

12. Proprietățile radiației laser

12.1. Mărimi și unități de măsură în optică

Radiația electromagnetică, deci și cea optică, poate contribui la schimbul energetic între corpuri. Radiația optică poate fi caracterizată cu ajutorul mai multor mărimi, și anume: radiometrice, fotometrice și colorimetrice.

12.1.1. Mărimi și unități radiometrice

Radiometria este un domeniu al opticii care studiază măsurătorile mărimilor fizice caracteristice puterii totale a radiației emise de o sursă de radiație. Deosebirea dintre mărimile radiometrice și neradiometrice se poate face utilizând adjectivul *radiant*.

Radiația care se propagă în vid sau într-un mediu transparent se caracterizează prin intensitatea sa, compoziția spectrală și polarizare. În natură nu există fasciculele riguros paralele, acestea constituind o idealizare. Numai fasciculele care se propagă în unghiuri solide finite, oricât de mici, pot să aibă o energie finită [12.1]-[12.3].

Distribuția spectrală a unei anumite mărimi radiometrice M , în cazul când radiația este distribuită continuu într-un anumit domeniu de frecvențe sau într-un anumit domeniu al lungimilor de undă, este descrisă cu ajutorul densității spectrale a mărimii respective, M_ν sau M_λ , definite de relațiile:

$$M_\lambda = \frac{\partial M(\lambda)}{\partial \lambda} \text{ sau } M_\nu = \frac{\partial M(\nu)}{\partial \nu}. \quad (12.1)$$

a) *Energia radiantă*, W_e reprezintă cantitatea de energie radiată de o sursă de radiație într-un anumit interval de timp, unitatea de măsură fiind joule, J.

b) *Densitatea de energie radiantă*, $w_e = \frac{\partial W_e}{\partial V}$ este definită ca fiind energia radiantă corespunzătoare unității de volum, aceasta măsurându-se în $J \cdot m^{-3}$.

c) *Fluxul radiant* sau *fluxul de radiație*, $\Phi_e = \frac{\partial W_e}{\partial t}$ este o mărime

fundamentală în radiometrie și se definește ca rata temporală de variație a radiației printr-o suprafață dată. Se măsoară în unitatea de măsură corespunzătoare puterii, deci W .

c) *Iradianța*, $E_e = \frac{\partial \Phi_e}{\partial S}$ (sau *iluminarea energetică*) este definită ca

densitatea de suprafață a fluxului radiant printr-o suprafață dată și se măsoară în $W \cdot m^{-2}$.

În cazul când sursa de radiație este o suprafață plană, în locul iradianței se utilizează mărimea numită *emitanță radiantă*, M_λ care este fluxul radiant emis de unitatea de suprafață a sursei de radiație plană. Se măsoară tot în $W \cdot m^{-2}$.

d) *Intensitatea radiantă*, $I_e = \frac{\partial \Phi_e}{\partial \Omega}$ reprezintă fluxul radiant din unitatea

de unghi solid de un steradian (sr) și se măsoară în $W \cdot sr$.

Relația de definiție a intensității radiante poate fi obținută ținând seama că din punct de vedere experimental la distanțe mari în comparație cu dimensiunile sursei iradianța scade invers proporțional cu pătratul distanței, r , factorul de proporționalitate fiind chiar intensitatea radiantă; deci

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS_n} = \frac{I_e}{r^2} \quad (12.2)$$

unde dS_n reprezintă componenta normală a elementului de suprafață față de direcția de propagare a fluxului radiant. Întrucât

$$r^2 = \frac{dS_n}{d\Omega} \quad (12.3)$$

din relațiile (12.2) și (12.3) se obține

$$I_e = \frac{\partial \Phi_e}{\partial \Omega}, \quad (12.4)$$

care este chiar relația de definiție a intensității radiante în raport cu fluxul radiant.

e) *Radianța*, $B_e = \frac{dI_e}{dS_n} = \frac{d^2\Phi_e}{dS_n d\Omega}$, este definită ca intensitatea radiantă

corespunzătoare unității de suprafață și se măsoară în $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$.

Mărimile radiometrice prezentate mai sus sunt *mărimi radiometrice integrale*, definite peste întregul domeniu al lungimilor de undă corespunzătoare sursei de radiație respective. De multe ori se utilizează *mărimile radiometrice spectrale*, definiția acestora făcându-se cu ajutorul relației (12.1), iar unitățile de măsură corespunzătoare se înmulțesc cu nm^{-1} . De exemplu, *fluxul radiant*

spectral este $\Phi_{e,\lambda} = \frac{\partial \Phi_e}{\partial \lambda}$ și se măsoară în $W \cdot nm^{-1}$. În mod analog sunt definite și celelalte mărimi radiometrice spectrale corespunzător celor integrale prezentate mai sus.

12.1.2. Coeficienți radiometrici

În afara mărimilor radiometrice, integrale și spectrale, definite mai înainte în radiometrie se mai operează și cu anumiți *coeficienți radiometrici* care reprezintă rapoarte ale aceluiași mărimi radiometrice.

a) *Transmitanța radiantă*, τ este definită ca fracțiunea din radiația incidentă transmisă de un mediu oarecare.

b). *Reflectanța radiantă*, β reprezintă fracțiunea din radiația incidentă care este absorbită de un mediu oarecare.

c) *Absorbanța radiantă*, α este fracțiunea din radiația incidentă care este absorbită de un mediu oarecare.

d) *Emisivitatea radiantă*, ε este definită ca fracțiunea din radiația unui corp negru, ideal, care corespunde sursei de radiație aflată la aceeași temperatură ca și corpul negru.

e) *Opacitatea*, $\frac{1}{\tau}$ reprezintă inversul transmitanței radiante. Un mediu

optic cu transmitanța radiantă egală cu zero are opacitatea infinită și se numește *mediu optic perfect opac*. De asemenea, un mediu optic caracterizat de o absorbanță radiantă egală cu unitatea este un mediu perfect opac.

12.1.3. Mărimi și unități fotometrice

Fotometria este un domeniu al opticii care studiază măsurătorile mărimilor fizice caracteristice puterii radiației din domeniul vizibil, emisă de o sursă de radiație. Deosebirea dintre mărimile fotometrice și nefotometrice se poate face utilizând adjectivul *luminos*.

Întrucât domeniul de radiație al radiației luminoase este parte integrantă a domeniului de radiație al radiației optice, se pot face următoarele observații: mărimile fotometrice trebuie să-și aibă corespondentul în mărimile radiometrice prezentate mai sus, unitățile utilizate pentru măsurarea mărimilor fotometrice trebuie să aibă la bază aceleași unități fundamentale ca și mărimile radiometrice, (care sunt exprimate cu ajutorul unităților pentru măsurarea lungimii, masei și timpului la care se adaugă unitatea complementară pentru măsurarea unghiului solid), la care se adaugă unitatea fundamentală numită *candelă*.

a) *Lumina* este energia radiantă (radiația) evaluată în conformitate cu capacitatea acesteia de a produce senzația vizuală la oameni. Evaluarea energiei radiante ca lumină se face cu ajutorul ochiului, instrumentul optic (sau detectorul optic) primar, fața de care toate celelalte instrumente optice (sau detectori optici) nu sunt decât autoadjunți. În cazul când sunt implicate diferite distribuții spectrale

pentru evaluarea fluxului radiant ca flux luminos (sau evaluarea energiei radiante ca lumină) trebuie ținut cont de un set de factori de sensibilitate ai ochiului. Astfel, *ochiul observatorului etalon* este un ochi normal (emetrop) mediat pe un număr mare de observatori, pentru că sensibilitatea spectrală a ochiului uman diferă de la individ la individ, aceasta depinzând și de valoarea fluxului de radiație care corespunde pupilei ochiului. În funcție de valorile fluxului de radiație vederea din timpul zilei senine se numește *diurnă* (aceasta corespunzând unor fluxuri de radiație relativ mari), iar cea din timpul serii se numește *crepusculară* (aceasta corespunzând unor fluxuri de radiație relativ mici).

b) *Randamentul spectral luminos*, K_λ este identic cu factorul de vizibilitate etalon al ochiului uman adaptat pentru vederea diurnă și cu componenta tricromatică a observatorului etalon din cadrul sistemului tricromatic, stabilit de comisia internațională de specialitate C. I. E. (*Commission International de l'Eclairage*) și acceptat de Comitetul de măsuri și Greutăți. Senzația de vedere variază mult în funcție de frecvența (sau lungimea de undă) a radiației din domeniul spectral luminos. Ochiul observatorului etalon (C. I. E.), adaptat pentru vederea diurnă, prezintă o sensibilitate maximă pentru lungimea de undă a radiației egală cu aproximativ 555 nm ($K_\lambda = 1$). În cazul vederii crepusculare maximul vizibilității ochiului se deplasează la lungimea de undă de aproximativ 580 nm. Vizibilitatea ochiului scade foarte mult spre limitele domeniului vizibil, atingând valoarea zero pentru lungimile de undă de aproximativ 380 nm și respectiv 780 nm.

c) *Fluxul luminos*, F reprezintă rata temporală de variație a luminii printr-o suprafață dată și se măsoară în lm (*lumen*). Lumenul este fluxul luminos din unitatea de unghi solid, de un steradian, creat de o sursă luminoasă punctiformă cu intensitatea de o candelă, acesta putând fi definit și ca fluxul luminos prin unitatea de suprafață ale cărei puncte sunt situate la distanța de un metru de o sursă luminoasă de o candelă.

Între fluxul luminos și cel radiant spectral există relația:

$$F = K \int_0^\lambda K_\lambda \Phi_{e,\lambda} d\lambda. \quad (12.5)$$

Integrala din relația (12.5) trebuie considerată peste domeniul lungimilor de undă în care integrantul este diferit de zero.

d) *Randamentul luminos* al unei surse luminoase este definit ca raportul dintre fluxul luminos F_λ și cel radiant, $\Phi_{e,\lambda}$, unitatea de măsură fiind lm/W .

Randamentul unei surse de radiație care se măsoară tot în lm/W se referă la puterea de alimentare a sursei de radiație și nu trebuie confundat cu cel luminos.

e) *Cantitatea de lumină*

$$Q = \int_0^t F dt. \quad (12.6)$$

este dată de integrala temporală a fluxului luminos, unitatea de măsură fiind $\text{lm} \cdot \text{h}$. În cazul când fluxul luminos este o mărime constantă în timp, cantitatea de lumină este dată de produsul dintre fluxul luminos și timpul de funcționare a sursei

de lumină. Dacă sursele de lumină au un timp de funcționare mic, ca și cele utilizate în tehnica fotografică, unitatea de măsură a cantității de lumină este $\text{lm} \cdot \text{s}$.

f) *Intensitatea luminoasă*, $I = \frac{dF}{d\Omega}$ într-o direcție dată este definită ca

densitatea de unghi solid a fluxului luminos situat în direcția respectivă. Această definiție se aplică *surselor punctiforme* pentru că unghiul solid trebuie să aibă un vârf. De cele mai multe ori dimensiunile surselor de lumină sunt neglijabile în comparație cu distanțele la care se fac observațiile, astfel că sursele pot fi considerate punctiforme. Unitatea de măsură a intensității luminoase este cd (*candela*), care este unitatea fundamentală din fotometrie.

Candela este intensitatea luminoasă, în direcția perpendiculară, a unei suprafețe de $1/600000 \text{ m}^2$ a corpului negru aflat la temperatura de solidificare a platinei sub presiunea de 101325 N/m^2 .

Din cauza dificultății de realizare practică a etalonului integral corp negru precum și din cauza creșterii rapide a aplicațiilor tehnicilor radiometrice în fotometrie candela a fost redefinită în raport cu wattul (o unitate de măsură bine cunoscută). Candela este intensitatea luminoasă într-o direcție dată a unei surse care emite radiație monocromatică cu frecvența de $540 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$ (care corespunde lungimii de undă de 555 nm) și care are o intensitate radiantă în acea direcție de $(1/683) \text{ W/sr}$.

g) *Iluminarea*, $E = \frac{dF}{dS}$ reprezintă densitatea de suprafață a fluxului

luminos printr-o suprafață dată. Unitatea de măsură pentru iluminare este lx (*luxul*) care reprezintă iluminarea unei suprafețe de 1 m^2 , pe care există o distribuție uniformă a unui flux luminos de 1 lm . În cazul când unitatea de arie este 1 cm^2 , unitatea de iluminare este ph (*photul*).

h) *Luminozitatea*, (*luminanța* sau *strălucirea*) $B = \frac{dI}{dS_n} = \frac{d^2F}{d\Omega dS_n}$ este

intensitatea luminoasă corespunzătoare unității de arie a suprafeței unei surse de lumină, privită dintr-o direcție dată. Unitatea de măsură a luminozității este $\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}$, care se mai numește și nt (*nit*). Ca unitate tolerată se folosește $1 \text{ sb} = \text{cd} \cdot \text{cm}^{-2}$ (*stilbul*).

i) *Densitatea de lumină*, $u = \frac{dQ}{dV}$ este cantitatea de lumină

corespunzătoare unității de volum și se măsoară în $\text{lm} \cdot \text{s/m}^3$.

Coeficienții fototermici cei mai des utilizați sunt următorii:

a) *transmitanța luminoasă*, t definită ca fracțiunea din lumina incidentă transmisă de un mediu oarecare;

b) *reflectanța luminoasă*, r care este fracțiunea din lumina incidentă reflectată de un mediu oarecare;

c) *absorbanța luminoasă*, α definită ca fracțiunea din lumina incidentă absorbită de un mediu oarecare.

În cazul când se ia în considerație amplitudinea undei se utilizează următoarele denumiri: *coeficient de transmisie*, *coeficient de reflexie* și *coeficient de absorbție* a luminii.

12.1.4. Legile fotometriei

Legea inversului pătratului distanței. *Illuminarea unei suprafețe de către lumina provenită de la o sursă punctiformă variază invers proporțional cu pătratul distanței dintre sursa luminoasă și suprafața iluminată.* Această lege este valabilă numai dacă dimensiunile sursei sunt mult mai mici decât distanța de la sursă la suprafața iluminată, condiție care în practică nu este îndeplinită în toate cazurile.

Legea cosinusului (legea Lambert). *Energia luminoasă primită de o suprafață plană variază direct proporțional cu cosinusul unghiului format de normala la suprafață cu direcția razei incidente.* Această lege se aplică emisiei de lumină de către o suprafață perfect difuză (prin reflexie, transmisie sau autoluminozitate). O suprafață perfect difuză este aceea pentru care intensitatea luminoasă, a oricărui element de suprafață, emisă în orice direcție, variază direct proporțional cu cosinusul unghiului format de direcția de emisie și normala la suprafața emisivă. În acest fel, intensitatea unității de suprafață proiectată este constantă, iar suprafața apare egal iluminată, oricare ar fi direcția de observare.

Suprafață uniform difuză este acea suprafață care emite lumina în conformitate cu legea cosinusului.

În general, *densitatea*, $D = \lg \frac{\Phi_{e0}}{\Phi_{et}}$ se definește ca logaritmul raportului

dintre fluxul radiant incident și fluxul transmis prin probă. Există trei tipuri geometrice de densități.

Densitatea difuză corespunde cazului când fluxul radiant incident este normal pe probă și când întregul flux transmis este colectat și uniform evaluat, sau atunci când fluxul incident este perfect difuz și când componenta regulată transmisă este colectată și evaluată.

Densitatea regulată se obține atunci când fluxul radiant incident este normal pe probă și când numai componenta normală a fluxului transmis este colectată și evaluată.

Densitatea dublu-difuză corespunde cazului când fluxul radiant incident este complet difuz și când întregul flux transmis este colectat și evaluat.

Luciul se definește prin gradul în care o anumită suprafață simulează o oglindă perfectă în raport cu capacitatea de a reflecta lumina incidentă.

Legea combinată. Legile inversului pătratului distanței și respectiv cosinusului se aplică suprafețelor plane numai dacă atât sursa de lumină cât și

suprafața sunt mici. Întrucât în tehnica iluminatului această condiție este rar satisfăcută, iluminarea suprafeței se calculează cu ajutorul relației generale:

$$E = \frac{I_0}{h^2} \cos^3 \theta \quad (12.7)$$

unde I_0 este intensitatea luminoasă a sursei după direcția definită de unghiul θ , iar h este înălțimea (pe verticală) a sursei față de suprafața iluminată. Dacă iluminarea unui anumit punct al suprafeței se face cu mai multe surse de lumină, atunci iluminarea totală este $\sum \frac{I_0}{h^2} \cos^3 \theta$, sumarea făcându-se peste toate sursele de lumină.

Legea Talbot. Dacă între sursa luminoasă și suprafața iluminată se interpune un modulator (chopper) care se rotește cu o frecvență dată astfel încât ochiul să nu perceapă nici o licărire, atunci luminanța efectivă a suprafeței este redusă în raportul dat de timpul efectiv de expunere și timpul total. Dacă modulatorul are o singură apertură unghiulară egală cu α , atunci factorul de reducere este egal cu $\alpha/360$. Prin utilizarea unui modulator în locul unui mediu absorbant reducerea fluxului luminos se face fără modificarea compoziției spectrale a radiației luminoase. Totuși, folosirea modulatorului trebuie făcută cu grijă pentru a evita efectele stroboscopice.

12.1.5. Legile colorimetriei

La fel ca și fotometria, *colorimetria* implică evaluarea fluxului radiant funcție de sensibilitatea spectrală a ochiului uman. Spre deosebire de fotometrie în care evaluarea intensității luminoase a unei surse de lumină se face cu ajutorul unei singure funcții spectrale ponderată, colorimetria implică trei funcții ponderate pentru evaluarea intensității luminoase și a cromaticității.

Lumina cu o anumită distribuție spectrală produce asupra unui observator normal o senzație de culoare specifică. Reciproca acestei afirmații nu este adevărată pentru că o anumită senzație de culoare poate fi produsă de o infinitate de distribuții spectrale. Deci, se poate afirma că, deși culoarea este legată direct de spectrul de radiație, aceasta are o existență independentă de spectru. Aspectul culorii care nu privește compoziția spectrală și este legat exclusiv de senzație se numește *aspect psihologic*. Legătura care există între compoziția spectrală și senzație determină *aspectul psihofizic*.

Analiza psihologică se bazează pe cele *patru legi elaborate de L. Grassmann* în anul 1968.

Ochiul uman poate distinge numai trei tipuri de variații ale culorii, exprimate ca nuanță, strălucire și saturație. Pe baza acestei legi culoarea poate fi reprezentată spațial alegând ca axe ale sistemului de coordonate nuanța, strălucirea și saturația (fig. 12. 1).

Nuanța sau *tonalitatea cromatică* corespunde celui atribut al senzației vizuale care se modifică atunci când culoarea variază de la albastru la verde sau de la roșu la purpuriu, permițând denumirea unei culori.

Saturația permite deosebirea a două culori de luminozități și tonalități cromatice diferite, descrescând pe măsură ce culoarea se apropie de cenușiu.

Strălucirea sau *luminozitatea* reprezintă acel atribut al senzației vizuale pe baza căruia suprafața unui corp pare că emite mai multă sau mai puțină lumină, fiind o măsură a mărimii senzației totale. În cazul când se analizează un obiect autoluminos se introduce mărimea numită *luminanță*, iar în cazul culorilor volumelor transparente transmittanța acestora este caracterizată de *claritate*.

Într-un sistem de coordonate cilindrice strălucirea definește axa verticală, nuanța definește unghiul azimutal, iar saturația definește distanța radială față de axă (fig. 12. 1). Puritatea culorilor crește când distanța față de axă crește. Poziția unei culori într-un plan perpendicular pe axa strălucirii se numește *cromaticitate*. Aceasta este o mărime bidimensională și poate fi definită, de exemplu, în funcție de senzația de roșu, sau de galben, sau în funcție de puritate și de saturație.

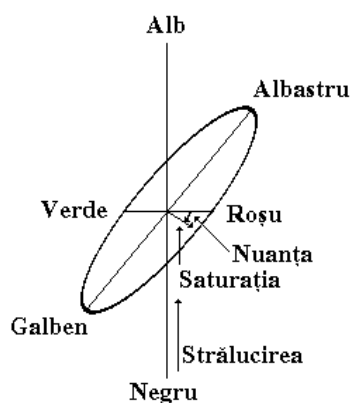


Fig. 12. 1. Reprezentarea spațială a culorilor.

Dacă într-un amestec de două culori inegale proporția este schimbată constant, culoarea amestecului se schimbă.

Rezultatul obținut prin amestecarea luminilor a două culori este același, independent de compozițiile spectrale ale celor două culori din amestec.

Fluxul luminos obținut prin combinarea a două radiații luminoase este egal cu suma fluxurilor luminoase ale componentelor.

În ceea ce privește aspectul psihofizic al culorii, senzația unei anumite culori poate fi generată printr-o multitudine de compoziții spectrale. Există mai multe metode de obținere a unei anumite culori.

Cea mai simplă metodă de obținere a unei culori, oricare din spectru, constă în selectarea dintr-un spectru continuu, a luminii monocromatice care are nuanța asemănătoare cu cea a luminii de probă și din adăugarea de *lumină albă* (*neutră*) până ce se obține saturația asemănătoare cu a luminii de probă.

Luminanța poate fi mărită sau micșorată până când corespunde cu cea a probei. Lungimea de undă a culorii spectrale pure, a cărei puritate este aceeași cu cea a culorii de probă se numește *lungime de undă dominantă*. Culoarea purpurie, de exemplu, poate fi generată analog, substituind, pentru lumina monocromatică, un amestec potrivit de culoare roșie și respectiv culoare violetă de la extremitățile spectrului.

O altă metodă se bazează pe faptul că saturația luminii roșii sau a celei galbene poate fi micșorată fără schimbarea nuanței, prin adăugarea de lumină verde sau albastră. Orice culoare poate fi desaturată în mod similar, prin adăugarea unei alte culori convenabile numită *culoare complementară* care joacă rolul luminii albe în cadrul primei metode, când se utilizează lungimea de undă dominantă. Deși în cadrul celei de-a doua metode spectrul rezultat din cele două componente monocromatice diferă esențial de spectrul obținut în cadrul primei metode, rezultatul obținut prin cele două metode este același.

Perechile de culori care diferă din punct de vedere al compoziției spectrale se numesc *culori metamerice* (culorile obținute cu ajutorul celor două metode prezentate mai sus), iar cele care au compoziții spectrale identice se numesc *culori izomerice*.

Întrucât generarea luminii monocromatice cu lungime de undă variabilă este și costisitoare și inefficientă, în practică se utilizează o altă metodă numită *colorimetria tricromatică*, care constă în utilizarea a trei surse de lumină cu nuanțe diferite pentru generarea continuă a unei game tridimensionale de culori prin amestecarea acestora în cantități corespunzătoare.

Cele trei culori utilizate în colorimetria tricromatică pentru generarea unei *culori de probă* se numesc *culori primare*, iar cantitatea dintr-o anumită culoare primară care se utilizează definește *coeficientul tricromatic* corespunzător. Totuși, prin utilizarea celor trei culori primare nu se pot genera toate valorile de cromaticitate. În cazul când culoarea de probă se află în afara gamei de culori care poate fi produsă cu ajutorul a trei culori primare, potrivirea de culoare se realizează prin adăugarea unei anumite cantități de culoare primară probei.

De exemplu, pentru generarea culorilor spectrale pure se pot utiliza trei radiații monocromatice primare cu lungimile de undă: 650 nm (roșu), 530 nm (verde) și 425 nm (violet).

În cazul generării unei radiații de 1 W având lungimea de undă 600 nm cantitățile de lumină ale radiațiilor mai sus menționate (coeficienții tricromatici) sunt, respectiv: 250 lm , 120 lm și 0,5 lm .

Schimbarea felului de alegere a culorilor primare modifică, în general, coeficienții tricromatici ai culorii, însă transformarea este liniară.

Sistemul tricromatic CIE. A fost introdus în anul 1931 de Comisia Internațională pentru Iluminat, CIE (Comission Internationale de l'Éclairage) și are

la bază un *observator etalon* pentru formularea exactă a culorilor, (definit de răspunsurile date de un număr foarte mare de observatori din cauza diferențelor inevitabile privind factorii psihologici care apar în reproducerea culorilor metamerice) și un *set de culori primare imagine*, ai căror coeficienții se găsesc în tabele.

12.1.6. Legătura dintre mărimile psihologice și cele psihofizice

Mărimile psihofizice și cele psihologice sunt analoage. Astfel, nuanței, care este o mărime psihologică îi corespunde lungimea de undă dominantă (sau complementul acesteia), care este o mărime psihofizică, strălucirii îi corespunde luminanța, iar saturației îi corespunde puritatea.

Puritatea luminanței spectrale (puritatea colorimetrică), p_c a unei culori este definită în funcție de componentele utilizate pentru obținerea culorii respective, sub forma:

$$p_c = \frac{B_s}{B_a} \quad (12.8)$$

unde B_s este luminanța componentei spectrale pure, iar B_a este luminanța totală a amestecului.

Factorul de puritate a excitație spectrale, p_e a fost definit de CIE ca raportul

$$p_e = \frac{r_x}{r_s} \quad (12.9)$$

unde r_x este distanța de la punctul cromatic al culorii de probă la punctul neutru (care este punctul corespunzător luminii albe (neutre)), iar r_s este distanța de la punctul cromatic al culorii spectrale pure având aceeași lungime de undă ca cea dominantă, la punctul neutru.

12.2. Proprietățile radiației laser

În comparație cu radiațiile emise de Soare sau de lămpile fluorescente, radiațiile laser sunt mult diferite prin: *strălucire, direcționalitate, coerență, monocromaticitate, statistica fotonilor* și posibilitatea de obținere a *pulsurilor ultracurte*.

12.2.1. Strălucirea

Ținând seama de legile radiației corpului negru, intensitatea I_ν emisă în intervalul spectral $\delta\nu$ în jurul frecvenței ν este dată de relația [12.4]:

$$I_{\nu} = \int_{\delta\nu} I(\nu) d\nu = I(\nu) \delta\nu = \frac{c w_{\nu}(\nu, T)}{4} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{\delta\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (12.10)$$

unde $w_{\nu}(\nu, T)$ este densitatea spectrală de energie.

Intensitatea totală emisă de corpul negru se obține prin integrarea relației (12.10) pentru toate frecvențele, (legea Stefan-Boltzmann)

$$I_{\text{total}} = \int_0^{\infty} \frac{c w_{\nu}(\nu, T)}{4} d\nu = \sigma T^4, \quad (12.11)$$

unde $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ este constanta Stefan-Boltzmann.

În cazul fasciculelor gaussiene pentru care dimensiunea spotului este w_0 intensitatea maximă (de vârf), I_{max} la talia fascicului poate fi scrisă sub forma:

$$I_{\text{max}} = \frac{2P}{\pi w_0^2}, \quad (12.12)$$

unde P este puterea radiației.

Ținând seama că strălucirea (radianța) sursei, B este definită ca puterea emisă pe unitatea de arie și pe unitatea de unghi solid, iar în cazul fascicului gaussian unghiul solid, Ω este dat de relația (fig. 12. 2)

$$\Omega = \pi \theta^2 = \frac{\lambda^2}{\pi w_0^2}, \quad (12.13)$$

unde θ este unghiul de divergență, rezultă în final:

$$B = \frac{I_{\text{max}}}{\Omega} = \frac{2P}{\lambda^2}. \quad (12.14)$$

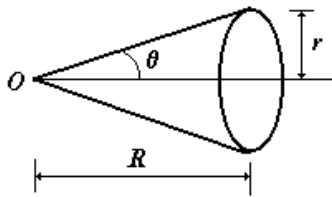


Fig. 12. 2. Reprezentarea grafică a unghiului de divergență.

Strălucirea unei surse nu este modificată de sistemele optice pasive (lentile, plăci etc.).

Domeniul optic al spectrului radiațiilor electromagnetice cuprinde toate radiațiile care pot fi manipulate cu mijloace optice: lentile, oglinzi, prisme, rețele

de difracție, lame etc. și se întinde între aproximativ 100 \AA (razele X moi) și 1 mm (radar), fiind împărțit în: UV vid, exclusiv pentru gaze și vapori ($100 \text{ \AA} \div 1150 \text{ \AA}$), UV și pentru materia condensată ($1150 \text{ \AA} \div 1850 \text{ \AA}$), UV ($1850 \text{ \AA} \div 4000 \text{ \AA}$), vizibil ($4000 \text{ \AA} \div 7500 \text{ \AA}$), IR apropiat ($0,7 \text{ \mu m} \div 3 \text{ \mu m}$), IR ($3 \text{ \mu m} \div 50 \text{ \mu m}$), IR îndepărtat ($50 \text{ \mu m} \div 1000 \text{ \mu m}$).

Considerând Soarele ca un corp negru la temperatura $T = 10^3 \text{ K}$ care emite în domeniul lungimilor de undă $10^3 \text{ \AA} \div 1 \text{ cm}$ intensitatea totală a radiației (relația (12.11)) este $I_{\text{total}} \approx 6,4 \cdot 10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, iar strălucirea la suprafață $B \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$. În cazul unui laser cu He-Ne având puterea $P = 1 \text{ mW}$ și o dimensiune a spotului fasciculului gaussian $w_0 = 1 \text{ mm}$, care funcționează la lungimea de undă $\lambda = 6328 \text{ \AA}$, intensitatea maximă este (relația (12.12)) $I_{\text{max}} \approx 6,4 \cdot 10^2 \text{ Wm}^{-2}$, iar strălucirea $B \approx 5 \cdot 10^9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$. Valori mult mai mari ale strălucirii se obțin în cazul laserelor cu rubin care funcționează în regim *Q-switched*, $B \approx 10^{16} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$, respectiv cel cu sticlă dopată cu Nd care emite la lungimea de undă $\lambda = 1,06 \text{ \mu m}$ și are puterea de $3 \cdot 10^{14} \text{ W}$, $B \approx 5,34 \cdot 10^{26} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$.

O lampă cu mercur la presiune superînaltă are în domeniul vizibil al spectrului o luminanță de $1,4 \cdot 10^9 \text{ cd} \cdot \text{m}^{-2}$, iar strălucirea $B \approx 2,5 \cdot 10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$.

12.2.2. Direcționalitatea

O altă caracteristică a fasciculului laser este direcționalitatea care este determinată de unghiul de divergență (fig. 12. 2). Se poate arăta că divergența mică a fasciculului laser permite obținerea unor intensități foarte mari în urma focalizării [12.1]. Un laser cu He-Ne având puterea $P = 1 \text{ mW}$ și o dimensiune a spotului fasciculului gaussian $w_0 = 1 \text{ mm}$, care funcționează la lungimea de undă

$\lambda = 6328 \text{ \AA}$ are unghiul de divergență este $\theta = 2 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$, iar unghiul solid (relația (12.13)) $\Omega = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ sr}$. În cazul laserelor cu rubin și cel cu sticlă dopată cu Nd care emite la lungimea de undă $\lambda = 1,06 \text{ \mu m}$ se obțin valorile:

$\theta = (1 \div 10) \cdot 10^{-3}$ rad, iar unghiul solid $\Omega = (3 \div 300) \cdot 10^{-6}$ sr, respectiv $\theta = (0,5 \div 10) \cdot 10^{-3}$ rad și $\Omega = (1 \div 300) \cdot 10^{-6}$ sr.

12.2.3. Coerența

Coerența spațială și temporală a undelor electromagnetice este prezentată la cap. 3.5.

Radiația emisă de o sursă cvasimonocromatică având lărgimea de bandă $\delta\nu$ este coerentă spațial într-un domeniu numit *volum de coerență*:

$$V_{\text{coerență}} = S_{\text{coerență}} \left(c \cdot \tau_{\text{coerență}} \right) \approx \approx d_{\text{coerență}}^2 \left(c \cdot \tau_{\text{coerență}} \right) \approx \frac{c\lambda^2 R^2}{S \cdot \delta\nu} \quad (12.15)$$

unde $d_{\text{coerență}} = \frac{\lambda R}{2\pi\rho}$ este *diametrul de coerență*, $S \approx \rho^2$ reprezintă *aria*

sursei, iar $\tau_{\text{coerență}}$ este *timpul de coerență* al radiației monocromatice.

Numărul de fotoni care traversează aria de coerență în timpul de coerență este caracterizat de *factorul de degenerare fonic* sau *parametru de degenerare*, definit de relația:

$$\delta_\nu = F_\nu \cdot S_{\text{coerență}} \cdot \tau_{\text{coerență}}, \quad (12.16)$$

unde F_ν este fluxul de fotoni, (numărul de fotoni care traversează unitatea de arie în unitatea de timp).

Ținând seama de expresia densității spectrale de energie în cazul corpului negru (relația (12.10)) numărul de fotoni pe unitatea de volum în intervalul spectral

$\delta\nu$ este $\frac{w_\nu(\nu, T) \cdot \delta\nu}{h\nu}$, iar fluxul de fotoni la distanța R de sursă devine:

$$F_\nu \approx c \frac{w_\nu(\nu, T) \cdot \delta\nu}{h\nu} \frac{S}{4\pi R^2}. \quad (12.17)$$

Din relațiile (12.16) și (12.17), rezultă

$$\delta_\nu \approx c^3 \frac{w_\nu(\nu, T)}{\pi h\nu^3} = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (12.18)$$

Factorul de degenerare fonic reprezintă numărul mediu de fotoni emiși de corpul negru într-un mod de frecvență ν care nu pot fi deosebiți prin etichetările de spațial sau temporal și are valori cuprinse în intervalul $10^{-3} \div 10^{-2}$.

În cazul unui laser monomodal care este coerent pe întreaga suprafață a fasciculului, S , iar coerența temporală este limitată de banda de frecvență $\delta\nu$ factorul de degenerare fonic poate fi exprimat funcție de puterea laserului, P succesiv sub forma:

$$\delta\nu = F_\nu \cdot S_{\text{coerență}} \cdot \tau_{\text{coerență}} = \frac{I}{h\nu} \frac{S}{\delta\nu} = \frac{P}{hc} \frac{\lambda}{\delta\nu}, \quad (12.19)$$

unde I este intensitatea fasciculului, iar $P = I \cdot S$.

În cazul unui laser cu He-Ne având $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, puterea $P = 1 \text{ mW}$, iar lărgimea de bandă $\delta\nu = 500 \text{ Hz}$ factorul de degenerare fonic $\delta\nu \approx 6,4 \cdot 10^{12}$, valoare care este mult mai mare decât cea corespunzătoare surselor clasice a căror emisie poate fi caracterizată de legile radiației corpului negru.

12.2.4 Monocromaticitatea

Monocromaticitatea undelor electromagnetice este prezentată la cap. 3.5.

12.2.5. Statisticile de fotoni

Radiația este înregistrată cu ajutorul detectorilor. Ținând seama că un foton interferează numai cu el însuși (P. A. M. Dirac) și presupunând că fiecare foton incident ejectează câte un fotoelectron, probabilitatea $P_n(t)$ de a număra n fotoni în timpul când obturatorul detectorului este deschis $0 \leq t \leq T$ verifică ecuația [12.1], [12.3]:

$$\frac{dP_n(t)}{dt} = \alpha I(t) [P_{n-1}(t) - P_n(t)] \quad (12.20)$$

unde $I(t)$ reprezintă intensitatea radiației incidente, mediată pe câteva perioade optice, iar α este o constantă care depinde de caracteristicile fotodetectorului densitatea atomilor, suprafața expusă etc.). Soluția ecuației (12.20) este de forma:

$$P_n(T) = \frac{[X(T)]^n}{n!} \exp[-X(T)], \quad (12.21)$$

unde

$$X(T) = \alpha \int_0^T I(T) dT, \quad (12.22)$$

și permite determinarea probabilității $P(T)$ de numărare a n fotoni în oricare din intervalele de numărare de durată T cu condiția $P_n(0) = 0$.

Pentru intervalul de timp de la t la $t + T$ relația (12.22) poate fi înlocuită cu

$$X(t, T) = \alpha \int_t^{t+T} I(t') dt' = \alpha T \langle I(t, T) \rangle, \quad (12.23)$$

unde

$$\langle I(t, T) \rangle = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} I(t') dt' \quad (12.24)$$

este media intensității incidente în intervalul de timp de la t la $t + T$.

Ecuția (12.20) este verificată de funcția [12.4]:

$$P_n(t, T) = \frac{[X(t, T)]^n}{n!} \exp[-X(t, T)]. \quad (12.25)$$

Presupunând că în experiențele de numărare a fotonilor intensitatea fasciculului incident $I(t)$ este constantă, adică

$$I(t) = I = \text{constant} \quad (12.26)$$

relația (12.24) devine:

$$\langle I(t, T) \rangle = \frac{1}{T} I \int_t^{t+T} dt' = I, \quad (12.27)$$

iar distribuția probabilității de numărare a fotonilor, (12.23) poate fi scrisă sub forma *distribuției Poisson*:

$$P_n(T) = \frac{(\alpha IT)^n}{n!} \exp[-(\alpha IT)] = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} \exp[-\langle n \rangle], \quad (12.28)$$

unde

$$\langle n \rangle = \alpha IT \quad (12.29)$$

reprezintă numărul de fotoni măsurat în intervalul de timp T .

Media pătratului numărului de fotoni numărați în intervalul de timp T este dat de relația [12.4], [12.6], [12.7]:

$$\langle [n(T)]^2 \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 P_n(T) = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle. \quad (12.30)$$

Cu ajutorul relației (12.30) se poate calcula *abaterea pătratică medie* a lui $n(T)$ de la media sa sub forma

$$\langle [\Delta n(T)]^2 \rangle = \langle [n(T) - \langle n(T) \rangle]^2 \rangle = \langle [n(T)]^2 \rangle - \langle n(T) \rangle^2 = \langle n(T) \rangle, \quad (12.31)$$

care dă o măsură a împrăștierii valorii $n(T)$ în jurul mediei și deviația rădăcinii pătratice medii

$$\Delta n(T) = \sqrt{\langle n(T) \rangle}. \quad (12.32)$$

În fig. 12. 3 este prezentată distribuția de probabilitate Poisson, $P_n(t)$ funcție de numărul de fotoni pentru câteva valori ale lui $\langle n \rangle = 2, 5, 20$. Se

observă că odată cu creșterea lui $\langle n \rangle$ deviația abaterii pătratice medii crește, iar deviația abaterii pătratice medii relativă descrește.

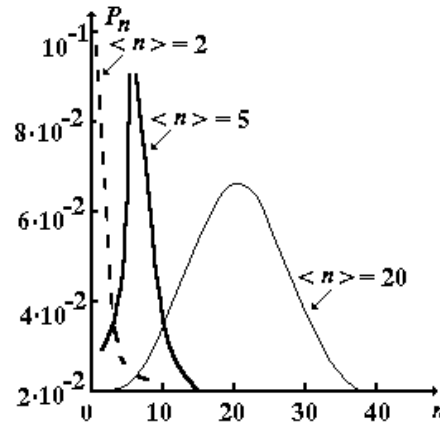


Fig. 12. 3. Distribuția de probabilitate Poisson pentru $\langle n \rangle = 2, 5, 20$.

Relația (12.25) se reduce la o distribuție Poisson și în cazul general când intensitatea medie $\langle I(t, T) \rangle$ este independentă de timp, t . De asemenea, un câmp care este caracterizat de statistica de numărare a fotonilor de tip Poisson este unda monocromatică plană (ideală)

$$E(z, t) = E_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \tag{12.33}$$

pentru care intensitatea nu depinde de timp,

$$I(t) = \frac{c \epsilon_0 E_0^2}{2} = \text{constant} . \tag{12.34}$$

Relația (12.23) este adevărată dacă intervalul de timp T este mare în comparație cu timpul de coerență. În cazul când intervalul de timp T este mai mic decât timpul de coerență, fluctuațiile de intensitate în T nu mai sunt mediate complet și distribuția Poisson pentru fotonii numărați nu se mai aplică. Pentru a obține distribuția de probabilitate în acest caz se consideră un câmp termic monomodal care este în echilibru termic la temperatura oarecare T_e .

Probabilitatea, $p(n)$ de găsi n fotoni în acest câmp este dată de formula Boltzmann:

$$p(n) = \frac{\exp \left(-\frac{W_n}{kT} \right)}{\sum_{m=0}^{\infty} \exp \left(-\frac{W_m}{kT} \right)} = \frac{1 - \exp \left(-\frac{h\nu}{kT} \right)}{\exp \left(-\frac{nh\nu}{kT} \right)} \tag{12.35}$$

unde $W_n = nh\nu$ reprezintă energia unei stări cu n fotoni de frecvență ν , k este constanta Boltzmann, iar T este temperatura absolută.

Numărul mediu de fotoni calculat cu ajutorul relației (12.29) este:

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} np(n) = \frac{1}{\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (12.36)$$

Din relațiile (12.35) și (12.36), rezultă:

$$p(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{n+1}}. \quad (12.37)$$

În cazul unui singur mod, $\Delta \rightarrow 0$, caz în care $\tau_{\text{coerență}} \rightarrow \infty$, iar $T \ll \tau_{\text{coerență}}$. Deci, probabilitatea de numărare a n fotoni din câmpul termic în intervalul de timp $T \ll \tau_{\text{coerență}}$ este dată de *distribuția Bose-Einstein*:

$$P_n(t) = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{n+1}}, \quad (12.38)$$

unde $\langle n \rangle$ este numărul mediu de fotoni numărați în intervalul de timp T .

Distribuția de probabilitate Bose-Einstein (12.38) este diferită de cea Poisson (12.28) pentru un fascicul laser, așa cum se poate observa și din fig. 12. 4 în cazul când $\langle n \rangle = 20$. Deci, chiar dacă o sursă laser și una termică, au același număr mediu de fotoni $\langle n \rangle$ într-un interval de numărare acestea sunt caracterizate de statistici de fotoni complet diferite. Cele prezentate mai sus au fost confirmate și din punct de vedere experimental, de exemplu în cazul unui laser cu He-Ne cu lungimea de undă $\lambda = 632,8$ nm atât în cazul regimului de funcționare sub prag, când distribuția de probabilitate este de tip Bose-Einstein, cât și peste prag, când distribuția de probabilitate este de tip Poisson.

În cazul distribuției de probabilitate Bose-Einstein media abaterii pătratice medii este

$$\langle [\Delta n(T)]^2 \rangle = \langle n(T) \rangle^2 + \langle n(T) \rangle. \quad (12.39)$$

Ținând seama de relațiile (12.32) și (12.39), rezultă că abaterile medii relative în cazul distribuției Poisson și Bose-Einstein sunt respectiv:

$$\frac{\Delta n(T)}{\langle n(T) \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\langle n(T) \rangle}} \quad (12.40)$$

$$\frac{\Delta n(T)}{\langle n(T) \rangle} = \sqrt{1 + \frac{1}{\langle n(T) \rangle}}. \quad (12.41)$$

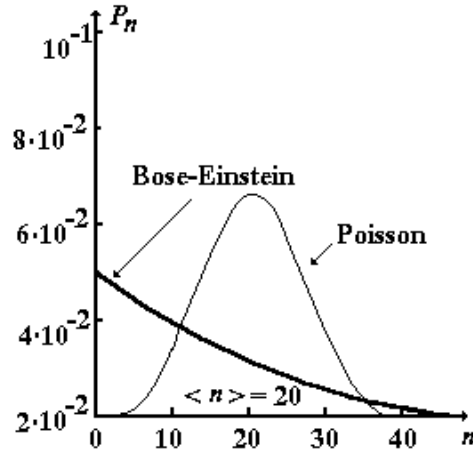


Fig. 12. 4. Distribuțiile de probabilitate Poisson și Bose-Einstein pentru $\langle n \rangle = 20$.

Din relațiile (12.40) și (12.41) se observă că fluctuațiile unui câmp termic pot fi mai mari decât cele ale unui câmp laser.

12.2.6. Pulsuri ultracurte

Întrucât radiația laser este coerentă este posibil ca un laser care funcționează în *regimul cuplare a modurilor (mode-locking)* să emită *pulsuri ultracurte de lumină* de $10^{-16} \div 10^{-12}$ Hz. În aceste cazuri și puterile de vârf obținute sunt foarte mari putând depăși $10^{12} \div 10^{16}$ W. Pentru aceasta se pot utiliza absorbantii saturabili.

Pulsurile ultracurte de lumină sunt aplicate la: studiul fotoproceselor ultrarapide care se manifestă în molecule, semiconductori, sisteme biologice etc., separări izotopice cu laser, fuziunea termonucleară etc.

12.3. Ingineria fasciculului laser

Pentru a putea fi aplicat în diferite domenii de activitate (știință, inginerie mecanică și chimică, comunicații optice, biologie, medicină, metrologie, meteorologie etc.) de obicei fasciculul laser trebuie prelucrat. În cadrul procesului de *prelucrare (inginerie) a fasciculului laser* trebuie ținut seama atât de caracteristicile acestuia înainte de tratare cât și de cerințele aplicațiilor dorite.

Printre operațiile cel mai des cerute de ingineria fasciculului laser se numără: *controlul secțiunii fasciculului, deflexia, modulația intensității, corecțiile*

de astigmatism și optimizarea focalizării, atenuarea statică, amplificarea, separarea în subfascicule, mixarea fasciculelor, selecția unui anumit mod, filtrajul zgomotului etc.

Focalizarea cvasipunctuală a fasciculului laser constituie o proprietate remarcabilă a radiațiilor laser cu largi aplicații în uzinajul fonic, telecomunicații prin fibră optică, procesarea semnalelor etc.

12.3.1. Controlul secțiunii fasciculului

După emisia sa de către dispozitivul laser fasciculul laser diverge datorită difracției (care nu poate fi eliminată complet dar efectele sale pot fi controlate) și colimării interne a laserului (care poate fi controlată cu ajutorul unor componente optice adiționale). Așa cum a fost prezentat la paragraful 5.4 dimensiunea fasciculului gaussian w crește cu distanța z după legea:

$$w(z) = \left[\frac{2}{kz_0} (z_0^2 + z^2) \right]^{\frac{1}{2}} = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (12.42)$$

unde w_0 reprezintă lărgimea (tală) fasciculului.

La distanțe mai mari (de câțiva metri) se poate considera că $(kz)^2 \gg 1$, iar relația (12.42) devine:

$$w(z) = w_0 kz. \quad (12.43)$$

Sursele reale oricât ar fi de mici nu sunt punctiforme, iar fasciculul emis de acestea se lărgeste fiind imposibil să se localizeze toate punctele sursei în planul focal al unei lentile. În practică neexistând un fascicul perfect paralel nu se poate realiza un fascicul perfect convergent la distanță mare de sursă. Un parametru important al fasciculului real este semiunghiul de divergență la vârful conului definit de relația:

$$\operatorname{tg} \frac{\beta}{2} = \frac{d_s}{f_1} \quad (12.44)$$

unde d_s este diametrul sursei, iar f_1 este distanța focală a lentilei L (fig. 12. 5).

Ținând seama că semiunghiul de divergență este mic și că în relația (12.43) mărimea $\frac{w(z)}{z}$ reprezintă tocmai semiunghiul de divergență, rezultă:

$$\frac{\beta}{2} = kw_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (12.45)$$

Considerând un laser cu He-Ne cu lungimea de undă $\lambda = 632,8$ nm deși unghiul de divergență poate fi considerat mic, $\left(\frac{\beta}{2} = 0,5 \text{ mrad}\right)$ diametrul fasciculului devine 1 m la 1 km distanță de dispozitivul laser. În cazul

comunicațiilor optice cu lasere la distanțe mari trebuie utilizate fascicule cu divergențe mult mai mici.

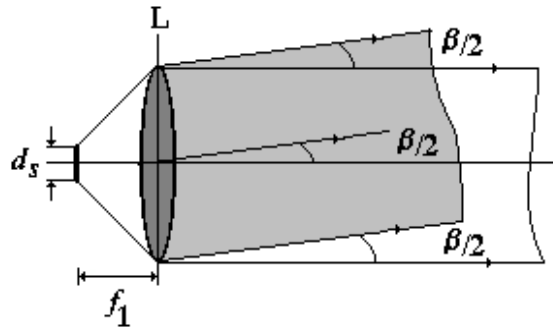


Fig. 12. 5. Semiunghiul de divergență al unei lentile.

Divergența fascicului laser poate fi micșorată prin mărirea diametrului acestuia cu ajutorul unui sistem afocal format din două lentile, L_1 și L_2 având distanțele focale f_1 și f_2 montate ca în fig. 12. 6.

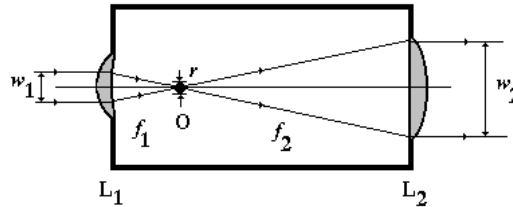


Fig. 12. 6. Sistem afocal.

Ținând cont că în planul focal central al sistemului afocal (O) fasciculul incident are o lărgime (calculată cu relația (12.89)):

$$r_1 = f_1 \beta_1 \tag{12.46}$$

divergența la ieșirea din sistem este:

$$\beta_2 = \frac{r_1}{f_2} = \frac{f_1 \beta_1}{f_2}, \tag{12.47}$$

deci, în cazul când $f_2 > f_1$, rezultă $\beta_2 < \beta_1$.

12.3.2. Deflexia

Pentru a controla direcția fascicului laser prin *deflexie* se utilizează mai multe efecte: mecanice, electrooptice etc.

În cazul *deflectoarelor mecanice* fasciculul laser este dirijat către o oglindă care poate fi orientată sau se află în mișcare continuă, fasciculul fiind astfel trimis în direcția dorită.

Un astfel de deflector este format dintr-o oglindă care este montată pe un fir de torsiune și funcționează pe baza principiului galvanometrului. Câmpul magnetic exterior acționează asupra bobinei mobile care este parcursă de un curent electric și este atașată firului de torsiune determinând rotația acestuia. În cazul când oglinda se rotește cu unghiul α , rezultă o deflexie a fasciculului cu un unghi 2α (fig. 12. 7)).

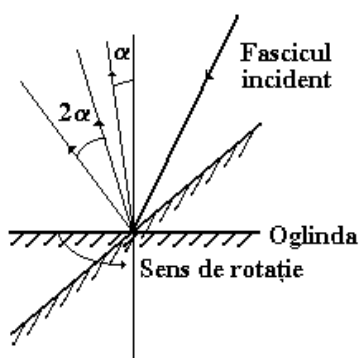


Fig. 12. 7. Oglindă deflectoare.

Deflectoarele trebuie să îndeplinească anumite condiții: de viteză, durată de viață, rezoluție, fiabilitate etc. Foarte des utilizate sunt și galvano-deflectoarele în care oglinda oscilează în mod continuu, funcționând la o frecvență fixă; în acest caz folosindu-se rezonanța proprie a galvanometrului. Există și deflectoare acustooptice, holografice, electrooptice, optooptice [12.1].

12.3.3. Modulația intensității

În afara controlului asupra formei spațiale a fasciculului laser realizată prin operațiile de expansiune și deflexie a acestuia (prezentate mai sus) de multe ori este necesar controlul intensității fasciculului în funcție de timp, adică *modulația intensității fasciculului*.

Modulația fasciculului laser rezultă în urma procesului de interacție parametrică dintre *unda purtătoare (optică)* și *unda de înaltă (radio) frecvență* în urma căruia se generează *unda modulată*, situată tot în domeniul optic al spectrului.

După poziția ocupată de modulator există *modulație externă* și *internă*. În cazul modulației externe fasciculul laser acționează asupra modulatorului plasat în exteriorul cavității optice și cuprinde modulațiile: *electrooptice, acustooptice, mecanice, magnetooptice, cu absorbant, prin efect Doppler, optooptică* etc., (fig. 12. 8), iar în cazul modulației interne generarea purtătoarei optice are loc direct

prin modulația: constantei dielectrice a mediului activ plasat în cavitatea optică, câștigului cavității, puterii de pompaj, prin absorbție etc., (fig. 12.9).

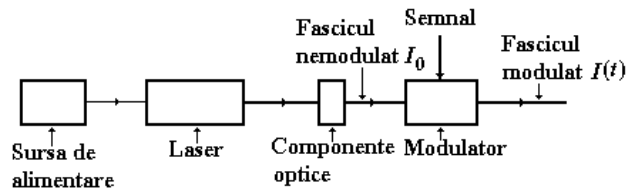


Fig. 12. 8. Schema bloc a unui modulator extern.

Modulația poate să fie în: amplitudine, fază, polarizație etc. Semnalul exterior poate fi de natură electrică, (în cazul modulației electrooptice), acustică (în cazul celei acoustooptice), etc. [12.4].

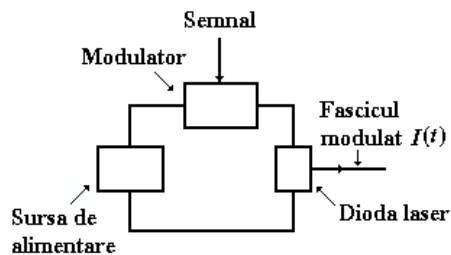


Fig. 12. 9. Schema bloc a unui modulator intern.

Funcționarea modulatorilor electrooptici se bazează pe *efectul Pockels* numit de multe ori și liniar. Acest efect optic neliniar este de ordinul doi întrucât variază susceptibilitatea neliniară de ordinul doi, $\chi^{(2)}$, și constă în modificarea indicelui de refracție a unui mediu prin aplicarea unui câmp electric exterior [12.4]. Se obține astfel o variație liniară a indicelui de refracție funcție de amplitudinea câmpului electric aplicat: de exemplu în cazul cristalului de fosfat deuterat de potasiu (KDP).

Prin aplicarea câmpului electric se induce o serie de efecte care se manifestă în mod combinat:

- efectul electrooptic care este de natură electronică,
- efectul piezoelectric care modifică densitatea materialului și deci indicele de refracție,

Deci, prin aplicarea unui câmp electric proprietățile optice ale mediului se modifică. Întrucât frecvența câmpului electric aplicat este mică în comparație cu cea a câmpului undelor luminoase $\vec{E}(\omega)$, se poate considera câmpului electric aplicat ca fiind electrostatic, $\vec{E}(0)$.

Pe baza modelelor teoretice prezentate în lucrările [12.1], [12.4], rezultă că sub acțiunea câmpului electric exterior proprietățile de birefrință ale mediului se modifică, iar descrierea acestor fenomene se poate face cu ajutorul tensorilor electrooptici liniari (α) sau pătratici (β) pe baza relației:

În cazul acestei interacții neliniare de ordinul doi caracterizată de $\omega = \omega + 0$, componenta polarizației neliniare de ordinul i induse poate fi scrisă sub forma :

$$P_i^{nl}(\omega) = \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega + 0) E_j(\omega) E_k(0) \quad (12.48)$$

unde $i, j, k = x, y$ sau z reprezintă axele principale ale materialului în absența câmpului exterior, $\chi_{ijk}^{(2)}$ este tensorul susceptibilității neliniare intrinseci care caracterizează materialul.

Ținând seama de relația (12.48) inducția electrică devine:

$$\begin{aligned} D_i(\omega) &= \varepsilon_0 \varepsilon_{ij}(\omega) E_j(\omega) + P_i^{nl}(\omega) = \\ &= \varepsilon_0 [\varepsilon_{ij}(\omega) + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega + 0) E_k(0)] E_j(\omega). \end{aligned} \quad (12.49)$$

Relația (12.49) poate fi scrisă și sub forma

$$D_i(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_{ijk}^T(\omega) E_j(\omega) \quad (12.50)$$

unde

$$\varepsilon_{ijk}^T(\omega) \equiv \varepsilon_{ij}(\omega) + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega + 0) E_k(0). \quad (12.51)$$

Din relația (12.51) se poate trage concluzia că aplicarea unui câmp electric determină o variație a tensorului permitivitate electrică relativă a materialului

$$\Delta \varepsilon_{ij}(\omega) = \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega + 0) E_k(0). \quad (12.52)$$

Ținând seama de relația dintre permitivitatea electrică și indicii de refracție, $\varepsilon_{ij} = (n^2)_{ij}$, se observă că variația permitivității de frecvență ω produce o variație a indicelui de refracție Δn_{ij} .

În absența câmpului electric aplicat, elipsoidul indicilor de refracție în sistemul axelor principale (x, y, z) unde tensorul permitivitate $[\varepsilon]$ este diagonal poate fi scris sub forma [12.4]:

$$ij \cdot B_{ij} = 1 \quad (12.53)$$

unde

$$B_{ij} = \frac{1}{\varepsilon_{ij}} = \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij}. \quad (12.54)$$

este un tensor care caracterizează mediul neliniar.

Forma explicită a relației (12.54) este

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (12.55)$$

unde n_x, n_y, n_z reprezintă indicii de refracție corespunzători undelor luminoase polarizate după axele x, y, z .

Variația vectorului inducție electrică determinată de prezența câmpului static produce o modificare tensorului B_{ij} iar ecuația (12.54) poate fi scrisă sub forma;

$$[B_{ij} + \Delta B_{ij}] \cdot ij = 1 \quad (12.56)$$

unde

$$\Delta B_{ij} = B_{ij}(E) - B_{ij}(0) = \left[\frac{1}{\varepsilon(E)} \right]_{ij} - \left[\frac{1}{\varepsilon(0)} \right]_{ij}. \quad (12.57)$$

Ținând seama de (12.57) se poate defini coeficientul electrooptic r_{ijk} cu ajutorul relației:

$$\Delta B_{ij} = \Delta \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)_{ij} = \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij} = r_{ijk} E_k(0). \quad (12.58)$$

Presupunând că variația indicelui de refracție indusă este mică din relația (12.52) se obține:

$$\Delta n_{ij} \approx \frac{\chi_{ijk}^{(2)} E_k(0)}{2n_{ij}} = -\frac{n_{ij}^3}{2} r_{ijk} E_k(0). \quad (12.59)$$

Coeficienții electrooptici r_{ijk} , care nu se anulează pentru $i \neq j$, caracterizează cantitatea ΔB_{ij} și au ca efect schimbarea axelor principale ale mediului în prezența câmpului aplicat. Întrucât frecvența câmpului optic nu se modifică prin aplicarea câmpului electric, primii doi indici ai coeficientul electrooptic r_{ijk} pot fi permutați și ca urmare a operației de contractare se poate scrie:

$$\Delta B_j = \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_j = r_{jk} E_k(0) \quad (12.60)$$

cu $j = 1, \dots, 6$ iar $k = x, y$ sau z .

Relația (12.60) poate fi scrisă dezvoltat sub forma:

$$\begin{bmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \\ \Delta B_4 \\ \Delta B_5 \\ \Delta B_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_1 \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_2 \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_3 \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_4 \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_5 \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}. \quad (12.61)$$

Tensorul electrooptic $[r]$ se conservă în toate operațiile de simetrie care nu modifică materialul nelinier, aceasta implicând faptul că anumite elemente ale lui r_{jk} se anulează [12.4]. De exemplu, toate elementele r_{jk} se anulează în materialele centrosimetrice, (anumite materiale organice care nu sunt polarizate de un câmp electric la momentul inițial) iar efectul Pockels nu se manifestă.

Pentru a determina noile axe principale ale mediului în prezența câmpului electric aplicat ecuația (12.59) se rescrie sub forma:

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{1}{n_x^2} + r_{1k} E_k(0) \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{2k} E_k(0) \right) y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2} + r_{3k} E_k(0) \right) z^2 + \\
 & + 2r_{4k} E_k(0) yz + 2r_{5k} E_k(0) xz + 2r_{6k} E_k(0) xy = 1. \quad (12.62)
 \end{aligned}$$

În ecuația (12.62) primii trei termeni, $\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{1,2,3} = r_{(1,2,3)} E_k(0)$,

caracterizează distorsiunea elipsoidului indicilor de-a lungul vechilor axe principale x, y, z ale mediului care nu au fost supuse câmpului exterior $E_k(0)$ iar ultimii trei termeni determină rotația elipsoidului.

În sistemul de axe x, y, z se poate scrie o expresie liniară simetrică a cărei matrice electrooptică asociată este de forma:

$$M_{eo}(x, y, z) = \begin{pmatrix} \frac{1}{n_x^2} + r_{1k} E_k(0) & r_{6k} E_k(0) & r_{5k} E_k(0) \\ r_{6k} E_k(0) & \frac{1}{n_y^2} + r_{2k} E_k(0) & r_{4k} E_k(0) \\ r_{5k} E_k(0) & r_{4k} E_k(0) & \frac{1}{n_z^2} + r_{3k} E_k(0) \end{pmatrix} \quad (12.63)$$

Dacă $\vec{E}(0) = 0$ se regăsește matricea diagonală inițială.

Pentru a determina noile axe principale trebuie diagonalizată matricea electrooptică M_{eo} , adică trebuie căutate valorile proprii $1/N_x, 1/N_y, 1/N_z$ și vectorii proprii asociați X, Y, Z ai matricei. Vectorii proprii X, Y, Z formează noile direcții principale ale mediului electrooptic în prezența câmpului perturbator $E_k(0)$.

Ecuția noului elipsoid al indicilor devine:

$$\frac{X^2}{N_x^2} + \frac{Y^2}{N_y^2} + \frac{Z^2}{N_z^2} = 1 \quad (12.64)$$

iar

$$M_{eo}(XYZ) = \begin{pmatrix} \frac{1}{N_x^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{N_y^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{N_z^2} \end{pmatrix}. \quad (12.65)$$

reprezintă noua matrice electrooptică asociată. Din analiza noii matrici asociate se observă că tensorul $[\epsilon]$ este diagonal în sistemul noilor axe principale ale mediului supus câmpului aplicat.

În cazul efectului Kerr (efect electrooptic pătratic) polarizația electrică variază funcție de câmpul electric exterior aplicat după legea:

$$P_i^{nl}(\omega_4, \vec{r}) = \frac{1}{2} \chi_{ijkl}^{(2)}(-\omega_4; \omega_1, \omega_2, \omega_3) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3) \times \\ \times E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3) \exp[i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3) \vec{r} - i\omega_4 t] + c.c. \quad (12.66)$$

Pe baza celor prezentate mai sus, rezultă că sub acțiunea câmpului electric exterior proprietățile de birefrință ale mediului se modifică, iar descrierea acestor fenomene se poate face cu ajutorul tensorilor electrooptici liniari (α) sau pătratici (β) pe baza relației:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_0^2} + \alpha E + \beta E^2, \quad (12.67)$$

variația indicelui de refracție fiind liniară (efect Pockels) sau pătratică (efect Kerr) cu intensitatea câmpului aplicat după cum unul sau altul dintre efecte este predominant.

Ținând seama de relația (12.67) rezultă că în cazul efectului Pockels variația indicilor de refracție după cele două axe principale ale mediului neliniar, x, y din planul perpendicular pe direcția de propagare este dată de relațiile:

$$\Delta n_x \approx -\frac{n_x^3}{2} r_{1k} E_{1k}, \quad (12.68)$$

$$\Delta n_y \approx -\frac{n_y^3}{2} r_{2k} E_{2k}. \quad (12.69)$$

În fig. 12. 10 este prezentată schema bloc a unui modulator în intensitate a unui fascicul laser pe baza efectului Pockels longitudinal (câmpul fiind aplicat de-a lungul direcției de propagare).

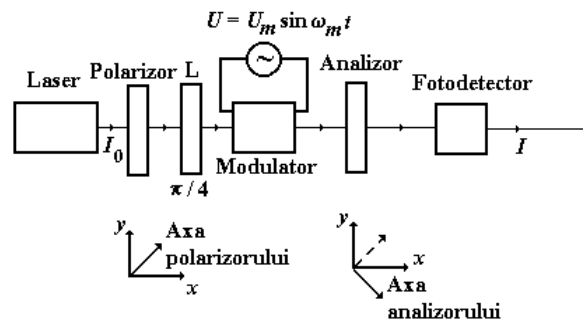


Fig. 12. 10. Schema bloc a unui modulator în intensitate a unui fascicul laser pe baza efectului Pockels longitudinal.

Fasciculul laser incident cu intensitatea I_0 este liniar polarizat la $\pi/4$ în raport cu axele principale ale elipsoidului indicilor de refracție de către lama L, iar analizorul are axa principală perpendiculară pe direcția de polarizare a fascicului.

Intensitatea fascicului la ieșire este dată de relația:

$$I = \frac{I_0}{2} [1 + \sin(\gamma_m U_m \sin \omega_m t)], \quad (12.70)$$

unde γ_m este o constantă de proporționalitate. În urma dezvoltării relației (12.70) după funcții Bessel, rezultă:

$$I = \frac{I_0}{2} \left[\frac{1}{2} + J_1(\gamma_m U_m) \sin \omega_m t + J_3(\gamma_m U_m) \sin 3\omega_m t + \dots \right], \quad (12.71)$$

unde J_1, J_3, \dots sunt funcțiile Bessel de ordinele 1, 3, ... Din relația (12.71) se observă că pe lângă semnalul cu frecvența fundamentalei care este utilizat în modulație mai apar și armonici de ordin superior care distorsionează semnalul transmis. Există diferite tehnici de reducere a distorsiunilor care se manifestă în procesul de modulație.

Funcționarea modulatorilor acustooptici se bazează pe împrăștierea Brillouin. În mediile optice neliniare pe lângă procesele de *împrăștiere elastică* mai au loc și fenomene de *împrăștiere neelasică* și neliniară atunci când puterea radiației excitatoare are valori ridicate.

Fenomenele de împrăștiere neelasică implică interacția fotonilor incidenti cu vibrațiile atomilor rețelei materialului (*fononii acustici* și respectiv *optici*). Împrăștierea undelor electromagnetice care implică fononi acustici este cunoscută și sub numele de *împrăștierea Brillouin*, iar cea care implică pe cei optici, *împrăștiere Raman*. În general, energia este transferată de la undele electromagnetice undelor mecanice dar și procesul invers poate să aibă loc. În primul caz, fotonii pierd energie în procesul de împrăștiere, și lungimea lor de undă crește, iar în cel de-al doilea lumina împrăștiată are lungimea de undă mai mică decât cea incidentă. Radiațiile împrăștiate în cele două cazuri mai poartă denumirea și de radiații Stokes și respectiv anti-Stokes. În fig. 12. 11 este prezentat spectrul luminii împrăștiate Raman la 300 K în cazul unei sticle fabricată din silicați.

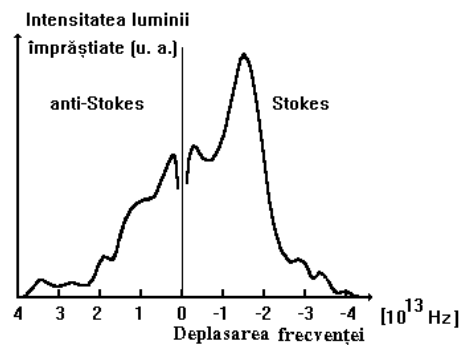


Fig. 12. 11. Spectrul luminii împrăștiate Raman în cazul unei sticle fabricată din silicați la 300 K.

Ultimul maxim din partea dreaptă a spectrului situat la $3,3 \times 10^{15}$ Hz ($\lambda = 9,0 \mu\text{m}$) corespunde unei rezonanțe determinată de vibrația la întindere a grupului Si-O. În cazul împrăștierei Brillouin, frecvența luminii împrăștiate depinde de unghiul de împrăștiere. Deplasarea frecvenței este maximă în

direcția undelor regresive și zero în direcția undelor progresive. În cazul radiațiilor împrăștiate în direcția regresivă care interesează în mod deosebit în cazul unei fibre optice, deplasarea maximă a frecvenței este de aproximativ 10 GHz, și o lărgime a liniei împrăștiate de 30 MHz la temperatura camerei.

Pentru puteri optice mici coeficienții care caracterizează împrăștierea neelastică sunt relativ mici și se adaugă la pierderile prin *împrăștiere elastică (Rayleigh)*, determinând atenuarea totală. În cazul când se utilizează puteri optice mari atât împrăștierea Raman cât și Brillouin pot fi *stimulate* la frecvențe Stokes, conducând la o creștere a intensității luminii împrăștiate; aceste fenomene sunt cunoscute sub numele de *împrăștiere Brillouin stimulată* și respectiv *împrăștiere Raman stimulată*. Aceasta înseamnă că lumina având frecvența egală cu cea deplasată prin împrăștiere își mărește intensitatea determinând în același și o creștere a intensității luminii incidente.

Lărgimea benzii în care se poate obține câștigul corespunde spectrului de împrăștiere (fig. 12. 11). În cazul împrăștierii Raman stimulată maximul curbei câștigului este situat la o frecvență cu 13000 GHz mai joasă decât cea corespunzătoare radiației de pompaj, lărgimea spectrală a câștigului fiind mai mare de 6000 GHz. La 1500 de nm, câștigul poate fi obținut într-o bandă de 50 nm, maximul apărând în cazul când lungimea de undă a radiației de pompaj este mai mică cu aproximativ 100 nm față de cea corespunzătoare semnalului.

La orice lungime de undă, creșterea puterii pe unitatea de lungime este proporțională cu intensitatea spectrală a radiației incidente corespunzătoare lungimii de undă care este mai mică decât cea rezultată prin deplasarea Stokes. În general, pentru a calcula exact câștigul trebuie făcută o convoluție a spectrului puterii radiației de pompaj și a celui corespunzător radiator radiației împrăștiate.

În cazul modulării acustooptice, care se bazează pe *efectul Brillouin*, excitarea mediului nelinier se face simultan cu o undă optică incidentă (i) și respectiv cu una acustică (a) (care produce modulația indicelui de refracție al mediului). Ținând seama de legile conservării energiei și impulsului în cazul împrăștierii Brillouin, rezultă că în urma excitării mediului nelinier simultan cu o undă optică incidentă (i) și respectiv cu una acustică (a) (care produce modulația indicelui de refracție al mediului) câmpul electric rezultat, modulat în frecvență este de forma [12.4]:

$$E(z) = \sum_m u_m(y) \exp \left\{ i \left[\left(k_i \sin \frac{\varphi}{2} + m k_a \right) x - (\omega_i + m \omega_a) t \right] \right\} \quad (12.72)$$

unde m este un număr întreg, $\frac{\varphi}{2}$ este unghiul de incidență al fasciculului optic, k_i, k_a sunt vectorii de undă corespunzători, iar (fig. 12. 12)

$$\omega_m = \omega_i \pm \omega_a. \quad (12.73)$$

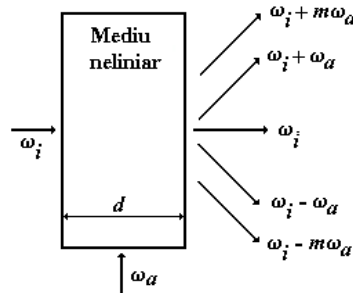


Fig. 12. 12. Reprezentarea schematică a unui modulator acusto optic.

Componentele cu frecvența ω_m în cazul când $m > 1$ au intensități neglijabile, iar componentele utile cu frecvențele $\omega_i \pm \omega_a$ au intensități cu un ordin de mărime mai mici decât cea a fundamentalei ω_i și pot fi optimizate în procesul de interacție prin selectarea unghiului de incidență astfel încât să fie satisfăcută condiția Bragg:

$$2\lambda_a \sin \frac{\varphi}{2} = \lambda_i. \quad (12.74)$$

Procedând în acest mod componentele utile cu frecvențele ω_i și $\omega_i \pm \omega_a$ au intensități comparabile, acestea fiind date de relațiile:

$$I_{\omega_i} \sim \cos^2 \left(\frac{\pi d \Delta n}{\lambda} \right), \quad (12.75)$$

$$I_{\omega_i \pm \omega_a} \sim \sin^2 \left(\frac{\pi d \Delta n}{\lambda} \right), \quad (12.76)$$

unde Δn reprezintă variația indicelui de refracție al mediului neliniar sub acțiunea câmpului acustic. Cu cât valorile parametrului $\left(\frac{\pi d \Delta n}{\lambda} \right)$ sunt mai mari cu atât eficiența de transfer a puterii crește obținându-se valori de până la 90 %.

În general, eficacitatea unui modulator optic este determinată de următorii parametri:

- *coeficientul de extincție* sau *adâncimea modulației*, η definit ca raportul dintre intensitatea semnalului transmis și zgomot și date de relația (în cazul când polarizorul și analizorul se află în stare încrucișată):

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right), \quad (12.77)$$

$$\text{unde } \Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} d\Delta n = \frac{\pi d}{\lambda} n_0^3 r E;$$

- *puterea specifică de comandă*, $P/\Delta\nu$ care reprezintă consumul de energie al dispozitivului;

- *banda de trecere*, $\nu_{\max} - \nu_{\min} = \Delta\nu$ care caracterizează rapiditatea modulatorului;

- *pierderile prin inserție*, care joacă un rol determinant în cazul sistemelor ce folosesc surse de putere mică, ca de exemplu diodele laser.

Dintre acești parametri cel mai important este puterea specifică de comandă.

De obicei lumina incidentă provenită de la un laser este sub forma unui fascicul gaussian. Pentru a reduce tensiunea aplicată cristalului se focalizează acest fascicul astfel încât spotul minim să fie situat în centrul cristalului. Pentru a evita apariția fenomenului de difracție trebuie ca aria feței de intrare a cristalului a^2 să fie mai mare decât secțiunea fascicului πw_0^2 în centrul cristalului. Astfel condiția pentru dispariția fenomenului de difracție se scrie sub forma: $\frac{a}{2} > w_0$. În practică se alege un *factor de*

securitate, s ($s > 3$), iar condiția de mai sus devine: $\frac{a}{2} = s w_0$.

Considerând că generatorul furnizează modulatorului energia, W și neglijând pierderile prin efect electrocaloric se poate scrie că:

$$W = \int_{\text{volum}} \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} dx dy dz \quad (12.78)$$

Puterea specifică se poate exprima funcție de câmpul aplicat, de dimensiunile dispozitivului și de permitivitatea electrică a materialului sub forma:

$$(P/\Delta\nu) = \frac{\epsilon a^2 \lambda^2 \Delta\Phi^2}{2\pi^2 L r^2 n_0^6}. \quad (12.79)$$