

UNIVERSITATEA DIN BUCUREȘTI
FACULTATEA DE FIZICĂ

TIBERIU TUDOR

COERENȚA CÎMPURILOR OPTICE MULTIFRECVENȚĂ

— Rezumatul tezei de doctorat —

Conducător științific,
Prof. Dr. Doc. G. G. BRĂTESCU

BUCUREȘTI, 1981

UNIVERSITATEA DIN BUCUREȘTI
Secretariat

Nr. 7996 din 19 I 1981

C A T R E, *Dr. Valentin I. Vlad*

Vă facem cunoscut că în ziua de 3 iunie 1981
orele 14⁰⁰ în amfiteatrul 2
Facultății de fizică _____ din București, va
avea loc susținerea tezei de doctorat a Tov. TUDOR SPIRU TIBERIU
cu tema:

COERENTA CIMPURILOR OPTICE MULTIFRECVENTA

în vederea obținerii titlului de doctor în fizică

În conformitate cu Instrucțiunile privind conferirea titlurilor
științifice în Republica Socialistă România, aprobate prin Ordinul Mi-
nistrului Educației și Învățământului nr.18 din 19 ianuarie 1968, vă
trimitem rezumatul tezei de doctorat cu rugămintea de a comunica în
scris observațiile Dv. pe adresa: Universitatea din București - DOCTORAT
- B-dul Gheorghe Gheorghiu-Dej nr.64 și a participa la susținerea tezei.

R E C T O R,

 Prof.dr. George Ciucu

SECRETARUL ȘEF AL UNIVERSITĂȚII.

Elena Ivan
Elena Ivan

UNIVERSITATEA DIN BUCURESTI
FACULTATEA DE FIZICA

TIBERIU TUDOR

COERENTA CIMPURILOR OPTICE MULTIFRECVENTA

CONDUCATOR STIINTIFIC

Prof.Dr.Doc. G.G. BRATESCU

BUCURESTI

- 1981 -

Cu deosebita consideratie, multumesc conducatorului meu stiintific, Prof.Dr.Doc. G.G.Bratescu, pentru indrumarea permanenta, discutiile fructuoase asupra cercetarilor efectuate si sprijinul generos pe care mi l-a acordat in intreaga activitate de cercetare stiintifica si in mod special in realizarea acestei lucrari.

De asemenea, profesorilor si colegilor mei din catedra de Optica-Spectroscopie-Plasma, unde mi-am desfasurat activitatea de cercetare stiintifica, le multumesc pentru conditiile de lucru create, atmosfera colegiala si climatul stiintific favorabil acestei activitati.

Exprim multumirile mele conducerii sectiei Laseri IFTAR si sefului grupului de laseri He-Ne, Dr. V. Vasiliu, pentru posibilitatea pe care mi-a oferit-o de a efectua unele determinari experimentale in cadrul laboratorului de laseri He-Ne, beneficiind astfel de baza materiala a sectiei.

Imi este de asemenea deosebit de placut sa aduc multumirile mele cerc. fiz. M. Ristic si Dr.ing. A.I. Ciura, pentru colaborarea in problemele de cuplare a modurilor in laseri, cerc.ing. A. Dumitrica, pentru colaborarea in domeniul realizarii unor translatoare de frecventa optica si cerc.ing. G. Nemes pentru discutiile purtate pe marginea acestei lucrari in diverse stadii ale redactarii ei.

INTRODUCERE

Termenul "multifrecvență" a fost adoptat relativ recent în optică, în legătură cu desemnarea structurii spectrale a luminii modulate [1] și a emisiei laserilor multimodali [2]. Introducerea acestui termen răspunde necesității de a denumi generic un ansamblu de cîmpuri care au apărut în câteva domenii de lucru importante ale opticii moderne, cîmpuri care au în comun faptul că sînt formate dintr-o serie de componente spectrale apropiate și - cel puțin pentru situațiile în care termenul a fost utilizat pînă în prezent - echidistante.

Există la ora actuală multe modalități de producere a unor asemenea cîmpuri: Prin modularea lumina se descompune spectral, distribuția amplitudinilor și fazelor benzilor laterale de modulație depinzînd de tipul și de gradul de modulare [1], [3], [4]. Spectrele de modulație cele mai uzuale, de pildă cele produse de un modulator unicelular de fază sau de amplitudine, sînt spectre cu un grad mare de simetrie. Utilizarea, însă, a unei serii de celule modulatorie, permite sintetizarea unor structuri spectrale multifrecvență mai puțin obișnuite: s-au obținut astfel - pe linia căutării unor transatoare de frecvență optică - modulatorie [5], [6] care produc cîmpuri optice multifrecvență spectral asimetrice și, în particular, modulatoriile de bandă laterală unică cu suprimarea purtătoarei, pentru care cîmpul emergent se reduce la un cîmp monofrecvență, cu frecvența diferită de a luminii incidente. O altă categorie de cîmpuri multifrecvență o constituie cîmpurile emise, în mod uzual, de laseri [9]: un laser emite, în general, pe un întreg grup de frecvențe - frecvențele proprii ale cavității sale rezonante aflate sub curba de câștig, și numai în situații cu totul particulare și cu precauții speciale, cîmpul optic al emisiei laser se poate reduce la un cîmp monofrecvență. Un cîmp optic multifrecvență înrudit cu al laserilor, este cel al "liniilor artificiale" obținute de către P. Connes [10] la trecerea luminii printr-o cavitate rezonantă pasivă.

Deseori, în procesul de generare a cîmpurilor multifrecvență, are loc o cuplare a componentelor lor spectrale, astfel încît între aceste componente se stabilește o relație de fază determinată (nealeatoare). Este, de pildă, cazul cîmpurilor de modulație [3] sau al celor emise de laseri în regim de cuplare a modurilor [12]. Cîmpurile multifrecvență sînt, în acest caz, coerente în sens generalizat [13].

Cu toată răspîndirea pe care o au în prezent aceste cîmpuri, nu s-a elaborat încă o analiză unitară a proprietăților lor specifice de coerență. De altfel, teoria coerenței generalizate, care constituie ca-

drul natural de investigare a acestor proprietăți este, ea însăși, în curs de elaborare.

.

Lucrarea de față constituie o contribuție la dezvoltarea teoriei coerentei generalizate și la aplicarea acestei teorii, paralel cu extinderea metodei interferometrice, în analiza coerentei cimpurilor optice multifrecvență.

În prima parte a lucrării facem o prezentare sistematică a diverselor modalități de obținere a cimpurilor multifrecvență coerente - modularea luminii, deplasarea frecvenței optice și cuplarea modurilor în laseri - utilizând în principal rezultatele noastre în acest domeniu - [15]+[17], [35], [80].

În partea a doua a lucrării, după revederea unor dintre noțiunile de bază ale teoriei coerentei cimpurilor stationare, expunem contribuțiile noastre în problemele coerentei generalizate și analizei proprietăților specifice de coerență ale cimpurilor multifrecvență - [15], [18]+[20], [210]+[212].

1 OBTINEREA CIMPURILOR OPTICE MULTIFRECVENTA COERENTE

În această parte a lucrării facem o prezentare unitară a procedurilor prin care pot fi obținute cimpurile optice multifrecvență coerente și analizăm, teoretic și experimental, structurile multifrecvență produse de o serie de dispozitive optice.

1. MODIFICAREA STRUCTURII SPECTRALE A LUMINII PRIN MODULARE

Primele cercetări experimentale în domeniul modificării structurii spectrale a luminii prin modulare au fost efectuate în anii '30, însă abia după 1960 problema a putut fi abordată în cadrul unor tehnici experimentale care să permită punerea în evidență fără echivoc a despicării liniei spectrale prin modulare - [10], [23]. Dacă investigațiile experimentale în acest domeniu au fost unele de cercetare fundamentală, teoria modificării structurii spectrale a luminii prin modulare s-a dezvoltat într-un cadru de cercetare aplicativă, anume în contextul problemelor transducerii optice a informației, și rezultatele teoretice obținut pînă în prezent - [1], [3], [4] - sînt limitate la unele condiții particulare de funcționare a modulatorilor, care prezintă interes în aceste probleme. În cercetările noastre am analizat structurile multifrecvență pe care le produc cîteva tipuri de modatoare electrooptice, în cele mai variate condiții de funcționare. Calculele sînt efectuate în formalismul matricilor Jones [40], iar verificările experimentale sînt efectuate la nivelul spectrului intensității luminii modulate.

În cazul unui *modulator de intensitate cu efect Pockels longitudinal într-un cristal de tip K.D.P.*, pentru o tensiune $U = U_0 + U_m \sin \Omega t$ aplicată cristalului și pentru lumină incidentă polarizată liniar la 45° față de axele principale induse, am obținut următoarea dezvoltare spectrală a vectorului Jones al luminii emergente din cristal [15]:

$$\begin{bmatrix} E_{||} \\ E_{\perp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{2k}(r) e^{i[\omega_0 + 2k\Omega]t} & + i \sin \phi_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{2k-1}(r) e^{i[\omega_0 + (2k-1)\Omega]t} \\ i \sin \phi_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{2k}(r) e^{i[\omega_0 + 2k\Omega]t} & + \cos \phi_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{2k-1}(r) e^{i[\omega_0 + (2k-1)\Omega]t} \end{bmatrix} \quad (1)$$

(cu $\omega_0/2\pi$ - frecvența luminii incidente; $\phi_0 = \frac{\pi}{\lambda_0} n_o^3 r_{63} U_0$; $r = \frac{\pi}{\lambda_0} n_o^3 r_{63} U_m$; n_o - indicele de refracție ordinar al cristalului; r_{63} - coeficientul electrooptic care intervine în efectul longitudinal); $E_{||}$ și $E_{\perp}$ sînt componentele cîmpului electric al undei emergente, polarizate paralel, respectiv perpendicular față de direcția de polarizare.

a luminii incidente la modulator. Folosind reprezentarea fazorială tri-dimensională a semnalelor multifrecvență, [1], putem prezenta întreg conținutul dezvoltării (1) într-o formă sintetică intuitivă (fig. 1 a). Ambele componente liniar polarizate, $E_{||}$, $E_{\perp}$ ale luminii emergente din cristal conțin, în general, purtătoarea și benzile laterale, atât de ordin par, cât și de ordin impar. Amplitudinile diverselor componente spectrale de modulație depind de punctul de funcționare al modulatorului (prin ϕ_0) și de gradul de modulație Γ . Componentele spectrale de modulație sînt coerente în sens generalizat: coerența a două astfel de componente (k, l) constă în variația liniară în timp, $(k-l)\Omega t$, a diferenței lor de fază.

Pentru dezvoltarea spectrală a intensității luminii modulate, obținem:

$$I_{||, \perp} = \frac{1}{4} \left\{ 1 \pm \cos 2\phi_0 \left[J_0(2\Gamma) + 2 \sum_1^{\infty} J_{2l}(2\Gamma) \cos 2l\Omega t \right] \mp \sin 2\phi_0 \left[2 \sum_1^{\infty} J_{2l-1}(2\Gamma) \sin (2l-1)\Omega t \right] \right\} \quad (2)$$

Spectrul intensității conține, în general, atât multiplii pari, cât și multiplii impari ai frecvenței de modulație (fig. 1 b). El depinde de valoarea lui ϕ_0 într-o manieră care permite ca, prin alegerea convenabilă a punctului de funcționare a modulatorului, tot grupul armonicilor impare (pentru $\phi_0=0 \rightarrow U_0=0$) sau tot grupul armonicilor pare (pentru $\phi_0=\pi/4 \rightarrow U_0=U_{\lambda/4}$) să fie suprimat - fig. 2. Creșterea indicelui de modulație Γ duce la apariția componentelor de ordin din ce în ce mai ridicat, atât în spectrul cîmpului electric al undeii luminoase (1), cât și în cel al intensității ei (2). În fig. 3 prezentăm această modificare a structurii spectrale a intensității luminii modulate, pentru o variație a tensiunii de modulație între 2 și 10 kV, în trepte de 2 kV; componenta analizată este $I_{\perp}$. Am ales valoarea tensiunii continue aplicate cristalului ($U_0 = 1,7$ kV), astfel încît spectrul intensității să conțină atât armonicile impare cât și armonicile pare ale frecvenței de modulație (1,45 kHz). Fascicolul laser modulat a fost detectat direct, cu o fotocelulă ROL 11, iar analiza structurii armonice de modulație a fost făcută cu un analizor de spectru Tektronix 7L5 cu vizualizare pe osciloscop.

În cazul unui modulator de intensitate unicelular cu efect Kerr, pentru un cîmp electric la celulă $E = E_0 + E_m \sin \Omega t$ și lumină incidentă polarizată liniar la 45° față de axele principale induse, am obținut pentru vectorul Jones al luminii emergente din celulă, expresia:

$$\begin{bmatrix} E_{||} \\ E_{\perp} \end{bmatrix} = e^{-i\frac{1}{2}(\phi_0 + \Gamma_1 \sin \Omega t - \Gamma_2 \cos 2\Omega t)} \begin{bmatrix} \cos(\phi_0 + \Gamma_1 \sin \Omega t - \Gamma_2 \cos 2\Omega t) \\ i \sin(\phi_0 + \Gamma_1 \sin \Omega t - \Gamma_2 \cos 2\Omega t) \end{bmatrix} e^{i\omega_0 t} \quad (3)$$

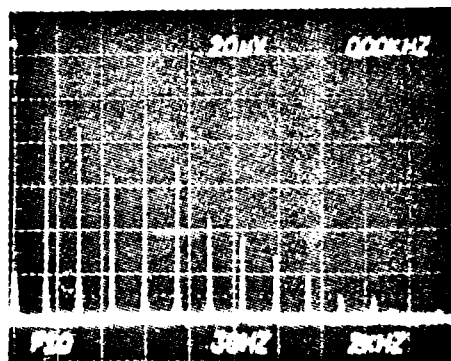
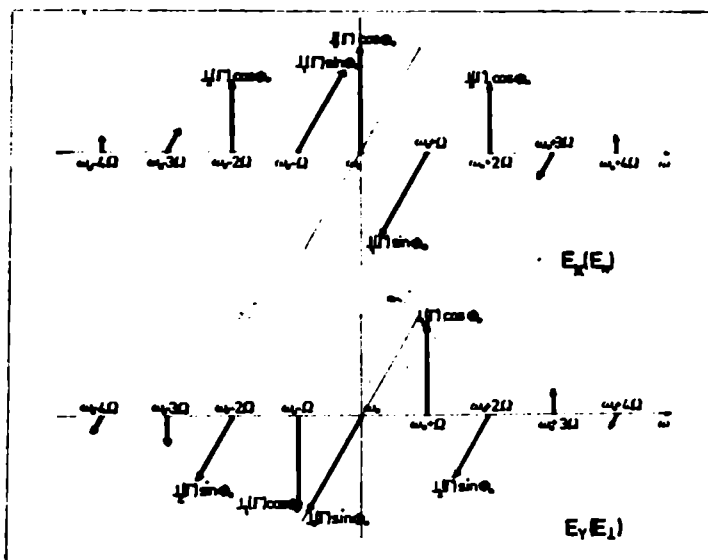


Fig.1 (a)Spectrul cîmpului electric al undei luminoase la ieșirea din cristalul modulator (b)Spectru tipic al intensității luminii modulate.

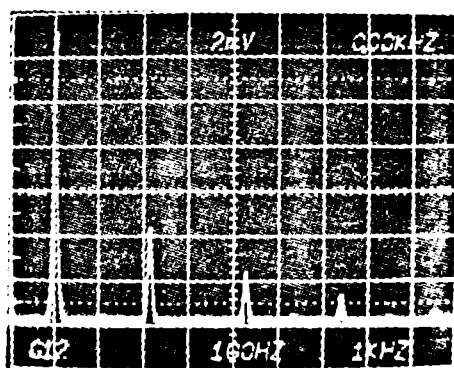
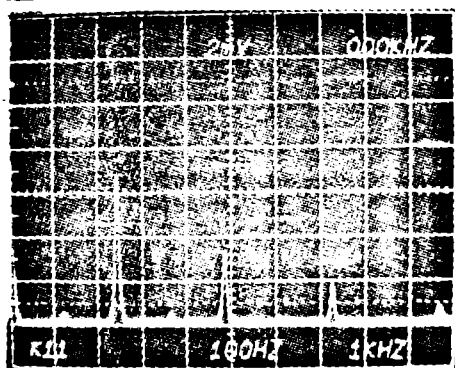


Fig. 2 Suprimarea armonicilor de ordin impar, respectiv de ordin par, din spectrul intensității luminii modulate, pentru (a) $U_0 = 0$; (b) $U_0 = U_{\lambda/4}$

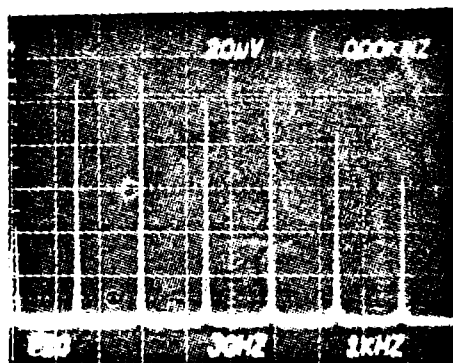
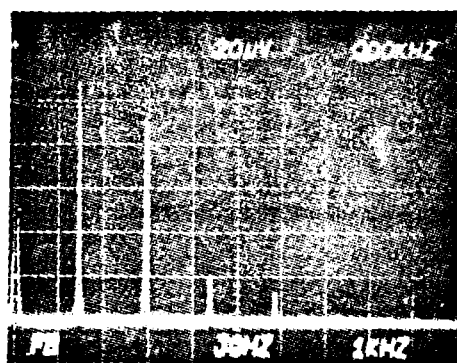
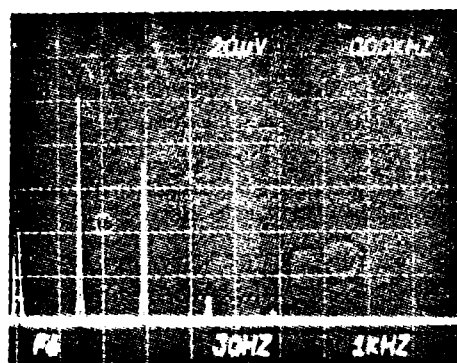
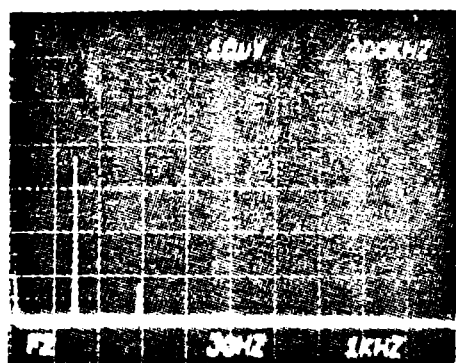


Fig. 3 Modificarea spectrului intensității luminii modulate la variația tensiunii de modulație, pentru o tensiune continuă aplicată cristallului-constantă. Frecvența de modulație: 145 kHz. Tensiunea de modulație: 2, 4, 6, 8, 10 kV.

(cu: $\phi_0 = \pi B L (E_0^2 + \frac{1}{2} E_m^2)$; $\Gamma_1 = 2\pi B L E_0 E_m$; $\Gamma_2 = \frac{1}{2} \pi B L E_m^2$; L - lungimea celulei; B - constanta Kerr).

În lipsa unei tensiuni continue aplicate celulei ($U_0 = 0$), atât spectrul câmpului electric al undei modulate, cât și spectrul intensității acestei unde conțin numai componente de ordin par:

$$E_{H,1} = \frac{1}{2} e^{-i \frac{\phi_0}{3}} \sum_{-\infty}^{\infty} \left\{ J_K \left(\frac{2\Gamma_2}{3} \right) e^{i(\phi_0 - k\frac{\pi}{2})} \pm J_K \left(\frac{4\Gamma_2}{3} \right) e^{-i(\phi_0 - k\frac{\pi}{2})} \right\} e^{i(\omega_0 + 2k\Omega)t} \quad (4a)$$

$$I_{H,1} = \frac{1}{4} \left[1 \pm \cos 2\phi_0 \left[J_0(2\Gamma_2) + 2 \sum_{l=1}^{\infty} J_{2l}(2\Gamma_2) \cos 4l\Omega t \right] \right. \\ \left. \mp \sin 2\phi_0 \left[2 \sum_{l=1}^{\infty} J_{2l-1}(2\Gamma_2) \sin 2(2l-1)\Omega t \right] \right] \quad (5a)$$

Într-un alt caz particular important, anume pentru punctul de funcționare al modulatorului la mijlocul porțiunii liniare a curbei de transmisie ($U_0 = U_{\lambda/4}$) și cu amplitudinea tensiunii de modulație mică ($U_m \ll U_0$), se obține:

$$E_{H,1} \approx \frac{1}{2} e^{-i \frac{\pi}{12}} \sum_{-\infty}^{\infty} \left\{ J_K \left(\frac{2\Gamma_1}{3} \right) e^{i\frac{\pi}{4}} \pm J_K \left(\frac{4\Gamma_1}{3} \right) e^{-i(\frac{\pi}{4} + k\pi)} \right\} e^{i(\omega_0 + k\Omega)t} \quad (4b)$$

$$I_{H,1} \approx \frac{1}{4} \left\{ 1 \mp 2 \sum_{l=1}^{\infty} J_{2l-1}(2\Gamma_1) \sin(2l-1)\Omega t \right\} \quad (5b)$$

Pentru situațiile particulare menționate mai sus, $U_0 = 0$ și $U_0 = U_{\lambda/4}$, am făcut o analiză comparativă detaliată a structurilor spectrale ale câmpurilor multifrecvență care apar în modulările de intensitate prin efect Kerr și prin efect Pockels. Am arătat că la originea diferențelor acestor structuri se află, pe lângă diferența dintre dependența birefringenței induse de tensiunea aplicată, faptul că, în timp ce în cazul Pockels modularea este în substrat una pur de amplitudine, în cazul Kerr ea este una mixtă, de amplitudine și fază.

Analize similare am prezentat pentru modulatorul bioelular cu efect Kerr și modulatorul de faza cu efect Kerr și cu efect Pockels.

2. DEPLASAREA FRECVENȚEI OPTICE

O altă modalitate de obținere a unor câmpuri optice de frecvențe diferite coerente o constituie deplasarea frecvenței [3], [6], [16], [80]. Un translator de frecvență ideal furnizează, pentru o undă monofrecvență incidentă, o undă de frecvență diferită, coerentă cu prima. Majoritatea translatorilor de frecvență reale sînt, însă, dispozitive care furnizează, în general, pentru câmpuri incidente monofrecvență, câmpuri emergente multifrecvență și numai cu precauții speciale, sau în condiții speciale, câmpuri monofrecvență. Perspectiva din care le-am abordat aici

este cea a analizei spectrale a cîmpurilor pe care le produc în general și a condițiilor în care acestea se reduc la cîmpuri monofrecvență.

Am elaborat o *tratare matricială generală a modulatorilor de tip lamă birefringentă rotitoare*, cu aplicație la lama semiundă rotitoare și translațiile de frecvență cu cîmp electric rotitor. Pentru matricea unei astfel de lame am obținut următoarea dezvoltare spectrală:

$$M = \cos\phi \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + \frac{1}{2} \sin\phi \begin{bmatrix} i & 1 \\ 1 & -i \end{bmatrix} e^{i2\Omega t} + \frac{1}{2} \sin\phi \begin{bmatrix} i & -1 \\ -1 & -i \end{bmatrix} e^{-i2\Omega t} \quad (6)$$

unde Ω este viteza unghiulară de rotație a lamei, iar 2ϕ diferența de fază introdusă între componentele ordinară și extraordinară ale luminii care o traversează. În cazul luminii incidente circular polarizate drept, vectorul Jones al luminii emergente este:

$$E = \cos\phi \begin{bmatrix} i \\ 1 \end{bmatrix} e^{i\omega_0 t} - i \sin\phi \begin{bmatrix} -i \\ 1 \end{bmatrix} e^{i(\omega_0 - 2\Omega)t} \quad (7)$$

În particular, obținem în cadrul analizei noastre matriciale, rezultatul binecunoscut că o lamă semiundă rotitoare deplasează frecvența luminii circular polarizate incidente cu dublul frecvenței de rotație a lamei; într-adevăr, pentru $2\phi = \pi$, (7) devine:

$$E = a \begin{bmatrix} -i \\ 1 \end{bmatrix} e^{i(\omega_0 - 2\Omega)t} \quad (8)$$

Acest efect poate fi obținut și cu ajutorul translațiilor de frecvență cu cîmp electric rotitor [10] sau, în primă aproximație, cu ajutorul celor de tip tandem [5], [6].

Am construit, [80], un *translator de frecvență de tip tandem cu cristale de K.D.P.* În fig. 4 prezentăm schema lui de principiu: M_1 și M_2 sînt cele două cristale, funcționînd în efect longitudinal, rotite la 45° unul față de celălalt și alimentate cu tensiuni sinusoidale, în cuadratură; Q_1 , Q_2 sînt lame sfert de undă, iar P_1 , P_2 - polarizori încrucișați. Pentru un astfel de modulator, cîmpul electric al unde emergente,

$$E_y = \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k-1}(\sqrt{2} \Gamma) \sin\left[(2k-1)\frac{\pi}{4}\right] e^{i[\omega_0 + (-1)^{k-1}(2k-1)\Omega]t} \quad (9)$$

conține numai benzi laterale de ordin impar: imparele superioare sînt numai cele de ordin $4n-3$, inferioarele sînt numai cele de ordin $-(4n-1)$; distanța între două benzi adiacente este 4Ω , spectrul e foarte rarefiat. Energia luminii incidente este convertită în mare măsură în banda laterală superioară de modulație $+1$.

Verificarea funcționării modulatorului în regim B.L.U. am făcut-o,

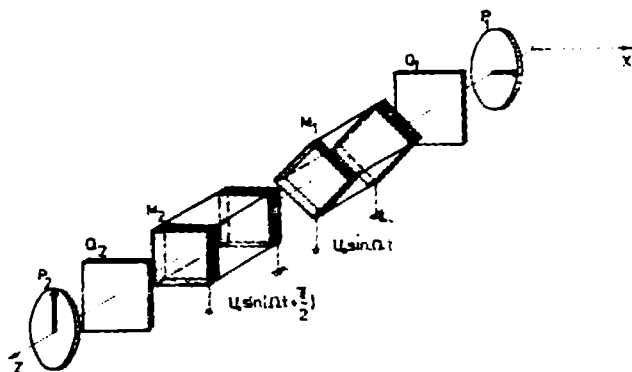


Fig.4 Translator de frecvență electrooptic de tip tandem cu cristale de K.D.P. Schița montajului.

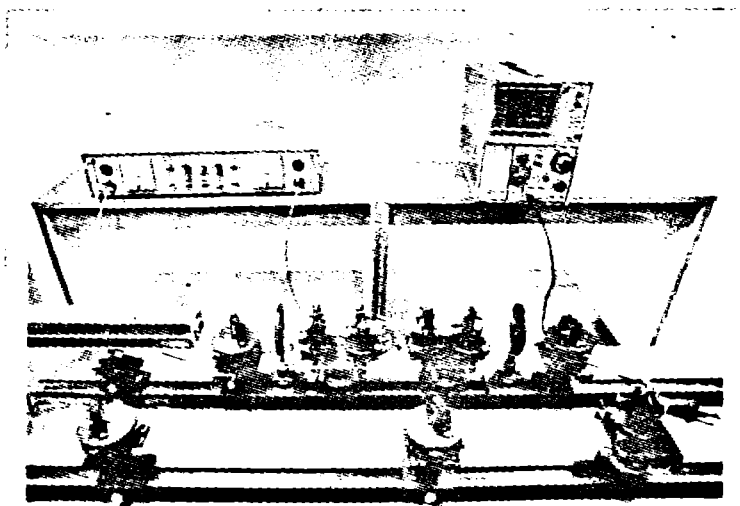
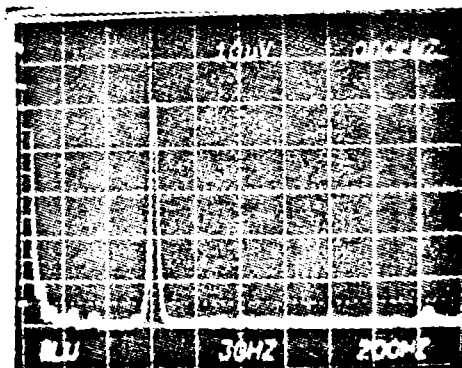


Fig.5 Verificarea prin homodinare optică a funcționării tandemului în regim B.L.U. Montajul experimental.

Fig.6 Spectru al semnalului de homodinare.



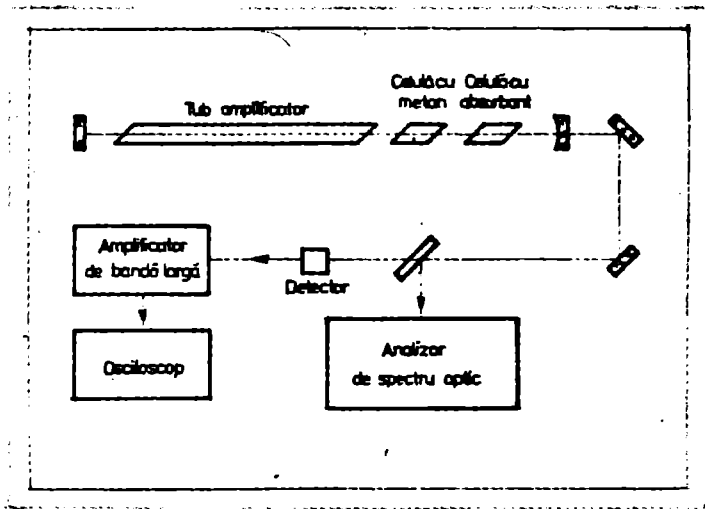


Fig. 7 Cuplarea modurilor unui laser He-Ne în regim I.U.L., folosind neonul ca absorbant saturabil. Schema montajului experimental.

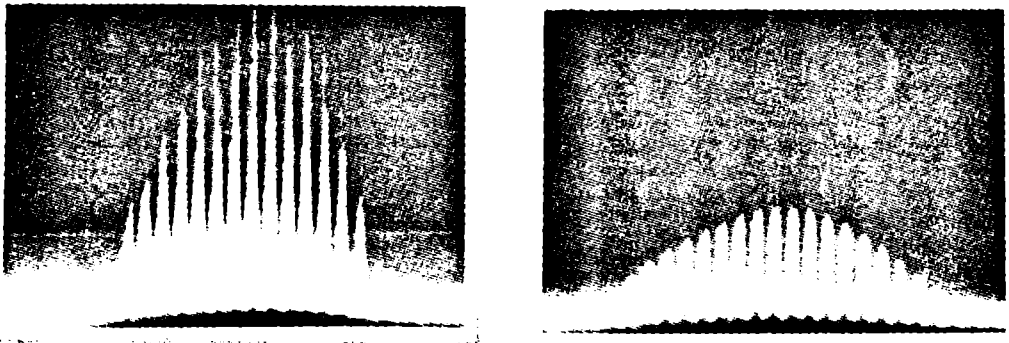


Fig. 8 Modificarea spectrului laserului la trecerea din (a) regim relaxat în (b) regim de cuplare a modurilor. Scala orizontală 250 MHz/div.

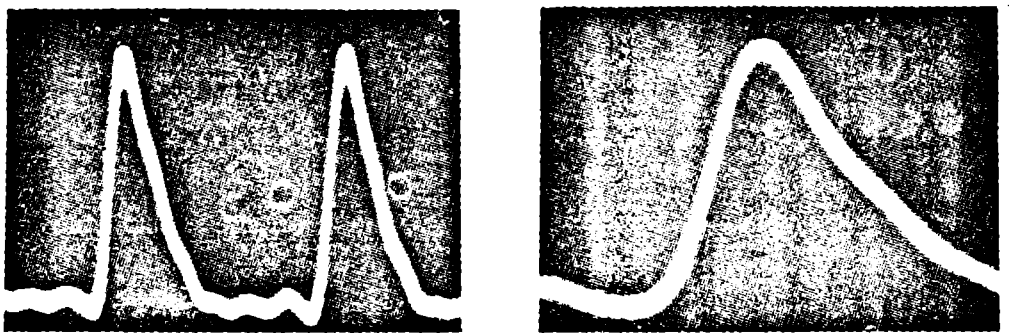


Fig. 9 Emisia I.U.L. a laserului (a) Scala orizontală: 5 ns/div. (b) Scala orizontală 1,25 ns/div.

[16], prin mixarea pe suprafața unei fotocelule a fascicolului modulat, cu un fascicol de referință obținut prin divizare de la același laser (fig. 5). Curentul de homodinare a fost analizat cu un analizor de spectru Tektronix 7L5, cu vizualizare pe ecranul unui osciloscop. Frecvența tensiunilor de alimentare a cristalelor a fost de ~ 600 Hz. Semnalul de homodinare (fig. 6) conține în principal bătaia, pe această frecvență, dintre componenta laterală dorită, $k = 1$, a luminii modulate și frecvența oscilatorului local. Se observă, de asemenea, la triplul frecvenței de modulație, picul corespunzător bății dintre componenta laterală reziduală $k = -3$ și frecvența oscilatorului local.

Modulatoarele cu mai multe celule, de pildă cele de tip tandem, arată posibilitatea de a interveni foarte nuanțat, prin intermediul rețelelor electrooptice, pentru sintetizarea spectrului de modulație dorit. Apariția acestor modulatoare complexe a dus la o largă diversificare a cîmpurilor multifrecvență de modulație.

3. CUPLAREA MODURILOR IN LASERI

Un alt procedeu de obținere a cîmpurilor optice multifrecvență coerente îl constituie cuplarea modurilor în laseri. Vom ilustra acest procedeu prin rezultatele obținute de către noi în *cuplarea modurilor longitudinale ale unui laser cu He-Ne, folosind neonul ca absorbant saturabil* [17].

Schița montajului experimental este prezentată în fig. 7: cavitatea rezonantă, cu lungimea de 240 cm, este formată de o oglindă concavă cu raza de 250 cm și o oglindă plană. Tubul amplificator, cu diametrul de 4 mm și o lungime activă de 160 cm, umplut cu un amestec 10:1 de He : Ne, la o presiune totală de 1,5 torr, este excitat în curent continuu. Celula cu absorbant, lungă de 22 cm, cu diametrul de 2 mm, umplută cu Ne natural, la presiunea de 3 torr, este plasată în cavitate în vecinătatea oglinzii plane. Pentru a preveni oscilația liniei $3,39 \mu\text{m}$, s-a introdus în cavitate o celulă cu metan la presiune atmosferică. Emisia laserului a fost investigată în domeniul timp și în domeniul frecvență. Analiza spectrală a luminii emise a fost făcută cu un analizor de spectru optic Spectra Physics 420. Aspectul temporal al emisieii a fost vizualizat pe un osciloscop S7-10A, alimentat printr-un amplificator de bandă largă PRD 7835 Harris de la o fotodiodă PIN Monsanto D₁, asupra căreia cade fascicolul laser. Frontul anterior al fotodiodei este de $\sim 0,5$ ns, la o sarcină de 50 Ω . Lărgimile de bandă ale osciloscopului și amplificatorului sînt de 1,5 GHz, respectiv 550 MHz.

Cît timp celula cu absorbant nu este alimentată, amplitudinile și fazele modurilor variază aleator în timp (fig. 8 a). La alimentarea celulei de

absorbție, spectrul laserului devine stabil (fig. 8 b), banda de oscilație se lărgeste și se evidențiază binecunoscuta tendință de egalizare a amplitudinilor modurilor manifestată la cuplarea lor în regim I.U.L. [12]. În domeniul timp, emisia laserului are forma unei succesiuni periodice de impulsuri identice cu perioada de repetiție $T \approx 16$ ns (fig. 9 a), ceea ce corespunde valorii calculate, $T = 2L/c$, pentru lungimea $L = 2,4$ m a cavității optice. Asimetria impulsului se datorează răspunsului fotodiodei. Frontul anterior observat, (fig. 9 b), permite estimarea duratei impulsului la semîndăltime, $\tau \approx 1,3$ ns.

Pe lângă emisia de impulsuri ultrascurte de lumină cu perioada de repetiție $T = 2L/c$, pe care am ilustrat-o mai sus, se cunosc o serie de alte tipuri de emisie a laserilor în regim de cuplare a modurilor [12]: S-au obținut emisii I.U.L. cu frecvențe de repetiție pînă la de șase ori frecvența fundamentală $c/2L$. Analiza spectrală a luminii emise a arătat că într-o astfel de situație, în mod uzual, o serie de moduri sînt suprimate, încît distanța între două moduri adiacente active este un multiplu al intervalului de frecvență fundamental. Se obțin, de asemenea, în special în autocuplarea modurilor, emisii I.U.L. cu impulsuri inegale. Tot prin cuplarea modurilor longitudinale, laserii pot emite modulat în frecvență. În acest caz, modurile laserului joacă rolul benzilor laterale ale unui semnal modulat în frecvență. În sfîrșit, cuplarea modurilor transversale corespunzătoare aceluiași mod longitudinal are ca rezultat baleierea continuă într-un plan transversal a fascicolului emis, iar la o cuplare simultană adecvată a modurilor transversale și longitudinale, fascicolul laser este baleiat în plan transversal, în pași discreți. Fiecare astfel de emisie implică o altă relație de blocare a modurilor și constituie un cîmp optic multifrecvență coerent, cu o altă structură spectrală.

*

Am discutat aici numai cîmpurile optice multifrecvență *coerente*, cîmpuri care, după cum am văzut, constituie ele însele o clasă bine conturată, și care apar într-o mare diversitate de forme în cîteva domenii de lucru importante ale opticii moderne. Răspîndirea pe care aceste cîmpuri au căpătat-o în optica ultimului deceniu face actuală o tratare unitară a lor, ceea ce înseamnă în primul rînd integrarea lor generică - pe care am făcut-o în prima parte a lucrării - și, în al doilea rînd, dezvoltarea și aplicarea unui formalism de descriere a proprietăților lor specifice de coerență - lucru pe care îl facem în partea a doua a lucrării.

II. COERENTA CIMPURILOR OPTICE MULTIFRECVENTA

Analizăm în această parte a lucrării problemele de coerență specifice cîmpurilor optice multifrecvență. După prezentarea unor noțiuni și rezultate de bază ale teoriei clasice a coerenței cîmpurilor optice staționare (cap. 4), expunem, în capitolele 5 și 6, contribuțiile noastre la analiza teoretică a coerenței cîmpurilor optice de frecvențe diferite și la aplicarea metodei interferometrice în investigarea experimentală a coerenței generalizate a cîmpurilor multifrecvență obținute prin modularea luminii.

4. COERENTA CIMPURILOR OPTICE STATIONARE

Teoria coerenței cîmpurilor optice staționare [14], [171], este rezultatul cercetărilor efectuate timp de peste un sfert de secol [162], pentru a se obține o descriere matematică adecvată a cîmpurilor create de sursele termice și de laseri, și pentru a se trata în mod unitar coerența, incoerența și starea intermediară - desemnată pe parcurs cu termenul de coerență parțială - a cîmpurilor optice.

Un aspect de primă importanță al teoriei coerenței parțiale este faptul că ea operează cu mărimi observabile ale cîmpului optic - funcțiile de corelație de ordinul doi și de ordin superior [171]. Printre acestea, un loc central îl ocupă funcția de coerență mutuală a oscilațiilor de la două puncte ale unui cîmp optic, pentru o retardare τ între ele:

$$r_{1,2}(\tau) = \langle V_1(t+\frac{\tau}{2}) V_2^*(t-\frac{\tau}{2}) \rangle \quad (10)$$

și gradul de coerență complex corespunzător:

$$\gamma_{1,2}(\tau) = r_{1,2}(\tau) / \sqrt{r_{1,1}(0)} \sqrt{r_{2,2}(0)} \quad (11)$$

Modulul acestuia din urmă, denumit grad al coerenței celor două oscilații, poate fi măsurat prin vizibilitatea franjelor de interferență produse de undele provenite de la cele două puncte:

$$|\gamma_{1,2}(\tau)| = V(\tau) \quad (12)$$

E. Wolf a stabilit că propagarea funcției de coerență mutuală în vid este guvernată de următoarele ecuații:

$$\Delta_{1,2} r_{1,2}(\tau) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 r_{1,2}(\tau)}{\partial \tau^2} \quad (13)$$

$$\Delta_2 \Delta_1 r_{1,2}(\tau) = \frac{1}{c^4} \frac{\partial^4 r_{1,2}(\tau)}{\partial \tau^4} \quad (14)$$

$$\Gamma(Q_1, Q_2, \tau) = \iint_{AA} \Gamma(P', P'', \tau) \frac{r' - r''}{c} \overline{A'} \overline{A''} \frac{1}{r' r''} dP' dP'' \quad (15)$$

Pe lângă importanța lor principală, de a arăta că observabilele câmpului se propagă, asemenea mărimilor de substrat, ondulatoriu, aceste legi - și în special forma integrală (15) - au și o deosebită valoare aplicativă, ele constituind baza teoretică a abordării moderne a unei mari diversități de probleme ale propagării luminii.

5. COERENȚA GENERALIZATĂ

Teoria coerentei câmpurilor optice staționare a fost elaborată avîndu-se în vedere numai problemele coerentei de frecvențe identice [193], (coerentei "uzuale" [206]) a câmpurilor optice. Oscilațiile optice de frecvențe diferite pot fi și ele corelate - după cum am văzut în prima parte a lucrării - dar funcțiile de coerentă de tip Wolf, (10), nu pot indica existența unei asemenea corelații.

Pentru a putea descrie și acest tip de corelație, F. Fishcer [13] introduce o nouă funcție de coerentă, funcția de coerentă mutuală generalizată

$$\Gamma_{12}(\sigma, \tau) = \langle V_1(t + \frac{\tau}{2}) V_2^*(t - \frac{\tau}{2}) e^{-2\pi i \sigma t} \rangle \quad (16)$$

punînd astfel bazele teoriei coerentei generalizate. În (16), V_1 și V_2 sînt semnalele analitice asociate oscilațiilor de la două puncte ale câmpului optic, τ - retardarea lor, iar σ o frecvență de testare a coerentei generalizate. Similar cu (11) se definește gradul de coerentă complex generalizat al oscilațiilor de la două puncte ale câmpului:

$$\gamma_{12}(\sigma, \tau) = \Gamma_{12}(\sigma, \tau) / \sqrt{\Gamma_{11}(0, 0)} \sqrt{\Gamma_{22}(0, 0)} \quad (17)$$

Coerenta câmpurilor multifrecvență este, în aspectele ei specifice, o coerentă de frecvențe diferite, încît cadrul natural de investigare a proprietăților de coerentă ale acestor câmpuri este teoria coerentei generalizate. Prezentăm, în cele ce urmează, contribuțiile noastre la dezvoltarea teoriei coerentei generalizate și aplicarea ei în analiza coerentei câmpurilor optice multifrecvență.

Am stabilit *formele diferențiale exacte și forma integrală aproximativă ale legii de propagare în vid a funcției de coerentă mutuală generalizată* [18], [19], [212].

Propagarea funcției de coerentă mutuală generalizată în vid este guvernată de următoarea pereche de ecuații de tip hiperbolic:

$$\begin{aligned} \Delta_1 \Gamma &= \frac{1}{c^2} \left[\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial \tau^2} + 2\pi i \sigma \frac{\partial \Gamma}{\partial \tau} - \pi^2 \sigma^2 \Gamma \right] \\ \Delta_2 \Gamma &= \frac{1}{c^2} \left[\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial \tau^2} - 2\pi i \sigma \frac{\partial \Gamma}{\partial \tau} - \pi^2 \sigma^2 \Gamma \right] \end{aligned} \quad (18)$$

Aceste ecuații sînt generalizări ale ecuațiilor (13) stabilite de către Wolf pentru propagarea în vid a funcției de coerență mutuală uzuală și se reduc la acestea din urmă, pentru $\sigma = 0$. Ele atestă faptul că, la fel ca și coerența uzuală, coerența generalizată are o propagare de tip ondulatoriu. Extindem astfel asupra coerenței generalizate o concluzie de mare importanță principială a teoriei coerenței cîmpurilor optice staționare: observabilele cîmpului optic se propagă ca și mărimile de substrat, ondulatoriu.

O formă contractată a ecuațiilor (18) o constituie ecuația de ordinul patru cu coeficienți reali [212]:

$$\Delta_2 \Delta_1 \Gamma = \frac{1}{c^4} \left[\frac{\partial^4 \Gamma}{\partial \tau^4} + 2 \kappa^2 \sigma^2 \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial \tau^2} + \kappa^4 \sigma^4 \Gamma \right] \quad (19)$$

Am arătat, de asemenea, că părțile reală și imaginară ale funcției de coerență mutuală generalizată satisfac următoarelor două sisteme de ecuații de tip hiperbolic cu coeficienți reali [212]:

$$\begin{cases} \Delta_1 \Gamma(r) = \frac{1}{c^2} \left[\frac{\partial^2 \Gamma(r)}{\partial \tau^2} - 2 \kappa \sigma \frac{\partial \Gamma(i)}{\partial \tau} - \kappa^2 \sigma^2 \Gamma(r) \right] \\ \Delta_1 \Gamma(i) = \frac{1}{c^2} \left[\frac{\partial^2 \Gamma(i)}{\partial \tau^2} + 2 \kappa \sigma \frac{\partial \Gamma(r)}{\partial \tau} - \kappa^2 \sigma^2 \Gamma(i) \right] \end{cases} \quad (20a)$$

$$\begin{cases} \Delta_2 \Gamma(r) = \frac{1}{c^2} \left[\frac{\partial^2 \Gamma(r)}{\partial \tau^2} + 2 \kappa \sigma \frac{\partial \Gamma(i)}{\partial \tau} - \kappa^2 \sigma^2 \Gamma(r) \right] \\ \Delta_2 \Gamma(i) = \frac{1}{c^2} \left[\frac{\partial^2 \Gamma(i)}{\partial \tau^2} - 2 \kappa \sigma \frac{\partial \Gamma(r)}{\partial \tau} - \kappa^2 \sigma^2 \Gamma(i) \right] \end{cases} \quad (20b)$$

Printre simetriile prezentate de aceste două sisteme, remarcăm că intervertirea simultană a indicilor $1 \leftrightarrow 2$ și $(r) \leftrightarrow (i)$, îl transformă pe primul în al doilea, și invers.

Am stabilit că în condițiile aproximației Khirchhoff [14], corespunzătoare majorității situațiilor de interes practic, funcția de coerență mutuală generalizată a oscilațiilor de la două puncte Q_1, Q_2 ale unui cîmp optic se exprimă pe baza valorilor ei la perechile de puncte P', P'' ale unei suprafețe, A , atinse anterior de către frontul de undă, conform formulei [18]:

$$\Gamma(Q_1, Q_2, \sigma, \tau) = \iint_A \Gamma(P', P'', \sigma, \tau) \frac{r' - r''}{c} \overline{A'} \overline{A''} \frac{e^{-i \kappa \sigma \frac{r' + r''}{c}}}{r' r''} dP' dP'' \quad (21)$$

unde: $r' = |P'Q_1|$, $r'' = |P''Q_2|$, iar $\overline{A'}$ și $\overline{A''}$ - niste valori medii ale factorilor de inclinare la punctele P' și P'' . Această formă integrală aproximativă a legii de propagare a funcției de coerență mutuală

$r_{12}(\sigma, \tau)$ este o generalizare a legii corespunzătoare (15) stabilită de către Wolf pentru propagarea funcției de coerență uzuală și se reduce la aceasta din urmă pentru $\sigma = 0$.

Am aplicat *teoria coerenței generalizate în analiza coerenței cimpurilor multifrecvență de modulație*, cimpuri la care se referă și rezultatele experimentale pe care le vom prezenta în capitolul următor. Am arătat că, dacă dispersia funcției de modulație este neglijabilă pe intervalul spectral al luminii folosite, amplitudinile complexe ale tuturor componentelor spectrale ale semnalului multifrecvență de ieșire din modulator sînt funcții de timp identice, pînă la un factor complex - de retardare și diminuare - cu amplitudinea complexă a semnalului incident. În aceasta constă, în aspectul său temporal, substratul corelației diferitelor componente spectrale ale undei emergente, între ele și cu unda incidentă la modulator.

În ceea ce privește aspectul spectral al substratului acestei corelații, am arătat [211] că, dacă dispersia funcției de modulație e neglijabilă, spectrul de amplitudini complexe al componentei de modulație de ordinul m : $v_m(\omega)$ se obține pînă la un factor complex, C_m , de diminuare și defazaj, același pentru toate monocromatele constituate, printr-o translație $m\omega/2\pi$ în scara frecvențelor, a spectrului luminii incidente la modulator, $u(\omega)$:

$$v_m(\omega) = C_m \cdot u(\omega - m\omega) \quad (22)$$

Structura de coerență spectrală a unei benzi de modulație nu diferă de cea a liniei incidente. Coerența fiecărei benzi laterale cu linia incidentă e o coerență de frecvențe diferite, avîndu-și suportul în corelația perechilor de monocromate de frecvențe diferite corespondente (egal depărtate de centrul liniei), din cele două linii.

La nivelul observabilelor cimpului, am arătat că gradul de coerență complex al oscilațiilor de la două puncte ale unui cimp multifrecvență de modulație are expresia:

$$r_{V_1, V_2}(\sigma, \tau) = r_{U_1, U_2}(\tau) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{C_m C_n^*}{\sum_{l=-\infty}^{\infty} |C_l|^2} e^{i\pi(m+n)f_M\tau} \delta(\sigma - [m-n]f_M) \quad (23)$$

unde V_1, V_2 și U_1, U_2 sînt semnalele analitice asociate oscilațiilor de la cele două puncte ale cimpului pentru lumina modulată, respectiv în lipsa modulației; C_k - coeficienții Fourier ai funcției de modulație; f_M - frecvența de modulație, iar δ este 1 pentru $\sigma = [m-n]f_M$ și 0 în afara acestor valori. Ultimul factor din (23) indică faptul că la cele două puncte ale cimpului multifrecvență există coerență de frecvențe diferite pe (și numai pe) multiplii întregi ai frecvenței de modulație; valorile gradului coerenței generalizate pentru fiecare din aceste

frecvențe depind de distribuția valorilor coeficienților Fourier, C_k , ai funcției de modulație, sau - echivalent - de distribuția valorilor amplitudinilor complexe ale componentelor de modulație ale câmpului.

6. ANALIZA COERENȚEI GENERALIZATE PRIN METODA INTERFEROMETRICĂ

Metoda interferometrică - una dintre metodele de evidențiere și măsurare a coerentei uzuale - poate fi extinsă la analiza coerentei de frecvențe diferite a câmpurilor optice: Oscilațiile coerente în sens obișnuit, de la diverse puncte ale unui câmp optic, pot da naștere, într-un montaj adecvat, unor franje de interferență fixe; oscilațiile coerente în sensul frecvențelor diferite pot da naștere unor franje mobile. Cu toate că franjele de interferență mobile intervin în mod curent în optică [75], [206], [207], de-abia în ultimul deceniu s-a pus la punct o metodă de înregistrare a lor [13], [15], [20], cu ajutorul căreia studiul experimental al coerentei generalizate să poată căpăta un caracter sistematic. Prezentăm, în cele ce urmează, rezultatele cercetărilor noastre în acest domeniu: Pe de o parte, stabilirea unei legături între funcția de coerentă generalizată a oscilațiilor de la două puncte ale unui câmp optic în sistemul laboratorului și funcția de coerentă mutuală Wolf a aceluiași oscilații într-un sistem mobil față de cel al laboratorului [210], [20], legătură care permite o aprofundare a principiului aplicării metodei interferometrice în analiza coerentei generalizate. Pe de altă parte, lărgirea limitelor de aplicabilitate ale metodei, printr-o serie de perfecționări aduse dispozitivului experimental [15], [20].

Transformarea coerentei la schimbarea sistemului de referință
Date fiind două unde plane, de frecvențe ν_{1L} , ν_{2L} , și ale căror direcții de propagare sînt definite de versorii $\vec{n}_{1L}$ și $\vec{n}_{2L}$ în sistemul laboratorului, există, pentru orice direcție $\vec{n}$, un sistem inertial mobil față de cel al laboratorului, M_0 , astfel încît frecvențele celor două unde, în acest sistem, să fie egale; viteza unui astfel de sistem de egalizare a frecvențelor este [20]:

$$\nu_0 = c \frac{\Delta \nu_L}{\vec{n}(\nu_{1L}\vec{n}_{1L} - \nu_{2L}\vec{n}_{2L})} \quad (24)$$

Referindu-ne la un montaj Young, dacă observația se restringe la o mică zonă din vecinătatea axei optice a dispozitivului, undele provenite de la cele două fante pît fi considerate plane și viteza unui sistem de egalizare a frecvențelor care se mișcă paralel cu planul fantelor și perpendicular pe lungimea lor este [210], în notațiile fig. 10:

$$\nu_0 = \Delta \nu_L \frac{cD}{\nu_L d} = \Delta \nu_L \cdot i \quad (25)$$

i este interfranja figurii de interferență produse de cele două unde. Intr-un sistem de referință în care aceste unde au frecvențe egale, franjele de interferență produse de ele sînt, evident, fixe. Relativitatea punctelor de vedere ale observatorilor situați în sisteme de referință inerțiale diferite asupra diferenței de frecvență a oscilațiilor de la două puncte ale cîmpului optic, prezentată mai sus, se reflectă la nivelul observabilelor după cum urmează: Coerența unor oscilații cvasimonocromatice de la două puncte ale unui cîmp optic se prezintă fie ca o coerență de frecvențe identice, fie ca una de frecvențe diferite, în funcție de sistemul de referință în care se face observația, iar valoarea gradului de coerență complex generalizat, într-un sistem în care coerența lor apare ca una de frecvențe diferite, este egală cu cea a gradului de coerență complex Wolf, într-un sistem în care ea apare ca una de frecvențe identice [20]. În particular:

$$|Y_{12L}(\sigma, \tau)| = |Y_{12M_0}(\tau)| \delta(\sigma - \Delta\nu_L) = V(\tau) \delta(\sigma - \Delta\nu_L) \quad (26)$$

Această lege de transformare a coerenței la schimbarea sistemului de referință constituie baza aplicării metodei interferometrice în analiza coerenței generalizate: Pentru oscilațiile cvasimonocromatice de frecvențe diferite de la două puncte ale cîmpului optic, problema determinării gradului coerenței lor generalizate se reduce în ultimă instanță la găsirea unui sistem de referință în care cele două oscilații să apară ca avînd frecvențe identice, la înregistrarea franjelor (fixe în acest sistem), pe care undele provenite de la cele două puncte le produc într-un montaj de interferență adecvat, și la măsurarea vizibilității acestor franje. Dacă oscilațiile de la cele două puncte sînt multifrecvență, reducerea coerenței lor generalizate pentru diverse valori ale lui σ , la coerență uzuală, se face în S.R.I. mobile cu viteze diferite față de sistemul laboratorului.

Aplicarea metodei interferometrice în analiza coerenței cîmpurilor multifrecvență produse prin modularea luminii.

Dispozitivul experimental pe care l-am construit în acest scop este prezentat în fig. 11: Lumina provenită de la un laser He-Ne este modulată în intensitate cu o celulă Kerr cu nitrobenzen, K ; P este un polarizor; At - un atenuator optic variabil. Fascicolul modulată, lărgit de sistemul afocal Ob_1-L_1 , cade asupra fantei duble Y . Înregistrarea franjelor mobile corespunzătoare diverselor frecvențe de coerență generalizată, σ , ale oscilațiilor multifrecvență de la cele două fante Young se face pe un film fotografic aplicat pe discul D rotit de către motorul M . Obiectivul Ob_2 proiectează figura de interferență din vecinătatea planului focal al lentilei L_2 , pe film. O fantă, sectorială situată în fața discului (fig. 11b) limitează durata de impresionare a

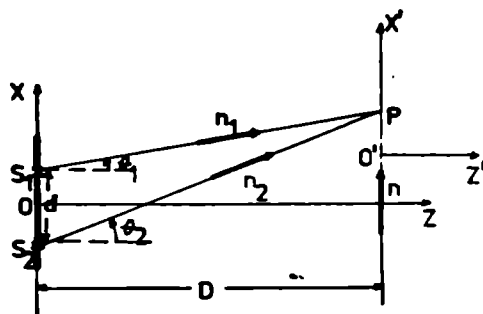


Fig. 10 Observarea oscilațiilor cîmpului de la cele două fante Young într-un sistem de referință mobil. Notății

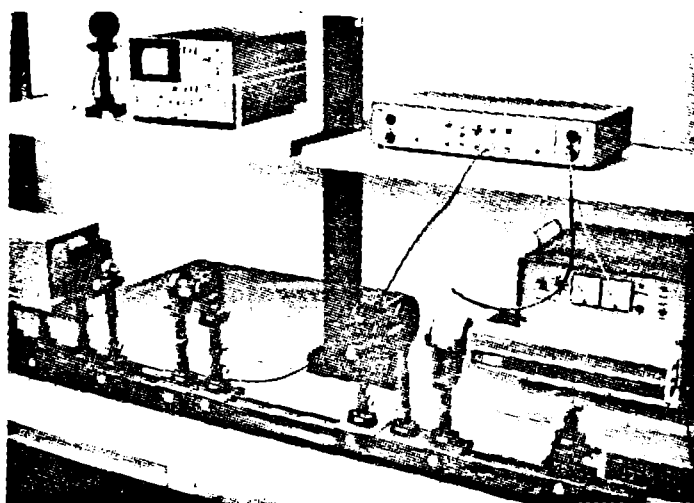
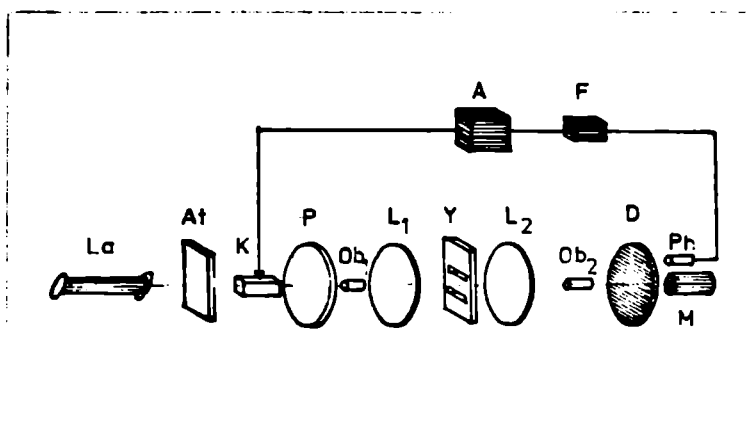


Fig.11 Analiza interferometrică a coerenței cîmpurilor multifrecvență de modulație (a) Schița montajului (b) Dispozitivul experimental.

Fig.12 Primul, respectiv primele două
inele de franje.

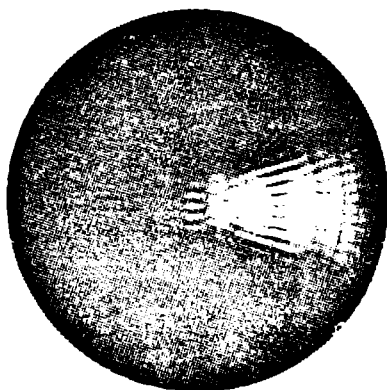
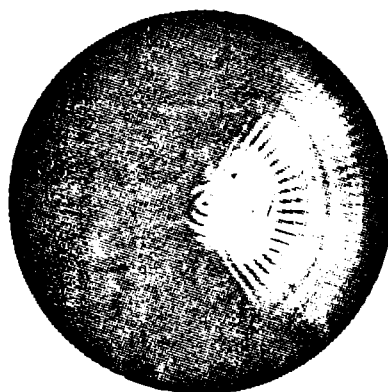
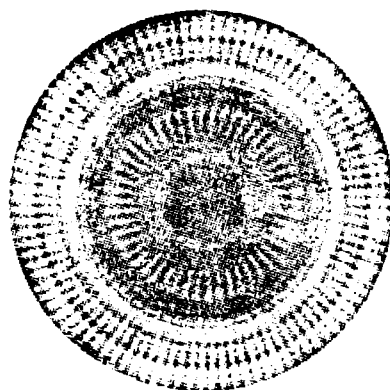


Fig.13 Inregistrări ale franjelor mo-
bile cu timpi de expunere mai
mici decât perioada de rotație
a discului.

filmului la timpul cît el trece prin zona mediană a dispozitivului (planul YOZ, fig. 10). Pentru fiecare frecvență de coerență generalizată a cîmpului există o circumferință de pe disc ale cărei puncte au viteza egală cu viteza franjelor mobile corespunzătoare acestei frecvențe de coerență generalizată. Toate regiunile discului din creptul unei astfel de circumferințe îndeplinesc pe rînd, în cursul trecerii lor prin zona mediană a dispozitivului, rolul S.R.I. de egalizare a frecvențelor despre care am vorbit mai sus. De-a lungul acestor circumferințe se înregistrează pe film inele de franje radiale, corespunzătoare diverselor frecvențe de coerență generalizată ale cîmpului.

Dacă timpul de expunere este mai mare decît perioada de rotație a discului, pentru ca franjele imprimate pe film în timpul unei rotații a discului să nu se voaleze în cursul rotațiilor ulterioare, trebuie ca fiecare regiune a filmului să regăsească, la fiecare revenire a ei în cîmpul de franje, aceeași stare de interferență (maxim, minim etc.) ca la trecerea anterioară. Această exigență impune următoarea condiție de sincronism stroboscopic [15]:

$$\frac{\Delta v_L}{f_D} = N \quad (N - \text{întreg}) \quad (27)$$

Pentru îndeplinirea acestei condiții am realizat o buclă de sincronizare a tensiunii de modulație cu rotația discului [15] (Ph - F - A în fig. 11a, cu Ph - fotodetector, F - filtru trece jos, A - amplificator); frecvența tensiunii de modulație este astfel un multiplu întreg al frecvenței de rotație a discului, $f_M = N_0 f_D$ și, întrucît (cap. 1) $\Delta v_L = q f_M$, cu q întreg, condiția (27) este îndeplinită.

În lipsa unei tensiuni continue aplicate celulei, spectrul luminii modulate conține numai componentele de modulație de ordin par, (4a) cap. 1. Distanța dintre două componente de modulație vecine este $\Delta v_{L1} = 2f_M$ ($f_M = 250$ Hz). Oscilațiile de la ambele fante Young au acest spectru și ca urmare cîmpul de interferență prezintă (în sistemul laboratorului) următoarea structură:

- (0) O figură de interferență fixă corespunzînd tuturor perechilor de componente de la cele două fante care au aceeași frecvență: (v_{1m}, v_{2m})
- (+1) O figură de interferență mobilă cu viteza $v_{01} = 2f_M$, corespunzătoare tuturor perechilor de componente de la cele două fante ale căror frecvențe diferă cu $\Delta v_{L1} = 2f_M$, deci perechilor de tipul ($v_{1m}, v_{2,m+2}$)
- (+2) O figură de interferență mobilă cu viteza v_{02} , corespunzătoare perechilor de componente de tipul ($v_{1m}, v_{2,m+4}$), ale căror frecvențe diferă, pentru toate, cu aceeași valoare $\Delta v_{L2} = 4f_M$.

S. a. m. d.

Figurile mobile se sincronizează cu mișcarea discului la distanțele:

$$r_n = \frac{v_{on}}{2\pi f_D} = n \frac{2f_M^i}{2\pi f_D} = nN_0 \frac{i}{\pi} \quad (28)$$

de centrul lui ($n = 1, 2, \dots$), și pe film se imprimă o serie de inele de franje cu razele medii $nN_0 \frac{i}{\pi}$, conținând $2nN_0$ franje. Aceste inele indică existența coerentei de frecvențe diferite pentru $\sigma = 2f_M$, $4f_M$, ..., în concordanță cu (23) și (4a). Prezentăm în fig. 12 înregistrările primului, respectiv primelor două inele de franje; măririle sînt diferite. În fig. 12b, raza medie a celui de-al doilea inel este dublă față de raza medie a primului, concordant cu (28). De asemenea, numărul de franje al celui de-al doilea inel este dublu față de numărul de franje al primului: $N_1 = 2N_0 = 50$, $N_2 = 4N_0 = 100$ (în experiențele noastre N_0 a fost 25).

Dacă punerea în practică a metodei interferometrice în analiza coerentei generalizate a cîmpurilor optice ar fi legată inevitabil de îndeplinirea condiției de sincronism stroboscopic, aplicabilitatea ei ar fi foarte limitată. Am arătat [20] că metoda poate fi eliberată de constrîngerea acestei condiții: Sursele de lumină existente azi sînt suficient de intense pentru ca franjele mobile să poată fi înregistrate în cursul unei singure treceri a filmului prin zona de interferență. Prezentăm în fig. 13 două înregistrări ale unor franje mobile cu timpuri de expunere mai mici decît perioada de rotație a discului. Bucla de sincronizare a fost suprimată, iar alimentarea celulei Kerr s-a făcut de la un generator de tensiune sinusoidală independent. Eliberată de constrîngerea condiției de sincronism stroboscopic, metoda interferometrică devine larg aplicabilă în analiza coerentei generalizate a unor cîmpuri multifrecvență oarecare.

*

Am considerat pe parcursul lucrării numai o serie de cîmpuri optice multifrecvență cu o structură spectrală deosebit de regulată, cîmpuri care au intrat în sfera de interes a opticii moderne în așa măsură încît privirea lor unitară și studiul proprietăților lor specifice de coerență să devină actuale. Cadrul de investigare a coerentei și unele dintre rezultatele obținute rămîn valabile și pentru cîmpuri multifrecvență cu o structură spectrală mai complexă. Ele rămîn de asemenea valabile în cazul unor cîmpuri policromatice oarecare între ale căror componente Fourier există coerență generalizată.

REZUMAREA REZULTATELOR ORIGINALE. CONCLUZII

O serie de probleme recente ale opticii, cum ar fi analiza coerenței cîmpurilor multifrecvență [15], [20] sau descrierea, la nivelul observabilelor, a propagării luminii în medii statistic neomogene și în turbulente [215]-[219], au adus în actualitate, dîndu-i valoare aplicativă, o noțiune a cărei elaborare s-a făcut lent, în cursul primei mîități a secolului nostru, printr-un interes științific de cercetare fundamentală - noțiunea de coerență generalizată.

Un prim grup de rezultate originale pe care le-am expus pe parcursul lucrării se referă la dezvoltarea teoriei coerenței generalizate:

1.1. Am stabilit formele diferențiale exacte și forma integrală aproximativă a legii de propagare în vid a funcției de coerență mutuală generalizată. Coerența generalizată, ca și coerența uzuală, se propagă asemenea vectorului luminos - ondulatoriu.

1.2. Am stabilit legea transformării coerenței la schimbarea sistemului de referință și am arătat pe această cale că distincția între coerența generalizată și cea uzuală este în esență una de sistem de referință în care se face observația.

1.3. Am arătat că această legătură între cele două tipuri de coerență constituie baza aplicării metodei interferometrice în analiza coerenței generalizate a cîmpurilor optice: Măsurarea coerenței generalizate a oscilațiilor de la două puncte ale unui cîmp optic în sistemul laboratorului poate fi redusă la măsurarea coerenței lor uzuale într-un set de sisteme de referință mobile, convenabil alese.

Teoria coerenței generalizate constituie cadrul natural al analizei proprietăților de coerență specifice ale cîmpurilor multifrecvență. În prima parte a lucrării am făcut o prezentare unitară a procedeelor de obținere a cîmpurilor optice multifrecvență coerente - modularea luminii, deplasarea frecvenței optice, cuplarea modurilor în laseri - utilizînd în principal contribuțiile noastre în acest domeniu:

2.1. Elaborarea unei analize teoretice matriciale a modificării structurii spectrale a luminii la modularea de intensitate prin efect Pockels longitudinal în cristale de tip K.D.P. și prin efect Kerr în nitrobenzen, pentru un punct de funcționare oarecare al modulatorului și verificarea experimentală a prevederilor teoriei la nivelul spectrelor intensității luminii modulate.

2.2. Analiza matricială a modulatorului bicehular cu efect Kerr

2.3. Analiza matricială generală a funcționării modulatorilor de tip secțiune birefringentă de defazăj constant rotitoare și a spectrelor

de modulație produse de ele, cu aplicație la translatoarele de frecvență cu câmp electric rotitor și a modulatorilor electrooptice de tip tandem.

2.4. Realizarea unui modulator tandem cu cristale de K.D.P. alimentate în cuadratură și stabilirea condițiilor în care modulatorul funcționează în regim de translator de frecvență optică.

2.5. Cuplarea modurilor longitudinale ale unui laser He-Ne, folosind neonul ca absorbant saturabil.

Un ultim grup de rezultate originale pe care le-am prezentat pe parcursul lucrării se referă la studiul teoretic și experimental al coerenței generalizate a cîmpurilor multifrecvență de modulație:

3.1. Am făcut o analiză în domeniul timp și în domeniul frecvență a microsubstratului coerenței generalizate a componentelor de modulație. Dacă dispersia funcției de modulație este neglijabilă, fluctuațiile amplitudinilor complexe ale diferitelor componente de modulație urmează fidel fluctuațiile amplitudinii complexe ale undei incidente, iar spectrul de amplitudini complexe al fiecărei componente de modulație se obține printr-o translație în bloc a spectrului luminii incidente la modulator.

3.2. Am stabilit expresia gradului de coerență complex generalizat pentru un câmp multifrecvență de modulație oarecare.

Una dintre direcțiile posibile de dezvoltare a teoriei este luarea în considerare a dispersiei funcției de modulație.

3.3. Experimental, am extins aplicarea metodei interferometrice în analiza coerenței generalizate a cîmpurilor multifrecvență de modulație. Am arătat că, într-un montaj adecvat, metoda poate fi eliberată de constrângerea condiției de sincronism stroboscopic, ea devenind, în felul acesta, aplicabilă în analiza coerenței generalizate a oricăror cîmpuri multifrecvență.

Menționăm în încheiere o altă direcție de cercetare în care conceptul de coerență generalizată a fost aplicat în ultima vreme, anume aceea a propagării undelor în medii statistic neomogene și în turbulențe. O serie de probleme de acest tip (propagarea semnalelor acustice în ocean, a impulsurilor pulsarilor în mediul interstelar, a undelor electromagnetice în atmosfera pământului sau în vîntul solar) sînt transferate în ultimii ani de la nivelul mărimilor de substrat la nivelul observabilelor cîmpului - funcția de coerență generalizată fiind una dintre observabilele cu care se descrie propagarea semnalelor în asemenea situații [218]*[219]. Astfel teoria coerenței generalizate este în curs de a deveni - la fel cum a devenit, cu două decenii în urmă, teoria coerenței uzuale - cadrul modern de abordare a unor probleme de mare diversitate ale structurii cîmpurilor și propagării semnalelor.

BIBLIOGRAFIE (Extras)

- [1] E.O. Ammann - Appl. Opt., 9, 1683 (1970)
- [2] W.T. Cathey - Optica Acta, 15, 35 (1968)
- [3] W. Pratt - Laser Communication Systems, J. Wiley & Sons, N.Y., 1969
- [4] J.E. Hopson - IEEE Trans. Commun. Syst., C.S.11, 464 (1963)
- [5] C.H. Buhner, V. Fowler, L. Bloom - Proc. I.R.E., 50, 1827 (1962)
- [6] L.E. Drain, B.C. Moss - Opto-electronics, 4, 429 (1972)
- [9] W.R. Bennett Jr. - The Physics of Gas Lasers, Gordon & Breach, NY, 1977
- [10] P. Connes, D. Tuan, J. Pinard - J. Phys. Radium, 23, 173 (1962)
- [12] P. Smith, M. Duguay, E. Ippen - Mode Locking of Lasers, in Progress in Quantum Electronics, III, ed. J. Sanders, Pergamon, Oxford, 1975
- [13] F. Fischer - Z. Phys., 199, 541 (1967)
- [14] M. Born, E. Wolf - Principles of Optics, 5th ed., Pergamon, N.Y., 1975
- [15] G. Bratescu, T. Tudor - Rev. Roum. Phys., 25, 1109 (1980)
- [16] A. Dumitrica, T. Tudor - Rev. Roum. Phys., 26, 183 (1981)
- [17] M. Ristici, A. Ciura, T. Tudor - Anal. Univ. Buc., Fiz., XXIX, 37 (1980)
- [18] G. Bratescu, T. Tudor - Anal. Univ. Buc., Fiz., XIX, 91 (1970)
- [19] G. Bratescu, T. Tudor - Anal. Univ. Buc., Fiz., XXVI, 3 (1977)
- [20] G. Bratescu, T. Tudor - J. Optics, 12, 59 (1981)
- [23] I.P. Kaminow - Appl. Phys. Lett., 2, 41 (1963)
- [40] W. Shurcliff - Polarized Light, Harvard Univ. Press, Cambridge, 1968
- [75] T.S. Durrani, C.A. Greated - Laser Systems in Flow Measurement, Plenum Press, N.Y., 1977
- [80] T. Tudor, A. Dumitrica, D. Apostol - Anal. Univ. Buc., XXIX, 31 (1980)
- [162] Selected Papers on Coherence and Fluctuation of Light, ed. L. Mandel, E. Wolf, Dover Publ., Inc., N.Y., 1970
- [171] J. Perina - Coherence of Light, Van Nostrand Co., London, 1971
- [193] L. Mandel, E. Wolf - J. Opt. Soc. Am., 66, 529 (1976)
- [206] P.M. Duffieux - Rev. Opt., 36, 376 (1957)
- [207] A. Righi - Journ. Phys., 2, 437 (1883)
- [210] G. Bratescu, T. Tudor - Anal. Univ. Buc., Fiz., XX, 29 (1971)
- [211] G. Bratescu, T. Tudor - Anal. Univ. Buc., Fiz., XXI, 9 (1972)
- [212] G. Bratescu, T. Tudor - Rev. Roum. Phys., 26, in curs de aparitie
- [215] L.C. Lee, J.R. Jokipii - Astrophys. J., 201, 532 (1975)
- [216] S.T. Hong, A. Ishimaru - Radio Sci., 11, 551 (1976)
- [217] C.H. Liu, K.C. Yeh - Trans. Antennas Propagat., A.P.-26, 561 (1978)
- [218] C.H. Liu, K.C. Yeh - Radio Sci., 14, 925 (1979)
- [219] C.H. Liu, K.C. Yeh - J. Opt. Soc. Am., 70, 168 (1980)