\beta) \exp(-i2\Delta\beta z) = |C|^2 a_- - i2\Delta\beta \frac{da_-}{dz} \quad (\text{A8.7})$$

se obține $\lambda^2 = |C|^2 - i2\Delta\beta\lambda$, sau

$$\lambda = -i\Delta\beta \pm \sqrt{|C|^2 - \Delta\beta^2} = -i\Delta\beta \pm S, \quad (\text{A8.8})$$

cu

$$S = \sqrt{|C|^2 - \Delta\beta^2}. \quad (\text{A8.9})$$

Câmpurile modurilor care se propagă înainte și înapoi sunt deci de forma

$$a_-(z) = c_1 \exp[(-i\Delta\beta + S)z] + c_2 \exp[(-i\Delta\beta - S)z], \quad (\text{A8.10a})$$

$$a_+(z) = \frac{c_1(-i\Delta\beta + S) \exp[(-i\Delta\beta + S)z] + c_2(-i\Delta\beta - S) \exp[(-i\Delta\beta - S)z]}{C^* \exp(-i2\Delta\beta z)}. \quad (\text{A8.10b})$$

Constantele c_1 , c_2 se determină din condițiile $a_+(0) = a_0$, $a_-(L) = 0$, astfel încât, în final,

$$a_-(z) = a_0 C^* \frac{\exp(-i\Delta\beta z) \sinh[S(z-L)]}{S \cosh(SL) + i\Delta\beta \sinh(SL)}, \quad (\text{A8.11a})$$

$$a_+(z) = a_0 \frac{\exp(i\Delta\beta z) \{S \cosh[S(z-l)] - i\Delta\beta \sinh[S(z-l)]\}}{S \cosh(SL) + i\Delta\beta \sinh(SL)}. \quad (\text{A8.11b})$$

Câmpurile celor două moduri care se propagă evoluează cu distanța ca în Fig.A8.2.

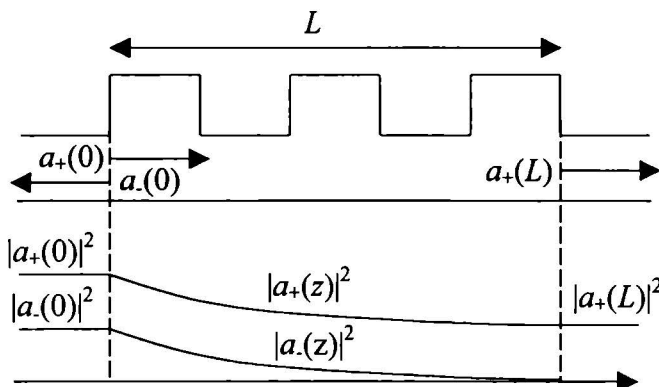


Fig.A8.2

Dacă are loc condiția de conservare a fazei, adică dacă $\Delta\beta = 0$,

$$a_-(z) = a_0 \frac{C^* \sinh[|C|(z-L)]}{|C| \cosh(|C|L)}, \quad (\text{A8.12a})$$

$$a_+(z) = a_0 \frac{\cosh[|C|(z-L)]}{\cosh(|C|L)}. \quad (\text{A8.12b})$$

Expresiile de mai sus arată că pentru argumente mari ale funcțiilor sinh, cosh puterea modului incident scade exponențial de-a lungul regiunii perturbate, datorită reflexiei în modul care se propagă înapoi.

Spre deosebire de cazul cuplorului optic direcțional, unde parametrul C/F care definea propagarea puterii era tot timpul pozitiv, în cazul studiat aici $\Delta\beta = m\pi/\Lambda - \beta$ poate fi mai mare sau mai mic decât $|C|$. Propagarea câmpului capătă caracteristici care nu au fost întâlnite la cuplul direcțional. Dacă $\Delta\beta < |C|$, $S > 0$ iar partea dependentă de z a soluțiilor câmpurilor $a_-(z)\exp(-i\beta z)$ și $a_+(z)\exp(i\beta z)$ este o exponențială cu constanta de propagare $\beta' = m\pi/\Lambda \pm iS$. Deci dacă $\Delta\beta < |C|$, β' are o parte imaginară. Aceasta este așa-numita regiune interzisă, “gap” pentru structura studiată.

$\Delta\beta$ variază dacă variază frecvența. Coeficientul de reflexie $R = |a_-(0)|^2 / |a_+(0)|^2$ este maxim pentru $\Delta\beta = 0$ și are valoarea $R = \tanh^2(|C|L)$. Condiția de reflexie maximă $\Delta\beta = 0$ se numește condiție Bragg, iar structura în care această condiție este realizată se numește reflector Bragg. R variază cu $\Delta\beta L$ ca în Fig.A8.3.

Deci, o secțiune periodică se poate folosi ca filtru. $R \rightarrow 1$ când $|C|L \gg 1$. În practică, cu o structură periodică fabricată prin tehnica expunerii holografice s-au realizat filtre cu o lărgime de bandă de $2\text{\AA}$ și reflectivități mai mari ca 75%. $|C|L \approx 3$ este un compromis optim între un coeficient mare de reflexie și o structură periodică de lungime relativ scurtă. Condiția de reflectivitate maximă se poate obține la mai multe lungimi de undă (cu alți m), astfel încât, în general, un reflector Bragg are un coeficient de reflexie cu mai multe maxime.

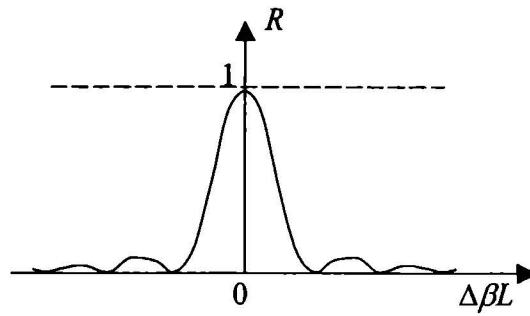


Fig.A8.3

Este util de subliniat că un reflector Bragg nu este de fapt echivalent cu o oglindă cu reflexie maximă $R = \tanh^2(|C|L)$, ci cu un spațiu liber (de lungime egală cu adâncimea de pătrundere a câmpului electromagnetic în structură), urmată de oglindă.

Reflectorul Bragg are față de o oglindă obișnuită avantajul că reflexia sa este maximă pe un interval relativ îngust de lungimi de undă, și deci poate acționa în același timp ca filtru de frecvență. Dezavantajul este că, așa cum se vede și din Fig.A8.3, spectrul de reflexie are și lobi laterali de valori semnificative. Pentru a suprima lobi laterali se pot utiliza structuri compuse din secțiuni periodice între care se inserează secțiuni uniforme a căror lungime variază de-a lungul structurii. Reflectoare Bragg modulate se mai folosesc și pentru a avea reflectivități mari la două lungimi de undă bine determinate, care nu pot fi obținute cu o singură structură.

O altă diferență față de o oglindă obișnuită este că, chiar la incidență normală a câmpului electromagnetic, coeficientul de cuplaj dat de (A8.3) are valori diferite pentru unde TE și TM. Reflectorii Bragg sunt deci sensibili la polarizare; reflectori independenți de polarizarea undei incidente trebuie să satisfacă simultan condiția rezonantă pentru unde TE și TM, eventual pentru numere întregi m diferite.

Un reflector Bragg convențional folosit ca oglindă poate să fie fabricat și din succesiuni periodice (perechi) de materiale cu indici de refracție mare și mic, lungimile optice ale straturilor fiind egale cu $\lambda/4$. În acest caz $|C|L$ depinde de numărul de perechi și de diferența între indicii de refracție în straturile alternative.

Un loc aparte în aplicații îl au reflectoarele Bragg imprimate în fibre optice prin iluminare cu radiație ultravioletă. Aceste reflectoare Bragg sunt foarte folosite ca senzori de temperatură, presiune sau senzori chimici. Măsurarea acestor parametri se face prin urmărirea variației frecvenței de rezonanță Bragg în diverse condiții și cu diverși parametri.

A8.1. LASERI CU FEEDBACK DISTRIBUIT

În acești laseri feedback-ul este produs de o perturbație periodică, în locul oglinzilor. În literatura de specialitate laserii cu feedback distribuit sunt cunoscuți ca laseri DFB (distributed feedback lasers). Dacă mediul corugat are câștig pe întreaga lui lungime, ecuațiile modurilor cuplate devin

$$\frac{da_+}{dz} = Ca_- \exp(i2\Delta\beta z) + ga_+, \quad (\text{A8.13a})$$

$$\frac{da_-}{dz} = C^* a_+ \exp(-i2\Delta\beta z) - ga_- . \quad (\text{A8.13b})$$

unde g este constanta de câștig a mediului neperturbat. Cu schimbarea de variabilă

$$A_+(z) = a_+(z) \exp(-gz), \quad A_-(z) = a_-(z) \exp(gz), \quad (\text{A8.14})$$

ecuațiile cuplate devin

$$\frac{dA_+}{dz} = CA_- \exp[i2(\Delta\beta + ig)z], \quad (\text{A8.15a})$$

$$\frac{dA_-}{dz} = C^* A_+ \exp[-i2(\Delta\beta + ig)z], \quad (\text{A8.15b})$$

care sunt identice cu cele pentru un mediu periodic fără câștig dacă $\Delta\beta$ se înlocuiește cu $\Delta\beta + ig$.

Presupunând din nou un câmp incident cu $A_+(0) = A_0$ la $z = 0$ și $A_-(L) = 0$ soluțiile câmpurilor care se propagă înainte și înapoi sunt

$$A_-(z) \exp[-i(\beta - ig)z] = A_0 C^* \frac{\exp(-i\beta_m z) \sinh[\gamma(z - L)]}{\gamma \cosh(\gamma L) + (i\Delta\beta - g) \sinh(\gamma L)}, \quad (\text{A8.16a})$$

$$A_+(z) \exp[i(\beta - ig)z] = A_0 \frac{\exp(i\beta_m z) \{ \gamma \cosh[\gamma(z - L)] - (i\Delta\beta - g) \sinh[\gamma(z - L)] \}}{\gamma \cosh(\gamma L) + (i\Delta\beta - g) \sinh(\gamma L)}, \quad (\text{A8.16b})$$

unde $\beta_m = m\pi / \Lambda$ și

$$\gamma = \sqrt{|C|^2 + (g - i\Delta\beta)^2}. \quad (\text{A8.17})$$

Faptul că γ este complex duce la o diferență calitativă între ghidurile pasive și cele active (cu câștig). În particular, raporturile $|A_-(L) / A_+(0)|^2$ și $|A_-(0) / A_+(0)|^2$ pot fi infinite dacă

$$\gamma \cosh(\gamma L) = (g - i\Delta\beta) \sinh(\gamma L), \quad (\text{A8.18})$$

adică, câmpurile la ieșire $A_-(0)$ și $A_+(L)$ pot fi finite chiar dacă $A_+(0) = 0$. În această situație dispozitivul funcționează ca oscilator și relația de mai sus este condiția de prag pentru laserii cu feedback distribuit. Această condiție se mai poate pune sub forma

$$\frac{\gamma - (g - i\Delta\beta)}{\gamma + (g - i\Delta\beta)} \exp(2\gamma L) = -1. \quad (\text{A8.19})$$

Cu alte cuvinte, dacă mediul periodic are un câștig suficient de mare pentru frecvențe în jurul frecvenței Bragg, pentru care $\Delta\beta = 0$, oscilațiile se produc fără ajutorul unor oglinzi așezate la capetele mediului activ. Feedback-ul este produs de împrăștierea coerentă a radiației pe direcția opusă celei inițiale de către mediul periodic. Posibilitatea de eliminare a oglinzilor și de înlocuire a lor printr-o structură periodică care poate fi ușor realizată în tehnologia integrată este de foarte mare importanță în laserii actuali.

Câmpurile celor două moduri evoluează cu distanța ca în Fig.A8.4.

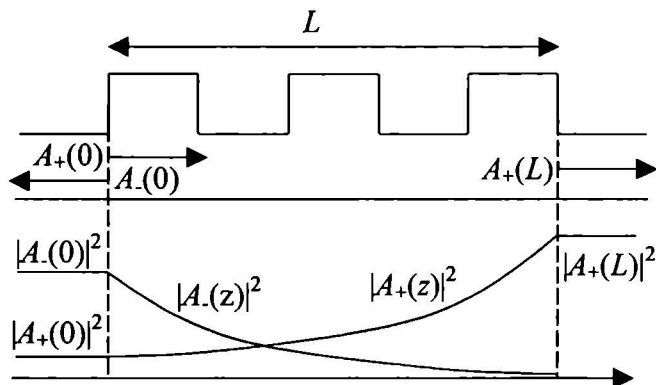


Fig.A8.4

În planul $\Delta\beta L - \gamma L$, $|A_+(L)/A_+(0)|^2$ și $|A_-(0)/A_+(0)|^2$ au singularități pentru care condiția de prag este satisfăcută. Acestea corespund modurilor laser longitudinale. Modul longitudinal cel mai apropiat de frecvența Bragg ω_B (pentru care $\Delta\beta = 0$) are cel mai mic câștig de prag. Deci laserii cu feedback distribuit au selectivitate la moduri longitudinale prin pragul de câștig. Aceste singularități se obțin prin metode numerice. Variațiile tipice ale $|A_-(0)/A_+(0)|^2$ și $|A_+(L)/A_+(0)|^2$ sunt prezentate în Fig.A8.5.

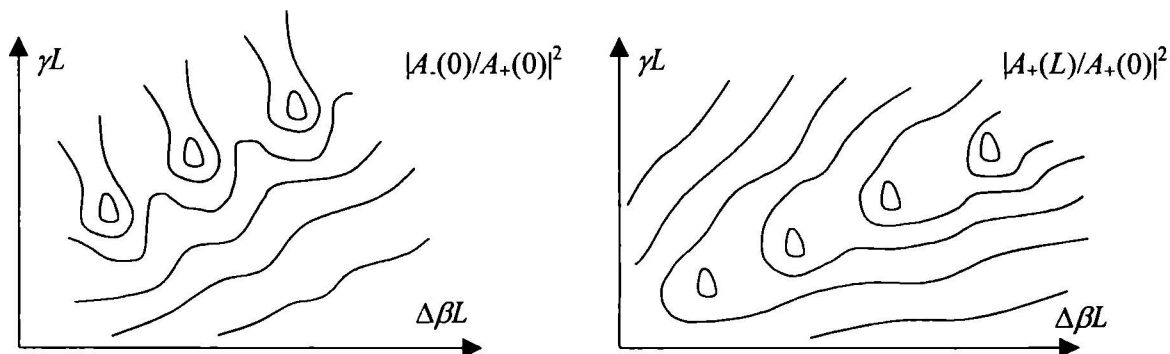


Fig.A8.5

Laserii DFB au de obicei ca medii active structuri mezoscopice [4-7]. Ei pot fi de două feluri: cu modulare a indicelui de refracție sau cu modulare a câștigului. Ultimul tip de laser DFB este mult mai ușor de fabricat; se realizează prin interdifuzia gropilor cuantice, variația câștigului fiind datorată variației densității de purtători. Există și structuri mixte, în care se modulează și indicii de refracție și coeficientul de câștig [8-9].

A7.2. LASERI CU REFLECTOR BRAGG DISTRIBUIT

O alternativă la laserii cu feedback distribuit (pentru care câștigul este prezent de-a lungul întregii structuri periodice) este cea în care cuplajul se realizează în două secțiuni periodice, fără câștig, care mărginesc zona activă (cu câștig). Această structură este reprezentată schematic în Fig.A8.6. În literatura de specialitate laserii cu reflector Bragg distribuit se numesc laseri DBR (distributed Bragg reflectors).

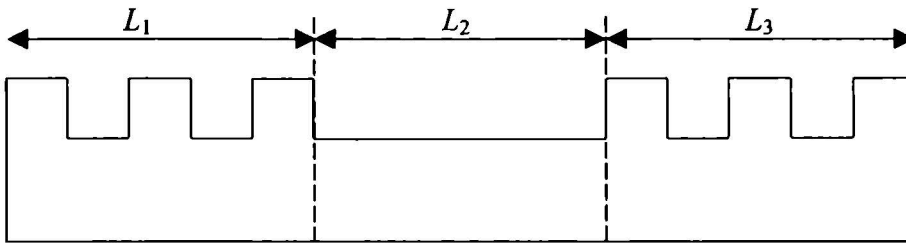


Fig.A8.6

Secțiunile periodice de lungimi L_1 și L_3 pot fi înlocuite prin reflectori fictivi cu reflectivități complexe

$$r(\omega) \exp[-i\phi(\omega)] = -C^* \frac{\sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) + (\alpha + i\Delta\beta) \sinh(\gamma L)}, \quad (\text{A8.20})$$

unde α este o constantă de pierderi și

$$\gamma = \sqrt{|C|^2 + (\alpha + i\Delta\beta)^2}. \quad (\text{A8.21})$$

Condiția de efect laser se obține egalând câștigul în intensitate pe întreg parcursul cu 1:

$$r_1(\omega)r_2(\omega) \exp[-i\phi_1(\omega) - i\phi_2(\omega)] \exp[2g(\omega)L_2 - 2i\beta(\omega)L_2] = 1, \quad (\text{A8.22})$$

sau

$$C^{*2} \exp[2(g - i\beta)L_2] = [(\alpha + i\Delta\beta) + \gamma \coth(\gamma L_1)][(\alpha + i\Delta\beta) + \gamma \coth(\gamma L_3)], \quad (\text{A8.23})$$

care este ecuația pentru valorile proprii ale laserului cu reflector Bragg distribuit. Această ecuație se rezolvă numeric, reprezentând grafic funcțiile

$$\begin{cases} g = (1/2L_2) \ln(1/r_1 r_2) \\ \phi = \phi_1 + \phi_2 - 2\Delta\beta L_2 + 2\beta_m L_2 = 2n\pi \end{cases} \quad (\text{A8.24})$$

cu n întreg. Întâi, din definițiile $r_{1,2}$, $\phi_{1,2}$ se scot $r_{1,2}$, $\phi_{1,2}$ ca funcție de $\Delta\beta$. Apoi, se reprezintă ϕ ca funcție de $\Delta\beta$ și se intersectează cu liniile orizontale $\phi = 2n\pi$. Intersecțiile dau $\Delta\beta_n$, de unde se obțin $r_1(\Delta\beta_n)$, $r_2(\Delta\beta_n)$ și apoi rezultă g_n .

Majoritatea laserilor cu structuri mezoscopice ca medii active sunt fie de tipul DFB fie de tipul DBR [4]. Pe lângă avantajul tehnologic dat de posibilitatea eliminării oglinzilor, laserii DFB și DBR au și alte avantaje cum ar fi: sunt compacți, au densități de curent de prag mici, și au spectre de emisie înguste datorită acțiunii de filtru a oglinzilor Bragg.

BIBLIOGRAFIE

- [1] A. Yariv, Coupled-mode theory for guided-wave optics, IEEE J. Quantum Electron. **9**, 919-933, 1973

- [2] A.W. Snyder, J.D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, London, 1983
- [3] A. Yariv, Optical Electronics, CBS College Publishing, New York, 1985, 3rd edition
- [4] D. Dragoman, M. Dragoman, Advanced Optoelectronic Devices, Springer, Berlin-Heidelberg, 1999
- [5] C. Kaden, H.P. Garggel, V. Hofsäss, A. Hase, H. Schweizer, H. Künzel, Gain-coupled distribution feedback lasers realized by masked implantation enhanced intermixing, Appl. Phys. Lett. **65**, 3170–3172, 1994
- [6] P. Correc, Stability of phase-shifted DFB lasers against hole burning, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 2467–2476, 1994
- [7] W.T. Tsang, M.C. Wu, Y.K. Chen, F.S. Choa, R.A. Logan, S.N.G. Chu, A.M. Sergent, P. Magill, K.C. Reichmann, C.A. Burrus, Long-wavelength InGaAsP/InP multiquantum well distributed feedback and distributed Bragg reflector lasers grown by chemical beam epitaxy, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 1370–1380, 1994
- [8] C. Gmachl, J. Faist, J.N. Baillargeon, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, S.N.G. Chu, A.Y. Cho, Complex-coupled quantum cascade distributed-feedback laser, IEEE Photon. Technol. Lett. **9**, 1090–1092, 1997
- [9] A.J. Lowery, D. Novak, Performance comparison of gain-coupled and index coupled DFB semiconductor lasers, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 2051–2062, 1994

A9. STRUCTURI PERIODICE PENTRU MODULARE DE FAZĂ

În A8 s-a demonstrat că o structură periodică formată, de exemplu, dintr-o succesiune de materiale cu indici de refracție diferiți, acționează ca o oglindă cu o reflectivitate R , deci ca un modulator de amplitudine pentru un câmp electromagnetic care se propagă de-a lungul unei direcții perpendiculare pe planele de indice de refracție constant (direcția (a) în Fig.A9.1). Pe de altă parte, dacă radiația electromagnetică se propagă de-a lungul direcției (b) în Fig.A9.1, structura periodică acționează ca un modulator de fază [1-3]. În acest caz o undă plană incidentă pe structură suferă o modulație periodică a frontului de fază $\phi(x)$.

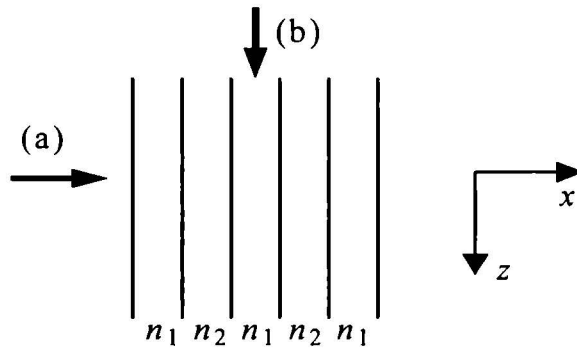


Fig.A9.1

Să presupunem că structura periodică este formată dintr-o succesiune de straturi cu indice de refracție n_1 și n_2 , direcția de stratificare fiind x . Dacă unda incidentă este o undă plană, frontul său de undă după ce parcurge o distanță L pe direcția z are o formă de tip treaptă (vezi Fig.A9.2) care poate fi aproximată de expresia

$$\phi(x) = \phi_0 + \sum_{p=1}^{\infty} \phi_p \cos(k_p x) \cong \phi_0 + \phi_1 \cos(k_1 x), \quad (\text{A9.1})$$

unde k este numărul de undă al radiației electromagnetice, $\phi_0 = (n_1 + n_2)kL/2 = \bar{n}kL$ și $\phi_1 \cong (n_2 - n_1)kL = \gamma L$.

Dacă E_0 este amplitudinea câmpului incident care se propagă pe direcția z cu frecvența ω , câmpul transmis este

$$\begin{aligned} E(x, z) &= \frac{E_0}{2} \exp[i(\omega t + \bar{n}k_0 z + \phi_0 + \phi_1 \cos(k_1 x))] + \text{c.c.} \\ &= \frac{E_0}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m J_m(\phi_1) \exp[i(\omega t + \bar{n}k_0 z + \phi_0 - mk_1 x)] + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (\text{A9.2})$$

unde c.c. indică operația de conjugare complexă a termenului precedent și unde s-a folosit relația

$$\exp[i\phi_1 \cos(k_1 x)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m J_m(\phi_1) \exp(-imk_1 x) \quad (\text{A9.3})$$

pentru funcțiile Bessel J_m de ordin m . Fiecare valoare a lui m corespunde unei componente diferite a vectorului de undă de-a lungul direcției x , adică unui ordin de difracție diferit. Intensitatea acestor ordine este

$$I_{\pm m} \approx J(\phi_1) J^*(\phi_1). \quad (\text{A9.4})$$

Aceste ordine de difracție sunt observate pentru diferite unghiuri θ_m ale luminii transmise, unde

$$\bar{n}k \sin \theta_m = mk_1. \quad (\text{A9.5})$$

Performanța rețelilor de difracție este exprimată de eficiența de difracție în ordinul m , care este definită ca raportul între intensitatea luminii difractate în ordinul m și intensitatea luminii incidente.

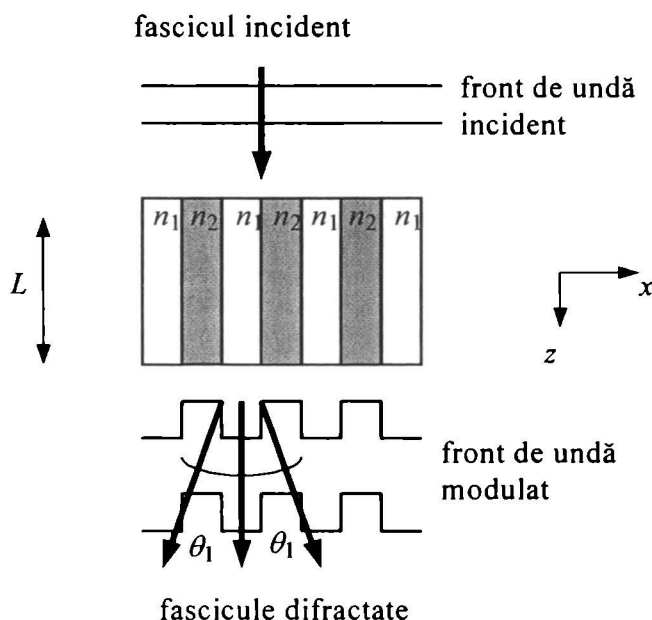


Fig.A9.2

Diferența esențială între reflexia luminii incidente pe direcția (a) și împrăștierea luminii care are loc pentru direcția de incidență (b) este ca în primul caz modularea în amplitudine se face într-un singur ordin (într-un singur mod care se propagă în sens invers) pe când în cazul al doilea avem de-a face cu fenomenul de împrăștiere multiplă. În plus, în al doilea caz, spre deosebire de primul, legea de conservare a vectorului de undă nu este satisfăcută, ceea ce este o consecință a principiului de incertitudine.

Pentru valori mici ale parametrului ϕ_1 împrăștierea luminii are loc doar în ordinele $m = \pm 1$, lumina fiind difractată la un unghi $\theta = \theta_1$ cu axa z dat de (vezi Fig.A9.2)

$$\bar{n}k \sin \theta = \pm k_1. \quad (\text{A9.6})$$

În cazul general în care lumina este incidentă oblic pe structura periodică, componenta vectorului de undă pe direcția x fiind k_x , unghiul de difracție este determinat de relația

$$k_x - \bar{n}k \sin \theta = \pm k_1. \quad (\text{A9.7})$$

Regimul de împrăștiere multiplă are loc doar dacă este îndeplinită condiția $k_1^2 / (4\pi k \gamma) \ll 1$, numită condiție Raman-Nath; dacă $k_1^2 / (4\pi k \gamma) \gg 1$ regimul de împrăștiere este numit împrăștiere Bragg și lumina este difractată într-o singură direcție [1]. În regimul de împrăștiere Bragg dispozitivul nu este operat în condiții de iluminare paralelă la planele de indice de refracție constant (direcția (b)) ci în condiții de iluminare oblică, sub unghiul de incidență Bragg

$$\theta_B = \sin^{-1}(\lambda / 2\Lambda), \quad (\text{A9.8})$$

unde Λ este perioada rețelei (vezi modularea acusto-optică în Capitolul 5). În acest caz are loc o difracție parțială a luminii la același unghi (dar de semn opus). Lumina difractată are aceeași frecvență ca cea incidentă dacă rețeaua este staționară și are o frecvență deplasată Doppler pentru o radiație electromagnetică incidentă pe rețele în mișcare, cum este cea din cazul modulatorului acusto-optic.

Modularea de fază în regimul de împrăștiere Bragg este folosită pentru [3] modularea acusto-optică (în frecvență, amplitudine, și spațială), procesări de semnale uni- și bi-dimensionale [4-5] (în particular, implementări în timp real a convoluției și corelației), pentru generarea cross-ambiguității, pentru compresia pulsurilor, generarea transformatei Fourier, multiplexare și demultiplexare în spațiu, timp sau frecvență, interconectări optice, formare a pulsurilor (beam shaping) și analiză spectrală.

Rețelele de difracție în regim Raman-Nath sunt folosite pentru: conversie analog-digital (câmpul difractat iluminează detectori cu prag a căror ieșiri depind de puterea optică difractată care poate fi modulată, de exemplu, prin schimbarea tensiunii aplicate pe o rețea electro-optică), pentru generarea simultană a mai multor câmpuri, pentru împărțirea unui câmp într-un număr m de câmpuri (cu m dependent de lungimea rețelei și de diferența între indicii de refracție ai straturilor componente), sau pentru modularea spațială a luminii manifestată prin prezența sau absența fasciculelor difractate.

Rețele de difracție pot fi folosite și pentru stocare de informație și înregistrări holografice. În acest caz rețeaua se formează în materiale fotosensibile cum ar fi KCl, BaTiO₃, KNbO₃, LiNbO₃, sau unii semiconductori prin interferența fasciculului de referință și a celui purtător de semnal.

BIBLIOGRAFIE

- [1] G.I. Stegeman, D.G. Hall, Modulated index structures, J. Opt. Soc. Am. A7, 1387–1398, 1990
- [2] D. Dragoman, M. Dragoman, Advanced Optoelectronic Devices, Springer, Berlin-Heidelberg, 1999
- [3] T. Gaylord, M.G. Moharam, Analysis and applications of the optical diffraction by gratings, Proc. IEEE 73, 894–937, 1985
- [4] W.T. Rhodes, Acousto-optic signal processing: convolution and correlation, Proc. IEEE 69, 65–79, 1981
- [5] C.S. Tsai, Integrated acoustooptic and magneto-optic devices for optical information processing, Proc. IEEE 84, 853–869, 1996

Tiparul s-a executat sub c-da nr. 1065/2003 la
Tipografia Editurii Universității din București

VERIFICAT
2017

VERIFICAT
2007

<https://biblioteca-digitala.ro> / <https://unibuc.ro>



DATA
RESTITUIRII

ISBN 973-575-764-8

Lei 100000