

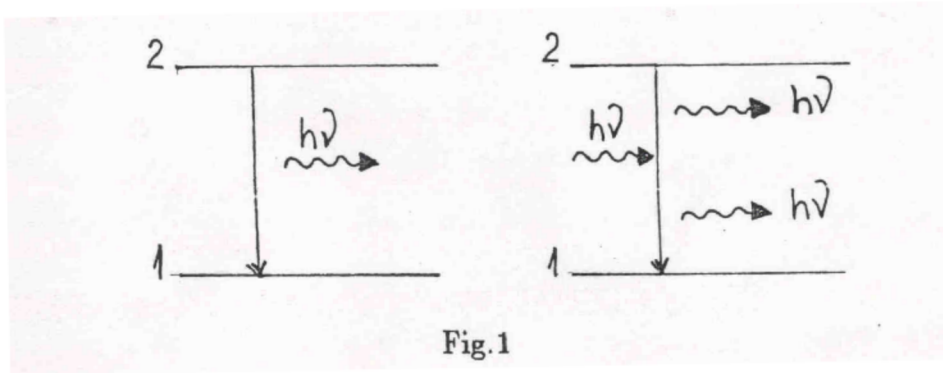
## PROPRIETATILE RADIATIEI LASER

Radiația laser se caracterizează printr-un grad înalt de:

1. monocromaticitate;
2. coerență;
3. direcționalitate;
4. intensitate (strălucire).

Acestor patru proprietăți li se adaugă aceea că se pot obține pulsuri de lumină de o durată foarte scurtă  $10^{-12}$ s (nanosecunde) sau  $10^{-15}$  (femtosecunde). Să discutăm pe rând fiecare din aceste proprietăți.

### 1. MONOCROMATICITATEA



Să presupunem două nivele ale unui sistem atomic (1) starea fundamentală și (2) o stare excitată. Teoretic tranziției dintre cele două nivele îi corespunde frecvența:

$$\nu = E_2 - E_1$$

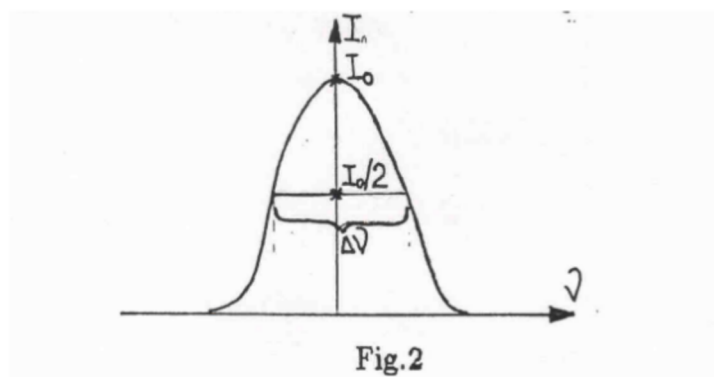
În realitate nivelul 2 are un timp de viață  $\tau \approx 10^{-8}$ s conform relației de incertitudine transpusă la energie-timp.

$$\Delta E \cdot \tau \approx \hbar$$

$$\Delta E = \text{lărgimea nivelului}$$

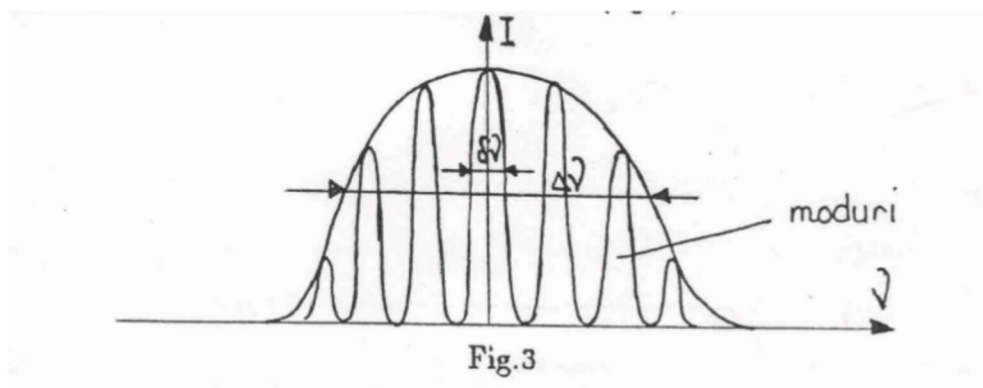
Deci pentru  $\tau \rightarrow \infty$ ,  $\Delta E \rightarrow 0$  situația pentru nivelul fundamental. Pentru nivelul excitat cu cât timpul de viață este mai scurt, cu atât lărgimea nivelului crește. Deci tranziției  $2 \rightarrow 1$  îi corespunde de fapt un domeniu de frecvențe  $\Delta \nu$ . Pe lângă această lărgime numită lărgime naturală există alte mecanisme care contribuie la lărgirea liniei spectrale cum ar fi (în cazul gazelor) efectul de presiune, lărgirea ca urmare a efectului Doppler, iar în cazul solidelor interacțiunea particulei emițătoare cu împrejurimile. În concluzie tranziției  $2 \rightarrow 1$  îi corespunde o

distribuție a intensității în funcție de frecvența de formă (numită și profilul liniei spectrale emise) dată în fig. 2.



De exemplu pentru tranziția în roșu a Ne (6328 Å) lărgimea liniei este  $\Delta\nu = 1500$  MHz (prin lărgimea liniei se înțelege de obicei semilărgimea ei, adică domeniul de frecvențe,  $\Delta\nu$ , corespunzător la  $I=I_0/2$  (vezi fig.2)).

Efectul amplificării radiației (LASER) se produce atunci când mediul este introdus într-o cavitate rezonantă. În cazul laserilor această cavitate este formată din două oglinzi așezate pe aceeași axa optică la o anumită distanță. Aceasta este un rezonator optic deschis. Dacă se introduce în acest rezonator o radiație corespunzătoare unui domeniu continuu de frecvențe  $\Delta\nu$ , în rezonator se vor forma unde staționare care pot exista numai pentru anumite frecvențe din intervalul  $\Delta\nu$ . Acestea sunt rezonanțele cavității (moduri) ale cărei lărgimi  $\delta\nu$  sunt mult mai mici decât  $\Delta\nu$  (fig. 3).



Deci radiația laser va fi generată pe aceste rezonanțe. Ne explicăm în acest fel monocromaticitatea mare a acestei radiații. În cazul laserului cu He-Ne se pot prevedea teoretic valori  $\delta\nu \approx 50-500$  Hz. Practic datorită modificării lungimii cavității rezonante și neomogenității mediului activ laser valorile  $\delta\nu$  sunt mult mai mari, de ordinul KHz.

Putem deci spune că dacă laserul oscilează pe toate modurile din profilul benzii de emisie cu lărgimea  $\Delta\nu$ , radiația care se obține este formată dintr-o sumă de radiații monocromatice. Dacă am putea separa un singur mod (de obicei modul central) și aceasta este posibil introducând în cavitatea rezonantă un etalon Fabry – Perot cu grosime potrivit aleasă, am putea spune că s-a obținut o radiație de o mare monocromaticitate.

## 2. COERENȚA

Pentru orice undă electromagnetică se pot introduce două concepte de coerență: coerență spațială și coerență temporală.

### Coerența spațială

Să presupunem două puncte  $P_1$  și  $P_2$  care la  $t=0$  se află pe același front de undă ale unei unde e.m. și fie  $E_1(t)$  și  $E_2(t)$  câmpurile electrice corespunzătoare în aceste puncte. Prin definiție diferența de fază între cele două câmpuri la momentul  $t=0$  este zero. Dacă această diferență rămâne zero la orice timp  $t>0$ , spunem că între cele 2 puncte avem coerența perfectă. Dacă această proprietate se manifestă pentru orice 2 puncte ale frontului de undă se spune că unda are o coerență spațială perfectă. În cazul în care diferența de fază rămâne nulă numai pe o anumită arie în jurul lui  $P_1$  spunem că unda are o coerență spațială. Aria din jurul lui  $P_1$  se numește arie de coerență.

### Coerența temporală

Pentru definirea coerenței temporale să considerăm câmpul electric al radiației e.m. într-un punct dat  $P$  la două momente diferite  $t$  și  $t+\tau$ . Dacă în intervalul de timp  $\tau$ , diferența de fază între cele 2 câmpuri rămâne aceeași pentru orice timp  $t$  afirmăm că avem o coerență temporală pe timpul  $\tau$ . Dacă aceasta există pentru orice valoare spunem că unda e.m. are o coerență perfectă în timp. Dacă această diferență de fază rămâne aceeași pe un interval  $0<\tau<\tau_0$  spunem că avem o coerență temporală parțială cu un timp de coerență  $\tau_0$ . Conceptul de coerență temporală este legat direct de cel de monocromaticitate. Timpul de coerență este inversul lărgimii de bandă  $\Delta\nu$ ;  $\tau_0 = 1/\Delta\nu$ . Un laser foarte bine stabilizat în frecvență poate atinge timpi de coerență de 1 ms. Proprietățile de coerență temporală și spațială sunt combinate într-un singur parametru numit funcția de coerență mutuală a câmpului de unde  $C_{12}(\tau)$  la două puncte diferite în spațiul  $P_1$  și  $P_2$  și la două momente diferite  $t$  și  $t+\tau$ .

$$C_{12}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} E_1(\vec{r}_1, t) E_2(\vec{r}_2, t + \tau) dt = \langle E_1(\vec{r}_1, t) E_2(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle \quad (1)$$

vectorul  $\vec{r}_1$  indică poziția punctului  $P_1$  (câmpul  $E_1$ ), iar vectorul  $\vec{r}_2$  cea a punctului  $P_2$  (câmpul  $E_2$ ).

Dacă  $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$  relația se numește funcție de autocorență  $C_{11}(r)$  și descrie proprietățile de coerență ale luminii într-un punct din spațiu, dar la momente de timp diferite, adică tocmai coerența temporală.

Se poate defini mărimea numită gradul de coerență,  $|\gamma|$ , prin relația:

$$|\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, r)| = \frac{\langle E_1(\vec{r}_1, t) E_2(\vec{r}_2, t + r) \rangle}{\langle E_1(\vec{r}_1, t) E_1^*(\vec{r}_1, t) \rangle^{\frac{1}{2}} \langle E_2(\vec{r}_2, t) E_2^*(\vec{r}_2, t) \rangle^{\frac{1}{2}}} \quad (2)$$

$$= \frac{\langle E_1(\vec{r}_1, t) E_2(\vec{r}_2, t + r) \rangle}{I_1^{\frac{1}{2}} I_2^{\frac{1}{2}}} \quad (3)$$

Această mărime ne dă o măsură a coerenței între două puncte diferite ale unde la momente diferite de timp. Pentru  $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$  obținem  $|\gamma((r_1, 1), (r_1, 2), r)|$  gradul de coerență temporală, iar pentru  $\tau = 0$  obținem  $|\gamma((r_1, 1), (r_1, 2), 0)|$  gradul de coerență spațială.

Măsurarea gradului de coerență spațială și temporală

Coerența spațială poate fi măsurată cu experimentul Young:

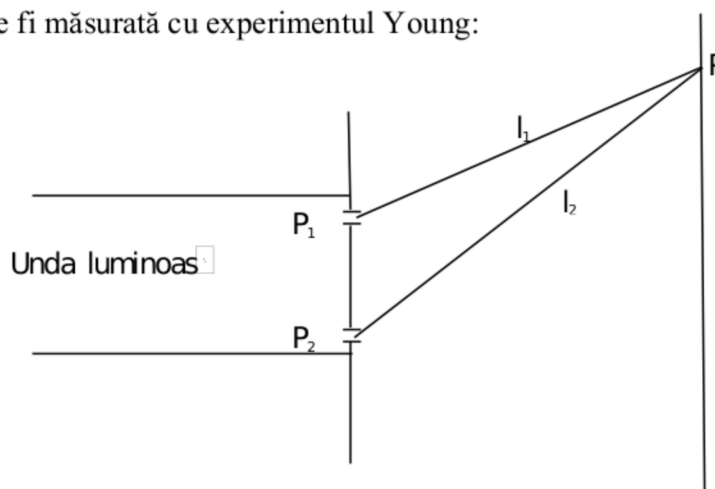


Fig. 4

Se observă franjele de interferență în jurul punctului P. Vom obține pentru maxim, respectiv minim relațiile:

$$I_M = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, r)| \quad (4)$$

$$I_m = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, r)| \quad (5)$$

Definim vizibilitatea franjelor în punctul P prin:

$$V_P = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, r)| \quad (6)$$

Punctul P se alege de obicei astfel încât  $l_1 = l_2$ , deci  $r = 0$ . Dacă  $I_1 = I_2$  rezultă că:

$$V_P = |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, 0)|$$

adică gradul de coerență se poate măsura din vizibilitatea franjelor. Dacă unda are o coerență spațială perfectă  $I_m=0$ ,  $V_p=1$  și  $|\gamma| = 1$ . Când semnalele de la cele două puncte  $P_1$  și  $P_2$  sunt necorelate (incoerente) franjele dispar și  $I_M=I_m$  și deci  $V_p=|\gamma|=0$ . Cazurile corenței spațiale parțiale corespund situației  $0 < |\gamma| < 1$ .

Coerența temporală se măsoară cu interferometrul Michelson.

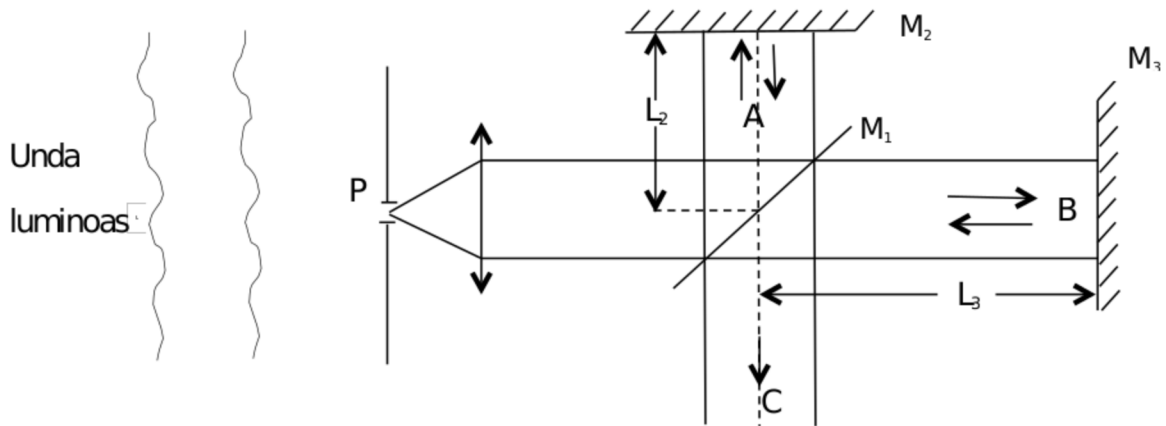


Fig. 5

Fie P punctul în care trebuie măsurată coerența temporală a undei. Undele plane A și B obținute cu oglinda semitransparentă  $M_1$  se suprapun după reflexia pe  $M_2$  și  $M_3$  dând unda C. Intesitatea în direcția undei C va fi maxima sau minima după cum  $2(L_3-L_2)$  va fi un număr par sau impar de  $\lambda/2$ . Această interferență se va observa atâta timp cât  $L_3-L_2$  nu este prea mare pentru ca fasciculele A și B să rămână corelate în fază. Intesitatea în fasciculul C se va modifica în funcție de  $2(L_3-L_2)$  conform figurii 6:

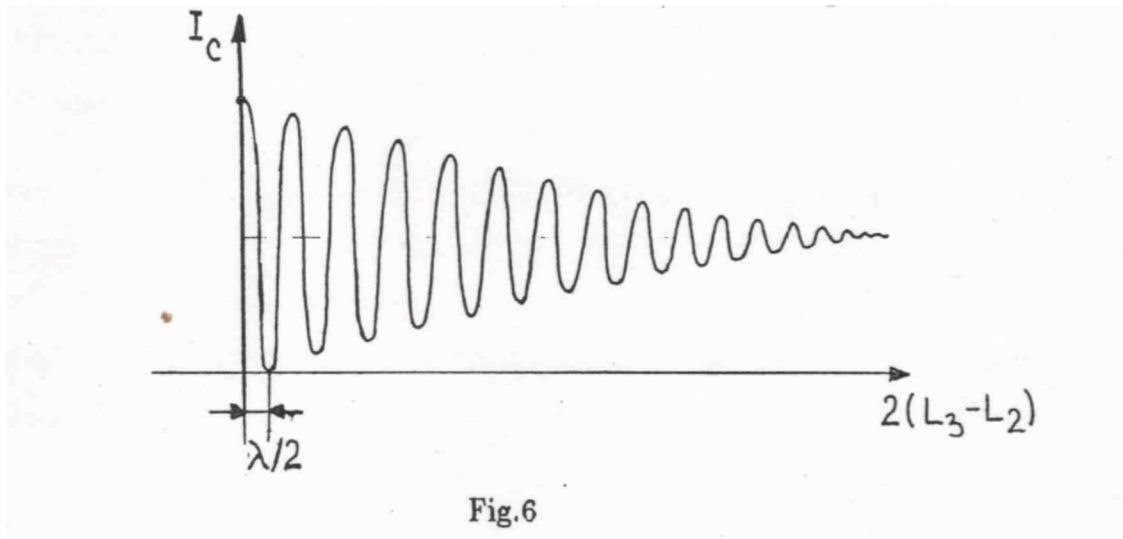


Fig.6

Putem defini vizibilitatea franjelor  $V_p(\tau)$  pentru o diferență dată  $L_3 - L_2$ , adică pentru o întârziere  $\tau = 2(L_3 - L_2)/\lambda$  între cele două fascicule A și B. Dar  $V_p(\tau) = |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_1, \tau)|$ ,  $\vec{r}_1$  fiind coordonata punctului P.

Grafic putem reprezenta  $|\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_1, \tau)|$  în funcție de  $\tau$  astfel (fig.7):

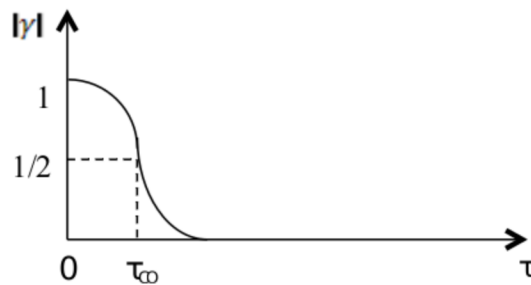


Fig. 7

Pentru  $\tau = 0$ ,  $|\gamma| = 1$ , iar pentru  $\tau \rightarrow \infty$ ,  $|\gamma| \rightarrow 0$ .

Definim timpul de coerență  $\tau_{co}$  ca fiind timpul pentru care

$$|\gamma| = \frac{1}{2}.$$

Și de aici lungimea de coerență temporală:  $l = \dots$ . Practic se va observa calitativ vizibilitatea franjelor.

### 3. DIRECȚIONALITATEA

Să considerăm separat cazul unui fascicul cu coerența spațială perfectă (a) și cazul coerenței spațiale parțiale (b).

- (a) Undele provenite de la orice element al suprafeței deschiderii pot interfera. Conform principiului Huygens:  $\theta_d = \frac{1,22\lambda}{D}$

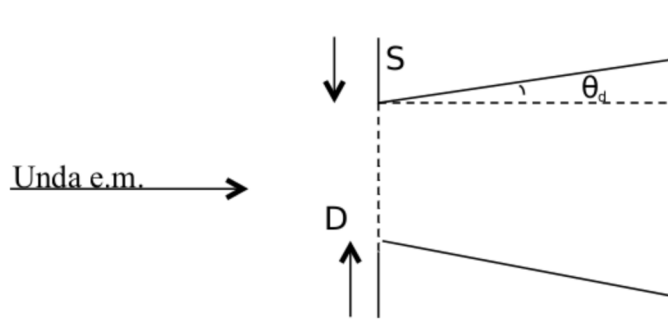


Fig. 8

- (b) Dacă avem o coerență spațială parțială divergența va fi mai mare. Astfel pentru orice punct P' din frontul de undă al deschiderii D, cele de mai sus pot fi aplicate numai ariei de coerență  $S_c$  din jurul lui P'. Deci aria de coerență acționează ca o apertură pentru suprapunerea coerență a undelor elementare.

Divergența fasciculului va fi în acest caz:

$$\theta_c = \frac{1,22\lambda}{\sqrt{S_c}}$$

Deoarece  $S_c < D$  rezultă  $\theta_c > \theta_D$ . Direcționalitatea fasciculului laser este determinată de faptul că se separă de obicei modul cavității pentru care propagarea undei are loc de-a lungul axei cavității ( $TEM_{00}$ ) care are o distribuție Gaussiană în amplitudine și intensitate. Pentru un rezonator confocal avem o distribuție a câmpului ca în figura 9:

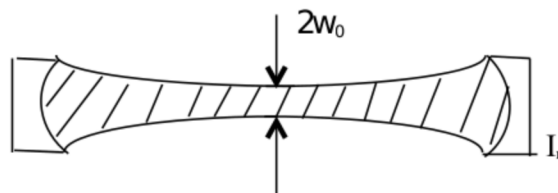
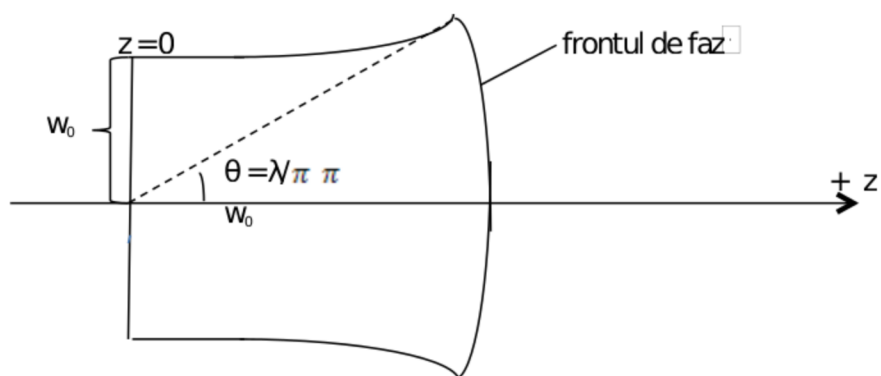


Fig. 9

În mijlocul rezonatorului frontul de undă este plan și se curbează spre oglinzi, ajungând ca la oglinda să coincidă cu suprafața sferică a ei.



**Fig. 10**

Propagarea fascicului Gaussian și unghiul de divergență pot fi urmărite în figura 10.

Pentru fasciculul Gaussian divergența este minimă. El poate fi focalizat în cel mai mic spot fizic permis de legile de propagare a undelor e.m. Comparând relațiile  $\theta_d = \frac{1,22\lambda}{D}$  și  $\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$ , trebuie să punem  $D = 2 w_0$ . Se observă că fasciculul gaussian are divergența pe jumătate față de cea a unui fascicul plan.

#### 4. INTESITATEA . STĂLUCIREA

Intensitatea foarte mare a fasciculelor laser este o coincidență a direcționalității. Spre deosebire de secțiunea mică și divergența coborâtă.

În prezent laserii emit în undă continuă puteri de 1mW – 100KW, iar în impulsuri de 1 GW. Pentru un foton de energie  $10^{-19}$ J rezultă numărul de fotoni:



Nr. fotoni laser /s =  $P / hv = 10^{16} - 10^{28}$

Nr. fotoni sursă termică /s  $\cong 10^{12}$  pe unitatea de suprafață

Caracteristica unei surse de radiații este strălucirea.

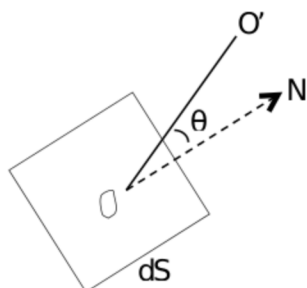


Fig. 11

Puterea emisă de o suprafață  $ds$  într-un unghi solid  $d\Omega$  din jurul direcției  $OO'$  se poate scrie:  $dP = B \cos\theta ds d\Omega$ ,  $B$  este strălucirea sursei în punctul  $O$  în direcția  $OO'$ .

Rezultă pentru  $\theta = 0$ :

$$B = \frac{dP}{ds d\Omega}$$

De exemplu strălucirea unui laser cu  $CO_2$  cu puterea de 100 W la  $\lambda = 10,6 \mu m$  va fi de  $B = 10^8 W cm^{-2} Sr^{-1}$ . Pentru comparație o lampă cu vapori de mercur cu  $P = 100 W$  are strălucirea  $B = 95 W cm^{-2} Sr^{-1}$ . Dacă luăm în considerare strălucirea spectrală diferența este și mai mare.

Pentru o lărgime de linie de 1 MHz laserul va avea o strălucire spectrală  $B = 10^2 W cm^{-2} Sr^{-1} Hz^{-1}$ , pe când lampa de mercur va avea strălucirea  $10^{-11} W cm^{-2} Sr^{-1} Hz^{-1}$ .

Pentru laserii în impulsuri cu  $P = 1 GW$ , strălucirea poate atinge  $10^{15} W cm^{-2} Sr^{-1}$ .

## Experimental:

### 1. Evidențierea coerenței: construirea unui dispozitiv interferențial de tip Young și caracterizarea franjelor de interferență în funcție de dimensiunile dispozitivului

1.a. Măsurarea interfranței în funcție de distanța dintre fante cu ajutorul dispozitivului Young. Se reprezintă grafic  $i=f(a)$ .

1.b. Determinarea lungimii de undă a radiației laserului. Cunoscând interfranța dată de dispozitivul Young, pentru fiecare sistem de fante (pentru fiecare  $2l=a$ ),

$i=D\lambda/2l$ , se poate determina lungimea de undă a radiației utilizate.

### 2. Măsurarea unghiului de divergență al fasciculului laser. Se determină diametrul fasciculului la ieșirea din cavitate și apoi la distanțe diferite, cât mai mari, de ordinul metrilor.

**Aparate:** laser, lentilă cilindrică, fante, lentilă convergentă ( $f=36$  cm), obiectiv de microscop (40x), ecran, metru, banc optic, cavaleri.

Pe bancul optic se așează în ordine: laserul, lentila cilindrică LC, fante F, lentila convergentă L, obiectivul de microscop Ob. Cu ajutorul lentilei cilindrice se expandează fasciculul. Pe peretele din fața bancului optic se așează un ecran (coală de hârtie).

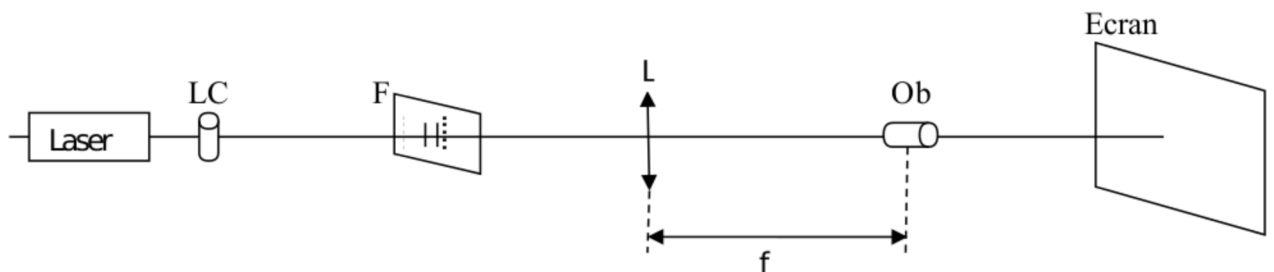


Fig. 12 Dispunerea elementelor pe bancul optic

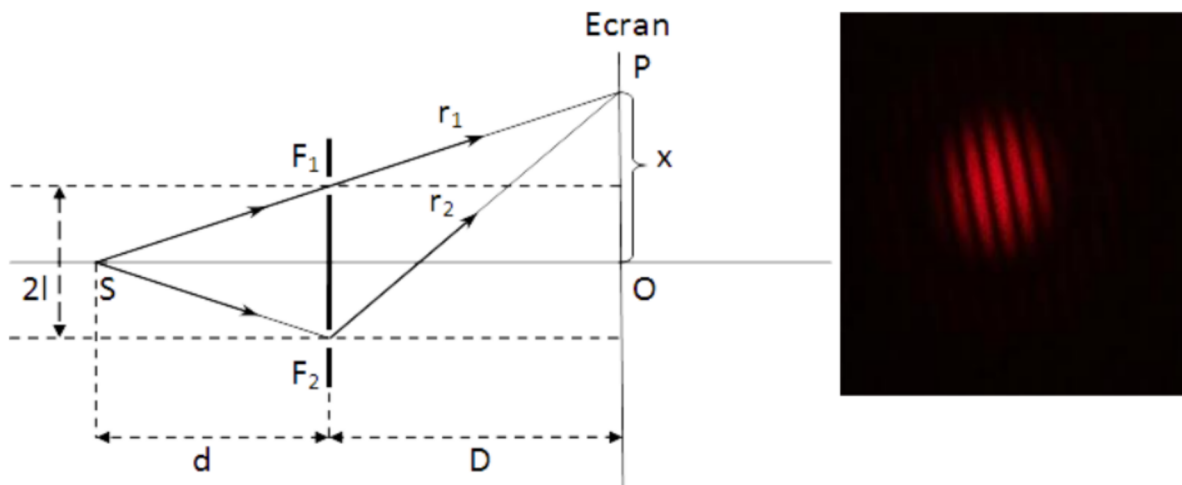
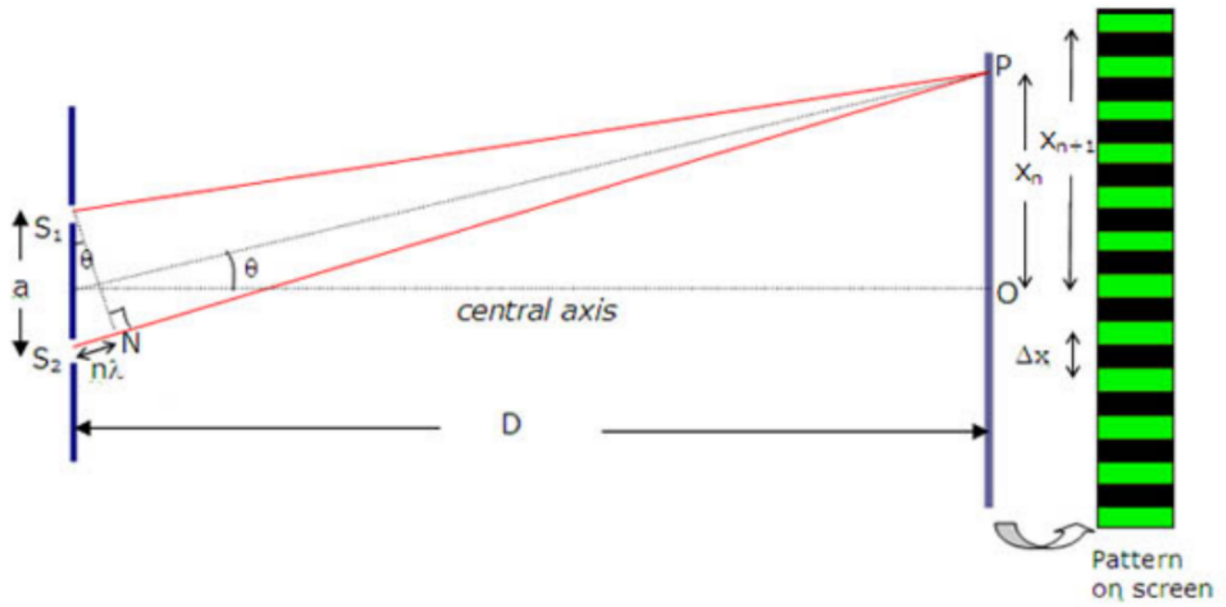
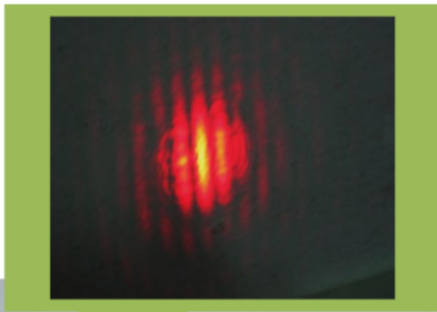


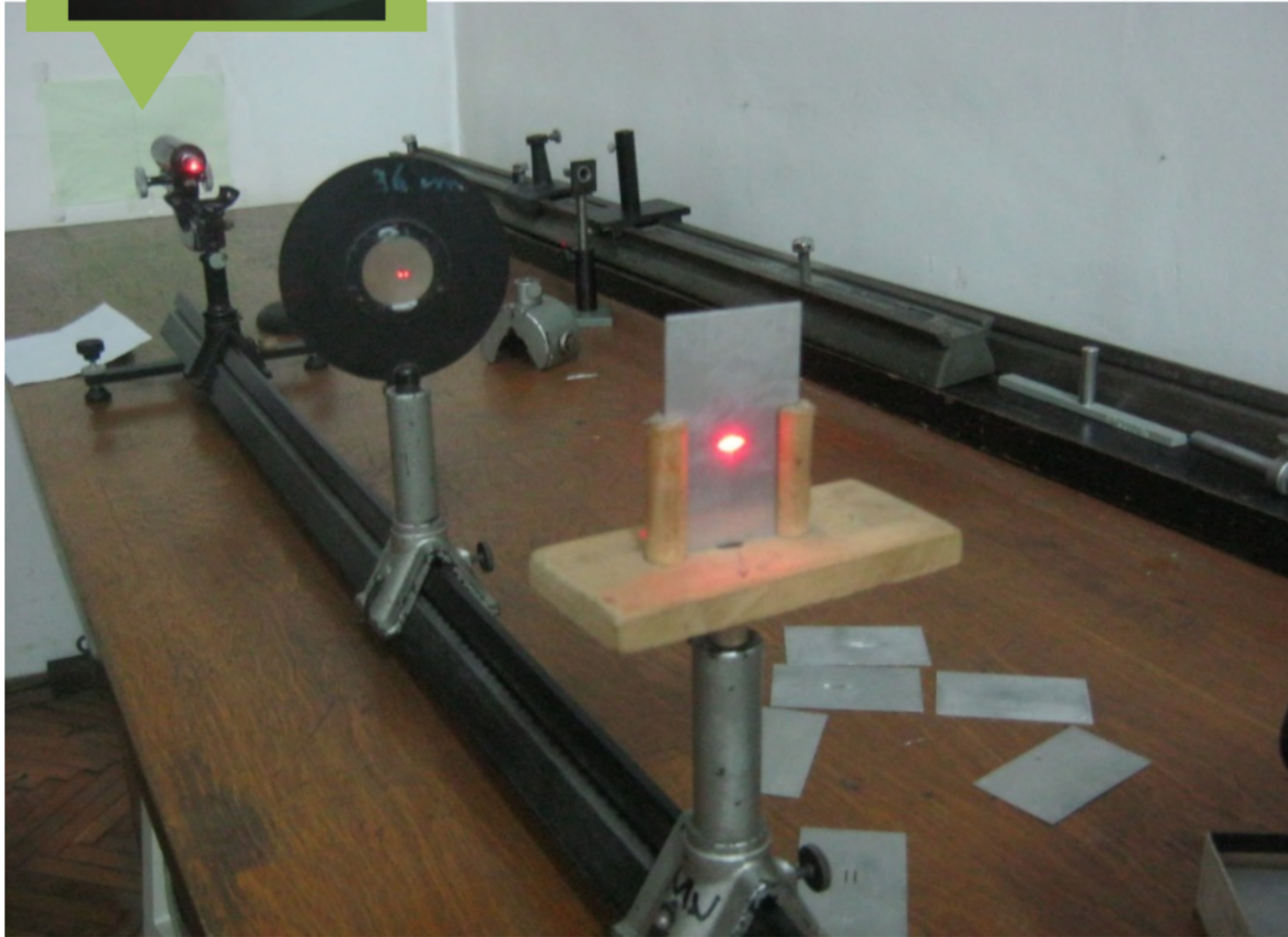
Fig. 13 Schema de principiu a dispozitivului Young și figura de interferență care se observă pe ecran.

Fig. 14 Montajul experimental pentru obținerea și vizualizarea franjelor

Fig. 14 Montajul experimental pentru obținerea



și vizualizarea franjelor



Lasere cu He-Ne (model Phywe și respectiv HNA).

Se centerază dispozitivul experimental (toate componentele vor avea aceeași axă optică) și se conectează laserul.

De pe paravan se citește lățimea câmpului de franje ( $x$ ) și numărul de franje din acest câmp ( $n$ ). Pentru fiecare placuță de fante se repetă măsurătorile de trei ori. Se vor utiliza cât mai multe plăcuțe de fante, de distanțe diferite (distanța dintre fante,  $2l=a$ ), unde  $a = 2, 3, 4, 5, \dots, 10\text{mm}$ .

Utilizând metrul se măsoară distanța  $D$  dintre plăcuța cu fante și ecran.

Rezultatele experimentale și calculele se trec în tabelele 1.a și 1.b.

**Tabel 1. a.**

| Nr. crt. | $2l$<br>(mm) | $x$<br>(mm) | $n$ | $i$<br>(mm) | (mm) |
|----------|--------------|-------------|-----|-------------|------|
| $= f(a)$ |              |             |     |             |      |

**Tabel 1. b.**

| Nr. crt.      | $2l$<br>(mm) | $i$<br>(mm) | $\lambda = 2li/D$<br>(nm) | (nm) | (nm) |  |
|---------------|--------------|-------------|---------------------------|------|------|--|
| $(\text{nm})$ |              |             |                           |      |      |  |

**Tabel 2.**

| Nr. crt. | Distanța<br>(m) | Diametrul spotului | $\text{tg } \alpha$ | $\alpha$ |
|----------|-----------------|--------------------|---------------------|----------|
|----------|-----------------|--------------------|---------------------|----------|