Constantin Dănciulescu

FIZICA RADIAȚIEI LASER

București

1996

Referenţi ştiinţifici: Prof. dr. LEONARD MÜLLER
Conf. dr. PETRE IOAN
Conf. dr. CONSTANTIN CIOACĂ

ISBN-973-575-043-0

C U P R I N S

- /// -

INTRODUCERE

Văzul este de departe cel mai important simţ al nostru,iar lumina-agentul datorită căruia vedem-este de o asemenea importanţă încît nu este de mirare preocuparea numeroasă de-a lungul vremurilor a foarte multor oameni de ştiinţă(filozofi,fizicieni).

A fost poate primul domeniu al fizicii care a fost supus unor măsurători şi observaţii;există mărturii că din sec III î.e.n., Euclid cunoştea legile reflexiei şi în sec.II,Ptolemeu s-a ocupat de refracţie.Scrierile lui au fost în mare parte pierdute şi nu este clar cum a ajuns el la aceste rezultate.Lucrarea lui despre refracţie prezintă legile refracţiei enunţate altfel decît cum le cunoaştem noi.Actuala lege a refracţiei,deşi o atribuim lui Snell(1591-1626),ea probabil a fost stabilită de către Hariot (1560-1621) pe cale experimentală;Snell a dedus această lege pe cale pur teoretică(nu este cunoscută).In 1638 Descartes,formulînd legea într-un chip nou,i-a dat numele lui Snell;el desconsiderînd experienţele a ajuns la această lege tot pe cale teoretică.

Abia fuseseră lămurite aceste legi că a apărut o nouă problemă:anumite substanţe cristaline nu ascultau de legile refracţiei, producînd două imagini în loc de una.Acest fenomen numit dublă refracţie-a fost observat în 1669 de Bartholinus(1625-1698).El a folosit un cristal din carbonat de calciu(denumit Spat de Islanda). Astăzi este considerat ca cel mai bun material pentru a prezenta acest fenomen.

Formarea unei imagini nu asculta de legea lui Snell(rază extraordinară);celaltă imagine era formată de raze ce se supuneau legii lui Snell(rază ordinară).

Era necesară o nouă explicaţie privitoare nu numai la legea refracţiei dar şi a naturii luminii.Prima parte a fost rezolvată curînd de Huygens(1625-1695),în 1690 elaborînd o întreagă teorie. Natura luminii a fost pusă în discuţie pe la începutul secolului XVII;prima"experienţă"a abordat modul în care era transmisă lumina.Ea a fost consemnată de Toricelli,arătînd că din moment ce putem vedea prin vidul din partea superioară a barometrului(creat tot de Toricelli)este clar că lumina se propagă prin vid neavînd nevoie de un agent material care să o poarte.Constatarea era uluitoare,deoarece se ştia că sunetul,care părea să fie asemănător luminii,are nevoie de aer pentru a fi transmis.Nelămurirea a dăinuit pînă la mijlocul secolului XIX(natura electromagnetică a luminii).

Meritul lui Huygens,contemporan cu Newton,nu e apreciat întotdeauna aşa cum se cuvine.De numai cîteva zeci de ani oamenii se străduiau să pună temeliile fizicii şi iată că apare o minte în stare să construiască o teorie pînă la capăt care nici pînă astăzi nu s-a schimbat decît ca metodă de prezentare.Newton credea că lumina este alcătuită din corpusculi,iar Huygens că ea are o natură ondulatorie(longitudinală,însă nu bine fundamentată). Este ciudat că pînă la urmă nici Newton,nici Huygens nu s-au gîndit că lumina ar putea fi o vibraţie transversală(conform realităţii).

In această perioadă Grimaldi(1618-1683) descoperă fenomenul de difracţie(1665).El a încercat să vadă ce se întîmplă dacă o experienţă este dusă pînă la limitele ei.Sfat bun pentru un fizician.Numeroase drumuri noi au fost deschise ca urmare a încercării de a se vedea care sînt condiţiile extreme în care un fenomen obişnuit nu se mai produce.

Grimaldi a început de la studierea preciziei contururilor umbrelor.O sursă mare(Soarele)produce umbre cu contururi difuze. O sursă mai mică dă umbre cu contururi mai precise.Continuă acest efect la infinit ? Grimaldi a constatat că dacă se foloseşte fanta circulară(iluminată),umbrele devin din ce în ce mai difuze, apărînd în plus franjele paralele(benzi colorate adiacente umbrelor).Efectul a fost redescoperit în 1672 de Hooke.

Fresnel(1788-1827) a explicat cu ajutorul teoriei ondulatorii observaţiile lui Grimaldi .Cu toate că viaţa i-a fost scurtă şi în cuda activităţii politice din perioada napoleoniană,numele său s-a impus în fizică ca al acelui care a definit clasa fenomenelor de difracţie,elaborînd întreaga teorie a acestora.

Experimentul Fresnel-Arago-Poisson;Fresnel a avut în Arago (1786-1855)un susţinător pasionat.Una din experienţele realizate împreună,destul de banală,s-a dovedit extrem de importantă deoarece i-a convins şi pe adversarii teoriei ondulatorii de justeţea acesteia.Experienţa a fost sugerată de Poisson(1781-1840), una din cele mai marcante figuri ştiinţifice ale Franţei de la începutul sec.XIX.

Experimentul imaginat de Poisson;dacă un obstacol circular este plasat în calea unui fascicul de lumină divergentă provenit dintr-o sursă punctiformă aşezată pe axa obstcolului,undele-dacă lumina ar fi de natură ondulatorie-ar trebui să ajungă în fază pe contur şi ar trebui deci să se recombine în centrul umbrei,

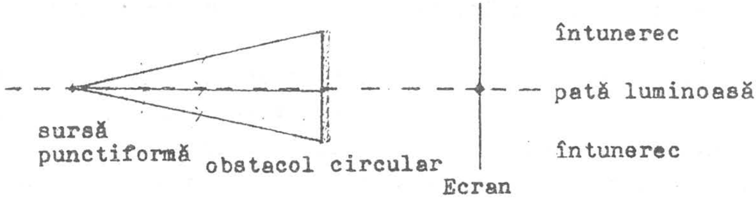


Fig. 1

Poisson a considerat această deducţie atît de absurdă încît a respins teoria ondulatorie. Fresnel şi Arago au îndrăznit să realizeze efectiv această experienţă. Pata apărea efectiv.

Unul din cei mai înverşunaţi adversari ai teoriei ondulatorii, Poisson, a fost astfel înfrînt şi teoria general acceptată. De aici morala: <u>să nu te bazezi numai pe teorie, oricît de evidente ar părea rezultatele obţinute pe cale teoretică</u>.

Teoria ondulatorie a fost verificată şi prin alt fenomen - <u>interferenţa</u>. Spre deosebire de primul fenomen ca fiind produs prin delimitarea unui singur fascicul de lumină, interferenţa rezultă din combinarea a două sau mai multe fascicule de lumină.

Young(1772-1829) realizînd dispozitivul cunoscut prin franjele observate a întărit valabilitatea teoriei ondulatorii.

O altă proprietate evidentă a luminii, <u>culoarea</u>, a fost fundamentată în 1666 de Newton, rezultatele publicîndu-le abia în 1672; Newton nu se grăbea să-şi publice rezultatele obţinute. Sînt cunoscute experimentele cu prisma.

Aparatura optică s-a dezvoltat în paralel cu teoria destul de puternic. Dacă istoria telescopului(Galilei, Newton-telescopul lui personal mai există şi astăzi şi este cel mai celebru instrument existent) este bine cunoscută, cea a microscopului nu este atît de clară.

Cel mai de seamă exponent al microscopiei a fost Hooke(1635-1703), un strălucit experimentator, care a avut un rol important în menţinerea în viaţă a Societăţii Regale(scopul ei era efectuarea de experienţe). Observaţiile culese cu ajutorul microscopului construit de el au fost conţinute într-o carte întreagă - <u>Micrografia</u>.

<u>Teoria puterii de rezoluţie Abbè</u>; în Germania sub influenţa unor oameni ca Fraunhofer şi Abbè(1840-1905) s-a dezvoltat tehno-

logia sticlei şi a confecţionării lentilelor.

Se părea că microscopul va continua să fie neîncetat ameliorat mărind continuu puterea lui de rezoluţie,ajungînd astfel să putem distinge chiar atomii.Insă Abbè care a jucat un rol important în perfecţionarea microscopului a fost cel care a arătat că acest instrument are o limită intrinsecă.Limita-spunea el-nu este dată de gradul de măiestrie în fabricarea microscoapelor,ci de însăşi natura ondulatorie a luminii;nici un microscop,oricît de bun ar fi el,nu poate distinge detalii mai mici decît aproximativ jumătate din lungimea de undă a luminii.Acest lucru i-a indignat pe fabricanţii de microscoape,ei pretinzînd că microscoapele lor pot distinge detalii mai fine decît cele ce corespund limitei fixate de Abbè,/4/.

Lucrarea lui Abbè este pur teoretică,dar ea a influenţat puternic optica şi fizica în general.Conform acestei teorii,formarea imaginii are loc în două etape;

- în prima lumina împrăştiată de obiect produce o figură de difracţie;
- în a doua:lumina difractată este din nou strînsă de instrumentul optic încît să formeze o imagine de interferenţă care constituie imaginea propriu-zisă.

Această teorie pune accentul pe modul de iluminare al obiectului,devenind o parte importantă a procesului(şi nu o banalitate oarecare aşa cum era cunoscută pînă acum).

Deoarece lumina difractată este limitată de apertura(deschiderea)obiectivului microscopului,imaginea de difracţie completă nu poate fi folosită pentru reconstrucţia imaginii,aşa încît imaginea nu va reproduce fidel obiectul.

Pe măsură ce din figura de difracţie se foloseşte din ce în ce mai mult,imaginea propriu-zisă devine mai detaliată,observînd că limita de rezoluţie este determinată de fineţea franjelor produse de regiunile de la marginea figurii de difracţie.Aceasta constituie limita enunţată(prezisă)de Abbè.O lucrare a lui Porter (1905)a contribuit mult la demonstrarea faptului că teoria lui Abbè e justă.Porter a format imagini cu diferite părţi din figura de difracţie.

In ciuda dezamăgirilor resimţite de cei ce produceau microscoape,teoria lui Abbè precizează clar:<u>dacă dorim să examinăm un obiect cu o anumită rezoluţie,trebuie să alegem sursa cu o lungime de undă adecvată</u>.

Teoria lui Abbè a avut şi efectul pozitiv de a-i orienta pe cercetătorii care doreau detalii mai fine pe alte căi,ceea ce a dus la folosirea radiaţiilor X şi a electronilor pentru cercetarea materiei la scară atomică(microscopul electronic).

Abbè a dezvoltat teoria puterii de rezoluţie a microscopului pentru cazul limită al luminii complet coerente.Un fascicul paralel monocromatic cu lungimea de undă λ iluminează o reţea de difracţie,AB cu constanta b.Imaginea reţelei dată de obiectivul L al

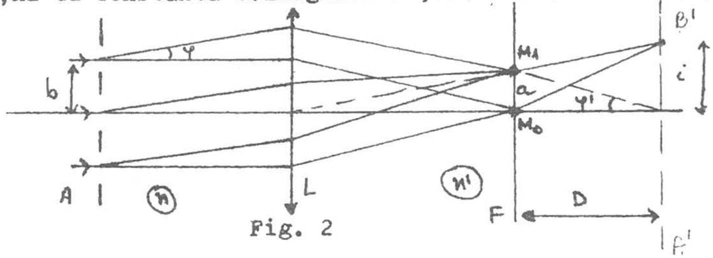


Fig. 2

microscopului se obţine în planul A'B',figura 2.

In planul focal principal F al obiectivului L se obţine imaginea spectrelor de difracţie de diferite ordine ale reţelei.Potrivit formulei reţelei :

$$b.\sin\varphi = k.\lambda \qquad (1)$$

Dacă dispozitivul este cufundat într-un mediu de indice n:

$$n.b.\sin\varphi = k.\lambda \qquad (2)$$

Pentru k = 0 se obţine maximul central luminos,iar pentru k = 1, 2,...se obţin maximele secundare luminoase.

Obturînd o parte din spectre,imaginea reţelei se deformează. Obturînd,de exemplu,toate spectrele pentru care k = 0,lăsînd deci numai maximul central,M_0,în planul imagine A'B'se va obţine o iluminare uniformă,adică nici o imagine a reţelei.

Să presupunem acum că spectrul obturat conţine toate maximele pentru care $k > 1$.Atunci spectrul care contribuie la formarea imaginii se reduce doar la maximul central(k = 0) şi maximele secundare de ordinul 1(k = 1).Adică în planul focal al obiectivului F,se vor găsi două surse de lumină coerente situate la o distanţă a.Razele acestor surse interferă în planul A'B' formînd o serie de franje de interferenţă paralele distanţate între ele prin interfranja $i = \lambda D/a$ .Pentru D - mare se observă că $a/D \simeq \sin\varphi'$ de unde se obţine :

$$i = \frac{\lambda}{\sin\varphi'}$$

Dacă dimensiunii b dintre fante îi corespunde în planul imagine dimensiunea b'(dimensiunea imaginii lui b),atunci din legea sinușilor : $n.b.\sin\varphi = n'.b'.\sin\varphi'$.

Dacă n' = 1(imaginea se formează în aer),atunci :

$$b' = \frac{n.b.\sin\varphi}{\sin\varphi'} \qquad (3)$$

Deoarece am limitat fasciculul difractat la k = 1,atunci :

$$n.b.\sin\varphi = \lambda$$

de unde :

$$b' = \frac{\lambda}{\sin\varphi'} \qquad (4)$$

Cu cît mai multe maxime secundare sînt neobturate cu atît imaginea va fi mai apropiată de obiect

Deci condiția minimă de a obține o imagine care să corespundă obiectului este ca,lăsînd să treacă numai maximul central și cel de ordinul 1:

$$n.b.\sin\varphi \geqslant \lambda \text{ de unde : } b \geqslant \frac{\lambda}{n.\sin\varphi} \qquad (5)$$

sau,cu alte cuvinte,microscopul(obiectivul)rezolvă problema obținerii imaginii unui obiect dacă punctele din care este format se găsesc la distanța b care satisface relația (5).

S-a estimat că distanța minimă dintre puncte este dată de relația :

$$\varepsilon = 0,1 \cdot \frac{\lambda}{n.\sin\varphi} \qquad (6)$$

unde inversul lui ε,($1/\varepsilon$),este cunoscut sub numele de putere de rezoluție.Astfel s-a găsit că în cazul observării vizuale : $\varepsilon \simeq 0,3\mu$ și $\varepsilon \simeq 0,2\mu$ cu imersie,iar în ultraviolet: $\varepsilon \simeq 0,1\mu$

Cap.I CIMPUL OPTIC COERENT

1.1 Coerența luminii și trenurile de unde

Intr-o formă elementară coerența se poate defini ca fiind condiția prin care defazajul între două unde luminoase se păstrează stabil în timp.

Un cîmp optic strict monocromatic ar fi și perfect coerent dacă,între oscilațiile de la orice pereche de puncte ale lui,există o diferență de fază constantă în timp.

O modelare mai realistă a cîmpului optic este aceea a suprapunerii,în fiecare punct al lui,de trenuri de unde de lungime finită emise de diverși atomi ai sursei.In acest caz coerența cîmpului optic este dependentă de lungimea trenurilor de unde constituiente.Dacă diferența drumurilor optice dintre sursă și două puncale cîmpului depăşeşte lungimea trenurilor de unde emise de sursă,oscilaţiile simultane de la cele două puncte ale cîmpului nu sînt coerente,întrucît nu sînt provocate de trenuri de undă "gemene"(provenit din acelaşi act de emisie al aceluiaşi atom al sursei);cînd unul din trenurile de undă atinge punctul P_2,figura 1.1,geamănul lui a depăşit punctul P_1.Dacă însă diferenţa de drum este inferioară lungimii trenurilor de unde,atunci există coerenţă;cu atît mai bună cu cît diferenţa drumurilor optice dintre sursă şi cele două puncte ale cîmpului este mai mică.In cadrul acestui model pot fi întîlnite atît situaţiile extreme-<u>coerenţa perfectă</u> şi <u>incoerenţa</u> - cît şi situaţiile intermediare-<u>coerenţa parţială</u>.

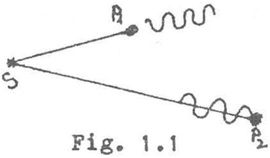


Fig. 1.1

Lungimea trenurilor de unde este legată de fineţea spectrală a radiaţiilor emise de către atomi:un tren de unde foarte slab amortizat care se apropie de o oscilaţie sinusoidală,deci monocromatică.In oscilaţia datorată unui tren de unde limitat în timp, prezintă un spectru continuu,mai mult sau mai puţin larg,de vibraţii monocromatice de diferite frecvenţe

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\nu).e^{2\pi i \nu t}.d\nu \qquad (1.1)$$

unde $F(\nu)$ este <u>densitatea spectrală de amplitudine complexă</u> a oscilaţiei f(t).Funcţia $|F(\nu)|^2$ dă repartiţia energetică a componentelor monocromatice ale oscilaţiei şi se numeşte <u>densitate spectrală de energie</u>.Spectrul de amplitudine complexă al lui f(t) este conform proprietăţii de inversiune a transformatelor Fourier:

$$F(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t).e^{-2\pi i \nu t}.dt \qquad (1.2)$$

Să analizăm în continuare cîteva tipuri reprezentative de trenuri de unde luminoase,/25,26/.

1.1.1 <u>Tren de undă finit</u>(de durată τ),în timpul căreia oscilaţia este armonică de frecvenţă ν_0.El este descris de funcţia complexă:

$$f(t) = \begin{cases} a_0.e^{2\pi i \nu_0 t} & \text{pentru } |t| < \frac{\tau}{2} \\ 0 & |t| > \frac{\tau}{2} \end{cases} \qquad (1.3)$$

Partea reală a lui f(t) este reprezentată în figura 1.2. Conform relaţiei (1.2),densitatea spectrală de amplitudine complexă a acestei oscilaţii este :

Fig 1.2

$$F(\nu) = a_0 \cdot \int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{2\pi i(\nu_0 - \nu)t} . dt = a_0 \tau \frac{\sin[\pi(\nu_0 - \nu)\tau]}{\pi(\nu_0 - \nu)\tau} \quad (1.4)$$

Densitatea spectrală de energie :

$$\left| F(\nu) \right|^2 = a_0^2 \cdot \tau^2 \operatorname{sinc}^2[\pi(\nu_0 - \nu)\tau] \quad (1.5)$$

esta reprezentată în figura 1.3. Primele zerouri ale funcţiei sinc fiind la $\pm\pi$, maximul central ocupă intervalul de frecvenţe $\nu_0 \pm \frac{1}{\tau}$. Definind <u>lărgimea spectrală</u> $\Delta\nu$ a trenului de unde prin lungimea acestui interval, avem : $\Delta\nu = \frac{2}{\tau}$ (1.6)

Adică: lărgimea spectrală este invers proporţională cu durata lui.

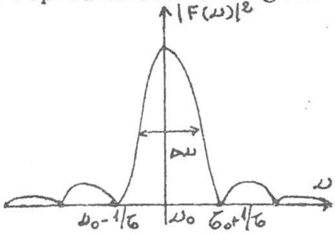


Fig. 1.3

1.1.2 <u>Tren de unde amortizat</u>; notînd acum cu τ constanta de amortizare, putem descrie această oscilaţie prin funcţia complexă:

$$f(t) = \begin{cases} a_0 \cdot e^{-t/\tau} \cdot e^{2\pi i \nu_0 t} & \text{pentru } t \geqslant 0 \\ 0 & \text{pentru } t < 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

Partea reală a acestei funcţii este reprezentată în figura 1.4.

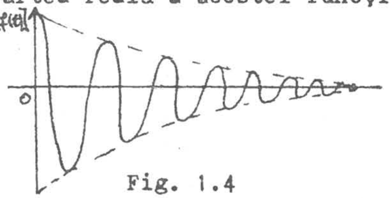


Fig. 1.4

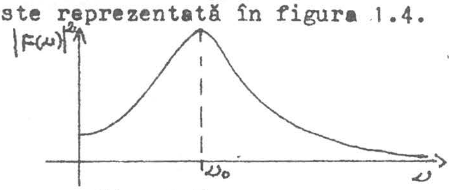


Fig. 1.5

Densitatea spectrală de amplitudine complexă a acestei oscilaţii este:

$$F(\nu) = a_0 \int_0^{\infty} e^{[2\pi i(\nu_0 - \nu) - 1/\tau] \cdot t} dt = \frac{a_0}{1/\tau - 2\pi i(\nu_0 - \nu)} \quad (1.8)$$

iar spectrul energetic, figura 1.5, este dat de :

$$\left| F(\nu) \right|^2 = \frac{a_0^2}{1/\tau^2 + 4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2} \quad (1.9)$$

Definind lărgimea spectrală a acestui tren de unde prin lărgimea distribuţiei (1.9) la jumătatea valorii maxime, avem :

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi \cdot \tau} \quad (1.10)$$

Lărgimea spectrală este invers proporţională cu timpul de relaxare a oscilației atomului, timp care poate fi luat ca măsură a duratei trenului de unde emis de atom.

1.1.3 <u>Puls optic gaussian</u> ;dacă în alte domenii(în electronică)un puls gaussian înseamnă de obicei o perturbație cu un profil gaussian, în domeniul optic($\nu \sim 10^{15}$Hz) un puls gaussian reprezintă o modulare gaussiană a purtătoarei optice. Funcția complexă ce descrie o astfel de oscilație este:

$$f(t) = a_0 . e^{-(2t/\tau)^2} . e^{2\pi i \nu_0 t} \qquad (1.11)$$

unde τ este semilărgimea pulsului definită la 1/e din valoarea maximă a amplitudinii lui. Partea reală a acestei funcții este reprezentată în figura 1.6. Densitatea spectrală de amplitudine complexă este:

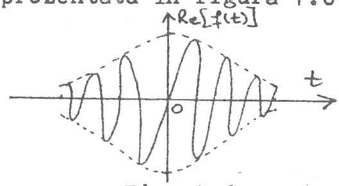


Fig. 1.6

$$F(\nu) = a_0 . \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(2t/\tau)^2} . e^{-2\pi i(\nu - \nu_0)t} . dt = \qquad (1.12)$$

$$= a_0 . e^{\left[\frac{i \cdot \pi \cdot (\nu - \nu_0)\tau}{2}\right]^2} . \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left[\frac{2t}{\tau} + i\frac{\pi(\nu-\nu_0)\tau}{2}\right]^2} . dt = a_0 . e^{-\frac{\pi^2(\nu-\nu_0)^2\tau^2}{4}} . \frac{\tau}{2} . \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-z^2} . dz = a_0 . \frac{\tau \cdot \sqrt{\pi}}{2} . e^{-\frac{\pi^2 \cdot (\nu-\nu_0)^2 \cdot \tau^2}{4}} \qquad (1.12')$$

Spectrul de puteri al pulsului optic gaussian :

$$|F(\nu)|^2 = a_0^2 . \frac{\pi \cdot \tau^2}{4} . e^{-\frac{\pi^2(\nu-\nu_0)^2 \cdot \tau^2}{2}} \qquad (1.13)$$

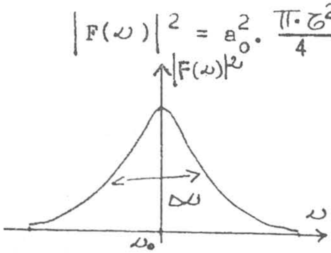


Fig. 1.7

este reprezentat în figura 1.7. Lărgimea lui la 1/e din valoarea maximă este:

$$= \frac{2 \cdot \sqrt{2}}{\pi \cdot \tau} \qquad (1.14)$$

Lărgimea împrăștierii spectrale a oscilațiilor armonice care compun pulsul este invers proporțională cu lărgimea acestuia.

1.1.4 Lungime şi timp de coerenţă;trenurile de unde emise de către atomi au forme diferite şi sînt mai puţin regulate decît modelele discutate mai sus.Oscilaţiile atomilor se amortizează datorită pierderii de energie prin radiaţie,se întrerup brusc prin şocuri,frecvenţele lor în sistemul laboratorului variază prin efectul Doppler.Insă,indiferent de forma trenurilor de unde,durata şi lungimea lor sînt într-un raport invers cu lărgimea lor spectrală:

$$\tau \sim \frac{1}{\Delta\nu} \qquad (1.15)$$

$$l = c.\tau \sim \frac{c}{\Delta\nu} \qquad (1.16)$$

Pentru a evalua nişte ordine de mărime,să vedem care este durata şi lungimea trenurilor de unde corespunzătoare radiaţiei cu lungimea de undă $\lambda = 6328$ Å a neonului,pe care se realizează emisia în vizibil a laserului He-Ne.Lărgimea(Doppler)a acestei linii este $\Delta\nu = 1,5$ GHz,adică $\Delta\lambda = 0,02$ Å.Cu (1.15) şi (1.16) obţinem :

$$\tau \simeq 7.10^{-10}\ \mathrm{s} \quad ; \quad l \simeq 20\ \mathrm{cm} \qquad (1.17)$$

Dacă trimitem această radiaţie într-un interferometru Michelson,franjele de interferenţă se şterg pentru o diferenţă de drum între cele două braţe mai mare de 20 cm,deoarece la ieşire,figura 1.8,numai poate avea loc suprapunerea unor trenuri de unde gemene, rezultate din divizarea,la intrare, a aceluiaşi tren de unde.

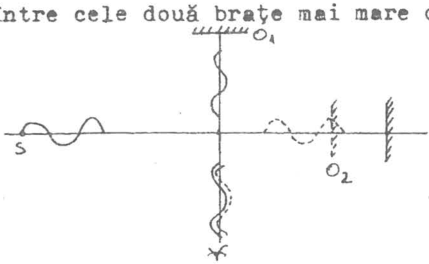


Fig. 1.8

Deci,în general,efectele de coerenţă(franjele de interferenţă,de difracţie,etc.)se produc numai dacă diferenţele de drum sînt mai mici decît lungimea unui tren de unde.De aceea lungimea unui tren de unde se numeşte lungime de coerenţă,sau,mai exact:lungimea de coerenţă (l) este egală cu lungimea medie a trenurilor de unde ale radiaţiei respective.

Timpul de coerenţă al unei radiaţii este egal cu durata medie (τ) a trenurilor de unde.

1.2 Perturbaţia optică

Perturbaţia în fiecare punct al cîmpului optic este rezultatul suprapunerii aleatoare a unui număr imens de trenuri de unde provenite din acte de emisie diferite de la diferiţi atomi ai sursei, figura 1.9 .Funcţia care descrie perturbaţia rezultantă este o funcţie aleatoare.In această situaţie noţiunile de amplitudine şi fază,definite pentru oscilația armonică și încă operante pentru oscilația cvasiarmonică,devin inoperante în cazul unei perturbații oarecare.

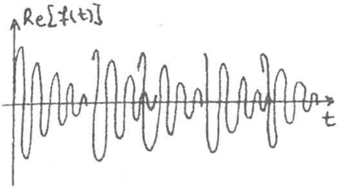


Fig. 1.9

Elaborarea unui limbaj mai cuprinzător pentru a descrie cîmpurile optice reale,redefinirea noțiunii de coerență în termeni mai generali s-a realizat în special în anii '50-60 ai acestui secol,în special prin lucrările fundamentale ale lui Emil Wolf .

1.2.1 <u>Semnalul analitic complex asociat perturbației optice</u>; în cadrul teoriei scalare,perturbația optică într-un punct al cîmpului poate fi descrisă printr-o funcție reală de timp,f(t).Această funcție poate reprezenta,de exemplu,evoluția în timp a vectorului cîmp electric(sau a unei componente a lui)al undei în punctul respectiv.În general,funcțiile care descriu perturbațiile optice satisfac condițiile analizei Fourier.Fiind funcții reale ele pot fi dezvoltate Fourier în forma :

$$f_r(t) = \int_0^{\infty} A(\nu).\cos\left[2\pi\nu t + \phi(\nu)\right].d\nu \qquad (1.18)$$

Să asociem acestei integrale,o integrală în care fazele tuturor componentelor Fourier au fost modificate cu $\pi/2$;obținem o nouă funcție :

$$f_i(t) = \int_0^{\infty} A(\nu).\sin\left[2\pi\nu t + \phi(\nu)\right].d\nu \qquad (1.19)$$

Aceste două integrale se numesc <u>integrale Fourier conjugate</u> sau <u>funcții conjugate</u> / /.

Cu aceste două funcții conjugate putem construi funcția complexă f(t) :

$$f(t) = f_r(t) + i.f_i(t) = \int_0^{\infty} A(\nu).\left\{\cos\left[2\pi\nu t + \phi(\nu)\right] + i.\sin\left[2\pi\nu t + \phi(\nu)\right]\right\} d\nu$$

$$= \int_0^{\infty} A(\nu).e^{i\left[2\pi\nu t + \phi(\nu)\right]}.d\nu \qquad (1.20)$$

Această funcție poartă numele de <u>semnal analitic complex asociat perturbației reale</u>.

Reprezentarea perturnației prin semnalul analitic asociat a fost introdusă de către Gabor(1946) în tratarea problemelor teoriei transmiterii informației.

Punînd semnalul analitic sub forma :

$$f(t) = \int_0^{\infty} F(\nu).e^{2\pi i\nu t}.d\nu \qquad (1.21)$$

unde:

$$F(\omega) = A(\omega).e^{i\phi(\omega)} \qquad (1.22)$$

este <u>amplitudinea complexă</u> a componentei spectrale de frecvenţă a semnalului analitic,se observă că modulul amplitudinii complexe a componentei ω a semnalului este egal cu amplitudinea reală,iar argumentul ei este egal cu faza la origine a componentei spectrale ω a perturbaţiei.Semnalul analitic conţine deci aceeaşi informaţie asupra perturbaţiei optice ca şi funcţia reală $f_r(t)$, dar codificată într-o formă mai uşor manevrabilă în calcul.

- Un prim avantaj;dezvoltarea (1.21) a semnalului analitic admite o inversă Fourier:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t).e^{-2\pi i\omega t}.dt \qquad (1.23)$$

care furnizează direct cu (1.22),spectrul perturbaţiei optice atunci cînd se cunoaşte semnalul analitic ca funcţie de timp.Dezvoltarea (1.17) nu admite o asemenea inversă.Pentru perechea Fourier $f(t),F(\omega)$ este valabilă relaţia lui Parceval:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|^2.dt = \int_0^{\infty} |F(\omega)|^2.d\omega \qquad (1.24)$$

- Semnalul analitic se obţine prin generalizarea naturală a procesului de asociere a exponenţialei imaginare la funcţia cos. utilizat în cazul unei oscilaţii armonice :

$$f_r(t) = \cos 2\pi\omega t \longrightarrow f(t) = e^{i2\pi\omega t} \qquad (1.25)$$

- Cele două componente ale semnalului analitic,funcţiile conjugate $f_r(t)$ şi $f_i(t)$ sînt una transformata Hilbert a celeilalte:

$$f_i(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_r(t')}{t' - t}.dt' \qquad (1.26)$$

$$f_r(t) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_i(t')}{t' - t}.dt' \qquad (1.27)$$

Cu aceasta semnalul analitic poate fi reprezentat pe baza unei transformări liniare a funcţiei reale căreia îi este asociată:

$$f(t) = f_r(t) + i.\mathcal{H}[f_r(t)] \qquad (1.28)$$

Această expresie constituie o definiţie alternativă a semnalului analitic.

1.2.2 <u>Semnalul analitic complex pentru lumina cvasimonocromatică</u>;în majoritatea aplicaţiilor teoriei coerenţei parţiale cîmpurile optice sînt cvasimonocromatice,atunci $|F(\omega)|$ are valori apreciabile numai pe un interval spectral cu lărgimea $\Delta\omega$ foarte mică în raport cu valoarea unei frecvenţe medii(de regulă cea corespunzătoare maximului distribuţiei spectrale, ν_0).In această situaţie :

$$f(t) = e^{2\pi\nu_0 \cdot it} \cdot \int_0^{\infty} F(\nu) \cdot e^{2\pi i(\nu - \nu_0)t} d\nu \quad (1.29)$$

Această integrală reprezintă o funcţie de timp cu variaţie lentă în raport cu $e^{2\pi\nu_0 it}$, întrucît frecvenţele $\nu - \nu_0$ ale armonicilor cu amplitudini apreciabile din constituţia ei şi sînt mici în raport cu ν_0.Cu notaţia :

$$\int_0^{\infty} F(\nu) \cdot e^{2\pi i(\nu - \nu_0)t} \cdot d\nu = a(t) \cdot e^{i \cdot \varphi(t)} \quad (1.30)$$

semnalul analitic complex se poate scrie :

$$f(t) = e^{2\pi i \nu_0 t} \cdot a(t) \cdot e^{i \cdot \varphi(t)} =$$

$$= a(t) \cdot e^{i \cdot [2\pi \nu_0 \cdot t + \varphi(t)]} \quad (1.31)$$

unde funcţiile a(t) şi $\varphi(t)$ reprezintă <u>amplitudinea reală</u>,respectiv <u>faza semnalului analitic</u>,iar :

$$a^*(t) = a(t) \cdot e^{i \cdot \varphi(t)} \quad (1.32)$$

reprezintă <u>amplitudinea complexă</u> a semnalului analitic .

Părţile reală şi imaginară ale semnalului analitic complex sînt tot funcţii cvasimonocromatice:

$$f_r(t) = a(t) \cdot \cos\left[2\pi\nu_0 t + \varphi(t)\right] \quad (1.33)$$

$$f_i(t) = a(t) \cdot \sin\left[2\pi\nu_0 t + \varphi(t)\right] \quad (1.34)$$

In funcţie de semnalul analitic f(t),amplitudinea a(t) şi faza $\varphi(t)$ a perturbaţiei reale $f_r(t)$ sînt date de :

$$a(t) = \sqrt{f_r(t)^2 + f_i(t)^2} = |f(t)| \quad (1.35)$$

$$\varphi(t) = \operatorname{arctg} \frac{f_i(t)}{f_r(t)} - 2\pi\nu_0 t \quad (1.36)$$

Din (1.31) rezultă că în cazul luminii cvasimonocromatice semnalul analitic este o funcţie armonică modulată lent în amplitudine şi în fază;funcţiile a(t) şi $\varphi(t)$ sînt lente în raport cu factorul armonic $2\pi\nu_0$ şi de aceea separarea factorilor,rel.(1.31), este posibilă şi utilă.

Pe intervale de timp mult mai mici decît inversul lărgimii spectrale ($t \ll 1/\Delta\nu$),funcţiile care descriu perturbaţia sînt practic armonice,deoarece amplitudinea complexă a semnalului analitic rămîne practic constantă/:

$$a^*(t) = a(t).e^{i\cdot\varphi(t)} \simeq ct,$$

$$\text{deci } a(t) \simeq a = ct \; ; \; \varphi(t) \simeq \varphi = ct \qquad (1.37)$$

Intervalul de timp pe care amplitudinea reală şi faza la origine a perturbaţiei pot fi considerate constante, constituie <u>timpul de coerenţă</u> al luminii. Deci putem reafirma, într-un cadru mai general, faptul că timpul de coerenţă (τ_c) dat de inversul lărgimii spectrale a radiaţiei luminoase :

$$\tau_c \sim 1/\Delta\omega \qquad (1.38)$$

Lungimea de coerenţă (l_c), în acelaşi cadru, este :

$$l_c = c.\,\tau_c \qquad (1.39)$$

1.3 <u>Funcţia de corelaţie într-un cîmp optic</u>

In orice punct al cîmpului optic, perturbaţia este rezultatul suprapunerii perturbaţiilor provenite de la diverşi centri emitenţi ai sursei. Ca urmare, în perturbaţiile rezultante de la două puncte ale cîmpului optic vor exista <u>la un moment dat</u> perechi de contribuţii de la cîte un acelaşi centru emitent, lucru care conduce la ideea unei corelaţii între perturbaţiile dintre cele două puncte.

Pe de altă parte în perturbaţia rezultantă de la un punct al cîmpului optic vor exista <u>la momente diferite</u> contribuţii din acte de emisie de la un acelaşi centru emitent.

Analiza corelaţiei funcţiilor aleatoare staţionare care descriu perturbaţia optică, precizează că două funcţii aleatoare staţionare complexe $f_1(t)$ şi $f_2(t)$ se zic <u>corelate</u> , dacă funcţia :

$$f_{12}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(t+\tau).f_2^*(t).dt \qquad (1.40)$$

nu este nulă cel puţin pentru anumite valori ale lui τ ; în caz contrar, funcţiile respective <u>nu sînt corelate</u>, între abaterile lor de la valoarea medie neexistînd nici o legătură. De exemplu, funcţiile din figura 1.10 sînt corelate deoarece există valori ale lui τ pentru care funcţiile au aceleaşi valori. Pe intervalele de suprapunere integrala (1.40) va avea valori nenule şi întotdeauna pozitive. Pentru alte valori ale lui τ funcţiile nu vor mai avea valori comune, valoarea integralei va fi nulă, funcţiile nu vor mai fi corelate.

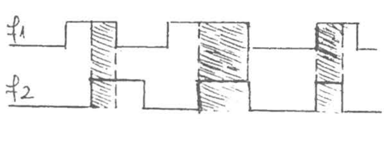


Fig. 1.10

Funcţia $f_{12}(\tau)$ se numeşte <u>funcţie de corelaţie</u> sau <u>funcţie</u> de coerență mutuală a perturbațiilor de la două puncte P_1 și P_2, perturbația de la P_1 retardată față de cea de la P_2 cu τ.

Dacă se corelează f(t) cu ea însăși atunci funcția :

$$f_{11} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(t+\tau).f_1^*(t).dt \qquad (1.41)$$

poartă numele de funcție de autocorelație sau funcție de autocoerență a perturbației dintr-un punct al cîmpului optic pentru retardarea .

Dacă pentru un cîmp optic staționar se definește intensitatea cîmpului ca medie temporală, a pătratului modulului semnalului analitic complex asociat perturbației, pe o durată T care tinde la infinit :

$$I = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |f(t)|^2.dt \qquad (1.42)$$

atunci se observă că pentru $\tau = 0$:

$$f_{11}(0) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(t).f_1^*(t).dt = I_1 \qquad (1.43)$$

respectiv :

$$f_{22}(0) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} f_2(t).f_2^*(t).dt = I_2 \qquad (1.44)$$

iar :

$$f_{12}(0) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \ f_1(t).f_2(t).dt = I_{12} \qquad (1.45)$$

poartă numele de intensitate mutuală, I_1 și I_2 fiind intensitățile obișnuite.

Se poate acum defini gradul de coerență complex :

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{I_{12}(\tau)}{\sqrt{I_1}.\sqrt{I_2}} \quad \text{,sau :} \ \gamma_{12}(\tau) = \frac{f_{12}(\tau)}{\sqrt{f_{11}(0)}\sqrt{f_{22}(0)}} \qquad (1.46)$$

normarea asigură $|\gamma_{12}(0)| \leqslant 1$. Pentru $\gamma_{12} = 0$, perturbațiile sînt incoerente , pentru $\gamma_{12} = 1$ sînt total coerente iar pentru $|\gamma_{12}| \in (0,1)$ coerența este parțială.

1.4 Interferența - efect al coerenței

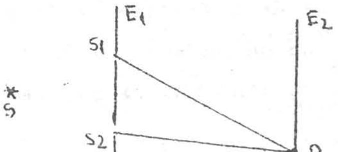


Fig. 1.11

Să considerăm dispozitivul Young, figura 1.11; pe ecranul E_1, situat în cîmpul optic al sursei S, se practică două orificii S_1 și S_2 și se studiază distribuția de intensitate pe un al doilea ecran E_2, plasat la o oarecare distanţă de E_1.

Dacă sursa ar fi punctuală şi monocromatică(sursă ideală) perturbaţiile de la S_1 şi S_2 ar fi strict coerente şi distribuţia de intensitate pe ecranul E_2 este cea cunoscută în teoria elementară a interferenţei.

Dacă, însă, sursa este reală-întinsă spaţial şi spectral-perturbaţiile de la S_1 şi S_2 vor fi mai mult sau mai puţin coerente fapt care va conduce la o distribuţie de intensitate pe ecranul E_2 mai mult sau mai puţin diferită decît cea prevăzută de teoria elementară.

1.4.1 Legea generală de interferenţă a două fascicule de lumină parţial coerentă; a fost stabilită de Wolf. Ea permite exprimarea distribuţiei de intensitate la suprapunerea a două fascicule, pe baza intensităţilor fasciculelor şi a gradului de coerenţă complex al perturbaţiilor la punctele unde se produce divizarea luminii provenită de la sursa primară.

Fie $f_1(P,t)$ şi $f_2(P,t)$ semnalele analitice asociate perturbaţiilor ajunse, la momentul t, în punctul curent P al ecranului E_2, de la orificiul S_1, respectiv de la S_2.

Pe baza principiului superpoziţiei, semnalul analitic asociat perturbaţiei rezultante din P, va fi :

$$f(P,t) = f_1(P,t) + f_2(P,t) \qquad (1.47)$$

Semnalele asociate perturbaţiilor ajunse în P, la momentul t, pot fi exprimate pe baza semnalelor analitice asociate perturbaţiilor existente la S_1 şi S_2 la momentele anterioare $t - t_1$, respectiv $t - t_2$ unde $t_1 = r_1/c$ şi $t_2 = r_2/c$ sînt intervalele de timp necesare luminii pentru a ajunge de la S_1 şi S_2 în P.

Presupunînd că propagarea se face în vid, încît să nu avem dispersie şi deci distorsionarea perturbaţiei în decursul propagării, vom putea scrie:

$$f_1(P,t) = c_1.f(S_1, t - t_1) \quad ; \quad f_2(P,t) = c_2.f(S_2, t - t_2) \qquad (1.48)$$

unde c_1 şi c_2 sînt factori ce depind de mărimea orificiilor şi geometria montajului(unghiurile de incidenţă şi de difracţie la S_1 şi S_2). Intrucît undele secundare din S_1 şi S_2 au un defazaj de $\pi/2$ faţă de cele primare corespunzătoare, c_1 şi c_2 sînt numere pur imaginare.

Notînd :

$$f(S_1, t - t_1) = f_1(t - t_1);\ f(S_2, t - t_2) = f_2(t - t_2)$$

Obţinem :

$$f(P,t) = c_1 . f_1(t - t_1) + c_2 . f_2(t - t_2) \qquad (1.49)$$

Din această relaţie se observă că intensitatea în punctul curent P al ecranului E_2 se poate exprima în funcţie de intensităţile în punctele S_1 şi S_2 şi funcţie de funcţia de coerenţă mutuală a perturbaţiilor de la S_1 şi S_2:

$$I(P) = |c_1|^2 . I(S_1) + |c_2|^2 . I(S_2) + 2 . |c_1| . |c_2| . \mathrm{Re}\ f_{12}(\tau) \qquad (1.50)$$

Exprimînd funcţia de corenţă mutuală $f_{12}(\tau)$ pe baza gradului de corenţă complex corespunzător (1.46), obţinem:

$$I(P) = |c_1|^2 . I(S_1) + |c_2|^2 . I(S_2) + 2 . |c_1| . |c_2| . \sqrt{I(S_1)} . \sqrt{I(S_2)} . \mathrm{Re}\ \gamma_{12} \qquad (1.51)$$

Termenul $|c_1|^2 . I(S_1)$ este, evident, intensitatea care ar fi observată în P dacă ar fi deschis numai orificiul din S_1 ($c_2 = 0$); în mod analog, $|c_2|^2 . I(S_2)$ reprezintă intensitatea din P a celui de-al doilea fascicul.

Notînd aceste intensităţi cu $I_1(P)$ şi $I_2(P)$, putem scrie :

$$I(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2 . \sqrt{I_1(P)} . \sqrt{I_2(P)} . \mathrm{Re}\ \gamma_{12}(\tau) \qquad (1.52)$$

Această relaţie reprezintă forma matematică a <u>legii generale de interferenţă pentru cîmpurile optice staţionare</u> : intensitatea în cîmpul de interferenţă a două fascicule de lumină diferă, în general, de suma intensităţilor celor două fascicule, printr-un termen care depinde de gradul lor de coerenţă.

Cunoscînd intensitatea celor două fascicule şi gradul de coerenţă al perturbaţiilor, în punctele în care se face divizarea fasciculelor, cu ajutorul relaţiei (1.52) se poate calcula distribuţia de intensitate în figura de interferenţă formată prin suprapunerea celor două fascicule.

Invers, cunoaşterea distribuţiei de intensitate în figura de interferenţă formată prin suprapunerea a două fascicule de intensităţi de asemenea cunoscute, permite determinarea părţii reale a gradului de coerenţă complex :

$$\mathrm{Re}\ \gamma_{12}(\tau) = \frac{I(P) - I_1(P) - I_2(P)}{2\sqrt{I_1(P)}\cdot\sqrt{I_2(P)}} \qquad (1.53)$$

Deci, interferenţa constituie un fenomen optic pe baza căruia se pot determina funcţiile de corelaţie ale perturbaţiiilor la diferite puncte ale cîmpului.

Adică: <u>o primă metodă de investigare a coerenţei cîmpurilor optice este metoda interferometrică.</u>

Deducerea legii (1.52) pentru cazul unui montaj cu "divizarea frontului de undă" nu afectează cu nimic generalitatea ei. Printr-un raţionament analog se poate arăta că această lege este valabilă şi dacă cele două fascicule interferate sînt obţinute din fasciculul primar prin "divizarea amplitudinii" precum şi în cazul cînd lumina de la S_1 şi S_2 nu ajunge direct, ci printr-un sistem optic.

Dacă partea reală a gradului de coerenţă complex o punem sub forma :

$$\mathrm{Re}\ \gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)|\cdot\cos[a_{12}(\tau) + 2\pi\nu_0\tau] \qquad (1.54)$$

unde $a_{12}(\tau)$ reprezintă argumentul lui $\gamma_{12}(\tau)$, relaţia (1.52) devine:

$$I(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2\cdot\sqrt{I_1(P)}\cdot\sqrt{I_2(P)}\cdot|\gamma_{12}(\tau)|\cdot \cos[a_{12}(\tau) + 2\pi\nu_0\tau] \qquad (1.55)$$

Dacă $|\gamma_{12}(\tau)| = 1$, distribuţia de intensitate este aceeaşi cu cea care s-ar obţine în lumină strict monocromatică (cu frecvenţa ν_0), perturbaţiile de la S_1 şi S_2 avînd o diferenţă de fază egală cu $a_{12}(\tau)$ - <u>suprapunere strict coerentă.</u> Dacă $|\gamma_{12}(\tau)| = 0$, ultimul termen din (1.55) dispare, perturbaţiile nu dau nici un efect de interferenţă - <u>suprapunere strict incoerentă.</u>

Se observă, deci, că modulul gradului de coerenţă complex este cel care determină caracterul suprapunerii fasciculelor de lumină, $a_{12}(\tau)$ fiind determinant numai pentru detaliile acestei suprapuneri. Din acest motiv $|\gamma_{12}(\tau)|$ poartă numele de grad de coerenţă propriu-zis al perturbaţiilor, sau mai simplu <u>gradul coerenţei</u> lor.

Pentru $0 < |\gamma_{12}(\tau)| < 1$, distribuţia de intensitate (1.55) mai poate fi pusă sub forma :

$$I(P) = |\gamma_{12}(\tau)|\cdot\{I_1(P) + I_2(P) + 2\cdot\sqrt{I_1(P)}\cdot\sqrt{I_2(P)}\cdot\cos[a_{12}(\tau) + 2\pi\cdot\nu_0\tau]\} + [1 - |\gamma_{12}(\tau)|]\cdot[I_1(P) + I_2(P)] \qquad (1.56)$$

Primul grup de termeni poate fi considerat ca provenind din suprapunerea a două fascicule strict coerente de intensităţi: $|\gamma_{12}(\tau)|$. $I_1(P)$ şi $|\gamma_{12}(\tau)|$. $I_2(P)$ şi cu diferenţa de fază $a_{12}(\tau) + 2\pi\nu_0\tau$ iar celălalt grup de termeni provenind din suprapunerea a două fascicule complet incoerente de intensităţi:

$$\left[1 - |\gamma_{12}(\tau)|\right] I_1(P) \text{ şi } \left[1 - |\gamma_{12}(\tau)|\right] \cdot I_2(P) .$$

Lumina care ajunge în punctul P de la cele două orificii poate fi considerată ca un amestec de lumină coerentă şi lumină incoerentă avînd intensităţile în raportul :

$$\frac{I_{coh}}{I_{incoh}} = \frac{|\gamma_{12}(\tau)|}{1 - |\gamma_{12}(\tau)|} \tag{1.57}$$

1.4.2 <u>Legea de interferenţă a două fascicule parţial coerente de lumină cvasimonocromatică</u> ;relaţia (1.55) a legii generale de interferenţă este posibilă în orice situaţie,dar semnificativă numai în cazul luminii cvasimonocromatice.In acest caz $\gamma_{12}(\tau)$ şi $a_{12}(\tau)$ sînt funcţii cu variaţie continuă,lentă,de τ şi prin aceasta de poziţia punctului P de pe ecranul E_2.

Considerînd lumina cvasimonocromatică cu banda de frecvenţe suficient de îngustă pentru ca aspectul periodic al distribuţiei de intensitate în figura de interferenţă să nu se piardă,se poate vorbi de <u>vizibilitatea</u> (contrastul) <u>franjelor</u> :

$$V(P) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{1.58}$$

Maximele şi minimele de intensitate în vecinătatea punctului P sînt date,cu o bună aproximaţie,de :

$$I_{max} = I_1(P) + I_2(P) + 2 \cdot \sqrt{I_1(P)} \cdot \sqrt{I_2(P)} \cdot |\gamma_{12}(\tau)|$$

$$\tag{1.59}$$

$$I_{min} = I_1(P) + I_2(P) - 2 \cdot \sqrt{I_1(P)} \cdot \sqrt{I_2(P)} \cdot |\gamma_{12}(\tau)|$$

încît vizibilitatea franjelor în P se poate scrie :

$$V(P) = 2. \frac{\sqrt{I_1(P)} \cdot \sqrt{I_2(P)}}{I_1(P) + I_2(P)} \cdot |\gamma_{12}(\tau)| \tag{1.60}$$

Această formulă exprimă vizibilitatea franjelor în funcţie de intensităţile celor două fascicule şi gradul coerenţei lor.

Dacă,aşa cum se întîmplă în montajele obişnuite,cele două fascic le care interferă au intensităţi egale,relaţia (1.60) se reduce la:

$$V(P) = \left|\gamma_{12}(\tau)\right| \qquad (1.61)$$

Vizibilitatea franjelor este egală în acest caz cu gradul de coerenţă.

In figura 1.12 este prezentată distribuţia de intensitate în figura de interferenţă produsă de două fascicule cvasimonocromatice de intensităţi egale,pentru valori diferite ale gradului de coerenţă, $|\gamma|$:

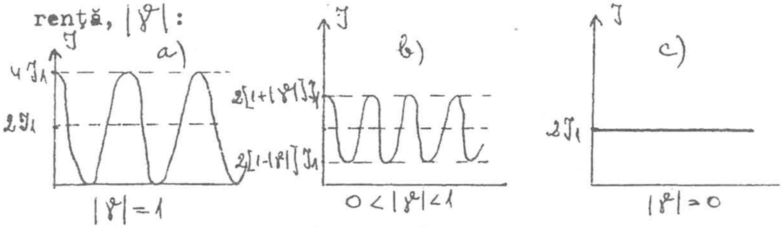


Fig. 1.12

Vizibilitatea franjelor urmăreşte variaţia gradului de coerenţă cînd se trece de la o suprapunere perfect coerentă (a),la una total incoerentă (c).

Relaţiile (1.55) şi (1.61) constituie baza metodei interferenţiale de analiză a coerenţei cîmpurilor optice.

Dacă pentru lumina cvasimonocromatică întîrzierea τ produsă în cele două fascicule este mult mai mică decît timpul de coerenţă al luminii folosite,gradul de coerenţă se poate exprima cu bună aproximaţie prin :

$$\gamma_{12}(\tau) = \left|\gamma_{12}(\tau)\right| \cdot e^{i(b_{12} + 2\pi\nu_0\tau)} \qquad (1.62)$$

încît legea generală de interferenţă (1.52) poate fi pusă sub forma :

$$I(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2.\sqrt{I_1(P)} \cdot \sqrt{I_2(P)} \cdot \left|\gamma_{12}(\tau)\right| \cdot \cos(b_{12} + 2\pi\nu_0\tau) \qquad (1.63)$$

Această ecuaţie reprezintă legea de interferenţă pentru fascicule parţial coerente de lumină cvasimonocromatică.

Această teorie studiază influenţa exclusiv a întinderii spaţiale a sursei asupra figurilor de interferenţă(şi de difracţie),motiv pentru care mai este denumită şi teoria coerenţei spaţiale.

Cap.II OBTINEREA LUMINII COERENTE

Primele fascicule coerente de lumină monocromatică au fost obţinute în anii '60 odată cu apariţia laserilor.

Principiul obţinerii luminii coerente era cunoscut mai dinainte,din lucrările lui Einstein.Nu se poate spune că Einstein a prevăzut apariţie laserilor dar a anticipat-o cînd a intuit existenţa emisiei stimulate.El a introdus această noţiune pentru a rededuce formula lui Planck în cadrul acceptării caracterului cuantic al interacţiei radiaţie - substanţă.In cadrul acestei teorii dacă se iau în considerare doar două procese-emisia spontană şi absorbţia-se obţine pentru radiaţia de echilibru formula lui Wien;dacă,însă,se ia în considerare şi un al treilea termen-emisia stimulată-Einstein a obţinut formula lui Planck.

Noţiunea de LASER derivă de la expresia"Light Amplification by Stimulated Emision of Radiation"care semnifică:Amplificarea luminii prin emisie stimulată de radiaţii.

Ideile fundamentale ale acestui fenomen au fost expuse pentru prima oară în două lucrări ale lui Einstein,publicate în anul 1916 şi intitulate:

- Emisia şi absorbţia radiaţiei conform teoriei cuantice;
- Spre teoria cuantică a radiaţiei.

După stabilirea aspectelor teoretice ale fenomenului,în 1960,Maiman realizează primul laser cu rubin iar în 1961,A.Iawa, W.R.Bennet şi D.R.Heriott realizează primul laser cu gaz(He-Ne). In 1962,pe baza cercetărilor conduse de omul de ştiinţă prof. I.Agîrbiceanu,la I.F.A.este realizat primul laser romênesc cu He-Ne şi apoi cu CO_2.

După aceste prime realizări,urmează o adevărată revoluţie în cercetările privind emisiile laser.S-au realizat tipuri de lasere în care mediile active sunt solide,lichide anorganice sau organice,ionice,moleculare sau semiconductoare,obţinîndu-se peste 1000 tipuri a căror lungime de undă acoperă spectrul electromagnetic din ultaviolet pînă în infraroşu.

2.1 Funcţionarea laserelor

Aceste dispozitive funcţionează pe baza fenomenului de emisie stimulată,prevăzut de Einstein în cadrul teoriei sale asupra emisiei şi absorţiei radiaţiei,/5/.

Să considerăm două nivele energetice ale unor specii de sisteme(atomi,molecule,ioni) unul inferior de energie W_1 şi altul superior,de energie W_2,între care presupunem realizarea tranziţiilor cuantice.

Datorită ciocnirilor provocate de agitaţia termică,unele particule vor fi excitate la întîmplare,totuşi statistic,la o temperatură oarecare T,repartizarea numărului de particule excitate respectă o anumită regulă:numărul de particule excitate pe nivele din ce în ce ami înalte este din ce în ce mai mic.Deci, de exemplu,dacă N_1 este numărul de atomi excitaţi pe nivelul W_1 şi N_2 este numărul atomilor excitaţi pe nivelul energetic W_2, unde $W_2 > W_1$,atunci $N_2 < N_1$.Aceasta este repartiţia obişnuită a particulelor unui corp la echilibru termodinamic,caracterizat printr-o temperatură T.Matematic,o astfel de repartiţie este descrisă de <u>legea de distribuţie Boltzmann</u> :

$$N_2 = N_1 \cdot e^{-\frac{W_2 - W_1}{k.T}} \qquad (2.1)$$

unde k - constanta lui Boltzmann.Intr-adevăr,deoarece $T > 0$,atunci cînd $W_2 > W_1$,se obţine $N_2 < N_1$.In plus această relaţie ne mai arată că,dacă încălzim corpul(creşte T),numărul N_2 de atomi excitaţi pe nivelul superior creşte,dar nu va putea deveni niciodată mai mare decît N_1;chiar cînd $T \to \infty$,N_2 tinde să devină egal cu N_1,deoarece:

$$\lim_{T \to \infty} e^{-\frac{W_2 - W_1}{k.T}} = 1 \qquad (2.2)$$

dar nu-l va depăşi pe N_1.

Fenomenul prin care numărul particulelor excitate pe un nivel superior devine mai mare decît numărul particulelor aflate pe un nivel inferior se numeşte <u>inversiune de populaţie</u> între cele două nivele.

Se observă că simpla încălzire a corpurilor nu poate realiza inversiunea de populaţie între nivelele energetice;la orice temperatură nivelele energetice superioare sunt mai puţin populate decît nivelele inferioare.

In cazul inversiunii populaţiei se observă,din rel.(2.1), existenţa formală a unei <u>temperaturi absolute negative</u>.Intr-adevăr :

$$T = -\frac{W_2 - W_1}{k \cdot \ln \frac{N_2}{N_1}} \tag{2.3}$$

Drept urmare, dacă obținem experimental $N_2 > N_1$, deci:

$$\ln \frac{N_2}{N_1} > 0 \tag{2.4}$$

atunci cum $W_2 > W_1$ se obține $T < 0$.

Simbolic o distribuție obișnuită a populațiilor pe nivele energetice a), comparativ cu o inversiune de populație b) este prezentată în figura 2.1.

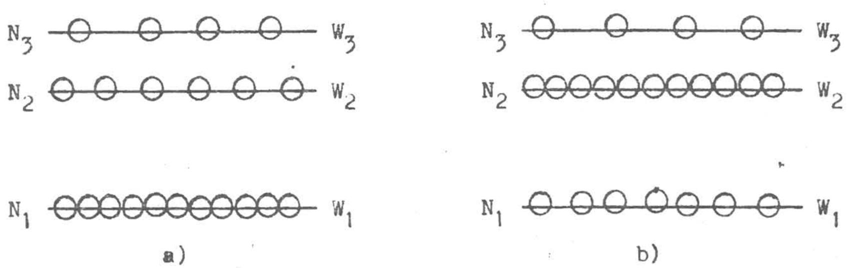


Fig. 2.1

In distribuția obișnuită a) la echilibru termodinamic, pentru $W_3 > W_2 > W_1$: $N_3 < N_2 < N_1$. Inversiunea de populație b) este realizată doar între nivelele W_2 și W_1 deoarece $N_2 > N_1$; între nivelele W_3 și W_2, $W_3 > W_2$, distribuția este obișnuită, $N_3 < N_2$.

Stările cu temperatură negativă sunt stări de neechilibru termodinamic realizate prin schimbarea forțată a populațiilor între nivele energetice

Dacă iradiem o substanță în care s-a realizat inversiunea populațiilor între W_1 și W_2, fotonii fasciculului incident vor suferi mai multe interacțiuni cu atomii existenți pe nivelul W_2 decît pe nivelul W_1 deoarece $N_2 > N_1$.

Dacă fotonii incidenți au energia egală cu $W_2 - W_1$, aceștia vor interacționa rezonant cu atomii respectivi, provocînd dezexcitarea indusă a lor. Fiecare act de dezexcitare este urmat de emisia unui nou foton, de aceeași energie și în fază cu cel care a stimulat tranziţia.Fasciculul emergent va fi astfel mai intens decît cel incident,frecvenţa radiaţiei fiind:

$$\nu = \frac{W_2 - W_1}{h} \tag{2.5}$$

Se realizează astfel un proces de amplificare a radiaţiei electromagnetice ;la baza lui stau deci două fenomene importante:

- inversiunea populaţiilor;
- emisia stimulată,

între două nivele.

Schematic acest fenomen este prezentat în figura 2.2.

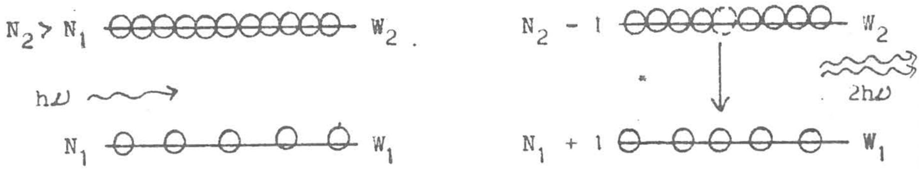


Fig. 2.2

Evident amplificarea radiaţiei monocromatice respective va fi cu atît mai mare cu cît nivelul de energie W_2 este mai populat decît nivelul de energie W_1,deci cu cît N_2 este mai mare decît N_1.

Dacă substanţa este în condiţii obişnuite adică nivelul W_2 este mai puţin populat decît nivelul W_1 nu se obţine fenomenul de amplificare a radiaţiei,deoarece în acest caz,$N_2 < N_1$,interacţiunile fotonilor cu atomii de pe nivelul W_1 sunt mai numeroase decît cu atomii de nivelul W_2,aceste interacţiuni fiind procese de excitare de pe W_1 pe W_2,adică procese în care fotonii sunt absorbiţi,deci scoşi din fascicul,figura 2.3.

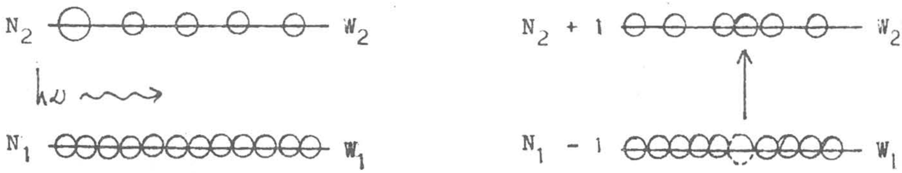


Fig. 2.3

Prin dezexcitare,fiecare atom va reveni pe nivelul W_1, fie cedînd energia $W_2 - W_1$ atomilor vecini - tranziţie neradiativă - ceea ce duce la încălzirea corpului, fie generînd un foton - tranziţie radiativă - . Acest foton poate ieşi din corpul iradiat sau poate fi din nou absorbit într-un alt proces de excitare. Drept urmare numărul fotonilor emergenţi va fi totdeauna mai mic decît numărul celor incidenţi. Adică radiaţia incidentă va fi totdeauna slăbită la trecerea ei prin substanţa ai cărei atomi au o distribuţie boltzmanniană.

Acest fenomen de amplificare a radiaţiei electromagnetice prin emisie stimulată poartă numele de efect LASER. In mod analog se obţin efectul MASER, respectiv efectul IRASER.

2.2 Bilanţul puterilor în mediul activ laser

Dacă notăm cu I_{ν} numărul fotonilor incidenţi în unitatea de timp, fiecare foton avînd energia $h\nu$, atunci puterea radiaţiei incidente este:

$$P_{inc} = I_{\nu}.h\nu \qquad (2.6)$$

O parte din aceşti fotoni va fi absorbită de atomii aflaţi pe nivelul inferior W_1 provocînd excitarea acestora pe nivelul superior W_2. Numărul acestor tranziţii în unitatea de timp va fi proporţional cu numărul fotonilor incidenţi I_{ν} şi cu numărul N_1 de atomi în starea W_1. Puterea absorbită de atomi pentru excitarea lor va fi:

$$P_{excit} = B_{12}.I_{\nu}.N_1.h\nu \qquad (2.7)$$

Din atomii excitaţi pe nivelul cuantic W_2 o parte va reveni spontan pe nivelul W_1. Numărul tranziţiilor spontane în unitatea de timp va fi proporţional cu numărul N_2 al atomilor aflaţi în starea W_2 şi nu va depinde de intensitatea radiaţiei incidente I_{ν}, energia unui foton obţinut în acest proce fiind tot $h\nu$.

In acest caz puterea emisă de corp prin dezexcitare spontană va fi :

$$P_{spont} = A_{21}.N_2.h\nu \qquad (2.8)$$

O altă parte din atomii aflaţi pe nivelul W_2 vor suferi dezexcitări stimulate de fotonii incidenţi şi vor da o emisie stimulată. Numărul acestor dezexcitări va depinde de N_2, dar şi de intensitatea I_{ν}. In acest caz puterea radiaţiei stimulate va fi:

$$P_{stim} = B_{21} . I_{\nu} . N_2 . h\nu \qquad (2.9)$$

Coeficienţii A_{21}, B_{12}, B_{21} se numesc <u>coeficienţii lui Einstein</u> .Se demonstrează că pentru două nivele energetice date coeficientul emisiei stimulate B_{21} este egal cu coeficientul absorţiei B_{12} :

$$B_{21} = B_{12} = B \qquad (2.10)$$

Radiaţia emisă este deci alcătuită din:

- fotoni care părăsesc mediul fără să fi produs excitări ale atomilor,puterea lor fiind : $P_{inc} - P_{excit}$;
- fotoni obţinuţi prin dezexcitare spontană,puterea lor fiind : P_{spont} ;
- fotoni obţinuţi prin dezexcitare stimulată de putere: P_{stim} ;

In această situaţie puterea radiaţiei emise de mediul activ este:

$$P_{emis} = P_{inc} - P_{excit} + P_{spont} + P_{stim} \qquad (2.11)$$

Datorită pierderilor de putere în mediul respectiv,în special prin încălzire,puterea radiată,adică $P_{spont} + P_{stim}$,este mai mică decît puterea consumată pentru excitare,P_{excit},de aceea totdeauna $P_{emis} < P_{inc}$,adică <u>orice radiaţie monocromatică care pătrunde într-o substanţă va ieşi atenuată din ea</u>.

Tinînd cont de relaţiile (2.5) - (2.10),pentru relaţia (2.11) obţinem:

$$P_{emis} = P_{inc} + A_{21} . N_2 . h\nu + B . I_{\nu} . (N_2 - N_1) . h\nu \qquad (2.12)$$

Această relaţie pune în evidenţă necesitatea îndeplinirii a două condiţii pentru realizarea practică a unui dispozitiv laser:

- în primul rînd cerinţa ca puterea emisă să fie mai mare decît cea incidentă impune condiţia obţinerii inversiunii de populaţie,$N_2 > N_1$;într-adevăr în acest caz toţi termenii din dreapta sunt pozitivi şi deci $P_{emis} > P_{inc}$;
- în al doilea rînd,pentru ca fasciculul emergent să conţină cu preponderenţă radiaţii provenite din emisii stimulate este necesar ca termenul :

$$B . I_{\nu} . (N_2 - N_1) . h\nu$$

datorat emisiei stimulate să fie mult mai mare decît termenul:

$$A_{21}.N_2.h\nu$$

datorat emisiei spontane. Aceasta impune ca intensitatea I_ν a radiaţiei de pompaj să fie destul de mare; să depăşească o anumită valoare numită <u>intensitate de prag</u>.

2.3 Proprietăţile radiaţiei laser

Aplicarea practică a emisiei laser este facilitată de proprietăţile specifice acestei radiaţii:

- coerenţa,
- monocromaticitatea,
- direcţionalitatea,
- intensitatea.

2.3.1 <u>Coerenţa</u> ; explicitarea acestei proprietăţi se poate face dacă se ia în considerare fenomenul de interferenţă. Astfel, considerînd două unde, provenite din puncte diferite ale spaţiului, dacă între acestea se produce fenomenul de interferenţă, obţinîndu-se franje de interferenţă, cele două unde sunt coerente.

Folosind două fante plasate în calea fasciculului laser se obţin franje de interferenţă, franje care pot indica mărimea coerenţei între fasciculele de lumină a celor două fante, ceea ce se poate exprima prin <u>vizibilitatea</u> V :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \qquad (2.13)$$

unde I_{max} , I_{min} reprezintă intensitatea maximelor şi minimelor vecine din regiunea de interferenţă. Pentru $V = 1$, adică $I_{min} = 0$, coerenţa este perfectă (totală) iar pentru $V = 0$, adică $I_{max} = I_{min}$, înseamnă incoerenţă.

2.3.2 <u>Monocromaticitatea</u> ; este una din proprietăţile importante ale radiaţiei laser, fiind determinată de procesul de emisie stimulată, lărgimea spectrală fiind:

$$\nu_0 \pm \Delta\nu_0$$

unde : $\nu_0 \sim 10^{15}$ Hz , iar $\Delta\nu_0 = 10^9$ Hz

2.3.3 <u>Direcţionalitatea</u>; spre deosebire de sursele obişnuite de lumină care au un unghi de divergenţă foarte mare, fasciculul laser se caracterizează printr-un unghi de divergenţă foarte mic.Astfel,pentru un laser cu mediu solid,unghiul de divergenţă are valori de ordinul $0,1\div 1^{o}$,iar laserii cu mediu gazos au unghiul de divergenţă sub 1',ceea ce înseamnă că direcţionalitatea emisiei laser este foarte bună,ea depinzînd,la rîndul ei,de felul de obţinere a radiaţiei laser.

Conform criteriului lui Rayleigh,divergenţa minimă a unui fascicul de lumină coerentă este dată de relaţia:

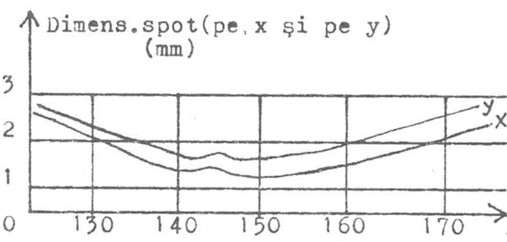
$$\theta_{min} = \frac{1,22.\lambda}{R} \qquad (2.14)$$

unde λ - lungimea de undă a radiaţiei folosite,iar R - raza fasciculului.Deci divergenţa unghiulară a emisiei laser este cu atît mai mare cu cît lungimea de undă este mai mică.

Mărimea spotului luminos focalizat depinde de divergenţa unghiulară şi de distanţa focală a lentilei de focalizare;

$$d = f \cdot \theta \qquad (2.15)$$

Astfel,dacă se foloseşte o lentilă cu distanţa focală f = 0,05 m şi un unghi de divergenţă $\theta = 10^{-4}$ rad,se obţine un spot cu diametrul d = 5 μm.



De exemplu,mărimea spotului luminos la un laser cu CO_2 variază conform figurii 2.4.

R = 300 mm ; θ = 8°

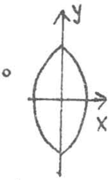


Fig. 2.4

2.3.4 <u>Intensitatea radiaţiei laser</u>;aceasta atinge valori foarte mari,aceasta ca o consecinţă a direcţionalităţii şi a coerenţei fasciculului.

Pentru comparaţie;dacă considerăm puterea emisă de un corp negru aflat la temperatura de 6000 K(de exemplu Soarele) pe o arie de 0,2 cm^2 şi lungime de undă λ = 0,07 Å,care este de 2.10^{-7} W,o sursă laser cu rubin care emite pe aceeaşi lungime de undă şi suprafaţă are o putere de 1 kW.Reultă deci că emisia unui laser cu rubin este de aproximativ 5.10^{9} ori mai puternică decît aria echivalentă a suprafeţei solare.Acelaşi raport este şi mai mare dacă se consideră un laser cu gaz al cărui fascicul este mai direcţionat şi mai monocromatic.

2.4 Laserul cu gaz He - Ne

De la realizarea primului laser şi pînă în prezent s-au produs diverse tipuri de lasere ale căror medii active laser utilizate sunt de natură solidă,gazoasă şi lichidă.

Mediile gazoase s-au prezentat încă de la început ca deosebit de promiţătoare în realizarea unor medii active laser căci,datorită interacţiunii mai reduse dintre atomii sau moleculele constituiente,atît nivelele energetice constituiente cît şi condiţiile de excitare erau mult mai bine cunoscute decît în cazul mediilor solide sau lichide.

Mediile gazoase au permis obţinerea a peste cîteva mii de tranziţii laser de înaltă coerenţă,laserii cu gaz devenind cei mai utilizaţi.

Atomii sau moleculele dintr-un mediu gazos,spre deosebire de mediile solide sau lichide,se găsesc într-o izolare relativă astfel că liniile de emisie şi absorbţie caracteristice acestora se prezintă în general foarte îngustă.

Pompajul optic(inversiunea de populaţie) cel mai eficient în cazul mediilor gazoase se obţine prin realizarea unei descărcări electrice într-un cîmp electric continuu sau de radiofrecvenţă,care se concretizează în două mecanisme importante ce se cunosc sub denumirile de ciocniri de prima şi a doua speţă.

Ciocnirile de prima speţă implică interacţia unui electron energetic(e^*) cu un atom(moleculă),(A),ce se află în starea energetică fundamentală.In schimbul de energie dintre electron şi atom are loc procesul excitării atomului (A^*) pe un nivel energetic superior:

$$e^* + A \longrightarrow e + A^* \qquad (2.15)$$

Ciocnirile de speţa a doua sunt procese ce apar între atomii sau moleculele excitate pe stări metastabile cu alte specii atomice(A') sau moleculare aflate în starea energetică fundamentală.Si în acest caz,într-un mod similar,energia transferată între speciile aflate în ciocnire conduce la excitarea atomilor (A')aflaţi în starea fundamentală şi la dezexcitarea atomilor aflaţi în starea metastabilă(A^*):

$$A^{*} + A' \longrightarrow A'^{*} + A \qquad (2.16)$$

Numărul mare al tranziţiilor laser puse în evidenţă în medii gazoase, implică o subclasificare a laserilor cu gaz, realizată uzual, prin împărţirea laserilor cu gaz în: laseri ionici, atomici şi moleculari.

Laserii atomici sunt reprezentaţi de laserul cu He - Ne, laserii ionici de laserii cu argon ionizat, kripton ionizat şi Heliu - Cadmiu ionizat, iar laserii moleculari de laserul cu CO_2 şi laserul cu azot.

Dintre aceştia, laserul cu He - Ne este cel mai important reprezentant. Aşa cum a fost construit pentru prima dată în 1960 de Ali Javan, Benett şi Herriot, el este alcătuit dintr-un amestec de He şi Ne în proporţie de 85 - 90 % He, respectiv 15 - 10 % Ne. Diagrama nivelelor energetice ale atomilor de He şi Ne este prezentată în figura 2.5.

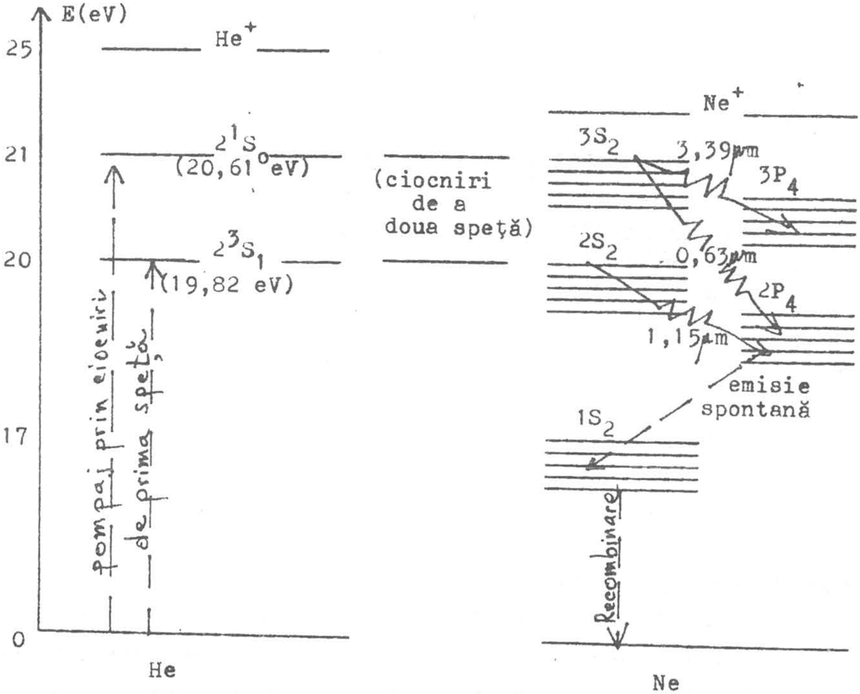


Fig. 2.5

Observaţie. Un nivel energetic se notează de obicei cu un simbol de forma $n^{\chi}X_{j}$ numit şi termen spectral, în care X corespunde numărului cuantic orbital(azimutal),l,(s,p,d,f,... pentru l = 0,1,2,3,...), - numărul orientărilor posibile ale spinului,numit <u>multiplicitate</u>; $\chi = 2.s + 1$, s fiind numărul cuantic de spin(pentru s = 0,1,2,... nivelele respective se numesc de <u>singleţi</u>,de <u>dubleţi</u>,de <u>tripleţi</u>,etc.), n - numărul cuantic principal,iar j - numărul cuantic intern;j = l + s,l + s - ...,l - s.Astfel simbolul :

$$3^2D_{3/2}$$

reprezintă nivelul energetic cu n = 3,l = 2,s = 1/2,j = 3/2,simbolul:

$$2^1S_0$$

reprezintă nivelul energetic cu n = 2;l = 0,s = 0,j = 0,iar simbolul:

$$2^3S_1$$

reprezintă nivelul energetic cu n = 2,l = 0,s = 1,j = 1.

Acţiunea laser apare între grupurile de nivele energetice excitate 3S şi 2S ale neonului şi nivelele 3P şi 2P,cele mai importante linii spectrale fiind între:

- $3S_2$ şi $3P_4$ cu = 3,39 μm(infraroşu intermediar)
- $2S_2$ şi $2P_4$ cu = 1,15 μm(infraroşu apropriat)
- $3S_2$ şi $2P_4$ cu = 0,6328μm(roşu - spectru vizibil)

Inversia de populaţie între nivelele S şi P ale neonului este rezultatul ciocnirilor de prima şi a doua speţă ce apar în procesul de descărcare iniţiat în tubul laser prin aplicarea unui cîmp electric continuu sau de radiofrecvenţă.

Prin ciocniri de speţa întîi,atomii de heliu aflaţi în stare fundamentală sunt excitaţi pe nivelele metastabile :

$$2^3S_1 \quad \text{şi} \quad 2^1S_0$$

procesul putînd fi exprimat conform relaţiei (2.15) ca:

$$e^* + He \longrightarrow He^* + e \qquad (2.17)$$

Aceste nivele metastabile ce se caracterizează prin energii de 19,82 eV şi respectiv 20,61 eV se găsesc în imediata vecinătate a nivelelor 2S(19,82 eV) şi 3S(20,66 eV) astfel că prin ciocniri de speţa a doua de forma,conform relaţiei (2.16):

$$He^{*} + Ne \text{ —— } Ne^{*} + He \qquad (2.18)$$

se obţine excitarea atomilor de neon pe nivelel 2S şi 3S ce constituie nivele laser.

Laserul construit de Ali Javan a pus în evidenţă tranziţiile 2S - 2P,cea mai intensă radiaţie obţinută fiind cea de 1,1523 m care corespunde nivelelor $2S_2$ - $2P_4$.

Ulterior au fost puse în evidenţă şi tranziţiile 3S - 3P şi 3S - 2P dintre care tranziţia $3S_2$ - $2P_4$ obţinută experimental de White Rigden în iulie 1962 care corespunde radiaţiei roşii din spectrul vizibil,sub care laserii cu He - Ne moderni sunt cei mai des întîlniţi.Radiaţia corespunzătore tranziţiei $3S_2$ - - $3P_4$ (3,39 m)este o radiaţie cu un cîştig ridicat.

In figura 2.6 se prezintă o schemă constructivă tipică a unui laser He - Ne cu oglinzi externe ce emite pe lungimea de undă de 0,6328 μm.

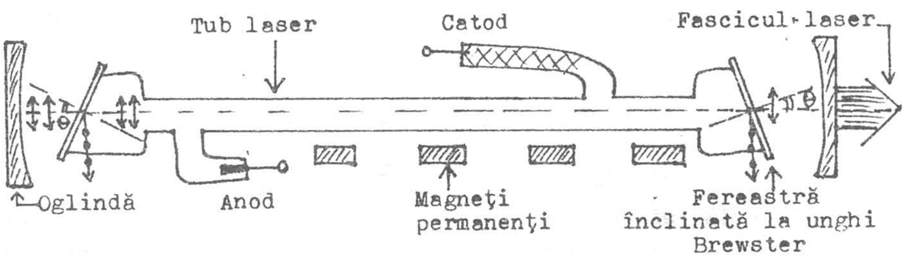


Fig. 2.6

Suprimarea radiaţiilor infraroşii este realizată prin plasarea în lungul tubului a unor magneţi permanenţi.

Realizarea puterii este dată de ferestrele ce închid tubul laser şi de oglinzile cu multistraturi dielectrice.Ferestrele sunt plasate sub unghi Brewster :

$$tg\ \theta = \frac{n_2}{n_1} \qquad (2.19)$$

unde n_2 şi n_1 sunt indicii de refracţie asociaţi mediului optic al ferestrei şi mediului optic exterior acesteia.

Pentru a evita depopularea nivelelor 3S şi 2S prin ciocniri de speţa întîi şi a permite ocuparea acestora pe calea ciocnirilor de speţa a doua,proporţia heliului în amestec este aleasă mult mai mare decît a neonului.Practic,amestecul optim este obţinut prin presiunile parţiale de 1 Torr pentru heliu şi 0,1 Torr pentru neon.

Intre catodul şi anodul tubului de descărcare se aplică o tensiune ce variază în funcţie de lungimea tubului şi diametrul acestuia,de la cîţiva kV la zeci de kV,iar curentul ce apare este în general de ordinul a 5—20 mA.

Randamentul energetic al laserelor cu He - Ne este de 0,1 %,dar pentru puterile uzuale emise de aceştia,ce se situează între cîteva sute de μW şi zeci de mW nu prezintă un dezavantaj semnificativ.

Interesul faţă de radiaţiile emise de laserii He - Ne şi în special a radiaţiei vizibile de 0,6328 μm se datorează în principal:

- stabilităţii radiaţiei emise,
- direcţionalităţii,
- puterii spectrale ridicate

ce-i asigură o coerenţă excepţională.

Cap. III ANALIZA FOURIER A SEMNALELOR

3.0 Dezvoltarea în serie Fourier

Orice funcţie periodică sau nepriodică poare fi dezvoltetă în serie Fourier după funcţiile ortogonale sinus şi cosinus. Această dezvoltare, la procesele fizice, constituie ea însăşi un fenomen natural care se pune în evidenţă cu ajutorul unor aparate numite analizoare armonice - rezonatori Helmholtz, analizoare electroacustice - sau analizoare spectrale şi care se prezintă prin linii sau benzi spectrale înguste, /24/, /15/.

Conform analizei Fourier, o funcţie periodică f(t) de perioadă T se poate exprima printr-o serie Fourier:

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (A_k.\cos\omega_1 kt + B_k.\sin\omega_1 kt) \qquad (3.1)$$

unde $\omega_1 = 2\pi/T$ reprezintă pulsaţia(frecvenţa)fundamentală, iar

$$\omega_k = \omega_1.k$$

armonicele. Coeficienţii A_0, A_k, B_k se numesc coeficienţi Fourier.

O reprezentare echivalentă a funcţiei f(t) cu relaţia (3.1) se prezintă în următoarea formă:

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} F_k.\cos(\omega_1 kt + \varphi_k) \qquad (3.2)$$

unde :

$$F_k = \sqrt{A_k^2 + B_k^2} \qquad (3.3)$$

iar :

$$\varphi_k = \operatorname{arctg} \frac{-B_k}{A_k} \qquad (3.4)$$

reprezintă modulul, respectiv faza armonicii de ordinul k.

Semnalele periodice se pot reprezenta folosind modulul F_k şi frecvenţa $\omega_k = \omega_1.k$, prin funcţia spectru Fourier $F(\omega)$. De exemplu, pentru un semnal ce caracterizează un oscilator armonic, reprezentarea grafică este dată în figura 3.1,a, iar pen-

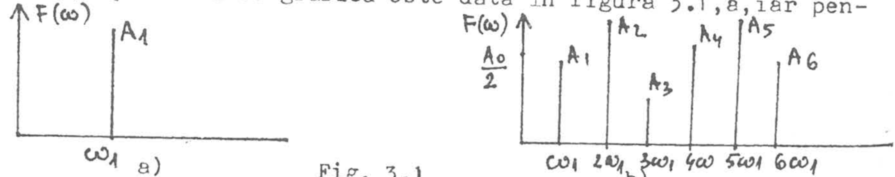


Fig. 3.1

tru un semnal oarecare reprezentarea grafică este dată în figu- 3.1,b.

Se observă că funcţia spectru este discretă, că semnalele armonice prezintă o singură linie spectrală iar cele periodice oarecare o infinitate de linii spectrale echidistante. Distanţa dintre două linii spectrale exprimă <u>finiţea spectrului</u> şi cantitativ ea este caracterizată prin <u>rezoluţia spectrului</u>: -

$$\Delta\omega = \omega_{k+1} - \omega_k = (k+1).\omega_1 - k.\omega_1 = \omega_1 \quad (3.5)$$

adică rezoluţia unui spectru produs de un semnal periodic oarecare este dată de frecvenţa fundamentală.

Formulele de calcul ale coeficienţilor Fourier sunt:

$$A_k = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{2\pi} f(t).\cos kt \,.\, dt \quad (3.6)$$

respectiv,

$$B_k = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{2\pi} f(t).\sin kt \,.\, dt \quad (3.7)$$

unde : k = 1,2,... In plus :

$$A_0 = \frac{1}{2.\pi} \cdot \int_0^{2\pi} f(t).dt \quad (3.8)$$

Privitor la modul în care au fost obţinuţi aceşti coeficienţi precum şi alte detalii referitoare la acest capitol se recomandă cartea lui R.D.Stuart -Introducere în analiza Fourier cu aplicaţii în tehnică.Ed.Tehnică,Bucureşti,1971.

3.1 <u>Transformata Fourier</u>

Cînd analiza Fourier se aplică unei funcţii a cărei perioadă este infinită atunci funcţia spectru Fourier $F(\omega)$ este dată de relaţia :

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t).e^{-i\omega t}.dt \quad (3.9)$$

relaţie cunoscută şi sub numele de <u>transformata Fourier directă</u>.

Această relaţie arată că dacă se cunoaşte funcţia semnal f(t) se determină în mod univoc funcţia specifică $F(\omega)$ complexă care, la rîndul ei, se poate scrie:

$$F(\omega) = |F(\omega)| .\, e^{i.\Phi(\omega)} \quad (3.10)$$

unde:

$|F(\omega)|$ - reprezintă spectrul de amplitudine,

respectiv $\Phi(\omega)$ - reprezintă spectrul de fază al spectrului Fourier complex $F(\omega)$.

In cadrul aceleiaşi demonstraţii se poate realiza şi operaţia inversă;cunoscînd spectrul complex $F(\omega)$ se poate determina funcţia semnal $f(t)$:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \cdot e^{i\omega t} . d\omega \qquad (3.11)$$

relaţie cunoscută şi sub numele de <u>transformata Fourier inversă</u>.

In plus se spune că aceste două funcţii, $f(t)$ şi $F(\omega)$, constituie o pereche Fourier şi drept urmare se notează:

$$f(t) \xrightarrow{F} F(\omega) \qquad (3.12)$$

Dacă în locul funcţiei semnal monodimensională(1D) se foloseşte o funcţie o funcţie bidimensională(2D), $f(x,y)$, atunci spectrul Fourier (2D) complex ,în mod analog, va fi dat de relaţia:

$$F(u,v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(x,y) . e^{-i.(ux + vy)} . dx.dy \qquad (3.13)$$

unde u,v reprezintă coordonatele în domeniul spectral.

Transformata Fourier inversă bidimensională corespunzătoare relaţiei (3.13) este:

$$f(x,y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} F(u,v) \cdot e^{i.(ux + vy)} . du.dv \qquad (3.14)$$

Analog relaţiei (3.10), funcţia spectrală $F(u,v)$ se descompune:

$$F(u,v) = |F(u,v)| \cdot e^{i.\phi(u,v)} \qquad (3.15)$$

unde :

$|F(u,v)|$ - reprezintă spectrul de amplitudine bidimensional al funcţiei semnal $f(x,y)$, respectiv:

$\phi(u,v)$ - reprezintă spectrul de fază bidimensional al aceleiaşi funcţii semnal.

3.2 <u>Proprietăţile transformatei Fourier 2D</u>, /30/

Pe baza unor calcule elementare diferenţiale şi integrale se pot deduce următoarele proprietăţi ale transformatei Fourier 2D:

1) $f(ax, by) \xrightarrow{F} \frac{1}{|a.b|} . F(\frac{u}{a}, \frac{v}{b}) \qquad (3.16)$

2) $f(x-x', y-y') \xrightarrow{F} F(u,v) \cdot e^{-i(ux'+vy')} \qquad (3.17)$

3) $f(x,y).e^{i(ax+by)} \xrightarrow{F} F(u-a, v-b) \qquad (3.18)$

4) $\frac{\partial f(x,y)}{\partial x} \xrightarrow{F} i.u.F(u,v)$ (3.19)

5) $\int_{-\infty}^{x} f(x,y).dx \xrightarrow{F} \frac{1}{i.u} . F(u,v)$ (3.20)

6) $- i.u.f(x,y) \xrightarrow{F} \frac{\partial F(u,v)}{\partial u}$ (3.21)

7) $\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \xrightarrow{F} -(u^2 + v^2).F(u,v)$ (3.22)

3.2.1 <u>Teorema convoluţiei</u>;<u>convoluţia</u> reprezintă procesul prin care două funcţii semnal $f_1(x,y)$ şi $f_2(x,y)$,în decursul propagării lor,se suprapun încît funcţia semnal rezultantă are spectrul dat de produsul spectrelor funcţiilor semnal iniţiale.In acest caz se spune că cele două funcţii semnal convoluează iar operaţia de convoluţie se notează cu semnul : $*$,deci:

$$f_1(x,y) * f_2(x,y) \xrightarrow{F} F_1(u,v) . F_2(u,v) \quad (3.23)$$

<u>Teorema convoluţiei</u> se enunţă astfel:dacă este dată perechea de funcţii semnal:

$$f_1(x,y) * f_2(x,y) \xrightarrow{F} F_1u,v) . F_2(u,v) \quad (3.24)$$

atunci există şi perechea :

$$f_1(x,y) . f_2(x,y) \xrightarrow{F} F_1(u,v) * F_2(u,v) \quad (3.25)$$

Demonstrarea acestei teoreme ca şi următoarele teoreme; a lui Parseval şi a corelaţiei se pot găsi în lucrarea:Prelucrarea optică a informaţiei,Ed.Academiei,Bucureşti,1976,autori un colectiv de la I.F.A. condus de Valentin Vlad.

3.2.2 <u>Teorema corelaţiei</u>;<u>corelaţia</u> reprezintă procesul prin care două funcţii semnal $f_1(x,y)$ şi $f_2(x,y)$ se suprapun încît funcţia semnal rezultantă are spectrul Fourier dat de produsul dintre $F_1(u,v)$ şi $F_2^*(u,v)$,unde F_2 (u,v) reprezintă complex conjugata lui $F_2(u,v)$.In acest caz se spune că între cele două funcţii s-a stabilit operaţia de corelaţie,notată cu simbolul $\circledast$,deci:

$$f_1(x,y) \circledast f_2(x,y) \xrightarrow{F} F_1(u,v) . F_2^*(u,v) \quad (3.26)$$

<u>Teorema corelaţiei</u> se enunţă astfel; dacă :

$$f_1(x,y) \circledast f_2(x,y) \xrightarrow{F} F_1(u,v) \,.\, F_2^*(u,v) \qquad (3.27)$$

atunci şi :

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} f_1(x,y) \cdot f_2(x+a,y+b).da.db \xrightarrow{F} F_1(u,v) \,.F_2^*(u,v) \qquad (3.28)$$

Un caz particular îl reprezintă autocorelaţia, adică corelaţia unei funcţii cu ea însăşi:

$$f(x,y) \circledast f(x,y) \xrightarrow{F} |F(u,v)|^2 \qquad (3.29)$$

Referitor la această ultimă operaţie o remarcă care se impune este faptul că:

$$\iint |F(u,v)|^2.du.dv = W \qquad (3.30)$$

reprezintă energia totală transportată de semnal, de aici posibilitatea de a estima pe acestă cale această energie.

3.2.3 Formula lui Parseval se demonstrează că două funcţii semnal satisfac următoarea relaţie:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} f_1(x,y) \,.\, f_2(x,y).dx.dy = \frac{1}{4\pi^2} \,.\iint_{-\infty}^{+\infty} F_1(-u,-v).F_2(u,v).du.dv \qquad (3.31)$$

de unde, în caz particular:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} |f(x,y)|^2.dx.dy = \frac{1}{4\pi^2} \,.\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(u,v)|^2.du.dv \qquad (3.32)$$

adică posibilitatea de adetermina energia transportată de un semnal este facilitată atît de expresia matematică a funcţiei semnal cît şi de cea a funcţiei spectru corespunzătoare funcţiei semnal respective.

3.3 Transformata Fresnel

Sunt situaţii în care o funcţie semnal îşi modifică expresia matematică printr-un factor de fază atunci cînd semnalul respectiv, în propagarea lui, este afectat de elemente perturbatoare; de exemplu apariţia factorului pătratic de fază:

$$e^{\,i\,\frac{x^2+y^2}{2z^2}} \qquad (3.33)$$

în fenomenul de difracţie Fresnel. In acest caz funcţia semnal devine :

$$f_z(x,y) = f(x,y)\ .\ e^{i\frac{x^2+y^2}{2z^2}} \qquad (3.34)$$

iar transformata Fourier capătă forma :

$$F_z(u,v) = \iint f(x,y).e^{i\frac{x^2+y^2}{2z^2}}.dx.dy \qquad (3.35)$$

relaţie cunoscută sub numele de <u>transformata Fresnel</u> a funcţiei semnal f(x,y) la distanţa z de elementul difractant.

Se observă că putem scrie:

$$F_z(u,v) \xrightarrow{F} e^{i\frac{x^2+y^2}{2z^2}}\ .\ f(x,y) \qquad (3.36)$$

adică transformata Fresnel este transformata Fourier a funcţiei semnal afectată de factorul pătratic de fază.

La distanţe mari de observare, comparabile cu dimensiunea elementului difractant, factorul de fază devine neglijabil şi atunci:

$$F_z(u,v) = F(u,v)$$

Aceste ultime precizări devin eficiente îndeosebi în operaţiile de simulare a fenomenelor de difracţie Fresnel şi Fraunhofer pe calculator, la realizarea algoritmilor de programare care să permită programe numerice ce se derulează pe calculator în timpi cît mai mici

Cap IV STUDIUL OPERATIONAL AL DIFRACTIEI

4.1 Difracţia luminii

Acest fenomen are un rol deosebit în domeniul fizicii şi tehnicii ce se ocupă cu studiul propagării undelor.

Studiul operaţional al difracţiei contribuie la o înţelegere completă a problemelor de prelucrare optică a informaţiei, putîndu-se face o apreciere a limitărilor impuse de difracţie sistemelor optice.

Dacă fenomenul de difracţie este observat în următoarele ipoteze:

- dimensiunile obiectului difractant sunt mari în comparaţie cu lungimea de undă a radiaţiei folosite;
- cîmpul luminos difractat este observat la o distanţă suficient de mare de obiectul difractant,

atunci tratarea difracţiei se poate dezvolta numai scalar considerînd lumina un fenomen ondulatoriu, /30/.

4.2 Ecuaţia Helmholtz

O funcţie semnal luminoasă monocromatică într-un punct oarecare $\vec{r}(x,y,z)$, la un moment dat, poate fi descrisă explicit prin funcţia scalară $f(\vec{r},t)$:

$$f(\vec{r},t) = f_0(\vec{r}).e^{i(\omega.t - \varphi(\vec{r}))} = f(\vec{r}).e^{i\omega.t} \qquad (4.1)$$

unde:

$$f(\vec{r}) = f_0(\vec{r}).e^{-i\varphi(\vec{r})} \qquad (4.2)$$

reprezintă fazorul luminos, iar f_0 şi φ amplitdinea, respectiv faza undei, în timp ce ω reprezintă pulsaţia optică.

Studiul difracţiei este scalar deoarece se reţine în calcule numai componenta cîmp electric, $\vec{E}$, a undei electromagnetice difractate. Tratarea vectorială a propagării undelor electromagnetice ţine cont de ambele componente, $\vec{E}$ şi $\vec{B}$, legate între ele prin ecuaţiile lui Maxwell.

Funcţia semnal $f(\vec{r},t)$ satisface ecuaţie de propagare a undelor:

$$\Delta f - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0 \qquad (4.3)$$

însă numai $f(\vec{r})$ serveşte la descrierea propagării undei luminoase deoarece dependenţe temporală:

$$e^{i\omega t}$$

este apriori cunoscută.Atunci,înlocuind pe (4.1) în (4.3) se obține ecuația :

$$(\Delta + k^2)\, f = 0 \qquad (4.4)$$

cunoscută sub numele de <u>ecuația atemporală Helmholtz</u>,unde :

$$k = \frac{\omega}{c} \qquad (4.5)$$

reprezintă numărul de undă.

Pentru a calcula pe $f(\vec{r})$ într-un punct oarecare din spațiu să aplicăm,pentru început,<u>teorema lui Green</u> al cărei enunț este:fie două funcții complexe oarecare de poziție ,$f(\vec{r})$ și $g(\vec{r})$ și fie S suprafața ce închide volumul V.Dacă f(r) și g(r) precum și derivatele lor parțiale de ordinul I și II sunt bine definite și continue în V și pe S,atunci

$$\int_V (f.\Delta g - g.\Delta f).dv = \int_S (f.\frac{\partial g}{\partial n} - g.\frac{\partial f}{\partial n}).ds \qquad (4.6)$$

unde $\frac{\partial}{\partial n}$ reprezintă derivata parțială în raport cu normala exterioară a suprafeței S.

Această teoremă reprezintă baza teoriei scalare a difracției.Problema care se pune în continuare,pentru a determina funcția semnal $f(\vec{r})$,este alegerea funcției g,numită <u>funcție Green</u>.

Prima abordare în acest sens a fost făcută de Kirchoff. Ea poate aproxima foarte bine fenomenul fizic cu toate că din punct de vedere matematic întreaga teorie făcută de Kirchoff era inconsistentă.Ulterior,cîțiva ani mai tîrziu,Sommerfeld a pus pe un plan matematic riguros teoria lui Kirchoff/ /.

4.3 <u>Teorema integrală Helmholtz - Kirchoff</u>

Kirchoff prezintă problema difracției în următorul mod: să se determine soluția ecuației undelor(omogene) într-un punct arbitrar în interiorul unei suprafețe închise.Problema fusese anterior abordată de H.von Helmholtz în acustică.

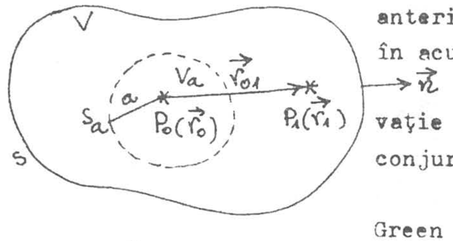


Fig. 4.1

Fie $P_0(\vec{r}_0)$ punctul de observație și S suprafața închisă ce înconjură acest punct,figura 4.1.

Kirchoff a ales funcția Green g sub forma unei unde sferice de amplitudine unitate expandată în jurul punctului $P_0(\vec{r}_0)$, adică:

$$g(r_{01}) = \frac{1}{r_{01}} \cdot e^{i.k.r_{01}} \qquad (4.7)$$

unde r_{01} este modulul vectorului ce pleacă din $P_0(\vec{r}_0)$ şi ajunge într-un alt punct $P_1(\vec{r}_1)$ care este un punct arbitrar în volumul V.

Funcţia Green astfel definită se observă că are o discontinuitate în punctul pentru care $\vec{r}_1 = \vec{r}_0$ adică $r_{01} = 0$, ceea ce face nefolositoare această funcţie în teorema lui Green.

Kirchoff a eliminat această discontinuitate construind în jurul lui $P_0(\vec{r}_0)$ o sferă de rază a şi suprafaţă S_a. Teorema lui Green, în această situaţie, se consideră în volumul :

$$V' = V - V_a$$

de suprafaţă : $\quad S' = S + S_a$

Ulterior luînd pe a oricît de mic, ca un proces la limită, se ajunge la posibilitatea aplicării teoremei Green prin ocolirea discontinuităţii funcţiei Green.

Se observă că şi funcţia Green satisface ecuaţia atemporală Helmholtz:

$$(\Delta + k^2)\, g = 0 \qquad (4.8)$$

Ţinînd cont de cele două ecuaţii atemporale Helmholtz, (4.4) şi (4.8), se observă că:

$$\int_{V'} (f.\Delta g - g.\Delta f).dv = 0 \qquad (4.9)$$

Atunci conform teoremei Green şi:

$$\int_{S'} \left(f.\frac{\partial g}{\partial n} - g.\frac{\partial f}{\partial n} \right).ds = 0 \qquad (4.10)$$

sau:

$$-\int_{S_a} \left(f.\frac{\partial g}{\partial n} - g.\frac{\partial f}{\partial n} \right).ds = \int_{S} \left(f.\frac{\partial g}{\partial n} - g.\frac{\partial f}{\partial n} \right).ds \qquad (4.11)$$

Dacă $P_1(\vec{r}_1)$ se află pe S', atunci :

$$\frac{\partial g(r_{01})}{\partial n} = \frac{\partial g}{\partial r_{01}} \cdot \frac{\partial r_{01}}{\partial n} = (i.k - \frac{1}{r_{01}}) \cdot \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \cdot \cos(\vec{n}, \vec{r}_{01}) \tag{4.12}$$

iar în cazul particular cînd $P_1(\vec{r}_1)$ se află pe S_a(de rază a)atunci:

$$g(r_{01})_{r_{01}=a} = \frac{e^{ika}}{a} = g(a) \; ; \quad \frac{\partial g}{\partial n} = (\frac{1}{a} - ik).g(a) \tag{4.13}$$

unde $\cos(\vec{n}, \vec{r}_{01}) = -1$. Atunci găsim :

$$\lim_{a \to 0} \int_{S_a} (f. \frac{\partial g}{\partial n} - g. \frac{\partial f}{\partial n}).ds = 4.\pi.f(\vec{r}_0) \tag{4.14}$$

şi relaţia (4.11) devine :

$$f(\vec{r}_0) = \frac{1}{4.\pi} \cdot \int_S \left[\frac{\partial f}{\partial n} \cdot \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} - f. \frac{\partial}{\partial n}(\frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}}) \right].ds \tag{4.15}$$

care este cunoscută sub numele de teorema integrală Helmholtz - Kirchoff. Ea prezintă un instrument puternic în dezvoltarea teoriei difracţiei.

4.4 Formula de difracţie Fresnel - Kirchoff

Să aplicăm această teoremă într-un caz concret:să presupunem că razele luminoase incid pe o deschidere(apertură) Σ situată într-un plan opac infinit.

Să alegem o suprafaţă S_2 sub forma unei calote sferice centrată în $P_0(\vec{r}_0)$,raza calotei fiind R.Ne propunem să calculăm cîmpul luminos difractat de Σ într-un punct de pe S_2.Mai considerăm în imediata vecinătate a aperturii şi o suprafaţă S_1 plană,figura 4.2.

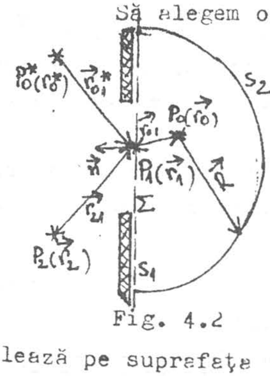


Fig. 4.2

In acest caz integrala dată de relaţia (4.15) se calculează pe suprafaţa închisă $S_1 + S_2$,unde funcţia g pe suprafaţa S_2 capătă expresia :

$$g = \frac{e^{ikR}}{R} \tag{4.16}$$

iar :

$$\frac{\partial g}{\partial n} = (ik - \frac{1}{R}).g \simeq ikg \qquad (4.17)$$

deoarece, pentru R suficient de mare : $\frac{1}{R} \ll k$.

Numai pe suprafaţa S_2, avem :

$$\int_{S_2} (g.\frac{\partial f}{\partial n} - f.\frac{\partial g}{\partial n}).ds = \int_{\Omega_2} g.(\frac{\partial f}{\partial n} - ikf).R^2.d\Omega \qquad (4.18)$$

unde am ţinut cont şi de teorema lui Gauss-Ostrogradski, mărimea Ω_2 fiind unghiul solid sub care se vede suprafaţa S_2 cînd este privită din $P_0(\vec{r}_0)$, iar $d\Omega$ este elementul de unghi solid din acest spaţiu.

Cum $g \sim \frac{1}{R}$, pentru ca integrala să tindă la zero pentru $R \to \infty$ se impune condiţia de radiaţie Sommerfeld :

$$\lim_{R \to \infty} R.(\frac{\partial f}{\partial n} - ikf) = 0 \qquad (4.19)$$

Anularea acestei integrale se datorește faptului că dorim o contribuţie însemnată în $P_0(\vec{r}_0)$ provenind din dreptul aperturii Σ (sau S_1), fizic uşor de intuit.

In această situaţie expresia lui $f(\vec{r}_0)$, dată de relaţia (4.15), se calculează numai pe suprafaţa S_1 :

$$f(\vec{r}_0) = \frac{1}{4.\pi} \cdot \int_{S_1} (g.\frac{\partial f}{\partial n} - f.\frac{\partial g}{\partial n}).ds \qquad (4.20)$$

Această relaţie sugerează faptul că în punctul $P_0(\vec{r}_0)$ cîmpul luminos provine de la punctele localizate pe S_1 în dreptul aperturii Σ. Drept urmare pot fi presupuse următoarele ipoteze:

- în dreptul aperturii Σ distribuţia cîmpului, f şi derivata sa normală, $\frac{\partial f}{\partial n}$ sunt aceleaşi ca şi în absenţa planului opac de deschidere ;

- pe suprafaţa S_1 ce se află în umbra geometrică a planului este satisfăcută relaţia : $f \equiv \frac{\partial f}{\partial n} \equiv 0$.

Aceste două condiţii, condiţiile la limită Kirchoff, idealizează situaţia fizică reală deoarece prezenţa unui obstacol în drumul razelor va avea un efect perturbator de o anumită intensitate asupra cîmpului f iar umbra în imediata vecinătate a aper turii niciodată nu va fi bine definită. Cu toate acestea eroarea pe care o facem, considerînd că aceste două ipoteze sunt valabile, este mică dacă nu uităm că lucrăm sub cele două condiţii impuse la început în prezentarea fenomenului de difracţie. In acest sens subzistă următoarea relaţie :

$$k \gg \frac{1}{r_{01}} \qquad (4.21)$$

Atunci putem face următoarea aproximaţie:

$$\frac{\partial g}{\partial n} = \cos(\vec{n},\vec{r}_{01}) . \left(ik - \frac{1}{r_{01}}\right) . g(r_{01}) \simeq ik.\cos(\vec{n},\vec{r}_{01}).g(r_{01}) \qquad (4.22)$$

Deci :

$$f(\vec{r}_0) = \frac{1}{4.\pi} . \int_{\Sigma} \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} . \left[\frac{\partial f}{\partial n} - ikf.\cos(\vec{n},\vec{r}_{01})\right] . ds \qquad (4.23)$$

Acest rezultat este cunoscut sub numele de <u>formula de difracţie Fresnel - Kirchoff</u>.

Presupunînd că apertura este iluminată cu o singură sursă sferică plasată într-un punct $P_2(\vec{r}_2)$, deci la o distanţă r_{21} de $P_1(\vec{r}_1)$ care se află pe S_1 se poate scrie imediat:

$$f(\vec{r}_0) = \frac{A}{i.\lambda} . \int_{\Sigma} \frac{e^{ik.(r_{21}+r_{01})}}{r_{21}.r_{01}} . \frac{\cos(\vec{n},\vec{r}_{21}) - \cos(\vec{n},\vec{r}_{01})}{2} . ds \qquad (4.24)$$

unde am considerat că expresia undei sferice ajunsă în $P_1(\vec{r}_1)$ din $P_2(\vec{r}_2)$ este de forma :

$$f(r_{21}) = A . \frac{e^{ikr_{21}}}{r_{21}} \qquad (4.25)$$

Se observă că ecuaţia (4.24) are proprietatea de simetrie faţă de punctele $P_0(\vec{r}_0)$ şi $P_2(\vec{r}_2)$, în sensul că plasînd sursa în locul punctului de observaţie $P_0(\vec{r}_0)$, vom obţine acelaşi efect în $P_2(\vec{r}_2)$. In plus, această formulă rescrisă în următorul mod:

$$f(\vec{r}_0) = \int_{\Sigma} f'(r_{21}) . \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} . ds \qquad (4.26)$$

unde :

$$f'(r_{21}) = \frac{1}{i.\lambda} . A . \frac{e^{ikr_{21}}}{r_{21}} . \frac{\cos(\vec{n},\vec{r}_{21}) - \cos(\vec{n},\vec{r}_{01})}{2} \qquad (4.27)$$

Ea sugerează următorul fapt: cîmpul în $P_0(\vec{r}_0)$ provine dintr-o infinitate de surse fictive secundare(punctiforme)localizate în apertură.Amplitudinea surselor f' este proporţională cu amplitudinea undei incidente în $P_1(\vec{r}_1)$:

$$A.\frac{e^{ikr_{21}}}{r_{21}}$$

şi diferă prin :

- factorul λ^{-1} ,
- factorul de oblicitate :

$$\frac{\cos(\vec{n},\vec{r}_{21}) - \cos(\vec{n},\vec{r}_{01})}{2}$$

cuprins între 0 şi 1 care dă o indicaţie asupra anizotropiei fenomenului,

- defazarea undei incidente cu 90° ($\frac{1}{i}$) .

4.5 Formula de difracţie Rayleigh - Sommerfeld

Sommerfeld are meritul de a fi eliminat ipoteza lui Kirchoff,pre puternică,aceea ca f şi $\frac{\partial f}{\partial n}$ să se anuleze simultan în umbra geometrică a ecranului.

El a găsit o altă funcţie Green,generată de o sursă localizată în $P_o(\vec{r}_o)$,dar şi de o a doua localizată în P_o^* $(\vec{r}_o^{\,*})$, care este imaginea lui $P_o(\vec{r}_o)$,de aceeaşi lungime de undă şi defazată cu 180° faţă de prima :

$$g_- = \frac{e^{ik_{01}}}{r_{01}} - \frac{e^{ikr_{01}^*}}{r_{01}^*} \tag{4.28}$$

Dacă cele două surse punctuale oscilează în fază atunci funcţia lui Green devine:

$$g_+ = \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} + \frac{e^{ikr_{01}^*}}{r_{01}^*} \tag{4.29}$$

Dacă punctul $P_1(\vec{r}_1)$ aparţine suprafeţei S_1,atunci :$r_{01} = r_{01}^*$ şi :

$$g_- = 0 \;\; ; \;\; \frac{\partial g_-}{\partial n} = 2.\cos(\vec{n},\vec{r}_{01}).(ik - \frac{1}{r_{01}}).\frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \simeq$$

$$\simeq 2.\cos(\vec{n},\vec{r}_{01}).ik.\frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \tag{4.30}$$

respectiv :

$$g_+ = 2 \cdot \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \quad ; \quad \frac{\partial g_+}{\partial n} = 0 \qquad (4.31)$$

Deci în umbra geometrică a planului nu este impusă simultaneitatea anulării atît a funcţiei cît şi a derivatei ei.

Reluînd problema determinării lui $f(\vec{r}_0)$:

$$f(\vec{r}_0) = \frac{1}{4.\pi} \cdot \int_\Sigma \left(g_- \cdot \frac{\partial f}{\partial n} - f \cdot \frac{\partial g_-}{\partial n}\right) \cdot ds \qquad (4.32)$$

se obţine:

$$f(\vec{r}_0) = \frac{1}{i.\lambda} \cdot \int_\Sigma f \cdot \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \cdot \cos(\vec{n},\vec{r}_{01}) \cdot ds \qquad (4.33)$$

ecuaţie cunoscută sub numele de <u>formula de difracţie Rayleigh-Sommerfeld</u>

Considerînd că iarăşi apertura este iluminată de o singură sursă sferică plasată în $P_2(\vec{r}_2)$, atunci :

$$f(r_{21}) = A \cdot \frac{e^{ikr_{21}}}{r_{21}}$$

şi :

$$f(\vec{r}_0) = \frac{A}{i.\lambda} \cdot \int_\Sigma \frac{e^{ik(r_{21}+r_{01})}}{r_{21} \cdot r_{01}} \cdot \cos(\vec{n},\vec{r}_{01}) \cdot ds \qquad (4.34)$$

Formula de difracţie Rayleigh-Sommerfeld diferă de formula de difracţie Fresnel-Kirchoff prin factorul de oblicitate. In plus această nouă relaţie poate fi privită şi ca o <u>integrală de superpoziţie</u> de forma :

$$f(\vec{r}_0) = \int_\Sigma h(\vec{r}_0,\vec{r}_1) \cdot f(\vec{r}_1) \cdot ds \qquad (4.35)$$

unde funcţia ce acţionează asupra lui $f(\vec{r}_1)$, numită <u>funcţie pondere</u> $h(\vec{r}_0,\vec{r}_1)$, este :

$$h(\vec{r}_0,\vec{r}_1) = \frac{1}{i.\lambda} \cdot \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \cdot \cos(\vec{n},\vec{r}_{01}) \qquad (4.36)$$

Se observă că fenomenul de difracţie are proprietăţi de liniaritate în sensul că iluminarea aperturii Σ poate fi considerată ca provenind dintr-o corelaţie de surse punctuale ce pot fi tratate separat, deoarece ecuaţia de undă este liniară.

4.6 Difracția luminii în aproximațiile Fresnel și Fraunhofer.

Această teorie a difracției pentru considerații practice poate fi prezentată folosind expresii matematice simplificate.

Să presupunem o apertură Σ aflată într-un plan opac (x_1, y_1), iar observarea se face în planul (x_o,y_o) paralel cu (x_1,y_1) și aflat la distanța z de acesta, figura 4.3.

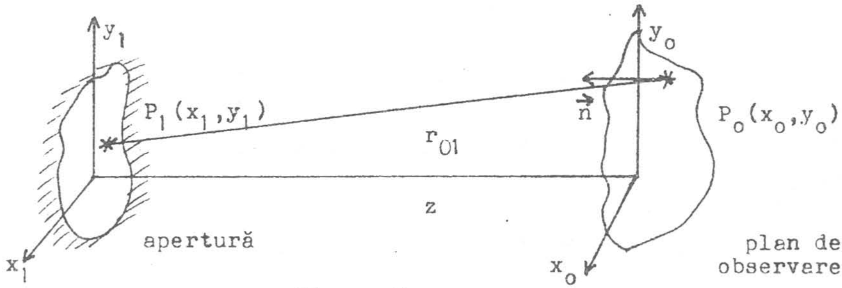


Fig. 4.3

Expresia cîmpului în planul (x_o,y_o) este :

$$f(x_o,y_o) = \int_{\Sigma} h(x_o,y_o,x_1,y_1) \cdot f(x_1,y_1) \cdot dx_1 \cdot dy_1 \qquad (4.37)$$

unde :

$$h(x_o,y_o,x_1,y_1) = \frac{1}{i.\lambda} \cdot \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \cdot \cos(\vec{n},\vec{r}_{01}) \qquad (4.38)$$

Pentru o apertură și un plan de observare ale căror dimensiuni sunt mult mai mici decît distanța z, se poate scrie :

$$\cos(\vec{n},\vec{r}_{01}) \simeq 1 \qquad (4.39)$$

cu o eroare de aproximativ 5 % dacă unghiul nu depășește 18°, eroare satisfăcătoare; în acest caz se poate observa că funcția pondere devine :

$$h(x_o,y_o,x_1,y_1) = \frac{e^{ikr_{01}}}{i.\lambda.z} \qquad (4.40)$$

deoarece : $r_{01} \simeq z$, dar numai la numitorul funcției pondere; aproximația nu poate fi făcută și la exponent deoarece variații mici ale exponentului afectează puternic faza. Pentru aceasta să observăm că :

$$r_{01} = \sqrt{z^2 + (x_o - x_1)^2 + (y_o - y_1)^2} = \quad (4.41)$$

$$= z \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{x_o - x_1}{z}\right)^2 + \left(\frac{y_o - y_1}{z}\right)^2}$$

Deoarece z este mare,putem dezvolta în serie pe r_{01} și reține primii doi termeni :

$$r_{01} \quad z \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x_o - x_1}{z}\right)^2 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{y_o - y_1}{z}\right)^2\right] \quad (4.42)$$

Această relație reprezintă <u>aproximația Fresnel</u>.In acest caz funcția pondere devine:

$$h = \frac{e^{ikz}}{i.\lambda.z} \cdot e^{i\frac{k}{2z}\cdot\left[(x_o - x_1)^2 + (y_o - y_1)^2\right]} \quad (4.43)$$

iar expresia cîmpului :

$$f(x_o,y_o) = \frac{e^{ikz}}{i.\lambda.z} \cdot \int_\Sigma f(x_1,y_1).e^{i\frac{k}{2z}\cdot\left[(x_o - x_1)^2 + (y_o - y_1)^2\right]} dx_1 .dy_1 \quad (4.44)$$

sau:

$$f(x_o,y_o) = \frac{e^{ikz}}{i.\lambda.z} \cdot e^{i\frac{k}{2z}\cdot(x_o^2 + y_o^2)} \cdot \int_\Sigma f(x_1,y_1).e^{i\frac{k}{2z}\cdot(x_1^2 + y_1^2)} \cdot e^{-\frac{ik}{z}\cdot(x_o x_1 + y_o y_1)} .dx_1 .dy_1 \quad (4.45)$$

care poate fi privită ca o transformată Fourier a lui:

$$f(x_1,y_1) \cdot e^{i\frac{k}{2z}\cdot(x_1^2 + y_1^2)} \quad (4.46)$$

evaluată la frecvențele :

$$u = \frac{x_o}{\lambda.z} \quad ; \quad v = \frac{y_o}{\lambda.z} \quad (4.47)$$

Termenul din fața integralei este multiplicativ,independent de coordonatele planului (x_1,y_1).Adică relația (4.45) reprezintă de fapt transformata Fresnel a lui $f(x_1,y_1)$,afectată de factorul pătratic de fază :

$$e^{\frac{ik}{2z}\cdot(x_1^2 + y_1^2)} \quad (4.48)$$

Dacă se impune în plus ca :

$$z \gg \left.\frac{(x_1^2 + y_1^2)}{2}\right|_{max} \qquad (4.49)$$

condiție cunoscută sub numele de aproximația Fraunhofer, atunci termenul pătratic de sub integrală devine aproximativ egal cu unitatea, drept urmare :

$$f(x_0,y_0) = \frac{e^{ikz}}{i.\lambda.z} \cdot e^{i\frac{k}{2z}.(x_0^2+y_0^2)} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f(x_1,y_1).e^{-i\frac{2\pi}{\lambda.z}.(x_0x_1+y_0y_1)} \cdot dx_1 \cdot dy_1 \qquad (4.50)$$

adică distribuția cîmpului luminos în regiunea de difracție Fraunhofer, care aproximează transformata Fourier.

Aproximația Fraunhofer devine pentru frecvențele optice destul de severă; de exemplu pentru $\lambda = 6.10^{-7}$ m, lărgimea aperturii $\sim 2,5$ cm, aproximația Fraunhofer devine realizabilă pentru $z \gg 1600$ m ceea ce pentru sistemele optice convenționale reprezintă o condiție de nerealizat dacă nu ar exista posibilitatea folosirii unei lentile convergente pentru a reduce această distanță.

4.7 Transformata Fourier în optică ,/12,16,30/

Folosind o lentilă convergentă, distribuția cîmpului luminos în planul focal imagine al unui obiect difractant plasat în fața lentilei este dată de formula de difracție Fresnel în care $z = f'$, unde f' reprezintă distanța focală a lentilei:

$$f(x_{f'},y_{f'}) = \frac{e^{i\frac{k}{2f'}.(x_{f'}^2+y_{f'}^2)}}{i.\lambda.f'} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y).e^{i\frac{k}{2f'}.(x^2+y^2)} \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda f'}.(xx_{f'}+yy_{f'})} dx.dy \qquad (4.51)$$

unde coordonatele x,y sunt coordonatele planului în care este plasat obiectul difractant iluminat de un fascicul paralel monocromatic și coerent cu lungimea de undă λ, iar coordonatele $x_{f'}, y_{f'}$ sunt coordonatele planului focal imagine unde se înregistrează distribuție cîmpului luminos.

Dacă obiectul este suficient de mic față de deschiderea lentilei atunci termenul pătratic de sub integrală poate fi neglijat și atunci obținem expresia cîmpului difractant dată de formula de difracţie Fraunhofer,adică transformata Fourier a funcţiei f(x,y) evaluată la frecvenţele $u = x_{f'}/\lambda.f'$; $v = y_{f'}/\lambda.f'$:

$$f(x_{f'},y_{f'}) = \frac{e^{i\frac{k}{2f'}.(x_{f'}^2+y_{f'}^2)}}{i.\lambda.f'} . \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y).e^{-i\frac{2\pi}{\lambda f'}.(xx_{f'}+yy_{f'})} . dx.dy \qquad (4.52)$$

Aceste două forme ale formulelor de difracţie Fresnel, respectiv Fraunhofer sunt valabile în cazul în care obiectul difractant este plasat în faţa lentilei în imediata ei vecinătate.Insă,dacă acesta se află poziţionat la o distanţă d în faţa lentilei atunci termenul pătratic de fază din faţa celor două integrale devine :

$$e^{i\frac{k}{2f'}.(1-\frac{d}{f'}).(x_{f'}^2+y_{f'}^2)} \qquad (4.53)$$

In cazul în care d = f',adică obiectul difractant se plasează în planul focal obiect al lentilei,atunci termenul pătratic de fază devine egal cu unitatea obţinîndu-se transformata Fourier exactă a lui f(x,y) evaluată la aceleaşi frecvenţe :

$$f(x_{f'},y_{f'}) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y) . e^{-i\frac{2\pi}{\lambda f'}.(xx_{f'}+yy_{f'})} . dx.dy \qquad (4.54)$$

Afectarea cîmpului luminos de către dimensiunea finită a lentilei,cunoscută sub numele de efect de vignetare poate fi minimă dacă obiectul este plasat aproape de lentilă sau dacă deschiderea lentilei este mult mai mare decît extinderea acestuia.

Cap.V BAZELE HOLOGRAFIEI

5.1 Conceptul de holografie

Deşi descoperită cu aproape un secol în urmă şi în ciuda rafinamentelor tehnicilor fotografice şi a descoperirilor de noi materiale fotosensibile,progresele fotografiei sunt încă mici în comparaţie cu cele ale noii metode-holografia-care,descoperită abia în jurul anului 1949,a căpătat o dezvoltare de-a dreptul senzaţională cu multiple implicaţii în diversele aplicaţii ştiinţifice şi tehnice.

Preocupat de îmbunătăţirea rezoluţiei microscopului electronic,în anul 1949 Dennis Gabor propune o nouă metodă de formare a imaginilor optice în două etape :

- înregistrarea frontului de undă provenit de la obiectul studiat,
- reconstituirea sa ulterioară cu toate caracteristicile ce-i aparţin-amplitudine şi fază-noua metodă fiind numită, din acest motiv,holografie,/7,9,14,23,29,30/.

Gabor obţine această nouă metodă pornind de la ideea că faza undei difractate de obiect poate fi determinată prin comparaţie cu faza unei unde de referinţă.

Adăugînd astfel undei provenite de la obiect o undă puternică şi coerentă cu prima se obţine un cîmp de interferenţă care constituie ceea ce se numeşte holograma obiectului studiat ce poate fi înregistrată într-un mediu convenabil(fotografic).

Reconstituirea undei obiect se face prin iluminarea hologramei cu o undă coerentă cu cea folosită la înregistrare,chiar identică cu aceasta.

In primele experienţe-aşa cum au fost realizate de Gabor-cele două unde ereau constituite ca părţi ale aceluiaş fascicul;o parte se difracta pe obiectul difractant,constituind fasciculul obiect,iar cealaltă parte din fasciculul incident constituia fondul coerent nedifractat numit şi fascicul de referinţă,ambele fascicule propagîndu-se pe aceeaşi direcţie şi în acelaşi sens,metoda astfel obţinută fiind cunoscută sub numele de metoda holografică on - axis,figura 5.1:

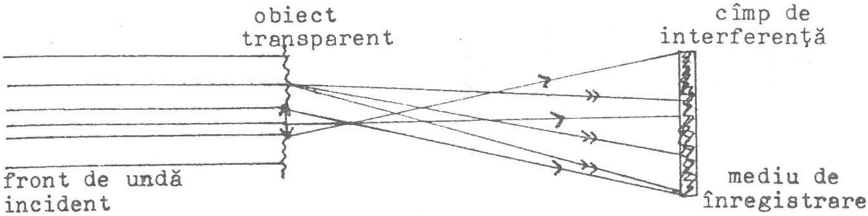


Fig. 5.1

Această metodă,simplă şi elegantă din punct de vedere teoretic,a întîmpinat dificultăţi experimentale mari la aceea vreme,odată d[illegible]orită lipsei unor surse de radiaţii coerente,dar mai ales supra[illegible]erii imaginilor obţinute în aceeaşi direcţie,figura 5.2,la [illegible]onstituire,ceea ce a făcut ca metoda să rămînă în umbră timp [illegible] peste un deceniu.

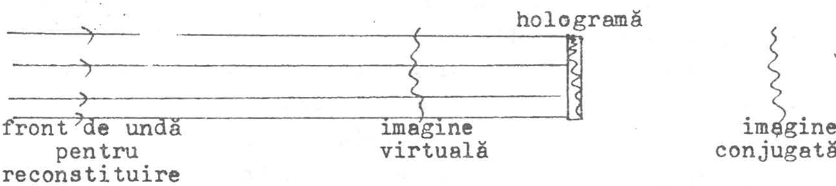


Fig. 5.2

După descoperirea laserului,sursă de radiaţii coerente şi intensitate ridicată,E.N.Leith şi J.Upatnieks,în 1962,au iniţiat <u>holografia off-axis</u>,figura 5.3,care elimină suprapunerea

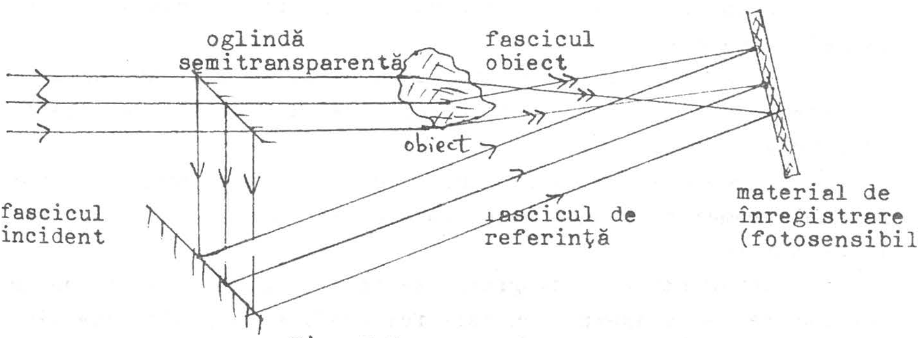


Fig. 5.3

imaginilor prin înclinarea fasciculului de referinţă faţă de fasciculul obiect.La reconstituire,figura 5.4,fasciculul folosit plasat în aceeaşi poziţie ca cel de referinţă permite obţinerea imaginilor simetric faţă de hologramă,/19,20/.

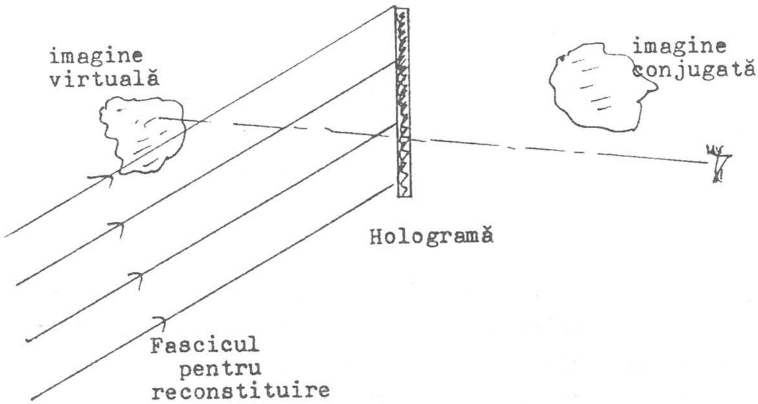


Fig. 5.4

Tot ei au introdus conceptul de holografie difuză şi au demonstrat posibilitatea obţinerii hologramelor color.In acelaşi timp Denisiuk pune bazele holografiei în volum în special prin orientarea undei de referinţă din sens opus undei obiect ceea ce permite citirea hologramei prin reflexie.

Ulterior a fost iniţiată holografia Fourier de către G. W.Stroke apoi holografia rapidă care utilizează laserii cu rubin care funcţionează în impulsuri gigantice.

5.2 <u>Ecuaţia de bază a holografiei plane</u>

După cum am arătat,procesul holografic constă din următoarele două etape :

- înregistrarea hologramei constituită din tabloul de interferenţă format prin combinarea undei difractată de obiect cu o undă de referinţă;
- reconstituirea frontului de undă obiect prin iluminarea hologramei cu o undă avînd calităţile undelor utilizate la înregistrare.

Inregistrarea hologramei se face în anumite medii de înregistrare ca de exemplu emulsii fotografice.Dacă distanţa dintre franjele hologramei este mai mare decît grosimea materialului fotosensibil vorbim de <u>holografia plană</u>,iar dacă această distanţă este mai mică avem de-a face cu <u>holografia în volum</u>

Să considerăm primul caz cel al holografiei plane şi să presupunem că lumina provine de la un laser cu funcţionare continuă, obiectul şi întreaga instalaţie fiind imobile.

Pentru deducerea ecuaţiei de bază a holografiei vom scrie distribuţia de amplitudine şi fază(complexă)a undei obiect în planul hologramei sub forma :

$$O(x,y) = A_o(x,y).e^{i\cdot\varphi_o(x,y)} \qquad (5.1)$$

iar distribuţia complexă a undei de referinţă în acelaşi plan sub forma:

$$R(x,y) = A_r(x,y).e^{i\cdot\varphi_r(x,y)} \qquad (5.2)$$

Fiind vorba de mediu de înregistrare subţire(plan), coordonata z nu apare. In plus amplitudinile obiect, A_o, şi de referinţă, A_r, precum şi fazele φ_o şi φ_r sunt reale.

Cîmpul total la hologramă va fi atunci:

$$H(x,y) = A_o(x,y).e^{i\cdot\varphi_o(x,y)} + A_r(x,y).e^{i\cdot\varphi_r(x,y)} \qquad (5.3)$$

După developare, transmitanţa în amplitudine a hologramei este direct proporţională cu $|H(x,y)|^2$:

$$t(x,y) = \alpha.|H(x,y)|^2 \qquad (5.4)$$

adică :

$$t(x,y) = \alpha.\left[A_o^2 + A_r^2 + A_oA_r.e^{i.(\varphi_o - \varphi_r)} + A_oA_r.e^{i.(\varphi_r - \varphi_o)}\right] \qquad (5.5)$$

Iluminînd o astfel de hologramă cu o undă de forma:

$$C(x,y) = A_c(x,y).e^{i\cdot\varphi_c(x,y)} \qquad (5.6)$$

unda transmisă va fi :

$$I(x,y) = C(x,y).t(x,y) = \alpha.\left[(A_cA_o^2 + A_cA_r^2).e^{i\cdot\varphi_c} + A_cA_oA_r.e^{i.(\varphi_c+\varphi_o-\varphi_r)} + A_cA_oA_r.e^{i.(\varphi_c-\varphi_o+\varphi_r)}\right] \qquad (5.7)$$

Această expresie constituie <u>ecuaţia de bază a holografiei plane</u>.

Primii doi termeni ai acestei ecuaţii generează unda transmisă direct prin hologramă, fără să contribuie la formarea de imagini, în timp ce ultimii doi termeni reprezintă undele difractate de hologramă, primul generînd imaginea primară(virtuală), iar al doilea imaginea, imaginea conjugată(reală) ,ale obiectului. Aceste denumiri au fost date celor două imagini în concordanţă cu faptul că primul termen conţine funcţia de fază φ_0 ca şi unda obiect,relaţia (5.1),în timp ce al doilea conţine funcţia de fază $-\varphi_0$,conjugată cu prima.

Dacă unda obiect folosită la înregistrare este rezultatul unei difracţii Fresnel vorbim de <u>holografia Fresnel</u>;dacă unda difractată de obiect este de tip Fraunhofer-Fourier,vorbim de <u>holografia Fraunhofer-Fourier</u>

5.3 <u>Holografia Fresnel</u>

Considerăm,pentru simplitate,undele obiect şi de referinţă emise de cîte un punct luminos;atunci acestea vor fi scrise ca unde sferice :

$$O(x,y) = A_0 . e^{i \cdot \varphi_0(x,y)} = A_0 . \frac{e^{ikr}}{r} \qquad (5.8)$$

$$R(x,y) = A_r . e^{i \cdot \varphi_r(x,y)} = A_r . \frac{e^{iks}}{s} \qquad (5.9)$$

unde r şi s sunt distanţele de la punctele obiect,respectiv de

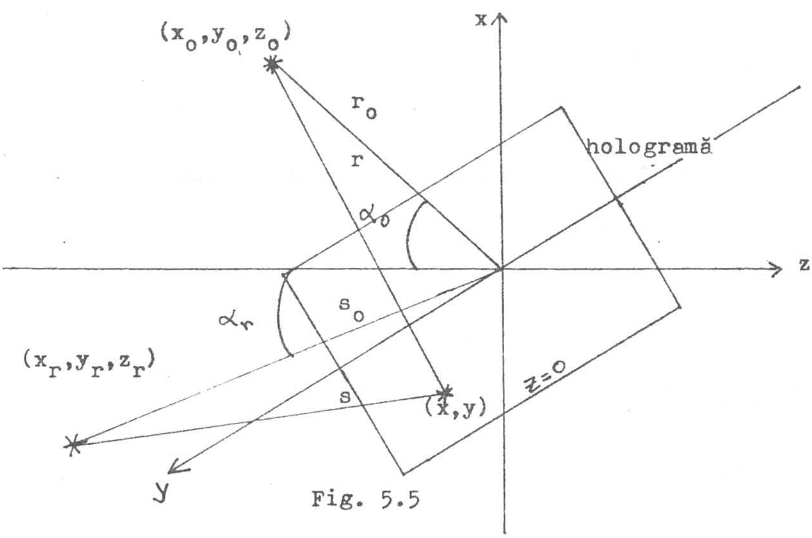


Fig. 5.5

referinţă pînă la un punct curent curent (x,y) din planul hologramei,figura 5.5,iar k reprezintă numărul de undă.

Se observă că transmitanţa hologramei scrisă sub forma (5.5) mai poate fi pusă şi sub forma următoare:

$$t(x,y) = \alpha . \left[A_0^2 + A_r^2 + 2.A_0 A_r . \cos(\varphi_0 - \varphi_r) \right] \qquad (5.10)$$

relaţie care arată că transmitanţa prezintă o variaţie periodică. Intr-adevăr, dacă diferenţa de fază dintre cele două unde ajunse la hologramă este un număr par de :

$$\Delta\varphi = \varphi_o(x,y) - \varphi_r(x,y) = 2.m.\pi \qquad (5.11)$$

pe hologramă vor fi generate maxime de interferenţă.

Conform figurii 5.5, distanţa r se poate scrie sub forma :

$$r = \sqrt{(x_o - x)^2 + (y_o - y)^2 + z_o^2} \qquad (5.12)$$

iar distanţa r_o :

$$r_o = \sqrt{x_o^2 + y_o^2 + z_o^2} \qquad (5.13)$$

de unde, prin dezvoltare binomială şi reţinînd primii doi termeni, deoarece în aproximaţia Fresnel z_o este mare în raport cu dimensiunea hologramei, funcţia de fază a undei obiect în punctul (x,y) faţă de origine, se poate scrie:

$$\varphi_o(x,y) = \frac{2.\pi}{\lambda}.(r - r_o) = \frac{2.\pi}{\lambda}.\left[z_o + \frac{(x - x_o)^2}{2.z_o} + \frac{(y - y_o)^2}{2.z_o} - \right.$$

$$\left. - z_o - \frac{x_o^2}{2z_o} - \frac{y_o^2}{2z_o}\right] = \frac{2.\pi}{\lambda}.\frac{1}{2z_o}.(x^2+y^2-2xx_o-2yy_o)$$

(5.14)

Analog pentru unda de referinţă se obţine :

$$\varphi_r(x,y) = \frac{2.\pi}{\lambda}.(s - s_o) = \frac{2.\pi}{\lambda}.\frac{1}{2z_r}.(x^2+y^2-2xx_r-2yy_r)$$

(5.15)

Dacă, în plus, considerăm punctele obiect şi de referinţă situate la aceeaşi distanţă în raport cu holograma şi în acelaşi plan xz, atunci : $z_o = z_r$ şi $y_o = y_r = 0$, iar relaţia (5.11) devine :

$$\frac{2.\pi}{\lambda}.\frac{1}{2.z_o}.(x^2+ y^2- 2xx_o - 2yy_o) - \frac{2.\pi}{\lambda}.\frac{1}{2.z_r}.(x^2+ y^2-2xx_r - 2yy_r) =$$

$$= 2.m.\pi \qquad (5.16)$$

adică:

$$x.\left(\frac{x_r}{z_r} - \frac{x_o}{z_o}\right) = m.\lambda \qquad (5.17)$$

sau :

$$x.(\sin\alpha_r - \sin\alpha_o) = m.\lambda \qquad (5.18)$$

De unde poziţia franjei în lungul axei ox este :

$$x_f = \frac{m\,.\,\lambda}{\sin\alpha_r - \sin\alpha_o} \qquad (5.19)$$

iar interfranja :

$$\Delta x_f = \frac{\lambda}{\sin\alpha_r - \sin\alpha_o} \qquad (5.20)$$

respectiv frecvenţa spaţială :

$$\nu_f = \frac{1}{\Delta x.f} = \frac{\sin\alpha_r - \sin\alpha_o}{\lambda} \qquad (5.21)$$

Considerînd şi pentru φ_c o expresie asemănătoare :

$$\varphi_c(x,y) = \frac{2.\pi}{\lambda}.\frac{1}{2z_c}.(x^2+y^2-2xx_c-2yy_c) \qquad (5.22)$$

atunci funcţia de fază din termenul al treilea al ecuaţiei de bază a holografiei, relaţia (5.7), care generează unda primară este:

$$\Phi_p = \varphi_o - \varphi_r + \varphi_c = \frac{\pi}{\lambda}.\Big[(x^2+y^2).\Big(\frac{1}{z_o} - \frac{1}{z_r} + \frac{1}{z_c}\Big) - 2x.\Big(\frac{x_o}{z_o} - \frac{x_r}{z_r} + \frac{x_c}{z_c}\Big) - 2y.\Big(\frac{y_o}{z_o} - \frac{y_r}{z_r} + \frac{y_c}{z_c}\Big)\Big] \qquad (5.23)$$

care poate fi pusă sub o formă asemănătoare relaţiilor (5.14), (5.15) :

$$\Phi_p = \frac{2.\pi}{\lambda}.\frac{1}{2Z_p}.(x^2+y^2-2xX_p-2yY_p) \qquad (5.24)$$

unde Z_p este raza, iar X_p şi Y_p coordonatele centrului undei sferice respective.

Din compararea acestor două expresii se vede că, dacă unda de reconstituire $C(x,y)$ este identică cu unda de referinţă $R(x,y)$ atunci :

$$X_p = x_o \quad ; \quad Y_p = y_o \qquad (5.25)$$

adică unda reconstituită corespunde undei obiect originale.

Consideraţii asemănătoare pentru termenul al patrulea al ecuaţiei (5.7) permit obţinerea coordonatelor undei conjugate: X_q, Y_q, Z_q, iar dacă, de asemenea, unda de citire este identică cu cea de referinţă, aceste coordonate sunt:

$$X_q = \frac{2x_rz_o - x_oz_r}{2z_o - z_r} \;;\; Y_q = \frac{2y_rz_o - y_oz_r}{2z_o - z_r} \;;\; Z_q = -z_o \qquad (5.26)$$

ceea ce arată că această undă formează o imagine de partea opusă obiectului în raport cu holograma,fără a fi însă simetrică cu acesta; $X_q \neq x_o$, $Y_q \neq y_o$.

In figura 5.6 sunt indicate undele generate prin reconstituire de toţi termenii ecuaţiei de bază,imaginile primară şi conjugată fiind notate cu O_p şi O_q.

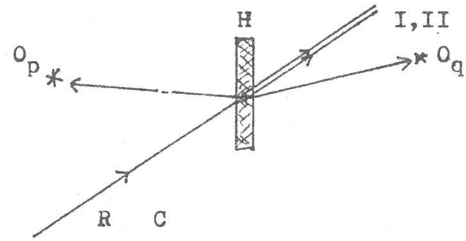


Fig. 5.6

Un montaj experimental,tipic pentru holografia Fresnel este prezentat în figura 5.7.

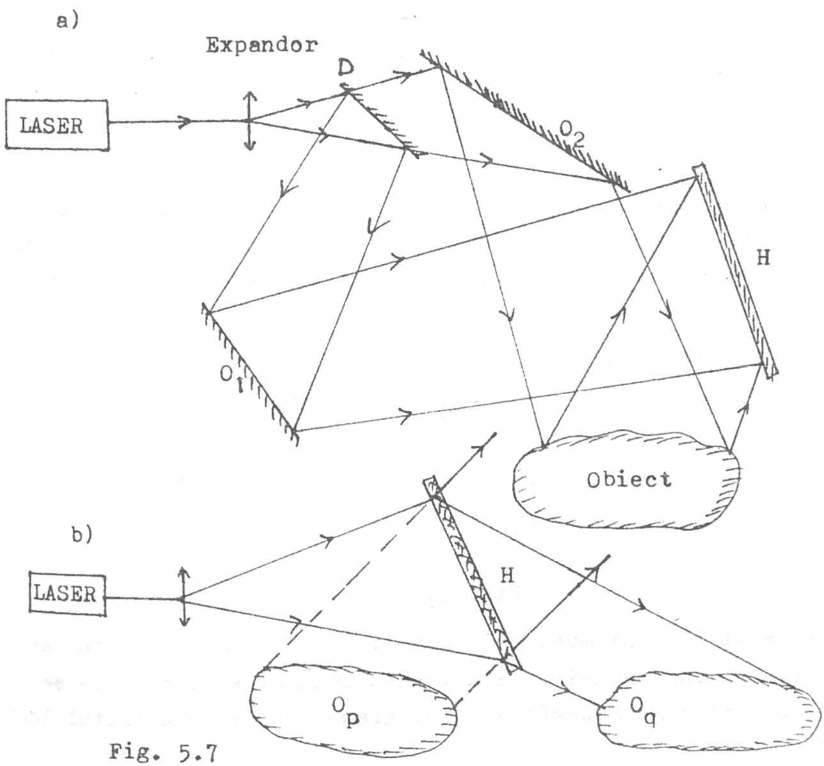


Fig. 5.7

In cazul înregistrării,fig.5.7,a),unda laser,inițial expandată,este divizată în două componente cu ajutorul unui divizor de fascicul,D,pentru a forma unda obiect,respectiv cea de referință.Holograma obținută în mediul H prin interferența acestor două unde este de cea mai calitate în cazul realizării egalității drumurilor optice.

Pentru reconstituire poate fi utilizată aceeaşi instalație,în care însă unda obiect este eliminată,figura 5.7,b).

Nu este necesară întreaga suprafață a hologramei pentru reconstituire,fiecare punct al acestui tip de înregistrare optică,spre deosebire de fotografie,conține practic informații despre întreg obiectul care a difractat unda obiect spre hologramă.Insă cu cît suprafața folosită la reconstituire este mai mică cu atît rezoluția imaginilor obținute este mai mică.

In cazul unui obiect transparent,schema instalației de înregistrare a hologramei poate fi concepută astfel,figura 5.8.

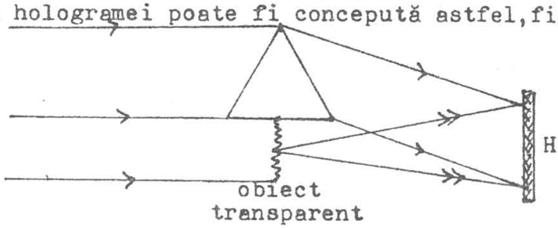


Fig. 5.8

In mod corespunzător,pentru înregistrare,folosind un fascicul de reconstituire identic cu cel de referință,se vor obține cele două imagini,figura 5.9,simetric față de hologramă;

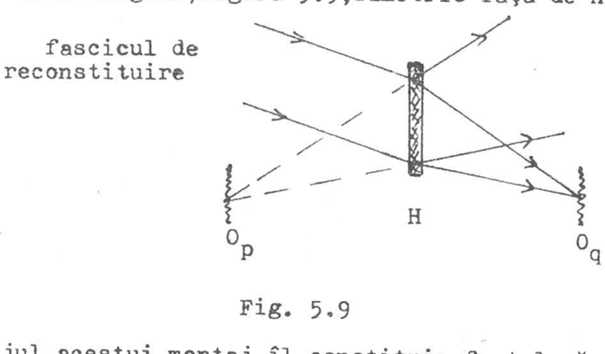


Fig. 5.9

dezavantajul acestui montaj îl constituie faptul că pentru reconstituirea întregului obiect transparent este necesar să se utilizeze întreaga suprafață a hologramei deoarece obiectul trans parent nu difuzează practic lumina. Lumina de la un punct al obiectului ajunge numai într-un punct al hologramei situat pe drumul razei respective.

5.4 Holografia Fraunhofer - Fourier

Vorbim de holografie Fraunhofer - Fourier în cazul distanţelor mari dintre obiect şi planul hologramei; în acest caz $z_o \longrightarrow \infty$, iar perturbaţia în planul hologramei cauzată de obiect este :

$$O(x,y) = \frac{e^{ikz_o}}{i.\lambda.z_o}.e^{\frac{ik}{2z_o}.(x^2+y^2)}.\int_{\Sigma} F(x_o,y_o).e^{-i\frac{2\pi}{\lambda z}.(xx_o+yy_o)}. .dx_o.dy_o \qquad (5.27)$$

unde, fiind vorba de holograme plane, coordonata z nu intervine, iar $F(x_o,y_o)$ reprezintă distribuţia de amplitudine la obiect.

Cazul limită $z_o \longrightarrow \infty$ putînd fi înlocuit şi cu situaţia în care o lentilă bine corectată este plasată la distanţa sa focală f faţă de obiect, planul hologramei aflîndu-se în celălalt focar, în expresia (5.27) se pot neglija termenii de ordin doi în x şi y şi z_o f; drept urmare :

$$O(x,y) = C.\int_{\Sigma} F(x_o,y_o).e^{-i\frac{2\pi}{\lambda f}.(xx_o+yy_o)}.dx_o.dy_o \qquad (5.28)$$

adică, distribuţia de amplitudine în planul hologramei care pînă la constanta C reprezintă transformata Fourier bidimensională, subiect dezvoltat pe larg în capitolul anterior, a distribuţiei de amplitudine de la obiect. De aceea aceste holograme se numesc Fraunhofer-Fourier, unda de referinţă folosită fiind o undă plană.

Ecuaţia de bază a holografiei poate fi scrisă presupunînd şi în acest caz obiectul constituit dintr-un singur punct x = a, figura 5.10. Atunci distribuţia de amplitudine în planul

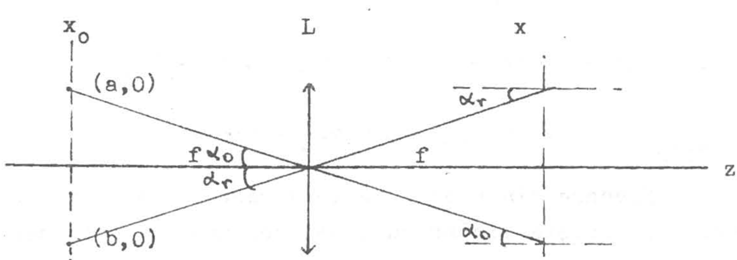


Fig. 5.10

hologramei devine :

$$O(x) = A_o.e^{-i.\frac{k}{f}.ax} = A_o.e^{-i.kx.\sin\alpha_o} \quad (5.29)$$

expresie care reprezintă o undă plană, incidentă pe hologramă sub unghiul :

$$\alpha_o = \arcsin\frac{a}{f} \quad (5.30)$$

Dacă unda de referinţă este de asemenea plană, incidentă pe hologramă sub unghiul α_r :

$$R(x) = A_r.e^{-i.kx.\sin\alpha_r} \quad (5.31)$$

atunci cîmpul total în planul hologramei va fi :

$$H(x) = A_o(x).e^{-i.kx.\sin\alpha_o} + A_r(x).e^{-i.kx.\sin\alpha_r} \quad (5.34)$$

iar transmitanţa :

$$t(x) = \beta.\left[A_o^2+A_r^2 + 2A_oA_r.\cos kx(\sin\alpha_o - \sin\alpha_r)\right] \quad (5.35)$$

Ca şi în cazul holografiei Fresnel, transmitanţa variază periodic cu interfranja :

$$\Delta x_f = \frac{\lambda}{\sin\alpha_o - \sin\alpha_r} \quad (5.36)$$

şi frecvenţa spaţială :

$$\nu_f = \frac{1}{\Delta x_f} = \frac{\sin\alpha_o - \sin\alpha_r}{\lambda} \quad (5.37)$$

Iluminînd holograma cu o undă plană :

$$C(x) = A_c(x).e^{-i.kx.\sin\alpha_c} \quad (5.38)$$

ecuaţia de bază a holografiei, pentru holografia Fourier, devine:

$$I(x) = (A_cA_o^2 + A_cA_r^2).e^{-ikx.\sin\alpha_c} +$$

$$+ A_cA_oA_r.e^{-ikx.(\sin\alpha_o - \sin\alpha_r + \sin\alpha_c)} +$$

$$+ A_cA_oA_r.e^{-ikx.(\sin\alpha_r - \sin\alpha_o + \sin\alpha_c)} \quad (5.39)$$

Fiecare din aceşti termeni reprezintă o undă plană deoarece faza creşte liniar cu x. La reconstituire termenii III şi IV care corespund celor două imagini se regăsesc simetric faţă fasciculul ce corespunde termenilor I şi II,figura 5.11,care se transmite direct prin hologramă.

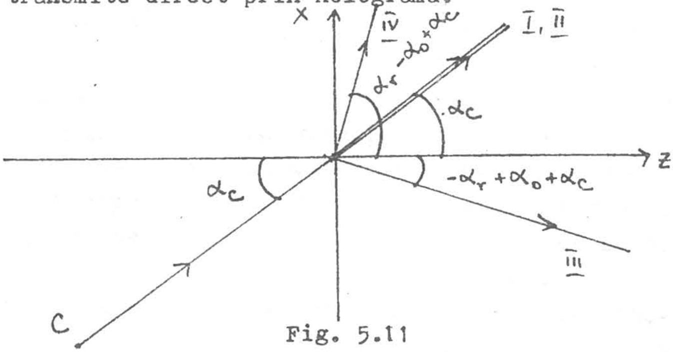


Fig. 5.11

Extinderea la un număr mare de puncte obiect este simplă;fiecare punct furnizează cîte o reţea de difracţie,totalitatea reţelelor suprapuse coerent vor constitui holograma obiectului.

Cap. VI PRELUCRAREA INFORMATIEI IN LUMINA COERENTA

6.1 Analiza şi filtrarea datelor seismice folosind sistemul optic LASER - SCAN

In anul 1965 este lansat pe piaţă sistemul optic LASER-SCAN care la început a fost perfecţionat pentru analiza şi filtrarea datelor seismice.Utilizarea acestui sistem a oferit geofizicianului o nouă modalitate de analiză a informaţiei înregistrată seismic.Două caracteristici se reliefează la acest sistem organizat ca un instrument analitic:

- prezentarea directă a informaţiei de frecvenţă în transformate optice uni şi bi - dimensionale;
- controlul pe loc,realizabil prin televiziunea cu circuit închis sau camera polaroid care sunt încorporate în sistem.

Acest sistem foloseşte un laser He-Ne ca sursă de iluminare monocromatică coerentă.Lumina emisă de acesta,după ce a fost expandată,traversează o peliculă fotografică pe care au fost înregistrate informaţiile care urmează a fi analizate.O lentilă convergentă situată la o distanţă egală cu distanţa ei focală realizează în planul focal imagine transformata Fourier sau spectrul de putere al informaţiei conţinută pe pelicula fotografică.

Dacă scopul operaţiei de prelucrare este limitat la analiza frecvenţelor datelor atunci nu este nevoie decît să se fotografieze transformata sau să fie examinată printr-un microscop sau pe un ecran al unui monitor TV.

Dacă scopul este obţinerea unei imagini filtrate se plasează în planul transformatei fitrul adecvat iar radiaţia luminoasă astfel modificată este trecută prin o a doua lentilă care o transformă în imaginea filtrată dorită,plasată în planul imagine.

Inlocuirea lentilelor sferice cu lentile cilindrice,realizată de Jackson în acelaşi an,/23/,dă o transformată care prezintă spectrul de frecvenţă pentru fiecare canal al secţiunii (pentru fiecare funcţie semnal);acest spectru este cunoscut ca <u>transformata Fourier unidimensională multicanal</u>.

După realizarea acestui dispozitiv de Dobrin,Ingalls,Long, /11/,a apărut şi un dispozitiv francez FO 100,în anul următor,autor anonim,apoi peste un alt an,în 1967,şi un dispozitiv sovietic,autori:O.A.Potapov,V.A.Lihterman de la Institutul de mine din Leningrad.

In ţara noastră,cu colaborarea Institutului de Fizică Atomică,sistemul LASER - SCAN a fost introdus în anii 1968 - 1969 în prelucrarea datelor geofizice.

Avantajele care au determinat introducerea acestui sistem au fost:

- prelucrarea simultană a unui volum foarte mare de date;se pot prelucra pînă la 1000 canale(funcţii semnal)simultan;
- efectuarea de filtrări rapide;apariţia spectrului de frecvenţe pe ecranul unui monitor TV permite ca într-un timp scurt să se poată încerca mai multe variante de filtrare,reţinîndu-se fotografic,dacă este cazul,rezultatul filtrării.In acest fel rezultă un contact vizual nemijlocit şi uşor de păstrat cu problema ce urmează a fi rezolvată:prelucrarea optică a setului de funcţii semnal.

Dezavantajele care se întîlnesc,faţă de prelucrarea similară cu calculatorul electronic,sunt:

- dinamica limitată la cca.30 db,ca urmare a contrastului de înnegrire ce se poate realiza pe suportul fotografic;
- "zgomotul optic" provocat de defecte interioare sau exterioare ale lentilelor,cum ar fi mici bule de aer,particule de praf,etc.acestea provoacă perturbaţii pe imaginea filtrată de aceea se impune o curăţenie exigentă a sistemelor optice,a întregii activităţi de laborator

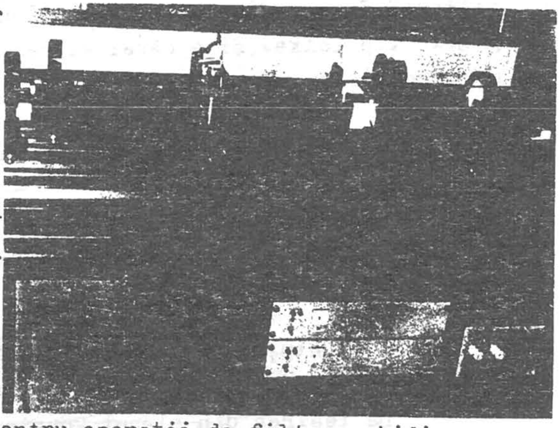


Fig. 6.1

Primul sistem de acest tip a fost realizat în centrul de calcul al Inteprinderii de Prospecţiuni Geologice şi Geofizice Bucureşti,figura 6.1,/2 /,care,iniţial,a servit numai pentru operaţii de filtrare bidimensională;se făceau teste de filtrare pentru stabilirea operatorilor de filtrare necesari fluxului de prelucrare electronică.

Ulterior, în timp de mai bine de 10 ani, posibilitățile de folosire ale sistemului au fost extinse, astfel, /1,10/, :

- după construirea instalației și punerea la punct a algoritmului optic de filtrare bidimensională folosind filtre mecanice, obturatoare optice de tipul celor folosite în sistemul de bază, a fost introdusă filtrarea monodimensională multicanal folosind o oglindă concavă în locul lentilei cilindrice;
- a fost pusă la punct filtrarea complexă, în amplitudine și fază, folosind filtre spațiale holografice, acestea permițînd realizarea operațiilor de :convoluție, deconvoluție, corelație, autocorelație, transformată Hilbert, înmulțire de matrici, integrală, derivată, etc;
- montajul de filtrare complexă a fost completat cu filtre holografice generate pe calculator;
- a fost realizat și un proces de codare color înlocuind sursa Laser cu o sursă de lumină policromatică parțial coerentă.

6.2 Prelucrarea optică prin filtrare bidimensională a spectrului de frecvență Fourier

Spectrul de frecvențe Fourier obținut în planul focal imagine al unei lentile convergente, în frecvențele spațiale:

$$u = x_f/\lambda.f \qquad ; \qquad v = y_f/\lambda.f \qquad (6.1)$$

care corespunde obiectului difractant O(x,y), înregistrat pe o peliculă fotografică(avînd dimensiunea unei imagini de film fotografic tip Leika), și a cărei expresie matematică este transformata Fourier:

$$F(u,v) = \int_O O(x,y).\, e^{-2\pi i.(xu + vy)} dx.dy \qquad (6.2)$$

se poate modifica plasînd în planul focal respectiv un filtru cu transmitanța t(x ,y), căruia îi corespunde funcția de transfer H(u,v) :

$$H(u,v) = \int_T t(x,y).\, e^{-2\pi i.(xu + vy)} dx.dy \qquad (6.3)$$

La ieșirea din planul Fourier repartiția spațială va fi de forma :

$$F'(u,v) = F(u,v) \; . \; H(u,v) \qquad (6.4)$$

care va conduce,prin plasarea în continuare a unei alte lentile,la obţinerea în planul focal imagine al acesteia din urmă, a repartiţiei funcţiei filtrate:

$$I(x',y') = \int_F F'(u,v) . \; e^{2\pi i.(x'u + y'v)} du.dv \qquad (6.5)$$

adică transformata Fourier inversă a lui $F'(u,v)$.

Configuraţia de filtrare spaţială bidimensională folosită este prezentată în figura 6.2:

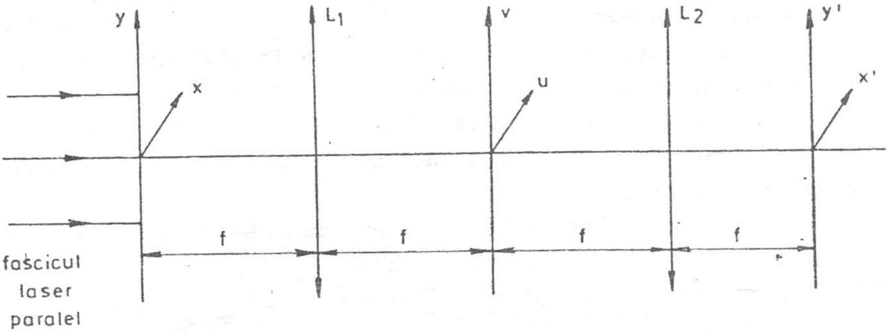


Fig. 6.2

iar schema de principiu a instalaţiei folosite este prezentată în figura 6.3:

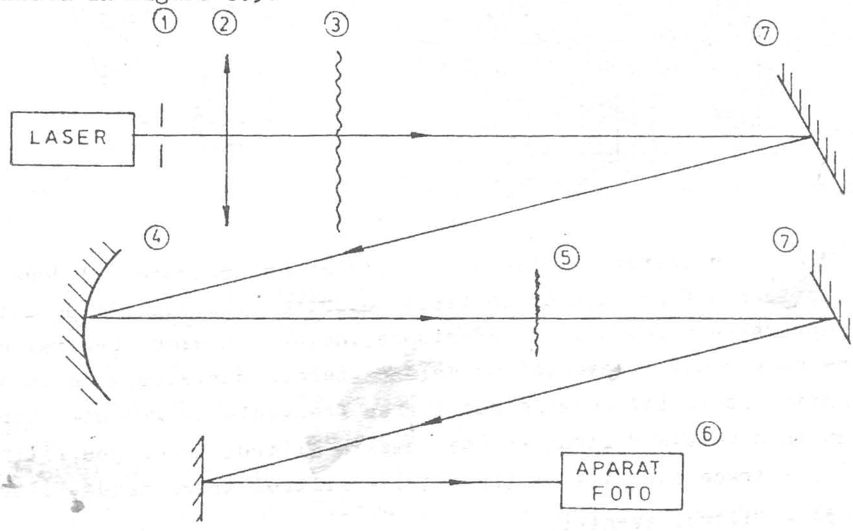


Fig. 6.3

Fasciculul monocromatic, $\lambda = 6328$ Å ,emis de o sursă laser He-Ne cu puterea de cca.40 mW,este expandat de o microdiafragmă circulară (1) care apoi este colimat de un colimator (2) cu distanţa focală f = 40 cm încît pe reţeaua de difracţie (3) cade un fascicul paralel.Ca operator Fourier este folosită o oglindă concavă (4),efectul optic fiind acelaşi fiind eliminate aberaţiile de sfericitate ale lentilei.In planul focal al acesteia,f = 1100 mm,se plasează filtrul optic (5).Aparatul fotografic (6) înregistraează imaginea filtrată sau chiar spectrul Fourier dacă aparatul se plasează în locul filtrului optic.Oglinzile plane (7) au rolul de a schimba direcţia de propagare a radiaţiei luminoase.

Din punct de vedere geometric instalaţia poate asigura între obiect şi imagine un raport unitar dacă obiectul ca şi imaginea se află la o distanţă dublă faţă de distanţa focală;în acest fel se evită folosirea unei a doua lentile pentru reconstituirea imaginii.

Iniţial filtrele folosite au fost obturatoare mecanice, figura 6.4,plasate în planul Fourier.

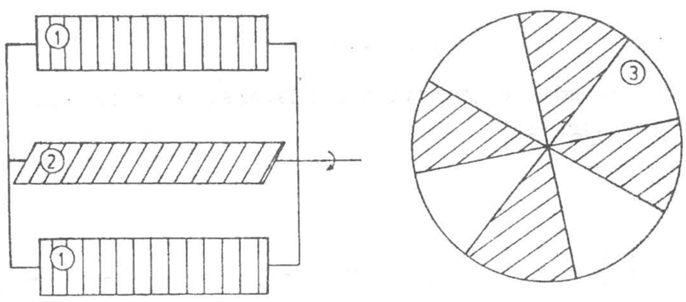


Fig. 6.4

Folosirea simultană a lamelelor obturatoare (1) duce la suprimarea frecvenţelor spaţiale superioare;lamela (2) permite suprimarea frecvenţelor inferioare,inclusiv maximul central care corespunde frecvenţei de valoare zero,nepurtătoare de informaţie.Lamela (3) permite suprimarea frecvenţelor grupate într-o anume direcţie.Filtrul (1) se numeşte filtrul trece jos,filtrul (2) - trece sus,filtrul (1) + (2) - filtrul trece bandă,filtrul (3) - filtrul evantai.

Se observă la toate aceste tipuri de filtre forma lor simetrică aceasta deoarece spectrul de frecvenţe are o structură simetrică faţă de maximul central.

Utilizînd un film standard,24/36 mm,pe care se pot înregistra cca. 600 funcţii semnal cu durata de înscriere de 5 sec. este posibilă prelucrarea simultană a acestor funcţii.De exemplu, oînregistrare geofizică,numită tablou de unde,figura 6.5,care conţine un număr de 550 funcţii semnal cu lungimea de 3 sec.copiat pe film standard,după ce în prealabil a fost organizat pe un calculator,are transformata Fourier,realizată optic în planul focal al oglinzii concave,grupată pe două direcţii principale;una în lungul axei frecvenţă,cealaltă orientată la 45°,figura 6.6.

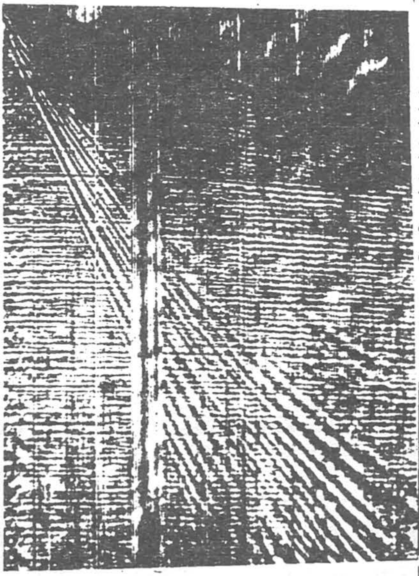


Fig. 6.5

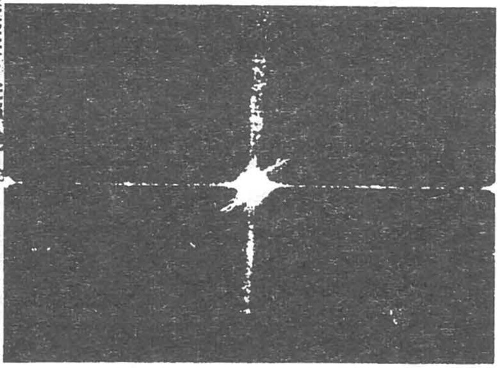


Fig. 6.6

Primul grup de frecvenţe corespunde funcţiilor semnal utile dispuse orizontal pe cînd al doilea grup este determinat de undele superficiale(zgomote),dispuse pe imaginea iniţială la 45°.

Determinînd cu exactitate aceste două domenii a fost posibil,pentru activitatea de teren,să se stabilească elementele necesare poziţionării sondelor de foraj,de mare adîncime,pe zăcămîntul de ţiţei,/10/.

Aplicarea unui filtru în evantai,astfel plasat încît să obtureze frecvenţele spaţiale corespunzătoare undelor superficiale,permite obţinerea unei imagini care conţine numai undele considerate utile,figura 6.7.

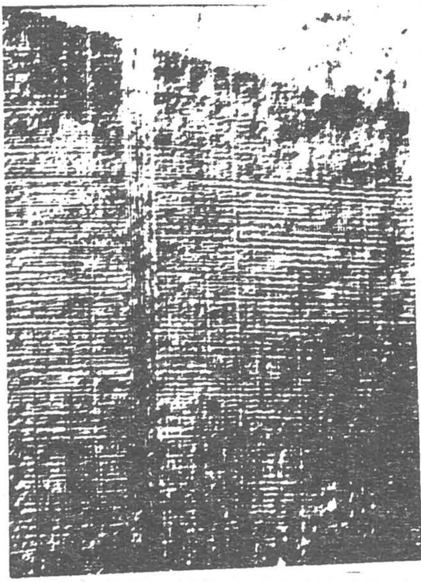


Fig. 6.7

6.3 Prelucrarea optică prin filtrare monodimensională multicanal, /3/

Dacă lentila convergentă permite obţinerea în planul focal imagine a spectrului de difracţie Fourier bidimensional,care este un spectru global,pe întreg ansamblul de funcţii semnal, folosirea unei lentile cilindrice ca operator Fourier permite obţinerea spectrului Fourier pentru fiecare funcţie semnal în parte;spectrul obţinut este un spectru unidimensional multicanal.

Configuraţia optică de filtrare folosită în acest sens

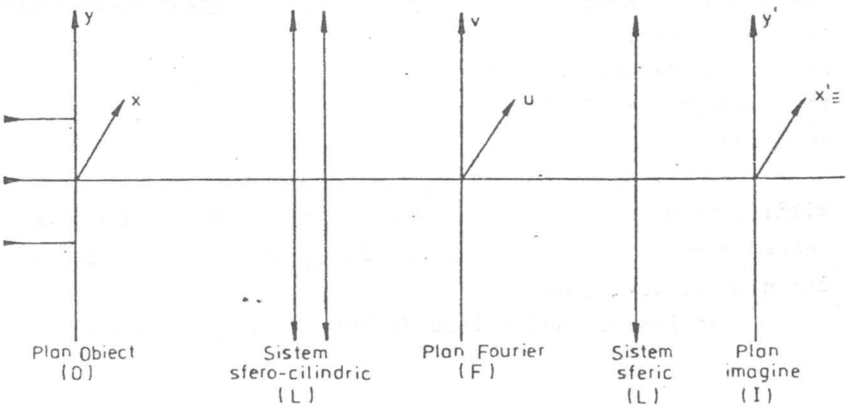


Fig.6.8

figura 6.8, permite obţinerea în planul Fourier a transformatei numai pe o singură direcţie, perpendiculară pe generatoarea lentilei cilindrice:

$$F(u,y) = \int_{O} O(x,y) \cdot e^{-2\pi i.(ux)} dx \qquad (6.6)$$

De unde, în mod corespunzător, imaginea obţinută în planul imagine este caracterizată de cîmpul:

$$I(x',y') = \int_{I} F'(u,y) \cdot e^{+2\pi i.(x'u)} du \qquad (6.7)$$

unde :

$$F'(u,y) = F(u,y) \cdot H(u,y) \qquad (6.8)$$

care are aceeaşi semnificaţie fizică carelaţia (6.4).

Se observă, deci, că imaginea pe direcţia y se formează identic cu cea iniţială; transformata Fourier monodimensională ce se obţine doar pe direcţia x este filtrată cu un filtru adecvat acestui tip de filtrare, adică un filtru cu funcţia de transfer doar pe direcţia x; H(u,y).

Efectuînd transformata Fourier monodimensională a tabloului de undă considerat, figura 6.5, se observă de-a lungul axei de simetrie, figura 6.9, spectrul de frecvenţe corespunzător undelor utile în banda 10 - 60 Hz, iar sub 10 Hz spectrul frecvenţelor corespunzătoare undelor superficiale.

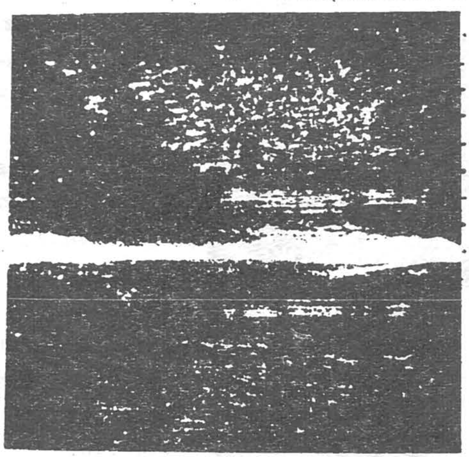


Fig. 6.9

Geologul interpretator avînd la dispoziţie şi această imagine despre zona de studiu va observa modificarea spectrală, deci geologia, de la un canal la altul.

Transformata unidimensională este ideală pentru redarea unor modificări geologice radicale, de exemplu o falie (ruptură). La trecerea bruscă de la o latură a faliei la cealaltă, transformata arată efectul acestei treceri prin discontinuităţi evidente în domeniul frecvenţă.

Dacă se aplică transformata Fourier monodimensională multicanal unei hărţi gravimetrice(fiecare linie a acestei hărţi,numită şi izolinie,uneşte puncte de pe suprafaţa pămîntului de egală valoare a acceleraţiei gravitaţionale)pe două direcţii date,E-V,N-S,figura 6.10,pe fiecare direcţie se obţine un spectru monodimensional multicanal care arată evoluţia frecvenţelor spaţiale pe direcţia respectivă.Impreună cu transformata Fourier bidimensională se obţin rezultate remarcabile în ceea ce priveşte interpretarea acestei hărţi de către geologul interpretator.

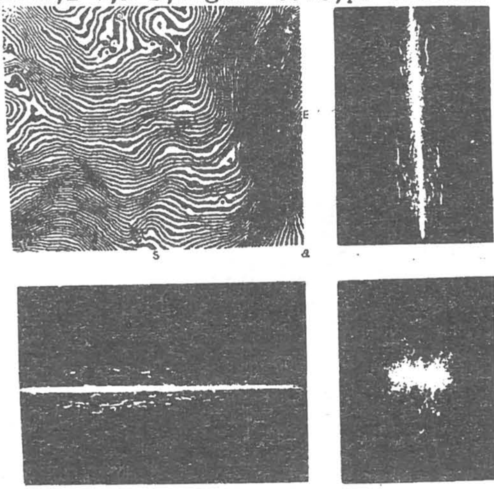


Fig. 6.10

Efectuînd o filtrare bidimensională trece bandă,imaginea obţinută,figura 6.11,permite obţinerea unor rezultate în care se pun în evidenţă gradienţi ai acceleraţiei gravitaţionale; zonele luminoase corespund valorilor ridicate ale acceleraţiei.Detaliile circulalare,neobservabile pe harta iniţială,permit,printr-o etalonare iniţială,stabilirea valorilor gradientului acceleraţie gravitaţională.

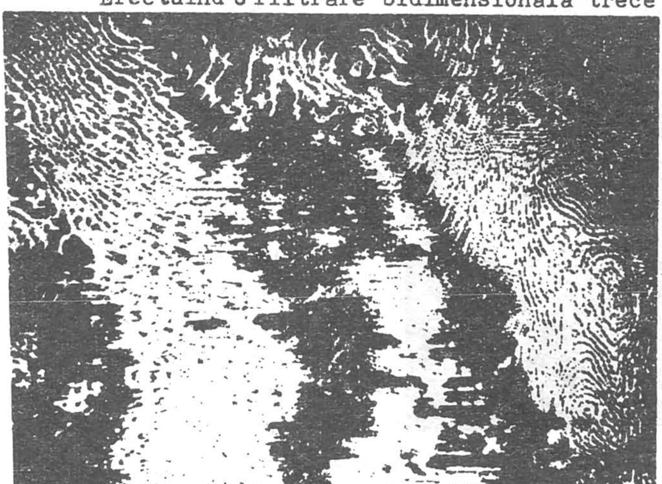


Fig. 6.11

6.4 Prelucrarea optică prin filtrare spaţială complexă

Filtrarea spaţială complexă presupune folosirea, în locul obturatoarelor mecanice de filtre realizate prin procedee holografice. Funcţia filtru avînd transmitanţa t(x,y) este înregistrată pe un suport fotografic după care este introdusă într-un montaj holografic de tip Fraunhofer-Fourier, figura 5.10.

Holograma astfel obţinută, avînd funcţia complexă (amplitudine şi fază) de transfer $H(u,v) = H(u,v) \cdot \exp(i\Phi_H(u,v))$, devine filtru pentru sistemul optic de prelucrare de tip LASER-SCAN. Imaginea obţinută suferă o filtrare atît în amplitudine cît şi în fază, spre deosebire de filtrarea clasică care realizează numai o filtrare în amplitudine, /27, 28/.

O altă modalitate de a realiza filtrul complex este de al proiecta pe calculator. Un program numeric simulează întreg procesul de obţinere a hologramei de tip Fraunhofer-Fourier: introducerea datelor referitoare la filtru, subrutină de realizare a transformatei Fourier mono- şi bi- dimensională, codarea rezultatelor pentru a fi transpuse, prin intermediul unui inscriptor, pe hîrtie sau direct pe film, o reducere fotografică dacă este cazul încît holograma stfel obţinută, în final să aibă dimensiunea standard (tip Leika). O aschemă logică a unui astfel de program este dată în figura 6.12.

Subrutina FFTR permite realizarea rapidă a transformatei Fourier; în general realizarea transformatei Fourier necesită timpi de calculator mari.

Folosind un astfel de filtru complex, optic sau realizat numeric, se poate obţine operaţia de deconvoluţie, de exemplu, operaţie specifică îndeosebi sistemelor numerice de calcul. In figura 6.13 este prezentat un filtru pentru realizarea operaţiei de deconvoluţie obţinut cu ajutorul unui program numeric a cărui schemă logică este dată în figura 6.12. Pentru a fi efectiv folosit în instalaţia optică de prelucrare el necesită o micşorare de cca. 5 ori.

Procedeul optic de realizare a deconvoluţiei unor funcţii semnal nu concurează procedeul similar numeric. Insă poate contribui la stabilirea filtrelor numerice prin teste de deconvoluţie realizate optic, obţinîndu-se în acest fel economii la timpul de calculator.

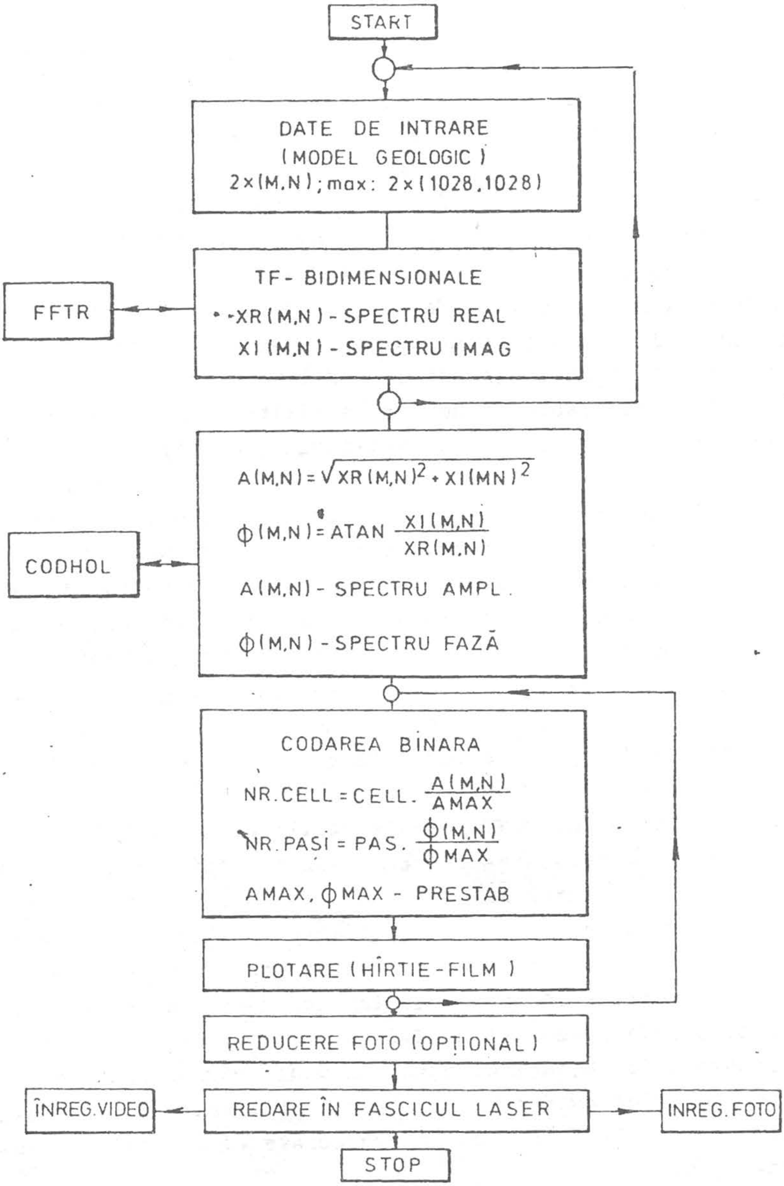

START
DATE DE INTRARE
(MODEL GEOLOGIC)
2×(M,N); max: 2×(1028,1028)
FFTR
TF- BIDIMENSIONALE
XR(M,N) - SPECTRU REAL
XI(M,N) - SPECTRU IMAG
CODHOL
A(M,N) = √XR(M,N)² + XI(MN)²
Φ(M,N) = ATAN XI(M,N) / XR(M,N)
A(M,N) - SPECTRU AMPL.
Φ(M,N) - SPECTRU FAZĂ
CODAREA BINARA
NR.CELL = CELL. A(M,N) / AMAX
NR.PASI = PAS. Φ(M,N) / ΦMAX
AMAX, ΦMAX - PRESTAB
PLOTARE (HÎRTIE-FILM)
REDUCERE FOTO (OPȚIONAL)
ÎNREG.VIDEO
REDARE ÎN FASCICUL LASER
INREG.FOTO
STOP

Fig. 6.12

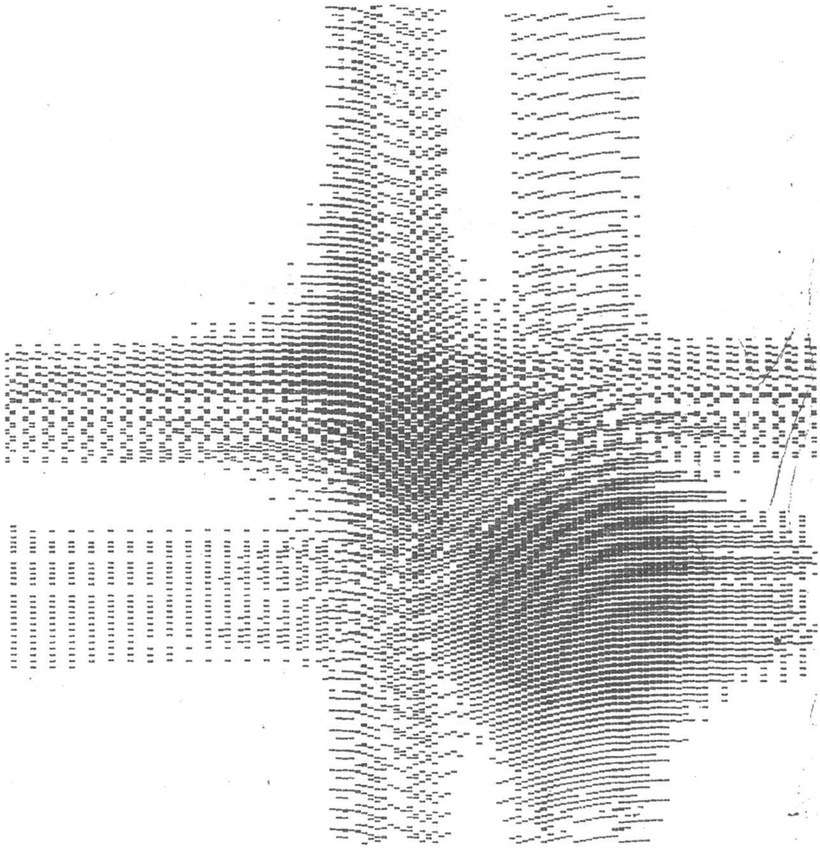


Fig. 6.13

6.5 Prelucrarea optică prin filtrare bidimensională în lumină albă(codarea color)

In toate prelucrările de tip neholografic de la sursa laser a fost necesară numai coerenţa spaţială ridicată,condiţie esenţială pentru obţinerea unor imagini cu o rezoluţie ridicată.

Cum coerenţa spaţială depinde de dimensiunea sursei,ea fiind definită ca o măsură a gradului de corelaţie între fazele fronturilor de undă de la două puncte ale sursei la un moment dat,se întrevede posibilitatea realizării unui sistem de prelucrare a cărui sursă de lumină să fie albă,/1 / .

Se poate folosi un bec halogen ,cu puterea de cca 24 W,care este caracterizat printr-un spectru cromatic foarte larg.Plasat într-un montaj optic,prin focalizare şi diafragmare,se poate obţine o sursă cu dimensiunea de ~ 0,2 mm.

Prelucrarea în lumină albă se efectuează pentru selectarea unor culori din spectrul vizibil şi atribuirea acestora unor componente spectrale ale obiectului difractant supus prelucrării.

Pentru a ilustra principiile care stau la baza acestui tip de prelucrare,să considerăm o reţea de difracţie pe care o vom ilumina,pentru început,cu un fascicul paralel de radiaţie monocromatică,figura 6.14.

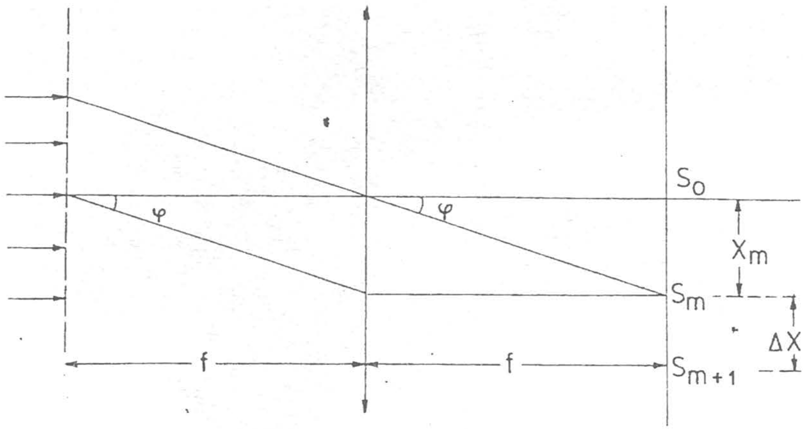


Fig. 6.14

Maximul de ordinul m se va forma la distanţa :

$$x_m = m \cdot \lambda \cdot f \cdot \frac{1}{p} \qquad (6.9)$$

de maximul central,unde:

λ - lungimea de undă a radiaţiei folosite,

f - distanţa focală a lentilei,

p - constanta reţelei de difracţie.

Pentru o reţea de difracţie sinusoidală valorile pe care le ia m sunt :

$$m = \pm 1 \qquad (6.10)$$

Plasînd în locul reţelei sinusoidale monofrecvenţă(p - unic), o reţea sinusoidală multifrecvenţă(p - variabil),fiecare frecvenţă spaţială din planul Fourier este determinată de inversul constantei reţelei respective.

Prin operaţiile de filtrare prezentate se îndepărtează componentele spectrale nedorite.

Iluminînd acum aceeaşi reţea sinusoidală cu un fascicul paralel de lumină albă, λ = 400 - 800 nm, se va obţine un maxim central alb urmat de o parte şi de cealaltă de maxime secundare de ordinul 1 colorate, începînd cu roşu şi terminînd cu violet, figura 6.15

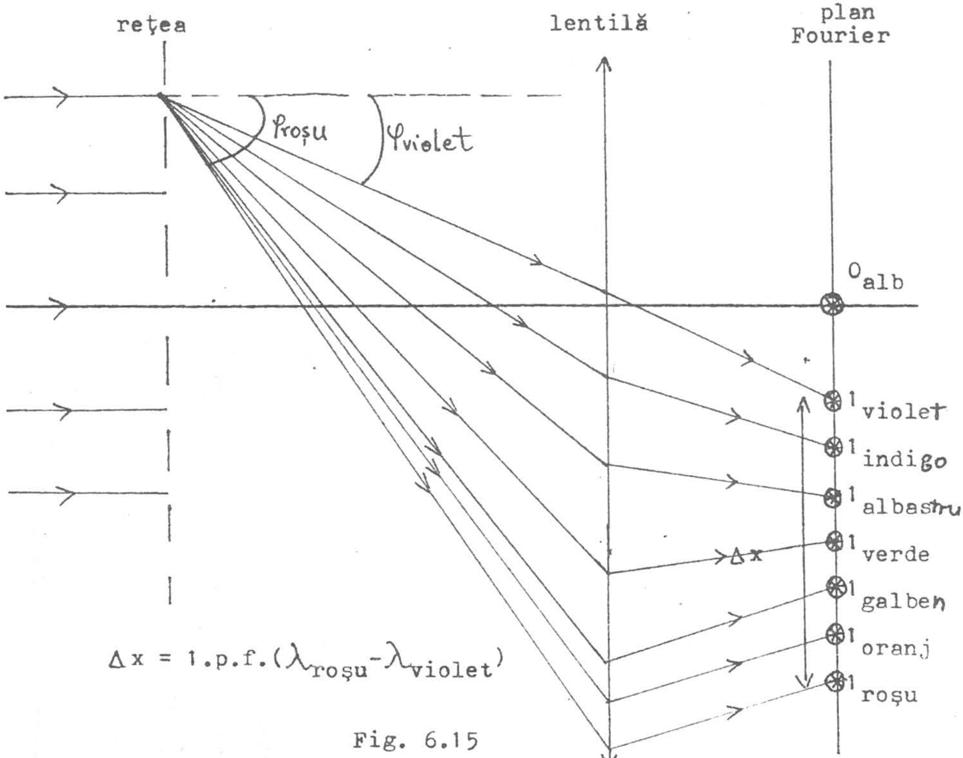


Fig. 6.15

Pentru o reţea sinusoidală multifrecvenţă planul Fourier va conţine o distribuţie de amplitudini luminoase determinată de o suită de transformate Fourier obţinute de la fiecare radiaţie existentă în spectrul sursei folosite.

Obturarea unor componente cromatice în planul Fourier duce la obţinerea unei imagini colorate cu ajutorul componentelor spectrale cromatice neobturate.

Folosind un filtru în evantai asociat cu un filtru trece bandă se poate obţine o imagine colorată a hărţii gravimetrice prezentată în figura 6.10.

Fig. 6.16

Imaginea colorată obţinută, figura 6.16, permite stabilirea unei corespondenţe între culoare şi frecvenţă a izoliniilor. Zonele de gradient ridicat, purtătoare de informaţii de natură geologică, sunt colorate în culori deschise dictate de sistemul optic .

Cap. VII HOLOGRAME GENERATE PE CALCULATOR; STUDIUL HOLOGRAMELOR FRESNEL SI FRAUNHOFER GENERATE PE CALCULATOR

7.1 Generarea hologramelor pe calculator prin metoda Brown - Lohmann

Necesitatea generării de holograme numerice a apărut din dorința realizării unor operații matematice complexe pe cale optică care solicitau filtre spațiale dificil de realizat optic. Acestea au putut fi realizate relativ ușor sub formă de holograme numerice.

Brown și Lohmann, în 1960, au sintetizat primele holograme cu ajutorul calculatorului,/6 /.Ulterior alți cercetători au dezvoltat diferite metode de generare a hologramelor cu ajutorul calculatoarelor numerice cu importante aplicații în prelucrarea optică a informației.

Hologramele înregistrate optic conțin informația de amplitudine și de fază a obiectelor prin variația continuă a transparenței materialului fotosensibil(holograme de amplitudine) sau prin variații continue ale drumului optic(holograme de fază).Insă datorită caracteristicii neliniare de înregistrare a materialului fotosensibil,apar distorsiuni care la hologramele numerice se elimină prin folosirea unei transparențe binare a materialului de înregistrare.De aici necesitatea folosirii materialului fotosensibil la contrast maxim,nu în porțiunile în care acesta are neliniaritățile cele mai mari.

Generarea pe calculator de holograme ale unor obiecte care nu există fizic apare necesară în situația afișării unui obiect descris analitic.

Procedeul de generare a hologramelor numerice,descris în cîteva rînduri și în capitolul anterior,implică în general trei mari etape:

- se calculează pe calculator distribuția amplitudinii complexe în planul hologramei ținînd cont de distribuția obiectului și de propagarea undei de la obiect la planul hologramei;
- amplitudinile astfel calculate sunt convertite în numere reale,pozitive,pentru a fi redate,pe imprimantă(hîrtie), plotter(film sau hîrtie) sau imagine video;
- figura astfel obținută este micșorată fotografic sau

chiar cu ajutorul calculatorului dacă este posibil,pentru a căpăta caracteristicile unei reţele de difracţie.

Datorită posibilităţii limitate de calcul numeric,calculul amplitudinii complexe din planul hologramei se face pentru un număr limitat de puncte(eşantioane) ale obiectului.Modul de alegere a punctelor obiectului se face conform teoremei eşantionării,lucru care şi optic se petrece datorită rezoluţiei finite a materialului fotosensibil.Fiecare punct al obiectului considerat dă în planul hologramei o distribuţie de amplitudine complexă,de tip Fresnel sau Fraunhofer,după cum obiectul este la distanţă mică sau mare faţă de planul hologramei.

Conform teoremei eşantionării,/15/,spectrul Fourier al unei funcţii eşantionate $f_s(x)$ reprezintă o serie de transformate Fourier distanţate cu un interval de mărime :

$$a = \frac{1}{\Delta x} \qquad (7.1)$$

unde Δx reprezintă rata de eşantionare,figura 6.12.

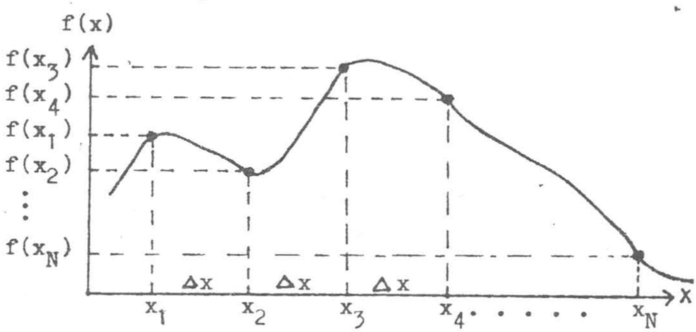


Fig. 7.1

Conform figurii 7.1 ,funcţia eşantionată $f_s(x)$ este un şir de numere reale egal distanţate cu distanţa x:

$$f_s(x) = f(x_1), f(x_2), f(x_3), \ldots\ldots, f(x_N) \qquad (7.2)$$

Dacă funcţia f(x) este de bandă limitată înseamnă că transformata Fourier F(u) are valori semnificative numai într-un anumit domeniu:

$$-\frac{u_{max}}{2} \leq u \leq \frac{u_{max}}{2} \qquad (7.3)$$

unde u_{max} este frecvenţa spaţială maximă a spectrului.Suprapunerea seriilor de transformate Fourier ale lui $f_s(x)$, conform teoremei eşantionării, este înlăturată dacă :

$$\frac{1}{\Delta x} \geqslant u_{max} \quad \text{sau : } \Delta x \leqslant \frac{1}{u_{max}} \qquad (7.4)$$

In acest caz se poate obţine, la reconstrucţie, din transformata Fourier a funcţiei eşantionate $f_s(x)$, funcţia continuă $f(x)$.

Redarea grafică a hologramelor numerice se poate efectua în mai multe feluri:

- similar fenomenului optic, după ce se calculează interferenţa holografică, se afişează rezultatul pe un periferic: imprimantă, plotter sau ecran video. Folosirea semitonurilor la redare duce la introducerea suplimentară a unor distorsiuni faţă de cele introduse prin eşantionare, datorită neliniarităţii materialului fotosensibil;

- prin codarea amplitudinii complexe în elemente de transmitanţă binară, fante, se poate evita reprezentarea hologramelor prin trepte de intensitate. Hologramele astfel sintetizate numeric devin insensibile la neliniarităţile materialului de înregistrare; în plus ele produc mai puţin zgomot decît cele cu tonuri continui. Aceasta duce la obţinerea unei imagini mai luminoase.

Privind hologramele binare, potrivit teoriei comunicaţiilor, le putem considera echvalente din punct de vedere spaţial cu o modulaţie în impulsuri; codarea fazei este analoagă modulaţiei în poziţie a impulsurilor, în timp ce codarea amplitudinii este similară cu modulaţia în durată a lor.

La generarea hologramelor pe calculator, problema care se pune este găsirea unui obiect difractant a cărui figură de difracţie să fie tocmai imaginea care se urmăreşte să se obţină; figura 7.2 ilustrează această problemă.

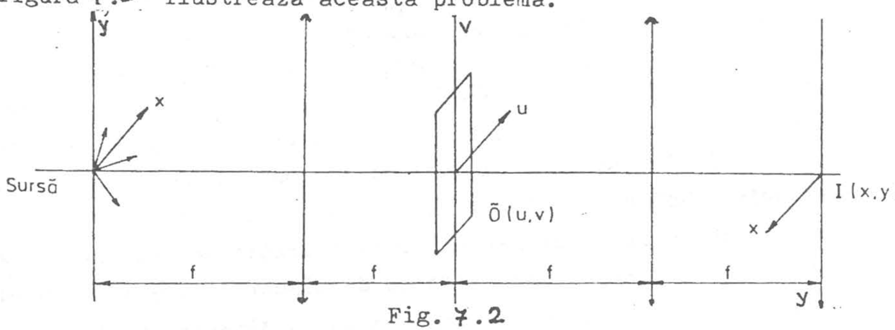


Fig. 7.2

Programul numeric,care poate fi realizat după schema logică prezentată în capitolul anterior,calculează amplitudinea complexă din planul hologramei sub forma a două matrici bidimensionale;matricea de amplitudine A(m,n),respectiv matricea de fază Φ (m,n),unde m şi n reprezintă numărul de eşantioane ale obiectului difractant eşantionat,$f_s(x,y)$.

Sintetizarea hologramei,adică redarea fizică pe un suport ,hîrtie sau film,s-a generalizat pornind de la principiul deturului de fază:orice abatere dintr-o reţea regulată de difracţie este echivalentă cu un factor de fază care depinde de mărimea abaterii.

In spiritul acestei idei Brown şi Lohmann,/3 ,18/,au codificat perechile A(m,n),Φ(m,n) prin trasarea de fante de arie proporţională cu valoarea A(m,n) şi deplasate cu un drum proporţional cu Φ (m,n).Această metodă este cunoscută sub numele de tehnica măştilor binare .

Prima hologramă numerică generată de Brown şi Lohmann conţinea 1600 aperturi determinate de o matrice complexă de 128 x 128 eşantioane.Calculul a fost efectuat pe un calculator IBM system 360 model 50.Tmpul de calcul a fost de cca.8 minute,iar rezultatul(holograma numerică) a fost afişat cu un plotter tip Calcomp 565 într-un pătrat de 70 cm^2 în trei etape succesive deoarece hîrtia avea lăţimea de 25 cm.Apoi a fost efectuată o reducere fotografică de 150 ori pe un film Kodak 649 F.S-a obţinut o reţea de difracţie sub forma unui pătrat cu latura de 4 mm.

Un exemplu de program,a cărui schemă logică a fost prezentată în figura 6.12,care permite obţinerea pe calculator a hologramelor de tip Fresnel şi Fraunhofer este prezentat în paginile următoare.Prima parte de program permite obţinerea transformatei Fourier folosind un subprogram rapid de realizare a transformatei Fourier monodimensionale numit COOLEY - TUKEY,/8/, FFTR (Fast Fourier TRansform) existente în biblioteca de programe a calculatorului folosit.Partea a doua a programului redă pe hîrtie,folosind un plotter al sistemului,holograma realizată prin tehnica măştilor binare Brown - Lohmann.

Subprograme auxiliare permit operaţii de intrare şi ieşire folosind unităţii de bandă şi de discuri magnetice pentru stocarea finală,respectiv intermediară a datelor aflate în memoria calculatorului pe care le prelucrează programul.

Intreg programul este executat înlimbajul Fortran,/10/.

Un model de hologramă realizat cu acest program,care este determinată de o matrice complexă de 1024 x 1024 eşantioane este prezentat în figura 7.3.

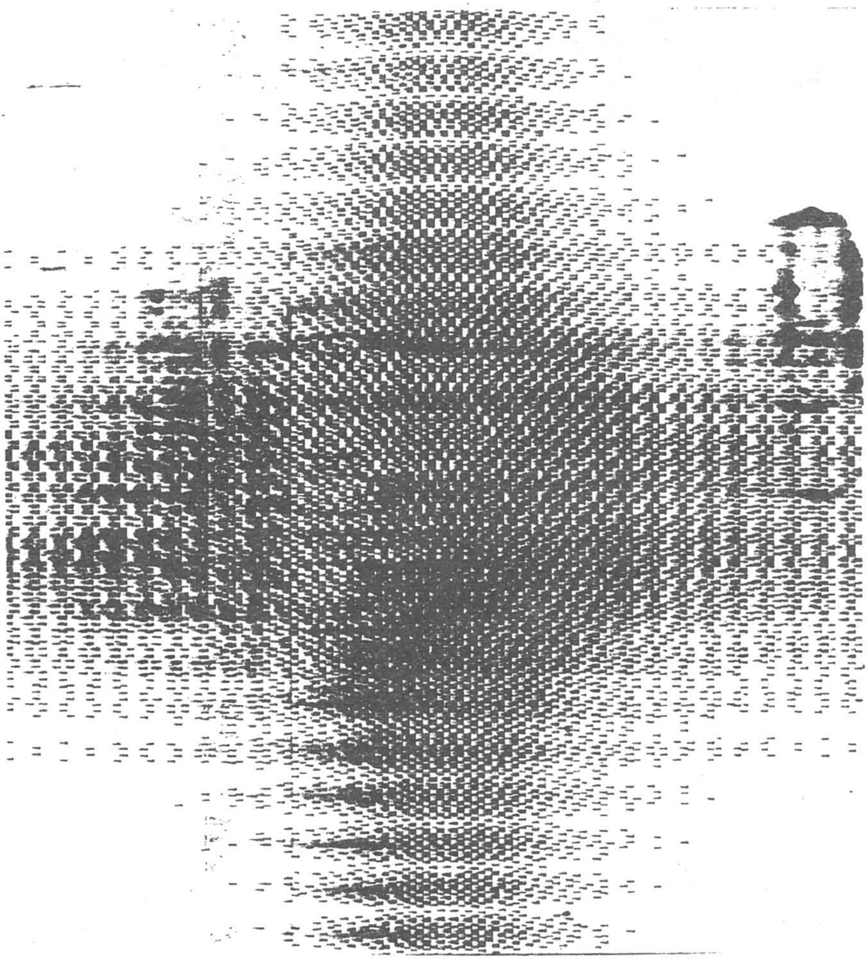


Fig. 7.3

Este o hologramă Fraunhofer care,după ce a fost redusă fotografic de 50 ori şi înregistrată astfel pe o placă holografică,a fost plasată într-un fascicul Laser paralel;imaginea obţinută concordă într-adevăr cu modelul obiectului la care s-a gîndit programatorul, figura 7.4; el reprezintă, după cum se observă în imagine, o literă E.

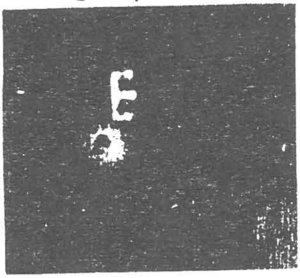


Fig.7.4

Radiaţia împrăştiată coerent de hologramă este captată de o lentilă convergentă. In planul focal imagine al acesteia, de-o parte şi de cealaltă a focarului principal, se obţin cîte două, patru, opt, ş.a.m.d. după cum rata de eşantionare din planul hologramei este egală cu cea a obiectului sau multiplu al acesteia.

In aceeaşi manieră se realizează filtrele holografice, funcţia care caracterizează transmitanţa filtrului, t(x,y), fiind folosită de program pentru a realiza holograma caracterizată prin funcţia de transfer H(u,v), figura 6.13.

Vizualizarea şi măsurarea parametrilor unei holograme numerice se face într-un montaj dezvoltat pe structura unui analizor de spectru optoelectronic înzestrat cu un sistem TV şi un procesor digital de imagine, figura 7.5.

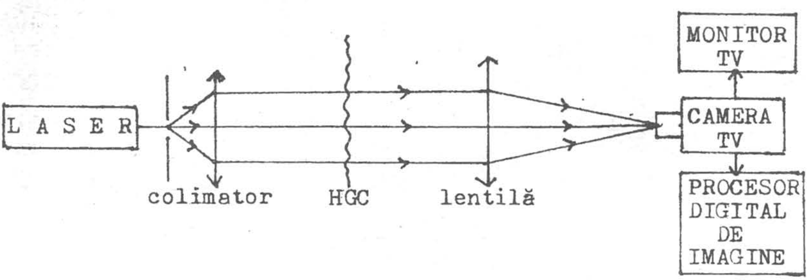


Fig. 7.5

Folosind un calculator PC 486 SX/25, întreg programul realizat în Fortran l-am rescris şi optimizat în limbajul QBasic realizat de firma Microsoft. Astfel s-a obţinut un timp de rulare considerabil micşorat, în primul rând datorită noii generaţii de calculatoare din seria PC, iar în al doilea rând datorită noului tip de limbaj ale cărui instrucţiuni permit o reducere atât a efectuării operaţiilor matematice cât şi a duratei de stocare în fişiere la care timpul de acces este mult redus iar capacitatea de stocare mult mărită față de sistemele de calcul din generațiile anterioare.

In prima parte a programului este simulat obiectul a cărui hologramă se dorește a fi efectuată(fantă pătratică,dreptunghiulară,circulară,combinații de litere,etc.).

Subrutina TFR efectuează transformata Fourier bidimensională(pe linii și pe coloane) care se identifică cu figura de difracție Fraunhofer sau Fresnel(dacă inițial s-a realizat corecția figurii de difracție cu factorul pătratic de fază Fresnel).Efectuarea transformatei se face cu ajutorul folosirii a două fișiere inițial declarate pe discul de sistem.Pe acestea sunt depozitate atât rezultatele operațiilor intermediare cât și rezultatele finale concretizate în spectrul de amplitudine, respectiv spectrul de fază al figurii de difracție calculate.

Ultima parte a programului permite obținerea numai pe ecranul monitorului(pentru moment,datorită lipsei unui inscriptor) a hologramei realizată prin codarea spectrului de amplitudine și cel de fază în puncte luminoase organizate în celule luminoase,folosind tehnica măștilor binare prezentată mai înainte.

Pentru obținerea unei rezoluții ridicate a redării imaginii înregistrată în hologramă am utilizat întreaga capacitate de redare grafică a ecranului monitorului: 680 x 240 pixeli. Acesta a fost împărțit în celule dreptunghiulare cu dimensiunile : 20 x 10 pixeli.Pentru fiecare pereche de numere(amplitudine $A_{mn} \leq A_{max}$ și fază $\Phi_{mn} = 0 \div 2\pi$)conținute în cele două matrici spectrale dimensionează o asemenea celulă.Aceasta se umple cu alb proporțională umplerea cu amplitudinea și deplasată cu o distanță(în interiorul celulei)proporțională cu faza.

Dacă obiectul difractant este simulat în matricea obiect cu dimensiunea 32 x 32 atunci se observă,printr-un calcul simplu, că holograma obținută acoperă întreg câmpul ecranului monitorului,figura 7.6.

Dacă,însă obiectul difractant este descris într-o matrice obiect cu dimensiunea 64 x 64 atunci se observă că holograma,conform programului,va fi redată în patru cadre succesive,fiecare

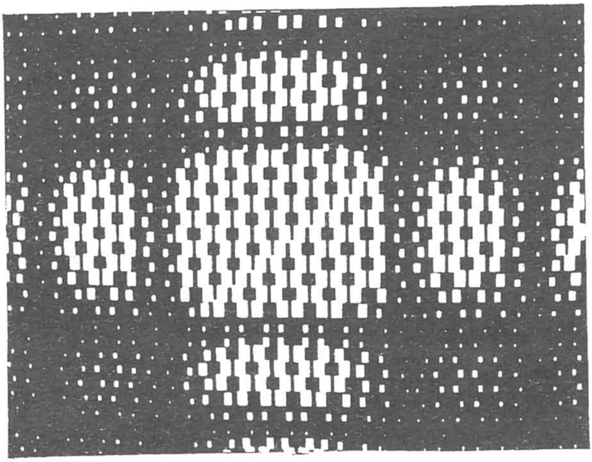


Fig. 7.6

cadru reprezentând câte un sfert din hologramă.Dacă sistemul de calcul ar fi dispus de un inscriptor(plotter)atunci această problemă(a divizării hologramei)ar fi fost eliminată.Inregistrarea fotografică a celor patru imagini de monitor şi copierea lor pe hârtie fotografică permite obţinerea(desigur un procedeu cam incomod)prin ataşare şi lipire,a întregii imagini holografice,figura 7.7.

Dacă obiectul difractant este descris într-o matrice obiect cu dimensiunea 128 x 128 atunci holograma se va obţine pe 16 cadre de monitor.Desigur operaţiile fotografice şi cele tehnice ulterioare se îngreunează.Insă principial procedeul merge.

Pornind de la această tehnică de codare a amplitudinilor şi fazelor figurii de difracţie,propusă de Brown şi Lohmann,prin celule dreptunghiulare de arie proporţională cu amplitudinea şi deplasată cu o distanţă proporţională cu faza(în baza teoriei deturului de fază),propunem o codare folosind măşti binare nu dreptunghiulare ci circulare.Fiecărei perechi amplitudine, fază i se asociază pe ecranul monitorului o suprafaţă circulară de arie direct proporţională cu amplitudinea şi deplasată(spre stânga)cu o distanţă direct proporţională cu faza.

Considerăm că această tehnică de codare este mai aproape de situaţia reală în care,conform principiului lui Huygens-Fresnel,

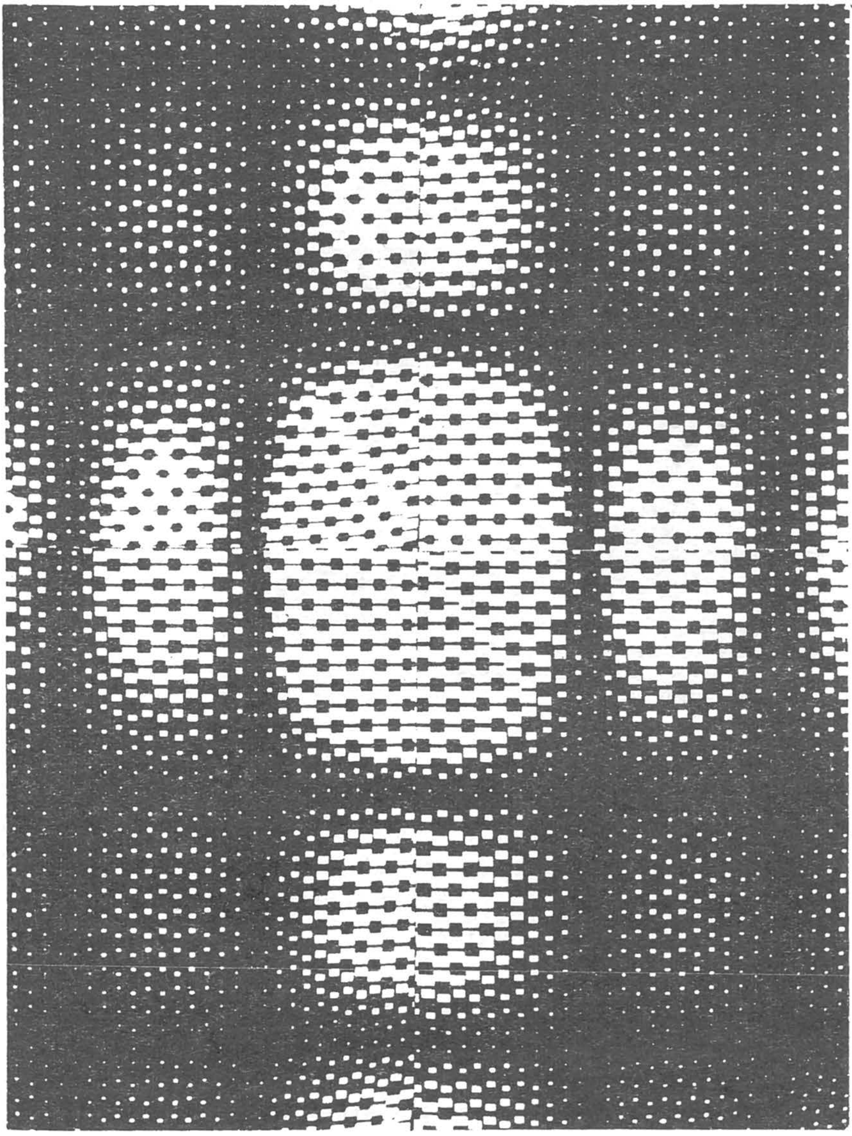


Fig. 7.7

suprafeţele de undă sunt constituite din puncte luminoase care devin surse secundare de la care propagarea se continuă.

Pentru un obiect difractant codat într-o matrice cu dimensiunea 32 x 32,holograma obţinută prin această tehnică de codare binară cu celule circulare se prezintă în figura 7.8:

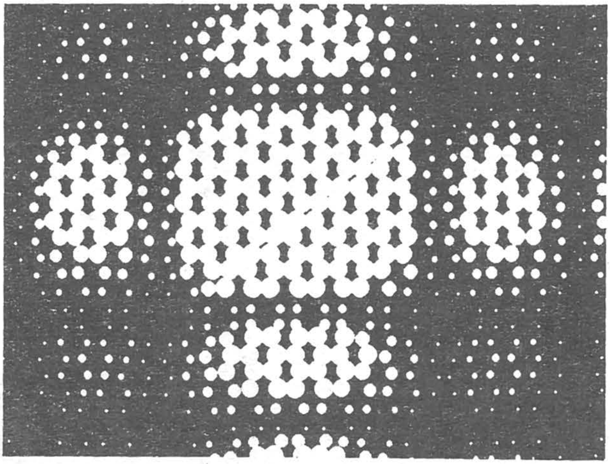


Fig. 7.8

iar dacă acelaşi obiect difractant(care în toate cazurile prezentate este o fantă pătratică) este descris într-o matrice obiect cu dimensiunea 64 x 64,atunci,folosind aceleaşi procedee tehnice descrise mai înainte(fotografiere,lipire)se obţine o hologramă prezentată în figura 7.9.

Următorul pas şi ultimul este o reducere fotografică de un număr de ori(cca. 50 ori)încât imaginea astfel înregistrată pe film fotografic de rezoluţie ridicată(cca. 15 DIN) să se comporte ca figură de interferenţă,care plasată într-un fascicul de lumină paralelă , monocromatică şi coerentă(fascicul laser; = 6328 Å)permite observarea în planul focal al lentile convergente,plasată în spatele hologramei(cu f = 1000 mm), a imaginilor redate de holograma generată numeric.

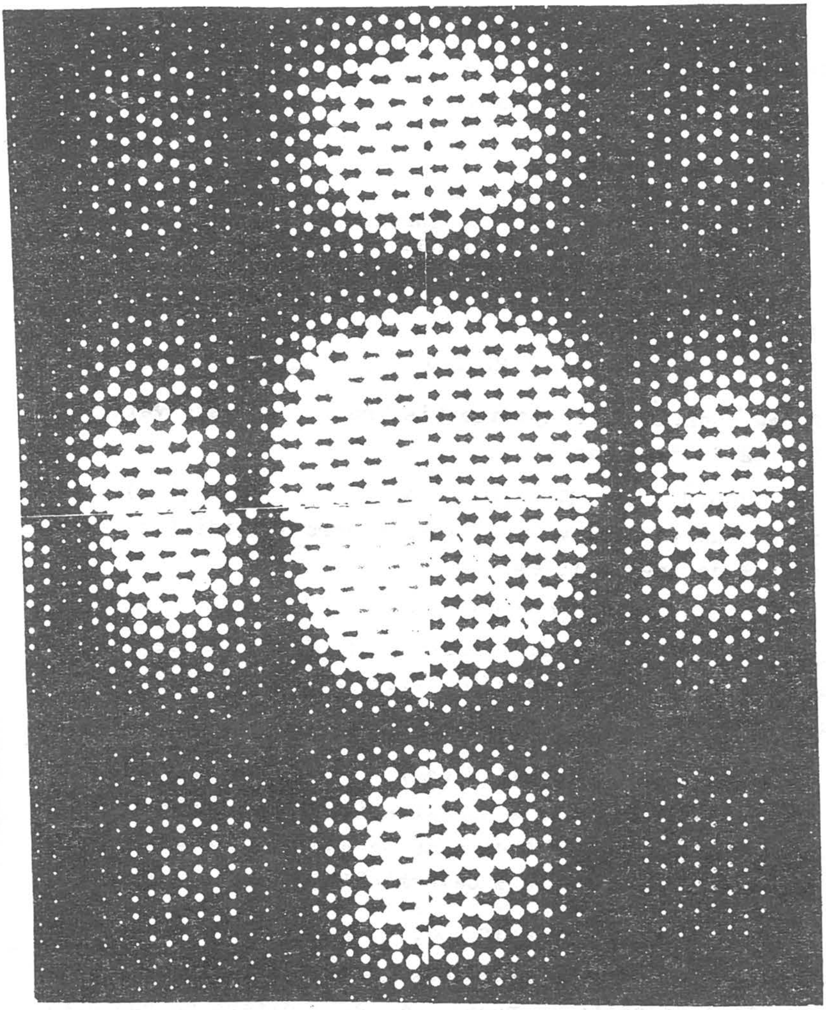


Fig. 7.9

7.2 Zonele de aproximaţie Fresnel şi Fraunhofer pentru hologramele generate pe calculator(HGC)

Dezvoltarea teoretică şi implementarea numerică a hologramelor de tip Fresnel şi Fraunhofer au determinat unele observaţii noi despre condiţiile de valabilitate ale acestor tipuri de holograme,/40/,generate numeric.

Prima observaţie se referă la domeniul de valabilitate al transformatei Fresnel;literatura precizează:aproape de planul de observare.Unstudiu mai exact a permis existenţa a două zone Fresnel, figura 7.6.

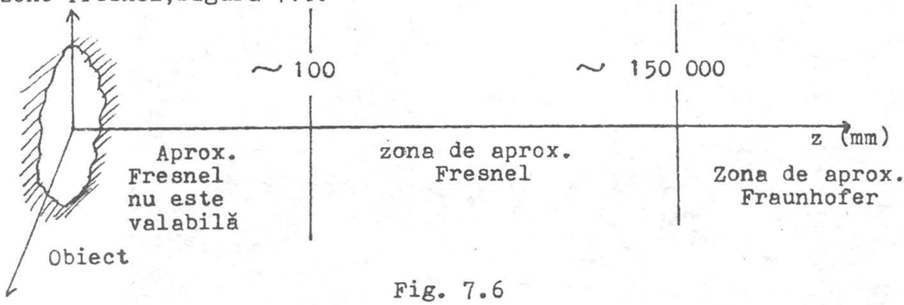


Fig. 7.6

Prima zonă, în care aproximaţia Fresnel nu este valabilă este stabilită de condiţia :

$$400.\lambda \leqslant z \leqslant \pi.(\Delta x)^2/\lambda \qquad (7.5)$$

iar cea de-a doua zonă, de valabilitate a aproximaţiei Fresnel, este stabilită de inegalitatea:

$$z \geqslant \pi.(\Delta x)^2/\lambda \qquad (7.6)$$

unde Δx reprezintă dimensiunea obiectului f(x,y). De exemplu, pentru un obiect cu dimensiunea de cîţiva milimetri şi $\lambda = 5.10^{-4}$ mm, inegalitatea (7.5) arată că :

$$\text{unităţi} < z < \text{mii} \quad (\text{mm}) \qquad (7.7)$$

Zona de valabilitate a aproximaţiei Fresnel este delimitată în regiunea superioară de zona de aproximaţie Fraunhofer; aceasta din urmă începe de la z determinat de condiţia :

$$z > 100.\pi.(\Delta x)^2/\lambda \qquad (7.8)$$

O a doua observaţie se referă la schimbarea lungimii de undă a radiaţiei folosită la redare, λ_1, care diferă de radiaţia folosită la înregistrare, λ; pentru ca intensitatea în noul cîmp imagine să nu se modifice, adică:

$$\left|I(x',y',z')\right| = \left|I(x',y',z_1')\right| \qquad (7.9)$$

este necesar ca :

$$z_1 = \frac{\lambda.z}{\lambda_1} \qquad (7.10)$$

Alte observaţii de primă importanţă pentru HGC observate sunt legate de teorema de eşantionare şi de produsul:

spaţiu x bandă de frecvenţe spaţiale.

Astfel: dacă se dau dimensiunea obiectului Δx, simetric în jurul imaginii, rezoluţia (pasul de eşantionare) a obiectului, p, şi numărul de elemente de rezoluţie $N = \Delta x/p$, pentru hologramele Fresnel şi Fraunhofer aceeaşi parametrii rezultă ca în tabelul de mai jos:

Holograma / Parametrul	Fresnel	Fraunhofer
Dimensiunea($\Delta x'$)	$\Delta x + \frac{\lambda \cdot z}{p}$	$\frac{\lambda \cdot f}{p}$
Rezoluţia(p')	$\frac{\lambda \cdot z}{\Delta x}$	$\frac{\lambda \cdot f}{\Delta x}$
Numărul de elemente de rezoluţie($\Delta x'/p'$)	$\frac{(\Delta x)^2}{\lambda \cdot z} + N \simeq N$	$\frac{\Delta x}{p} \simeq N$

Se observă, cum era de aşteptat, că numărul de elemente de rezoluţie se conservă. Din această conservare, rezultă ca o consecinţă importantă relaţia între parametrii de eşantionare (rezoluţie) şi parametrii de observare ai HGC Fresnel. Astfel, distingem situaţiile:

a) Obiect apropriat; pentru acest caz :

$$\Delta x' \sim \Delta x \tag{7.11}$$

de unde, din relaţia de conservare obţinem :

$$\frac{\Delta x'}{p'} \sim \frac{\Delta x}{p} \quad \Longrightarrow \quad p' = p \tag{7.12}$$

adică perioadele de eşantionare ale obiectului şi transfermatei Fresnel sunt egale. Pe de altă parte:

$$p' = \frac{\lambda . z}{\Delta x} \sim \frac{\lambda . z}{\Delta x'} = \frac{\lambda . z . p}{\Delta x . p'} \tag{7.13}$$

de unde:

$$z \simeq \frac{N . p^2}{\lambda} \tag{7.14}$$

Această relaţie arată că nu putem alege parametrii de eşantionare şi observare ai HGC Fresnel în mod complet independent; la anumiţi parametri de eşantionare ai obiectului, dictaţi de complexitatea acestuia, <u>rezultă în mod univoc o anumită distanţă de observare</u>.

```
'** PROGRAM FOURFR ** Este simulat procesul de obtinere a figurii de
'     tip Fresnel,respectiv Fraunhofer,apoi,folosind tehnica mas-
'     tilor binare dreptunghiulare(Brown-Lohmann) sau circulare
'     (propusa de noi),se obtine holograma corespunzatoare.
'           Timpii de executie pentru diferite modele de obiecte
'    difractante patratice sunt:
'    32 x 32   :   25"
'    64 x 64 ;   1'5o"    :   128 x 128   :   8'24"
'                            * * *
'           Se obtine figura de difractie produsa de un fascicul
'     paralel,monocromatic si coerent pe un obiect difractant plan
'     creat in program.In acest scop se realizeaza transformata
'     Fourier bidimensionala folosind un algoritm rapid(FFTR
'     COOLEY- TUKEY).
'           Spectrul Fourier obtinut coincide practic cu figura de
'     difractie de tip Fraunhofer.Daca,insa,functia ce caracteri-
'     zeaza obiectul difractant este amplificata cu factorul pa-
'     tratic de faza Fresnel atunci transformata permite obtinerea
'     figurii de difractie de tip Fresnel.
'           Observatie: acest algoritm permite obtinerea din figura
'     de difractie a structurii obiectului difractant realizand
'     transformata Fourier bidimensionala inversa.
'
'            <-------dimx --------->
'         (1,1)-----------------(1,n)---> x   dx = dimx/n; rez.pe ox
'      I    I          dx          I
'      I    I                      I          Configuratia obiectului
'    dimy   I dy      ****         I          difractant plan
'      I    I         ****         I          (fanta,apertura patratica,
'      I    I         ****         I          dreptunghiulara,etc.)
'      I    I         ****         I
'      I    I                      I
'         (m,1)-----------------(m,n)
'           I
'           y                                 dy = dimy/m; rez.pe oy
'
'
'           Pentru redarea hologramei,campul difractat calculat
'     este impartit intr-n numar de celule egal cu :m*n/32/32.De
'     exemplu pentru m=n=64  numarul de celule este 4 avand confi-
'     guratia spatiala urmatoarea:
'                                      1     3
'                                      2     4
'     iar pentru m=n=128 ;
'                                   1     5     9     13
'                                   2     6     10    14
'                                   3     7     11    15
'                                   4     8     12    16
'     deci un numar de 16 celule.
'           Fiecare celula de pe ecran are dimensiunea maxima
'     20 x 15 pixeli in care 10 x 15 corespunde umplerii acesteia
'     proportional cu valoarea amplitudinii dupa care se deplase-
'     aza aceasta umplere pe restul de 10 pixeli,proportional cu
'     valoarea fazei.Deplasarea se face numai in lungul lui ox,iar
'     umplerea se face atat pe ox(pe cel mult 10 pixeli)cat si pe
'     oy(pe cel mult 15 pixeli).
'           Daca celula de codare este circulara,in spatiul de
'     20 x 15 pixeli se umple un cerc de arie proportionala cu
'     amplitudinea si deplasat,in interiorul celulei,cu o distanta
'     proportionala cu faza.

    DEFSNG A-Z: DEFINT I-N
    DECLARE SUB Say (x!, y!, Mesaj$)
    DECLARE SUB Generic ()
    SCREEN 1
    Generic
    SCREEN 9
    SCREEN 11
    CLS
    sign = -1!          ' Necesar realizarii transformatei Fourier
                        ' directa(sign=+1. pentru transf.Fourier inv.)
    PRINT "Precizati dimensiunea numerica a obiectului difractant "
    PRINT "(32,64 sau 128)"
    INPUT m
    n = m
    IF m = 32 THEN mp = 5
    IF n = 32 THEN np = 5
    IF m = 64 THEN mp = 6
    IF n = 64 THEN np = 6
    IF m = 128 THEN mp = 7
    IF n = 128 THEN np = 7
    PRINT "Tipul de obiect difractant-model este o fanta patrat"
    pi = 3.14159
    wavel = .6 * 10 ^ -6                           ' dimensiunile sunt :
    dimx = .01:   dimy = .01:    z = 200000!       ' metri
    dx = dimx / n: dy = dimy / m
    PRINT "Dimensiunea liniara stabilita este 1 cm x 1 cm."
    PRINT "La aceasta dimensiune,cu lungimea de unda de 0,6 micron:

    PRINT "distanta de inregistrare Fraunhofer este z=200000 m"
    PRINT "Sub aceasta distanta figura de difractie este Fresnel"
```

```
      INPUT "Distanta de inregistrare"; z
      INPUT "Factorul de scalare al hologramei(1,2,...,10)"; sc
      INPUT "Tipul de celula pentru codare(dreptunghi,cerc)"; celula$
      PRINT m; n; mp; np; z; sc; celula$
      SLEEP 2
      m2 = m / 2: m21 = m2 + 1: m22 = m2 + 2
      n2 = n / 2: n21 = n2 + 1: n22 = n2 + 2
      max = m: IF n > max THEN max = n
      DIM xr(max), xi(max), zr(max), zi(max), lr(15)
      OPEN "sirxr" FOR RANDOM AS #1 LEN = 4
      OPEN "sirxi" FOR RANDOM AS #2 LEN = 4
      GOSUB patrat
' Calculul transformatei Fourier pe linii
      FOR i = 1 TO m
      FOR j = 1 TO n
      GET #1, (i - 1) * n + j, zr(j)
      NEXT j
      FOR j = 1 TO n
      GET #2, (i - 1) * n + j, zi(j)
      NEXT j
      mnp = np
      GOSUB tfr
      FOR j = 1 TO n21
      jj = n2 + j - 1
      xr(jj) = zr(j): xi(jj) = zi(j)
      NEXT j
      FOR j = n22 TO n
      jj = j - n21
      xr(jj) = zr(j): xi(jj) = zi(j)
      NEXT j
      FOR j = 1 TO n
      PUT #1, (i - 1) * n + j, xr(j)
      NEXT j
      FOR j = 1 TO n
      PUT #2, (i - 1) * n + j, xi(j)
      NEXT j
      NEXT i
' Calculul transformatei Fourier pe coloane
      FOR j = 1 TO n
      jk = 1
      FOR ij = j TO (m * n) STEP n
      GET #1, ij, zr(jk)
      jk = jk + 1
      NEXT ij
      jk = 1
      FOR ij = j TO (m * n) STEP n
      GET #2, ij, zi(jk)
      jk = jk + 1
      NEXT ij
      mnp = mp
      GOSUB tfr
      FOR i = 1 TO m21
      ii = m2 + i - 1
      xr(ii) = zr(i): xi(ii) = zi(i)
      NEXT i
      FOR i = m22 TO m
      ii = i - m21
      xr(ii) = zr(i): xi(ii) = zi(i)
      NEXT i
      jk = 1
      FOR ij = j TO (m * n) STEP n
      PUT #1, ij, xr(jk)
      jk = jk + 1
      NEXT ij
      jk = 1
      FOR ij = j TO (m * n) STEP n
      PUT #2, ij, xi(jk)
      jk = jk + 1
      NEXT ij
      NEXT j
' Calculul spectrului de amplitudine,xr si a
' spectrului de faza,xi
      amax = 0!
      FOR i = 1 TO m
      FOR j = 1 TO n
      GET #1, (i - 1) * n + j, xr(j)
      NEXT j
      FOR j = 1 TO n
      GET #2, (i - 1) * n + j, xi(j)
      NEXT j
      FOR j = 1 TO n
      yr = xr(j): yi = xi(j)
      xr(j) = SQR(yr ^ 2 + yi ^ 2)
      IF amax < xr(j) THEN amax = xr(j)
      IF yr > 0 AND yi > 0 THEN xi(j) = ATN(yi / yr)
      IF yr = 0 AND yi < 0 THEN xi(j) = 3 * pi / 2
      IF yr = 0 AND yi > 0 THEN xi(j) = pi / 2
      IF yr = 0 AND yi = 0 THEN xi(j) = 0!
      IF yr < 0 AND yi <> 0 THEN xi(j) = pi + ATN(yi / yr)
      IF yr > 0 AND yi < 0 THEN xi(j) = 2 * pi + ATN(yi / yr)
      NEXT j
      FOR j = 1 TO n
      PUT #1, (i - 1) * n + j, xr(j)
      NEXT j
      FOR j = 1 TO n
      PUT #2, (i - 1) * n + j, xi(j)
```

```
        NEXT j
        NEXT i
        amax = amax / sc
        CLS
        FOR jj = 1 TO n / 32
        FOR ii = 1 TO m / 32
        ik = 1
        FOR i = 1 + (ii - 1) * 32 TO ii * 32
        jk = 1
        FOR j = 1 + (jj - 1) * 32 TO jj * 32
        GET #1, (i - 1) * n + j, ampl
        GET #2, (i - 1) * n + j, faza
        IF ampl > amax THEN ampl = amax
        x1 = 1 + (jk - 1) * 20 + faza * 10 / 2 / pi
        y1 = 1 + (ik - 1) * 15
        x2 = x1 + ampl * 10 / amax
        y2 = y1 + ampl * 15 / amax
        IF celula$ = "dreptunghi" THEN LINE (x1, y1)-(x2, y2), 7, BF
        raza = (y2 - y1) / 2: xc = (x1 + x2) / 2
                                yc = (y1 + y2) / 2
        IF celula$ = "cerc" THEN CIRCLE (xc, yc), raza, 7
        IF celula$ = "cerc" THEN PAINT (xc, yc), 7
        jk = jk + 1
        NEXT j
        ik = ik + 1
        NEXT i
        SLEEP
        SLEEP
        CLS
        NEXT ii
        NEXT jj
        CLOSE #1: CLOSE #2
        END
    ' Subrutina patrat
patrat:    ' Modelul obiect fanta patratica
        CLS
        LOCATE 2, 2: PRINT "MODELUL DE OBIECT DIFRACTANT"
        LOCATE 30, 40
        IF z < 200000 THEN PRINT "Se calculeaza holograma Fresnel"
        IF z >= 200000 THEN PRINT "Se calculeaza holograma Fraunhofer"
        LINE (2, 15)-(620, 478), 7, B
        LINE (300, 220)-(340, 260), 7, BF
        FOR i = 1 TO m
        FOR j = 1 TO n
        xr(j) = 0!: xi(j) = 0!
    IF i >= m2 - 2 AND i <= m22 AND j >= n2 - 2 AND j <= n22 THEN xr(j) = 1
     ' Calculul factorului patratic de faza(factorul Fresnel)
        fact = pi / wavel / z * ((j * dx) ^ 2 + (i * dy) ^ 2)
        asin = SIN(fact): acos = COS(fact)
        yr = xr(j): yi = xi(j)
        xr(j) = yr * acos - yi * asin
        xi(j) = yr * asin + yi * acos
        NEXT j
        FOR j = 1 TO n
        PUT #1, (i - 1) * n + j, xr(j)
        NEXT j
        FOR j = 1 TO n
        PUT #2, (i - 1) * n + j, xi(j)
        NEXT j
        NEXT i
        RETURN
tfr:
     ' Subrutina tfr realizeaza transformata Fourier rapida
     ' monodimensionala pe baza algoritmului Cooley-Tukey

        lx = 2 ^ mnp
        FOR k = 1 TO mnp
        lr(k) = 2 ^ (mnp - k)
        NEXT k
        FOR l = 1 TO mnp
        nblock = 2 ^ (l - 1)
        lblock = lx / nblock
        lbhalf = lblock / 2
        k = 0
        FOR iblock = 1 TO nblock
        v = sign * 2! * pi * k / lx
        wkr = COS(v): wki = SIN(v)
        istart = lblock * (iblock - 1)
        FOR ki = 1 TO lbhalf
        kj = istart + ki
        jh = kj + lbhalf
        qr = zr(jh) * wkr - zi(jh) * wki
        qi = zi(jh) * wkr + zr(jh) * wki
        zr(jh) = zr(kj) - qr
        zi(jh) = zi(kj) - qi
        zr(kj) = zr(kj) + qr
        zi(kj) = zi(kj) + qi
        NEXT ki
        FOR ki = 2 TO mnp
        kii = ki
        IF k >= lr(ki) THEN GOTO 3
        IF k < lr(ki) THEN GOTO 4
```

```
3                    k = k - lr(ki)
                     NEXT ki
4                    k = k + lr(kii)
                     NEXT iblock
                     NEXT l
                     k = 0
                     FOR kj = 1 TO lx
                     IF k < kj THEN GOTO 5
                     IF k >= kj THEN GOTO 9
9                    zoldr = zr(kj): zoldi = zi(kj)
                     zr(kj) = zr(k + 1): zi(kj) = zi(k + 1)
                     zr(k + 1) = zoldr: zi(k + 1) = zoldi
5                    FOR ki = 1 TO mnp
                     kii = ki
                     IF k >= lr(ki) THEN GOTO 6
                     IF k < lr(ki) THEN GOTO 7
6                    k = k - lr(ki)
                     NEXT ki
7                    k = k + lr(kii)
                     NEXT kj
                     IF sign < 0! THEN GOTO 12
                     IF sign >= 0! THEN GOTO 11
11                   FOR ki = 1 TO lx
                     zr(ki) = zr(ki) / jlx
                     zi(ki) = zi(ki) / jlx
                     NEXT ki
12                   RETURN

DEFINT I-N
                      SUB Generic
                      RANDOMIZE TIMER
                      COLOR 4
                      Say 3, 30, "GENERAREA HOLOGRAMELOR PE CALCULATOR"
                      Say 7, 30, "Coordonator stiintific :"
                      Say 8, 30, "      Lector dr. CONSTANTIN DANCIULESCU"
                      Say 11, 30, "Absolventa :  ROSU LORENA DIANA"
                      Say 12, 30, "              Universitatea Bucuresti"
                      Say 13, 30, "              Facultatea de Chimie"
                      Say 14, 30, "              Sectia Chimie-Fizica"
                      Say 22, 30, " Finalizat : 20 mai 1995"
                      SLEEP 6
                      FOR i = 333 TO 666 STEP 4
                        SOUND i, 2
                        CIRCLE (RND * 300, RND * 300), RND * 100, 1, , , 5
                      NEXT i
                      CLS
                      END SUB

DEFINT I-N
                      SUB Say (x, y, Mesaj$)
                      LOCATE x, y
                      PRINT Mesaj$
                      END SUB
```

CAP VIII SISTEMELE DE PRELUCRARE OPTICE SI ELECTRONOOPTICE

8.1 Sistemul de prelucrare optică

Filtrarea în planul frecvenţă,mono şi bidimensională, a unui obiect difractant al cărui spectru Fourier este realizat în planul focal imagine al lentilei convergente care produce acest spectru,permite obţinerea unor sisteme de calcul optice care să faciliteze şi alte operaţii matematice.

Necesitatea unor astfel de sisteme de calcul derivă din dificultăţile care apar în prelucrarea numerică a datelor(analiză spectrală,transformări integrale-Fourier,Fresnel-corelaţii, etc.);chiar şi folosirea unor algoritmi perfecţionaţi,de exemplu algoritmul FFTR,necesită capacităţi,timp de prelucrare şi costuri mari.Pe de altă parte,în optică,transformarea Fourier şi toată algebra asociată domeniului spectral ca şi alte transformări integrale(Hankel,Hilbert,etc.)sunt operaţii care se obţin uşor şi rapid.

Este clar că eficienţe unui sistem optic apare superioară faţă de eficienţa unui calculator electronic pentru operaţiile menţionate,aplicate unor cantităţi mari de date de bandă largă şi care trebuie prelucrate rapid.Aceasta a determinat elaborarea unor algoritmi optici care să poată efectua o gamă largă de operaţii matematice,/16,23,30/.

Principalele operaţii realizate în planul Fourier întrun sistem optic sunt:

8.1.1 Convoluţia şi corelaţia

8.1.1 <u>Convoluţia şi corelaţia</u>;aceste două operaţii,de bază în sistemele optice,intervenind în realizarea majorităţii operaţiilor matematice realizate optic,derivă din două transformări Fourier.

Configuraţia optică pentru obţinerea convoluţiei şi corelaţiei,operaţii descrise în capitolul III,formulele (3.23), respectiv (3.27),numită şi configuraţie 4f,este prezentată în figura 8.1.

In planul de ieşire al lentilei L_2 se obţine convoluţia, respectiv corelaţia funcţiei din planul de intrare cu transformata Fourier a funcţiei introduse în planul spectral,respectiv cu transformata Fourier conjugată pentru obţinerea corelaţiei.

Intra-adevăr,dacă $F_1(u,v)$ este transformata Fourier a

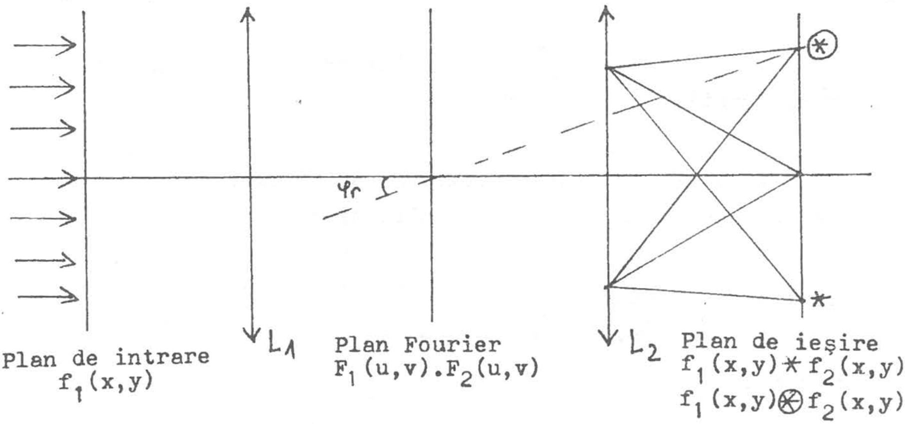


Fig. 8.1

funcţiei $f_1(x,y)$ obţinută în planul Fourier al lentilei L_1, iar $F_2(u,v)$ transformata Fourier a lui $f_2(x,y)$ înregistrată în prealabil într-un montaj holografic, atunci amplitudinea transmisă spre lentila L_2 este :

$$F(u,v) = F_1 + F_1 \cdot \left|F_2\right|^2 + A_r \cdot F_1 \cdot F_2 \cdot e^{-ik\varphi_r} + A_r \cdot F_1 \cdot F_2 \cdot e^{+ik\varphi_r} \tag{8.1}$$

Transformatele Fourier realizate de această lentilă permit obţinerea în planul focal imagine, pentru termenii 3 şi 4 din relaţia (8.1) a convoluţiei, respectiv corelaţiei funcţiei $f_1(x,y)$ cu $f_2(x,y)$:

$$f_1(x,y) * f_2(x,y) = F^{-1}\left[A_r \cdot F_1 \cdot F_2 \cdot e^{-ik\varphi_r}\right] \tag{8.2}$$

$$f_1(x,y) \circledast f_2(x,y) = F^{-1}\left[A_r \cdot F_1 \cdot F_2 \cdot e^{+ik\varphi_r}\right] \tag{8.3}$$

plasate simetric faţă de axa de simetrie a sistemului sub unghiul φ_r sub care a fost înregistrat spectrul Fourier $F_2(u,v)$ cu ajutorul referinţei:

$$A_r \cdot e^{ik\varphi_r}$$

Operaţiile autoconvoluţie, respectiv autocorelaţie, obţinute în aceeaşi manieră, se prezintă în planul de ieşire sub forma unor spoturi intense, localizate în aceleaşi poziţii simetrice: $\pm\varphi_r$.

Aceste operaţii cu semnificaţii fizice importante, realizabile într-un sistem optic în timp real necesită într-un calculator numeric cîteva zeci de minute de calcul.

8.1.2 <u>Diferenţierea</u> ;necesită un filtru în planul Fourier cu funcţia de transfer :

$$H(u) = i.2\pi.u \qquad (8.4)$$

Realizarea acestui filtru se poate face din două componente în cascadă;un filtru de amplitudine :

$$A(u) = 2\pi\, u \qquad (8.5)$$

şi un filtru de fază :

$$\varphi(u) = \frac{\pi}{2} \cdot \operatorname{sgn} u \qquad (8.6)$$

figura 8.2 :

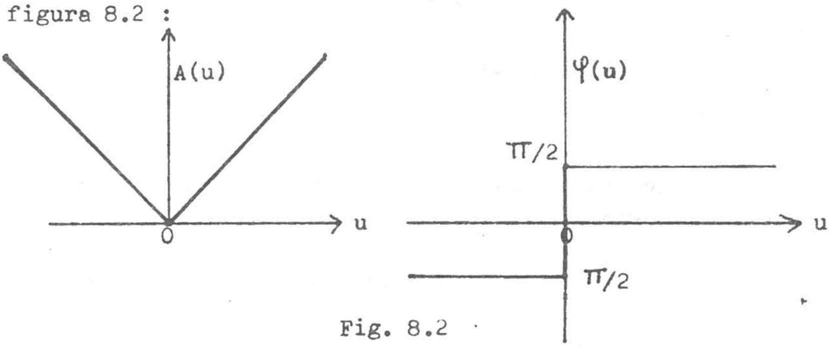


Fig. 8.2

8.1.3 <u>Integrarea</u> ;necesită în sistemul prezentat în figura 8.1 un filtru de forma :

$$H(u) = \frac{1}{i.2.\pi.u} \qquad (8.7)$$

care se poate realiza din două componente dispuse în montajul optic;un filtru de amplitudine :

$$A(u) = \frac{1}{2.\pi.\,u} \qquad (8.8)$$

şi un filtru de fază :

$$\varphi(u) = -\frac{\pi}{2}.\ \operatorname{sgn} u \qquad (8.9)$$

obţinute ca şi componentele filtrului pentru diferenţiere.

8.1.4 <u>Transformarea Hilbert</u> ; se defineşte prin ecuaţia:

$$\hat{f}(x) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(x')}{x' - x}\, dx' \qquad (8.10)$$

respectiv transformarea inversă :

$$f(x) = -\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\hat{\hat{f}}(x')}{x' - x}\, .dx' \qquad (8.11)$$

care,se observă că se poate scrie ca o convoluţie :

$$\hat{f}(x) = f(x) * \frac{1}{\pi x} = f(x) * h(x) \qquad (8.12)$$

unde funcţia filtru :

$$h(x) = \frac{1}{\pi x} \qquad (8.13)$$

are funcţia de transfer :

$$H(u) = i.\mathrm{sgn}\, u \qquad (8.14)$$

adică structura unei lame defazaoare cu un salt de fază $-\frac{\pi}{2} \longrightarrow$ $\longrightarrow \frac{\pi}{2}$ de-a lungul unei axe spectrale perpendiculară pe axa transformării din domeniul spaţial.Acest filtru este unidimensional şi anizotrop.Funcţia lui de transfer are forma de variaţie prezentată în figura 8.2.

8.2 Sistemul electronooptic de prelucrare

Conectarea unui sistem optic de prelucrare la un calculator numeric prin intermediul unor interfeţe opto-numerice permite realizarea unui sistem hibrid care să combine posibilităţile combinatoriale şi de decizie eficiente ale calculatorului numeric cu algoritmii puternici de operare în domeniul spectral ai sistemului optic. Acesta din urmă funcţionează ca o subrutină care este solicitată de calculatorul numeric de cîte ori este nevoie să efectueze operaţii care îi intră în atribuţie.

Structura generală a unui sistem electronooptic este prezentată în figura 8.3.

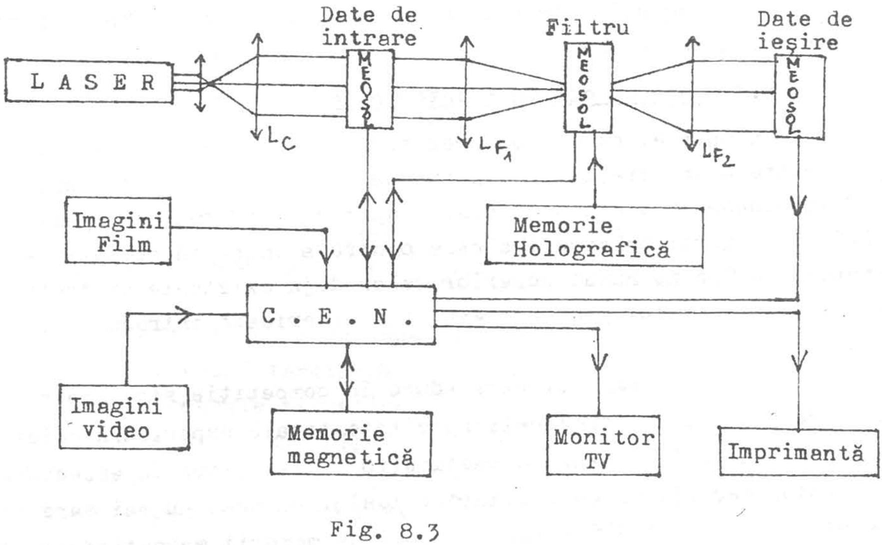


Fig. 8.3

Datele de intrare şi filtrele pentru diferite operaţii sunt introduse cu ajutorul interfeţelor de tip MEOSOL-Modulatori Electrono- Optici Spaţiali On-Line,care sunt dispozitive matriceale de fotodiode,respectiv fotocelule.Săgeţile de pe liniile de conexiune semnifică sensul de deplasare a datelor,de la sau dinspre calculator către sistemul optic.

Datele de intrare pot fi imagini video,imagini de film, sau pot proveni din memoriea magnetică a calculatorului(discuri magnetice,benzi magnetice)ori memoria holografică a sistemului optic

Filtrele optice pot exista stocate în memoria holografică sau realizate prin program numeric de calculator.

Intreaga activitate a sistemului electronooptic se desfăşoară în buclă închisă sub controlul calculatorului numeric; programe de decizie cuprinzând analiza spectrală şi controlul datelor de intrare şi ieşire,determină derularea prelucrării ân regim intercativ.

Datele de iesire pot fi afişate direct pe monitorul TV, sau,prin intermediul calculatorului pe hârtie fotografică(plotter) sau hârtie de imprimantă ori stocate în memorie.

Aceste sisteme electronooptice de prelucrare a informaţiei oferă mijloace de prelucrare rapidă şi de mare capacitate şi cu o mare flexibilitate faţă de datele de intrare.

Deşi evoluţia lor este departe de a fi încheiată se pare că funcţionează curent;

8.3 Stocarea optică a informaţiei

In paralel cu dezvoltarea sistemului electronooptic de prelucrare a informaţiei o importantă activitate de cercetare a fost depusă în domeniul stocării optice a informaţiei,realizării de memorii holografice care pentru a intra în competiţie trebuie să fie nu numai superior celor deja existente ci trebuie să aibă potenţialul pentru o evoluţie ulterioară introducerii sale.

Dintre parametrii care aduce în competiţie stocarea optică se remarcă în principal:capacitate totală superioară celor mai mari unităţi cu benzi magnetice(10^{12} biţi),timp de acces asemănător memoriilor cu ferită($\sim 1\ \mu s$)şi un cost nu mai mare decât cel atribuit diferitelor tipuri de memorii magnetice.

Un tabel comparativ al diferitelor tipuri de memorii este dat în figura 8.4.

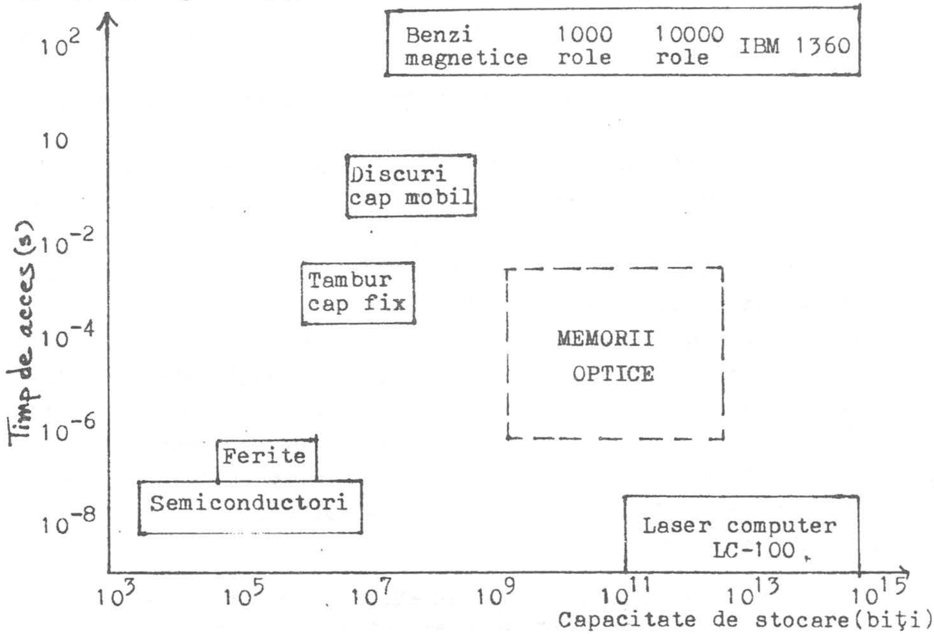


Fig. 8.4

Ţinând cont de cei mai remarcabili parametrii:acces aleatoriu,redundanţa(holografică),relaxarea unor toleranţe mecanice(prelucrarea paralelă)şi asociativitatea(în stocarea holografică) memoriile holografice pot fi clasificate în următoarele forme:

- memorie de arhivă,fără posibilităţi de ştergere sau completare-memorie ROOM(read-only optical memory),dar cu o capacitate foarte mare(10^{12} - 10^{13} biţi)competitivă cu stocarea pe film;

- memorie de mare capacitate cu unele posibilităţi de ştergere sau completare(RMOM - read mostly optical memory),competitivă cu benzile magnetice;

- memorie tampon(buffer)cu acces aleatoriu,posibilităţi de scriere/citire şi timp de acces mare(∼1 ms):WREOM(write-read erase optical memory),competitivă cu discurile şi tamburii magnetici;

- memorie operativă cu acces aleatoriu,posibilităţi de scriere/citire şi timp de acces rapid(~ 1 μs),competitivă cu memoriile cu ferite şi cu semiconductori.

In general sistemele de stocare optică a informaţiei se clasifică în două mari grupe :

- memorii optice din care cele mai reprezentative sunt cele orientate pe bit;

- memorii holografice:digitale,analogice,asociative.

Memoriile optice(fotografice)orientate pe bit concurează benzile şi discurile magnetice.La capacităţi mari,peste 10^6 biţi/cm^2,apar însă probleme severe legate de toleranţe mecanice, precizia de pozţionare fiind ~ 1 μm,de climatizare şi de calitatea materialelor fotosensibile(absenţa defectelor).

Memoriile holografice oferă o redundanţă mare faţă de defecte,praf,etc.(care micşorează totuşi raportul semnal/zgomot), permit înregistrarea în volumul materialului fotosensibil(mărirea capacităţii),relaxează unele toleranţe mecanice şi au proprietăţi asociative.Insă îndeplinirea acestor deziderate ridică alte probleme tehnologice.

8.3.1 <u>Memoriile optice cu laser</u> ; sunt memorii digitale orientate pe bit punându-se accentul pe sistemul de deflexie al fasciculului laser,acesta putând avea un acces aleatoriu rapid la orice punct de stocare.

Un tip de memorie ROOM orientată pe bit care lucrează cu un calculator poate stoca până la 7.10^{11}biţi pe 450 benzi de poliester metalizat,plasate pe un tmbur,fiecare bandă înregistrând 11 440 de piste,/30/.Procedeul de înregistrare constă în producerea unor găuri cu diametrul de câţiva microni în pelicula metalică prin vaporizarea ei cu fasciculul laser focalizat. Aceste găuri corespund valorii logice "1".La citire,puterea laserului este redusă şi datele sunt extrase prin detecţie fotoelectrică a fasciculului reflectat de pelicula metalică.Densitatea care se obţine prin acest procedeu este ~1,5.10^5biţi/cm^2.O asemenea memorie echipează un calculator ILLIAC la NASA se numeşte UNICON şi este folosită ca arhivă de date,/30/.

O memorie de tip WREOM este discul magnetooptic realizat de firma IBM Nippon Electric Co,/30/;are organizată stocarea pe piste concentrice ca în cazul discului magnetic.Materialul de stocare este un strat de MnBi,cu grosimea de 100 nm,depus pe sticlă şi magnetizat la saturaţie într-o direcţie normală la suprafaţă.Inscrierea datelor,"1",se face prin încălzirea unei zone cu diametrul de câţiva microni a materialului deasupra punctului Curie(360°C)cu un fascicul laser focalizat.După răcire,direcţia de magnetizare a zonei respective este inversă,astfel încât citirea se face,la intensităţi mici,folosind rotirea planului de polarizare prin transmisia,efect Faraday,sau reflexia, efect Kerr magnetic,spotului luminos pe materialul magnetic în zona cu "1" logic.

Stergerea se face prin încălzirea uniformă a ariei respective deasupra punctului Curie cu fasciculul laser şi magnetizarea ei la saturaţie cu un câmp magnetic mult mai slab decât câmpul coercitiv.

Discul magnetooptic permite un timp de acces aleatoriu mult mai rapid decât discul magnetic,datorită deflexiei optice a fasciculului laser de-a lungul pistelor şi radial.

Memoria optică care a stârnit un foarte mare interes este LC-100(Laser Computer Corp.).Această memorie de masă WREOM are parametrii care depăşesc orice previziuni,figura 8.4,/30/.

Mediul de stocare este un strat subţire feroelectric de niobat de litiu($LiNbO_3$)dopat şi depus pe un strat de sticlă împreună cu alte şase straturi auxiliare,figura 8.5.

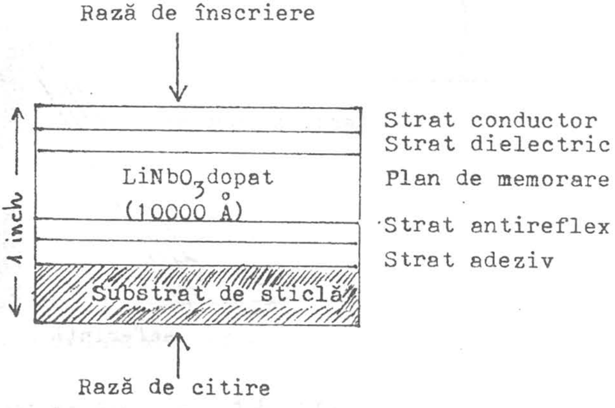


Fig. 8.5

Planul memoriei este un pătrat cu latura de 1,2 m şi constă din zece panouri depuse cu niobat de litiu. Densitatea stocării este $\sim 10^7$ biţi/mm^2 cu cel puţin două ordine de mărime mai mare decât se prevedea în proiectele anterioare; ideea a constat în înregistrarea şi discriminarea pe mai multe nivele de "gri" deci nu binar, on/off, şi într-o împachetare mult mai strânsă a zonelor de înregistrare.

8.3.2. <u>Memoriile holografice digitale</u>; acestea sunt organizate pe pagini (blocuri) de informaţie. Organizarea acestor pagini se poate face prin două metode:

- prin multiplexare spaţială (MS), care constă în înregistrarea paginilor holografice una lângă alta;
- prin multiplexarea în frecvenţe spaţiale (MFS), care constă în înregistrarea paginilor în holograme în volum, formate în expuneri multiple asupra aceluiaşi volum al materialului de stocare şi cu variaţia unghiului mediu între fasciculul obiect şi referinţă.

Primul procedeu foloseşte înregistrări holografice cvasi-Fourier (într-un plan aproape de planul Fourier) care se obţin pe un suport fotosensibil, una lângă alta, figura 8.6, prin deplasa-

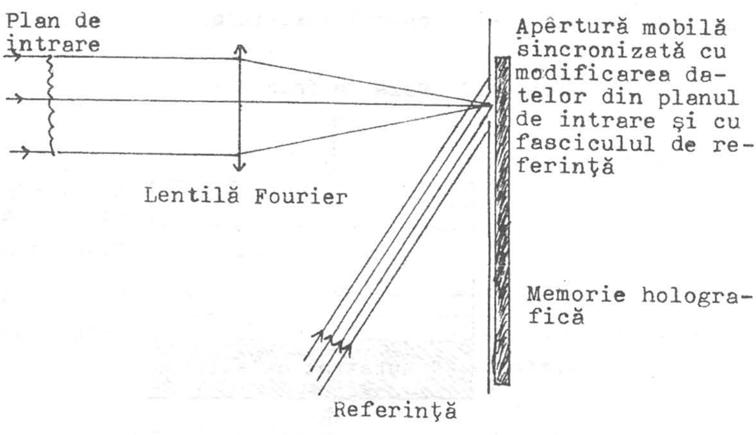


Fig. 8.6

rea unei aperturi pătratice ($\sim$ 1,5 mm). In spaţiul liber al acesteia se obţine holograma corespunzătoare datelor plasate în planul de intrare.

Capacitatea memoriilor holografice MS este limitată principial şi tehnologic la $\sim 10^8$ biţi.Mărirea acestei capacităţi cu cel puţin trei ordine de mărime se poate obţine numai prin combinarea MS - MFS.

In general toate problemele care apar pentru realizarea unei memorii holografice sunt dependente de tipul de memorie considerat:ROOM sau WREOM.

Memoriile holografice tip MFS,în afară de variaţia unghiului între fasciculele obiect şi referinţă,s-ar putea realiza şi prin variaţia lungimii de undă a laserului.Insă prima variantă, mai precis înclinarea undei de referinţă în raport cu unda obiect de direcţie constantă comportă unele avnataje;acestea sunt:

- înscrierea şi citirea în orice adresă nu comportă deplasări mecanice;
- unda de referinţă şi unda obiect sunt comandate de acelaşi sistem de deflexie;
- înclinarea undei de referinţă la fiecare hologramă permite înregistrarea în volumul materialului.

- /// -

B I B L I O G R A F I E

1.M.ALEXANDRESCU,C.DANCIULESCU - Procedeu de prelucrare optică a datelor geofizice;Brevet de invenţie nr.73328 din 25 dec.1979;

2.M.ALEXANDRESCU,C.DANCIULESCU - Optical application to geophysical data processing;Rev.Roum.Geol.Geophys.et Geographie,1980,Tome 24,no.1,pg.107;

3.BOURROUILH B.- New.Rev.Optique,1973,vol.14,pg.369;

4.BORN M.,WOLF E. - Principles of Optiques;Pergamon Press,London, 1981;

5.BRATESCU G. - Optica,Ed.Didactică şi Ped.,Buc.1982;

6.BROWN B.R.,LOHMANN A.W. - Applied Optics,1966,vol.5,pg.967;

7.COLLIER R.J.,BURCHARDT C.B.,LIU L.H. - Optical Holography; Academic Press,New York,1971;

8.COOLEY Y.W.,TUKEY J.W. - Math.of Comput.,1965,vol.19,no.50, pg.197;

9.CUCUREZEANU I.,CHISLEAG R.,SUCIU O.,BORZA D. - Aplicaţii ale holografiei Optice;Ed.Tehnică,Bucureşti,1984;

10.DANCIULESCU C. - Prelucrarea Optică a Informaţiei cu Aplicaţii în Geofizică;Teză de Doctorat,Bucureşti,1990;

11.DOBRIN M.B.,INGALS A.L.,LONG J.A. - Geophysics,1965,vol.30;

12.DUFFIEUX P.M. - L'integrale de Fourier et ses applications a l'optique;Masson et C-ie,Paris,1970;

13.FRANCON M. - Diffraction.Coherence en Optique;Gauthier-Villars, Paris,1964;

14.FRANCON M. - Holographie,Masson et C-ie,Paris,1969;

15.GARLASU S. - Prelucrarea în timp real a semnalelor fizice;Ed. Scrisul Românesc,Craiova,1978;

16.GOODMAN J. - Introduction to Fourier Optics;Mc.Graw-Hill,New York,1967;

17.IOVA I. - Elemente de Optică Aplicată;Ed.St.şi Encicl.Buc.1977;

18.LEE WAI HON - Applied Optics,1974,vol.13,no.7,pg.1677;

19.LEITH E.N.,UPATNIEKS J.- J.Opt.Soc.Am.1964,no.54,pg.1295;

20.LEVAI ST. - Generatori Cuantici şi Optotehnică;Ed.Univ.Buc. 1986;

21.SOMMERFELD A. - Optics;Academic Press,New York,1964;

22.SPATARU A. - Teoria Transmisiunii Informaţiei;vol.1,2,Ed.Tehn. 1965;

23.STROKE G.W. - An Introduction to Coherent Optics and Holography;Ed.Academic Press,New York,1970;

24.STUART R.D. - Introducere în Analiza Fourier cu Aplicaţii în Tehnică;Trad.Lb.engl.Ed.Tehn.Bucureşti,1971;

25.TUDOR T. - Bazele Opticii Coerente;Ed.Univ.Bucureşti,1992;

26.TUDOR T. - Optica Coerentă.Lucrări Practice de Laborator;Ed. Univ.Bucureşti,1992;

27.VANDER LUGT A. - IEEE Trans.and Inform.Theory,1964,nr.4,pg.139;

28.VANDER LUGT A. - Applied Optics,1966,vol.5,no.11,pg.1760;

29.VLAD V. - Introducere în Holografie,Ed.Academiei,Bucureşti, 1973;

30.VLAD V.,ZACIU R.,MAURER J.,MIRON N.,SPOREA D. - Prelucrarea Optică a Informaţiei,Ed.Academiei,Bucureşti,1976.

- // -

Tiparul s-a efectuat sub c-da nr. 192/1995
la Tipografia Editurii Universităţii Bucureşti

DATA RESTITUIRII
