DIFRACŢIA LUMINII PRINTR-O FANTĂ SI RELATIILE DE INCERTITUDINE ALE LUI HEISENBERG

PARTEA 1
DIFRACŢIA LUMINII PRINTR-O FANTĂ

1) SCOPUL LUCRĂRII:

1.1. Se măsoară distribuţia intensităţii luminoase difractate prin fante de lărgimi variabile .

1.2. Se măsoară lungimea de undă a radiaţiei difractate.

1.3. Se verifică corespondenţa dintre teorie şi experiment în ceea ce priveşte poziţiile şi intensităţile maximelor de intensitate luminoasă.

2) TEORIA LUCRĂRII

Difracţia [1-4] reprezintă un ansamblu de fenomene specific undelor, care apare la propagarea acestora într-un mediu cu neomogenităţi spaţiale pronunţate (de exemplu trecerea lor prin fante transparente pentru unda studiată, practicate în ecrane opace, trecerea undei lângă frontiera unui corp, etc). Fenomenul de difracţie este mai pronunţat când lungimea de undă a undei este comparabilă cu dimensiunea obiectului difractant. În sens restrâns, difracţia reprezintă fenomenul de ocolire a obstacolelor de mici dimensiuni de către undă, fenomen echivalent cu îndepărtarea de la legile opticii geometrice.

Unda rezultată prin difracţie, este rezultatul interferenţei undelor difuzate de fiecare punct al corpului difractant. Precizăm că dacă difracţia nu poate fi înţeleasă decât pe baza interferenţei undelor difuzate, fenomenul de interferenţă poate fi însă explicat fără a face apel la difracţie (de exemplu inelele lui Newton, interferometrul Fabry-Perot, etc).

În studiul fenomenelor de difracţie, distingem două cazuri:

a) **Difracţie în lumină paralelă** sau **difracţie Fraunhofer**, dacă direcţiile tuturor undelor care compun frontul de undă incident pe ecranul cu fantă sunt paralele; acesta corespunde unei distanţe infinite dintre sursa undelor şi ecran între ecran şi observator. Obţinerea luminii paralele se realizează fie cu un fascicul laser direct, fie cu un sistem de lentile (care transformă undele divergente din sursă, în unde plan paralele).

b) **Difracţie în lumină convergentă** sau **difracţie Fresnel**, când distanţele sus menţionate sunt finite. Acesta este cazul real întâlnit în practică, difracţia Fraunhofer fiind doar o aproximaţie care simplifică calculele.

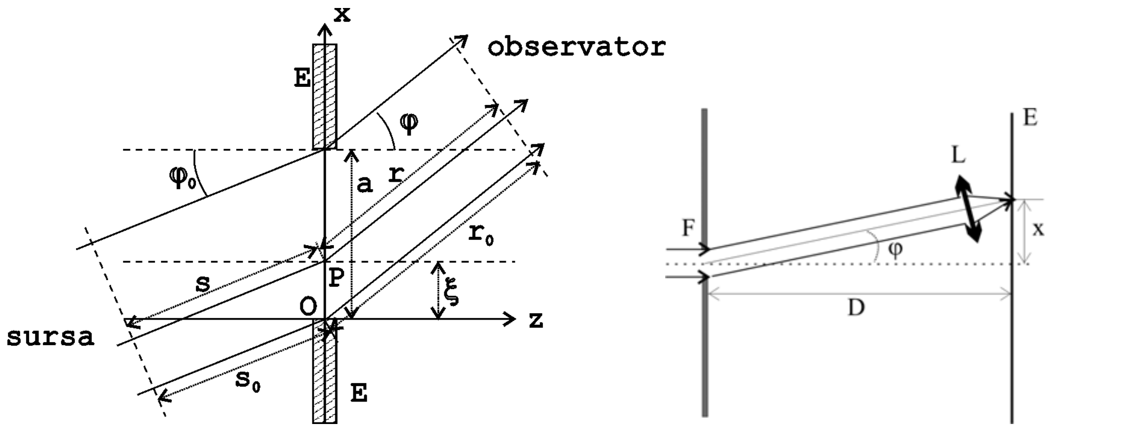
Să considerăm difracţia Fraunhofer a luminii provenită de la o sursă, printr-o fantă transparentă plan paralelă de lărgime a, practicată în ecranul opac E (vezi fig.1.a). Razele difractate sub unghiul φ sunt forţate să interfereze cu ajutorul lentilei convergente L din fig 1.b. Imaginea reală de difracţie care apare pe ecranul E, aflat la distanţa D de fantă (vezi fig. 1.b) este prezentată în partea de jos a figurii 2.

Calculele prezentate în [2-4] arată că dacă lumina cade sub unghiul de incidenţă φ_0, atunci intensitatea luminii difractate sub unghiul φ, este dată de:

$$I = I_0 \cdot \frac{Sin^2\varepsilon}{\varepsilon^2}$$

unde I_0 este intensitatea luminii incidente pe ecran in maximul central MC, iar mărimea ε este dată de:

$$\varepsilon = \frac{\pi \cdot a}{\lambda} \cdot \left(\sin\varphi - \sin\varphi_0\right)$$



a) (b)

Figura 1. a) Imaginea luminii difractate printr-o fantă plan paralelă. b) Schema de principiu a instalaţiei experimentale pentru studiul difracţiei printr-o fantă.

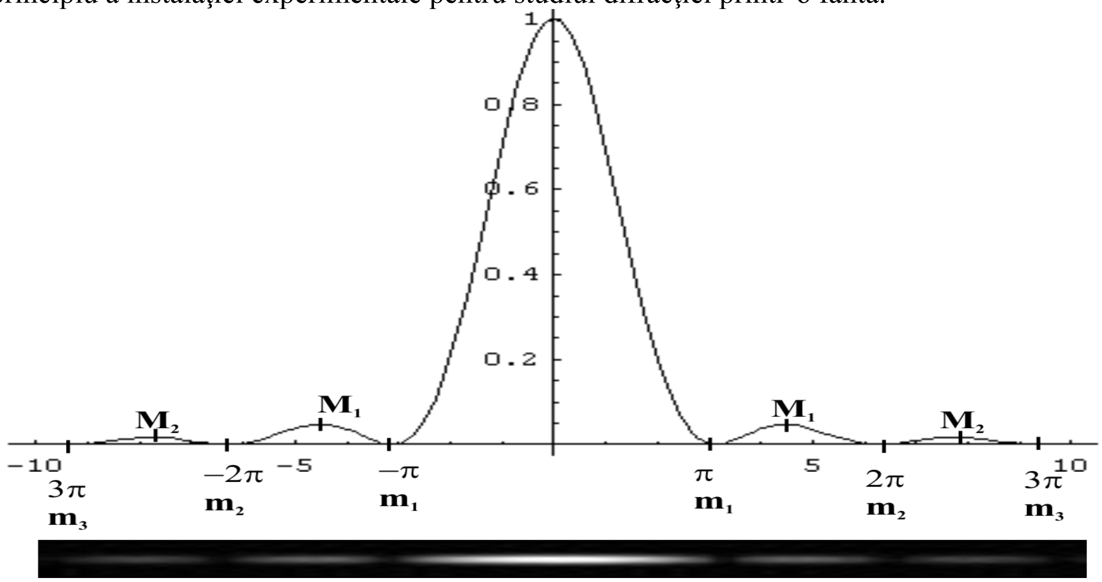


Figura 2. Dependenţa imaginii difractate de poziţie, în planul ecranului E.

În figura 2 este prezentat dependenţa normata a intensităţii luminoase în funcţie de parametrul adimensional ε, $I_n(\varepsilon) = I/I_0 = \frac{Sin^2\varepsilon}{\varepsilon^2}$. Se observă că ea prezintă minime de intensitate (notate $m_1, m_2, ..$) şi maxime notate $M_1, M_2, ..$ Pozitiile x pentru care sunt observate aceste extreme, maxime sau minime, sunt calculate in anexa referatului, pentru incidenta normala $\varphi_0 = 0$ a luminii incidente.

3) DISPOZITIVUL EXPERIMENTAL

Schema de principiu a instalaţiei folosite este prezentată în fig 3. Laserul L cu heliu-neon fixat pe bancul optic gradat B emite lumină roşie cu puterea de circa 1 mW. Suportul S permite fixarea diafragmei cu fante (cod 46991), prin intermediul a 2 cleme elastice. Intensitatea luminii difractate este măsurată prin intermediul fotodiodei F şi a aparatului de măsură A. Suportul fotodiodei este prevăzut cu o incintă protectoare care împiedică lumina zilei să cadă pe fotodiodă şi să perturbe măsuratorile.

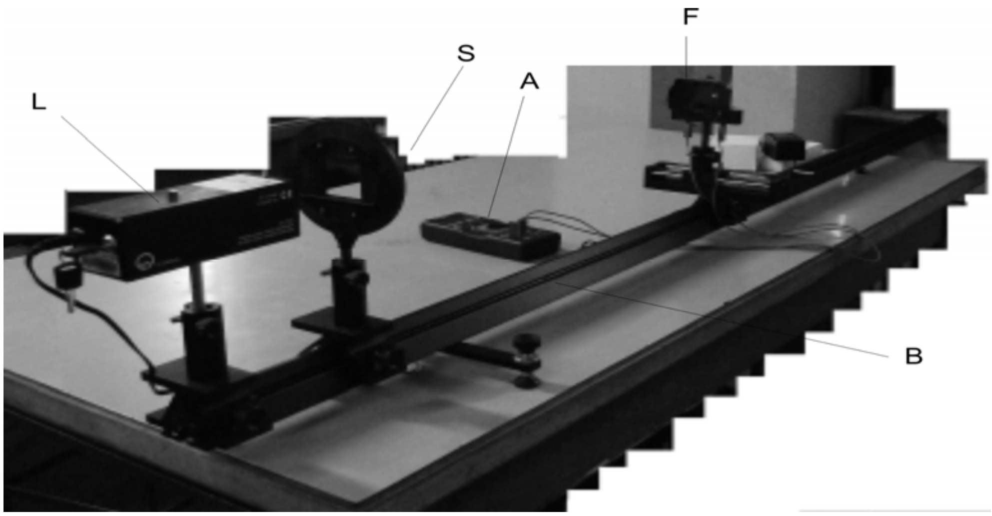
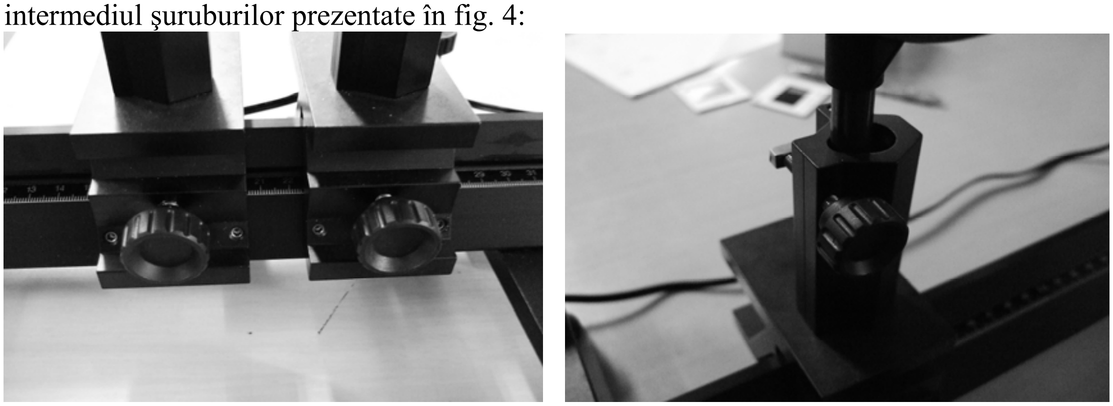


Figura 3. Schema instalaţiei experimentale.

Această incintă este prevazută cu o fantă îngustă practicată în ecranul negru opac, care permite măsurarea fluxului de lumină doar pe o zonă de lăgime Δx mică. Suportul S şi F pot fi deplasate şi fixate pe bancul optic, respectiv pot fi deplasate pe verticală şi fixate prin intermediul şuruburilor prezentate în fig. 4:



a) b)

Figura 4. a) şurub pentru fixarea componentelor instalaţiei pe bancul optic. b) şurub pentru fixare după ajustarea pe înălţime a componentelor instalaţiei.

Distanţa x la care se măsoară intensitatea luminii difractate in planul ecranului E (care coincide cu cel al fotodiodei F este măsurată pe rigla gradată din figura 5. Sistemul permite deplasarea fotodiodei în direcţia riglei gradate prin rotaţia manetei din stânga figurii.

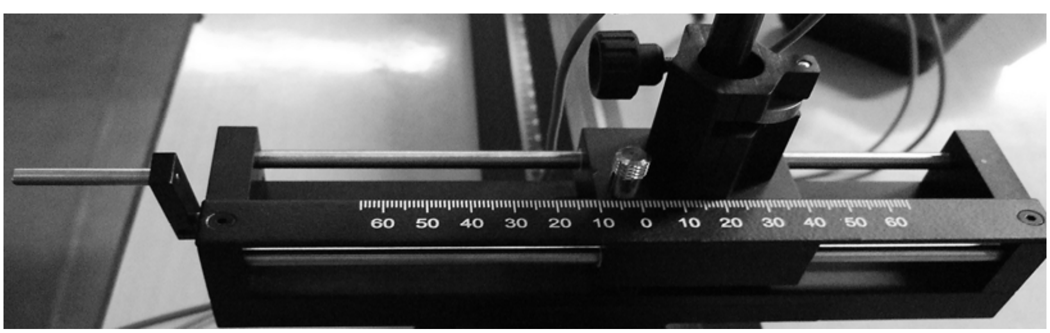


Figura 5. Vernier de măsură al distanţei x

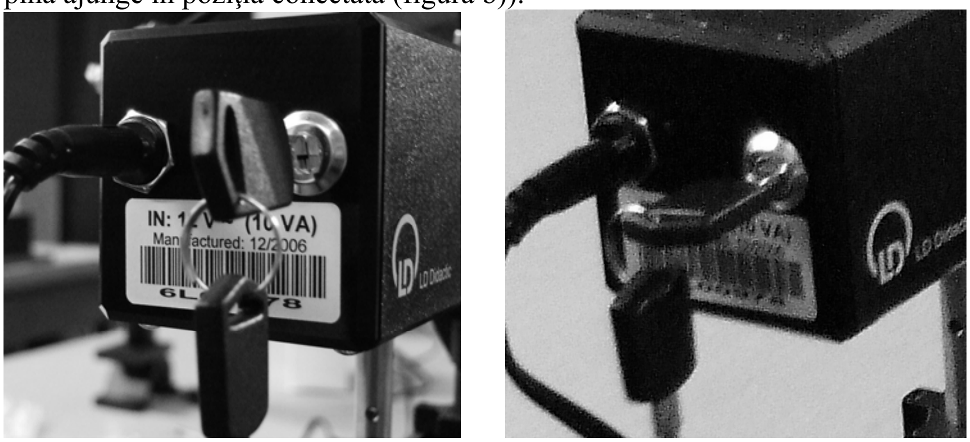
4) MODUL DE LUCRU

Pornirea lucrării se face OBLIGATORIU sub îndrumarea cadrului didactic. **Se interzice cu DESĂVÂRŞIRE studentului să privească în direcţia razei laser**; în caz contrar, pot rezulta leziuni ireversibile ale retinei ochiului.

Pentru pornire se execută următorii paşi:

4.1. Se introduce alimentatorul laserului în borna din stânga figurii 6.a) de mai jos, iar ştecherul corespunzător al alimentatorului se introduce în priza laboratorului.

4.2. Se introduce cheia de contact a laserului (indicată în dreapta figurii 6.a). Din poziţie neconectată (fig a) cheia este răsucită în sensul acelor de ceas (privind spre cheie) cu 90^{o}, pînă ajunge în poziţia conectată (figura b)).



a) Laser închis   b) Laser pornit

Figura 6 Poziţia cheii-comutator de oprire (poziţia a). pornire (poziţia b) a laserului.

In partea opusă cheii de contact, laserul este prevăzut cu un filtru atenuator acţionat de un buton declanşator asemănător celor de la aparatele foto (vezi fig. 7.a); in poziţie neapăsată, raza laser este atenuată iar in poziţie apăsată este neatenuată. Pentru obţinerea unui semnal maxim la aparatul de măsură se recomandă ca intensitatea razei laser să fie maximă, adică butonul să fie apăsat.

4.3. Se poziţionează suportul S al diafragmei la circa 10 cm de capătul de ieşire al fascicolului laser. Se fixează diafragma cu codul 46991 în suportul S cu ajutorul lamelelor elastice din suport. Diafragma are 3 fante de lărgimi diferite, notate ca în tabelul 1:

Fig 7 a) Selector putere laser : SEL = liber=putere mică. SEL = apăsat=putere mărită.
b) reper pentru lectura poziţiei x pe scala gradată.

Tabelul 1. Corespondenţa cod fantă – lărgime fantă la diafragma 46991

Cod fantă	A	B	C
Lărgime fantă (mm)	0,12	0,24	0,48

Se deplasează pe verticală laserul si se roteşte in plan orizontal, astfel ca fascicolul său să cadă pe mijlocul axei fantei studiate, şi să fie paralel cu bancul optic B. Eventual se deplasează diafragma cu fante in suport pentru ca fascicolul să cadă corect.

4.4. Se porneşte aparatul de măsură apăsând butonul ON / OFF. Se apasă repetat butonul MAN/AUTO până când sus in dreapta ecranului apare indicaţia mV; precizăm că această indicaţie de lucru este relativă; scala de măsură este aleasă (prin apăsarea butonului MAN/AUTO) exclusiv din condiţia ca semnalul indicat să fie maxim şi să nu depăşească capătul de scală.

4.5. Se fixează suportul F al fotodiodei la distanţă cât mai mare faţă de suportul S. Se măsoară cu ajutorul riglei gradate ataşată bancului optic B, distanţa D dintre planele diafragmei cu fante şi al fotodiodei. Se reglează si se fixează cu ajutorul şuruburilor poziţia fotodiodei F astfel ca lumina laserului să cadă pe fanta verticală practicată in suportul său. Prin rotirea manetei ataşată riglei fotodiodei (vezi fig. 5) se translatează vernierul pentru ca imaginea de difracţie să cadă pe fanta fotodiodei. Dacă nu se observă clar lumina difractată, se foloseşte o foaie albă de hârtie pusă in faţa fotodiodei ca ecran temporar, se aliniază sistemul şi apoi se scoate foaia de hârtie din sistem.

4.6. Se deplasează vernierul milimetric astfel încât să se ajungă la marginea din dreapta sau stânga a sistemului de franje de difracţie. se roteşte apoi vernierul, pentru ca fotodioda să se deplaseze către maximul central de difracţie. Cu declanşatorul filtrului laser apăsat se translatează vernierul **uniform, in aceeasi directie (şi lent in vecinătatea extremelor)** pentru a parcurge toată imaginea de difracţie. Urmărind indicaţia voltmetrului digital, se notează ca la punctele G şi H ale protocolului, poziţiile maximelor si minimelor de intensitate şi ordinul acestora; la maxime se notează şi intensitatea U_F măsurată în volţi, pe aparatul digital. Ordinul maximului este socotit faţă de maximul de intensitate central: primul la dreapta (stânga) faţă MC are ordinul 1, al doilea are ordinul 2, etc.

<u>Pentru ca rezultatele obţinute să fie corecte, se recomandă insistent ca studenţii să respecte următoarele indicaţii</u>:

- Studentul(a) care citeşte indicaţia aparatului de măsură să păstreze o poziţie cât mai fixă in faţa instalaţiei (pentru a evita ca ca luminii reflectate pe corpul studentului să intre (ca semnal parazit) alături de lumina difractată in fotodetector).
- Diafragma 46991 cu fante, trebuie deplasată manual in suportul S astfel ca axa verticala a fiecărei fante studiate, sa se afle in planul vertical care trece prin bancul B.
- Planele diafragmei si ale fotodiodei să fie perpendiculare pe axa bancului optic.
- Lumina laserului să cadă uniform pe toată lăţimea fiecărei fante. Pentru a verifica această condiţie, se plasează în faţa fotodiodei foaia albă de hârtie folosită ca ecran temporar, si se mişcă uşor diafragma pe orizontală (fiind fixată cu lamelele elastice) până când imaginea de difracţie de pe ecran apare la fel de clar în stânga şi în dreapta maximului central; această observaţie se adresează în special la lucrul cu fanta C.
- Dacă nu a fost detectată la timp poziţia unui maxim sau minim, se roteşte in sens invers celui folosit până atunci maneta riglei până ce se revine într-o poziţie anterioară extremului, si apoi se roteşte in sens invers pentru a relua baleierea extremelor de intensitate. **ATENŢIE!** Deoarece şurubul vernierului are cursă moartă, se roteşte până când reperul fotodiodei începe să se deplaseze.
- Poziţia x pe rigla fotodiodei se citeşte pe cât posibil cu precizie de zecime de mm; la nevoie, se solicită tehnicianului din laborator o lupă.

4.7. Se măsoară respectând indicaţiile de mai sus, pentru fanta C, de 3 ori, poziţiile primelor 3 minime. Datele sunt trecute in tabelul 2:

Tabelul 2. Poziţiile minimelor de intensitate.

Poziţie faţă de MC		Stânga MC			Dreapta MC		
Ordin minim		3	2	1	1	2	3
Poziţie X riglă	Măsur. 1						
	Măsur. 2						
	Măsur. 3						

4.8. Se măsoară (cu indicaţiile de la punctele **4.1-4.6)**, pentru cele 3 fante, poziţiile $x_{\max im}$ primelor 3 maxime de intensitate, pentru maximul central, şi intensităţile U_F corespunzătoare. Datele se trec în tabelul 3:

Tabelul 3. Poziţiile şi valorile maximelor de intensitate.

Poziţie faţă de MC		Stânga MC			MC	Dreapta MC		
Ordin maxim		3	2	1		1	2	3
Fanta A	X_maxim							
	U_F (mV)							
Fanta B	X_maxim							
	U_F (mV)							
Fanta C	X_maxim							
	U_F (mV)							

5) PRELUCRAREA DATELOR EXPERIMENTALE.

5.1. Folosind datele din tabelul 2, se completează tabelul 4, necesar calculului lungimii de undă a laserului folosit în lucrare.

Tabelul 4. Determinarea lungimii de undă a laserului din poziţia minimelor de intensitate

	Măsuratoarea 1			Măsuratoarea 1			Măsuratoarea 1		
Ordin maxim	1	2	3	1	2	3	1	2	3
x_{mn} (mm)									
λ (nm)									

Distanţa medie x_{mn} a minimului de ordin n se calculează cu relaţia:

$$x_{nm} = \left| \frac{x_{sn} - x_{dn}}{2} \right| \tag{1}$$

unde x_{sn} şi x_{dn} reprezintă poziţiile citite pe rigla fotodiodei pentru minimele de ordin n, la stânga (x_{sn}), respectiv la dreapta (x_{dn}) maximului central. Lungimea de undă se calculează cu relaţia (A7). Cu cele 9 valori obtinute, se calculează media şi abaterea pătratică medie, prezentând rezultatele sub forma $\lambda = \left(\overline{\lambda} \pm \sigma_\lambda\right) nm$.

5.2. Folosind datele din tabelul 3, se completează tabelul 5.

Tabelul 5 Comparaţia experiment-teorie pentru maximele de intensitate

	Fanta A			Fanta B			Fanta C		
Ordin maxim	1	2	3	1	2	3	1	2	3
x_{Mne} (mm)									
x_{Mnt} (mm)									
k_{xM}									
I_{ne}									
k_I									

Distanţa x_{Mne} la care apar maximele de ordin n, se calculează similar relaţiei (1), unde x_{sn} şi x_{dn} reprezintă poziţiile citite pe rigla fotodiodei pentru maximele de ordin n, la stânga (x_{sn}), respectiv la dreapta (x_{dn}) maximului central. Distanţele x_{Mnt} reprezintă predicţiile teoretice la care se observă maximele de ordin n; ele se calculează cu relaţia (A8), unde lungimea de undă este cea obţinută la punctul 5.1 iar parametrii a şi ε sunt extraşi din tabelul 1 respectiv [A1]. Parametrul k_{xM} este definit prin:

$$k_{xM} = \frac{x_{Mne}}{x_{Mnt}} \tag{2}$$

El reprezintă o evaluare a acurateţii teoriei, fiind la modul ideal egal cu unitatea. Parametrul I_{ne} este definit prin:

$$I_{ne} = \frac{I_k}{I_0} \tag{3}$$

unde I_k este (pentru o fantă dată) intensitatea maximului de ordin k, iar I_0 intensitatea maximului central. Comparaţia teorie-experiment se face prin intermediul parametrului k_I definit prin:

$$k_I = \frac{I_{ne}}{I_{nt}} \tag{4}$$

Predicţia teoretică I_{nt} a intensităţii normate este oferită de ultima linie a tabelului [A1].

Se calculează media şi abaterea medie a parametrilor k_{xM} şi k_I, prezentând rezultatele sub forma statistică standard.

6) INTREBĂRI

- ✓ Care este diferenţa dintre difracţie şi interferenţă? Dar între difracţie şi refracţie?
  - ✓ Ce influenţă are difracţia optică asupra imaginii văzute pe suprafaţa unui CD sau DVD pe care cade lumina? Ce se petrece când înclinăm suprafaţa lor sub unghiuri de incidenţă diferite?
  - ✓ Cum influenţează fenomenul de difracţie, capacitatea unui instrument optic de a distinge două puncte foarte apropiate dintr-o imagine?
  - ✓ Lumina unui laser este proiectată pe un ecran circular de diametru d. Cum influenţează difracţia mărimea imaginii obţinute pe un ecran aflat la o distanţă oarecare de ecran?
  - ✓ Ce se petrece cu imaginea de pe ecranul din fig.1.b, dacă diametrul fasciculului laser, incident în centrul fantei, este mai mic decât lăţimea fantei a; dar dacă este mai mare?

7) **CONTINUTUL REFERATULUI**: Referatul va cuprinde un rezumat al teoriei, descrierea montajului experimental, tabelele de date 3-6, rezultatele obtinute la punctele 5.1 şi 5.2, şi răspunsuri la întrebările de la punctul 6.

PARTEA 2
RELATIILE DE INCERTITUDINE ALE LUI HEISENBERG

1) SCOPUL LUCRĂRII

Se verifică relaţiile de nedeterminare ale lui Heisenberg, folosind rezultatele obţinute pentru distribuţia intensitatii luminii difractate în fante de lărgimi variabile.

2) TEORIA LUCRĂRII

Orice proces de măsură este afectat de erori, subiective sau obiective. Măsurând repetat o anumită mărime, putem caracteriza statistic rezultatele, indicând valoarea medie a acesteia; modul în care valorile măsurate sunt distribuite în jurul mediei este descris de abaterea medie pătratică. Dacă în fizica clasică aceste erori pot fi în principiu reduse oricat de mult (erorile tind spre zero daca numarul masuratorilor este foarte mare), în fizica cuantică erorile de masura a marimilor fizice canonic conjugate sunt corelate, ele neputând fi simultan nule.

Principiul de nedeterminare al lui Heisenberg oferă o limită inferioară a produsului abaterilor pătratice medii, măsurate instantaneu, a doua marimi canonic conjugate. Cand aceste doua marimi sunt poziţia x şi impulsului p ale unui sistem, relatia de nedeterminare a lui Heisenberg devine:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h \tag{5}$$

unde mărimea h este constanta lui Planck ($h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\ j \cdot s$). Această inegalitate, ne arată că este imposibil să măsurăm simultan, cu eroare zero, poziţia şi impulsul unui sistem; dacă măsurăm precis poziţia (adica $\Delta x \to 0$), impulsul va deveni nedeterminat ($\Delta p = \frac{h}{\Delta x} \to \infty$), şi invers. Precizăm că în unele tratate, constanta Planck este înmulţită cu o valoare numerică diferită de 1; cauza o constituie modul diferit în care sunt definite erorile în aceste tratate, şi nu contrazice fondul calitativ al principiului de nedeterminare.

Din cauza mărimii mici a constantei Planck, principiul de incertitudine poate fi ignorat în lumea macroscopică, dar este esenţial în cea microscopică. El are un rol important în distincţia microscopic-macroscopic: atunci când produsul abaterilor pătratice medii a două mărimi conjugate canonic este mult mai mare ca constanta lui Planck, putem opera cu legile clasice macroscopice; în caz contrar aplicăm legile cuantice.

Principiul lui Heisenberg este o consecinţă a **dualităţii undă corpuscul**. Acest principiu afirmă că orice corpuscul cu energia E si impulsul p, are asociată o undă cu frecvenţa ν si lungimea de undă λ; aceste mărimi sunt legate prin relaţiile lui Einstein:

$$\text{a). } E = h\nu \qquad \text{b). } p = \frac{h}{\lambda} \tag{6}$$

Unda asociata nu are o realitate fizica; semnificatia sa, conform lui Max Born [4.5] este probabilistica: patratul functiei de unda asociate, descrie probabilitatea cu care marimea fizica masurata ia experimental, diverse valori.

Daca in procesul de masura vrei să localizezi precis cu o sursă de unde o particula, vei folosi o sursă cu lungime de undă mică, comparabilă cu dimensiunea acesteia. Dar în acest caz, conform relaţiei (6.b), vei “bombarda” particula cu unde cu impuls mare, fapt care va modifica brutal impulsul initial al particulei.

Daca marimile canonic conjugate sunt energia si timpul, obţinem inegalitatea $\Delta E \cdot \Delta t \geq h$. În acest caz, există un exemplu intuitiv: atunci când fulgeră în timpul unei furtuni, în aparatul de radio se aud pârâituri. Cu cât durata fulgerului este mai mică (adică Δt este mai mic), cu atât pârâiturile se aud în mai multe benzi de frecvenţă: lungi, medii, scurte sau ultrascurte. Aceasta arată că spectrul de frecvenţe al undelor electromagnetice emise de fulger ($\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h}$, vezi relatia (6a)) este cu atât mai mare, cu cât durata fulgerului este mai mică.

În continuare, vom examina maniera cuantică în care putem interpreta experimentul de difracţie al luminii printr-o fantă. Să considerăm difracţia Fraunhofer [2-4] a luminii cu lungimea de undă λ, provenită de la o sursă, printr-o fantă transparentă plan paralelă de lărgime a, practicată în ecranul opac E (vezi fig.1.a). Pe ecranul E aflat la distanţa D de fantă (vezi fig. 1.b) apare imaginea de difracţie. Imaginea reală (r) văzută de experimentator pe ecranul E (vezi fig. 8) prezintă un maxim central de intensitate, minime şi maxime secundare.

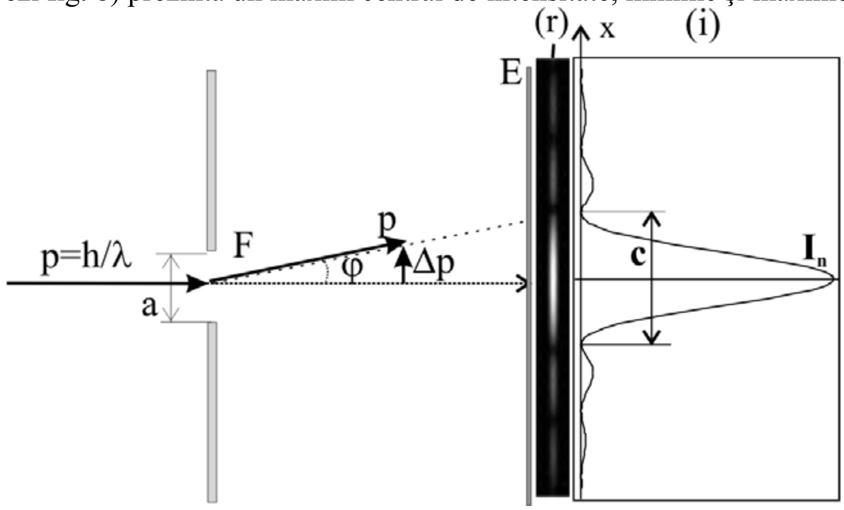


Figura 8. La trecerea printr-o fantă, fotonul capătă o nedeterminare Δp a impulsului pe axa fantei.

Trecand prin fanta, fotonii corpusculari din fasciculul de lumina paralela, se vor deplasa cu impulsul p spre ecranul E; in principiu, imaginea generata pe ecran de fotonii incidenti ar trebui sa aiba aceeasi dimensiune a, ca a fantei. Din punct de vedere cuantic insa, unda asociata fotonului-corpuscul, se va difracta in fanta, generand imaginea de difractie din figura de mai sus. Conform lui Max Born, imaginea de difractie descrie probabilitatile de localizare ale particulelor difractate in fanta F, în cazul nostru a fotonilor asociati luminii in interpretarea corpusculara. Se observă că cea mai mare parte a intensităţii undei este prezentă, în maximul central, între cele două minime care îl învecinează (porţiunea de lărgime c din dreapta figurii 8). Se remarcă că mărimea c a petei este superioară dimensiunii a a fantei, datorită unui impuls suplimentar Δp obţinut de foton, la trecerea prin fantă. Mărimea lui Δp este dată conform fig. 8, de:

$$\Delta p = p \cdot \sin\varphi \tag{7}$$

unde φ este unghiul sub care se vede (faţă de direcţia incidentă) primul minim de intensitate din fantă iar $p = h/\lambda$ este impulsul initial al fotonului. Relatiile (A4) si (A6) din anexa, ofera conditiile primului minim :

$$\varepsilon_1 = \pm\pi = \frac{\pi a}{\lambda}\sin(\varphi) \ . \tag{8}$$

Conform relaţiei (5), minimul teoretic Π_t al produsului abaterilor pătratice $\Delta x \cdot \Delta p$ este egal cu h:

$$\Pi_{t\,\min} = (\Delta x \cdot \Delta p)_{\min} = h \tag{9}$$

Întradevăr, din (8) rezultă că pentru primul minim care defineşte majoritar particula, obţinem $\sin\varphi = \frac{\lambda}{a}$. Expresia (7) a lui Δp devine $\Delta p = p\sin\varphi = p\frac{\lambda}{a} = \frac{h}{\lambda}\cdot\frac{\lambda}{a} = \frac{h}{a}$ (unde am folosit expresia (6b) a impulsului din dualitatea unda-corpuscul). Deoarece nedeterminarea poziţiei fotonului este de ordinul de mărime a fantei, adică $\Delta x = a$, rezultă în final relaţia (9) teoretică: $\Delta x \cdot \Delta p = a \cdot \frac{h}{a} = h$.

Pentru a verifica experimental relaţia (9), vom folosi aproximatia $\sin\varphi \approx \frac{x_m}{D}$ (vezi anexa). Similar ca mai sus, obţinem $\Delta p = p\sin\varphi = p\cdot\frac{x_m}{D} = \frac{hx_m}{\lambda D}$. Minimul experimental Π_e al produsului abaterilor pătratice $\Delta x \cdot \Delta p$ devine:

$$\Pi_{e\min} = \left(\Delta x \cdot \Delta p\right)_{\min} = a\cdot\frac{hx_m}{\lambda D} \qquad (10)$$

Notăm cu k_H raportul predicţiilor $\Pi_{e\min}$ şi $\Pi_{t\min}$:

$$k_H = \frac{\Pi_{e\min}}{\Pi_{t\min}} = \frac{a\cdot x_m}{\lambda\cdot D} \qquad (11)$$

Vom verifica dacă acest raport este unitar.

Dispozitivul experimental si modul de lucru au fost prezentate mai sus, in prima parte a lucrarii.

ACHIZITIA SI PRELUCRAREA DATELOR EXPERIMENTALE.

Se măsoară respectând indicaţiile de mai sus, pentru cele 3 fante, de 4 ori la fiecare fantă, poziţiile x_s şi x_d ale primului minim de intensitate (la stânga x_s respectiv la dreapta x_d lui MC). Datele se trec în liniile corespunzătoare ale tabelului 6:

Tabelul 6 Poziţiile primului minim de intensitate pentru cele 3 fante.

Nr fantă	A				B				C			
Nr măsur	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
x_s												
x_d												
x_{m} mm												
k_H												

Folosind datele din tabelul 6, se completează ultimele 2 linii din tabelul 2. Distanţa medie x_{mn} din tabel se calculează cu relaţia:

$$x_m = \left|\frac{x_{s1} - x_{d1}}{2}\right| \qquad (12)$$

unde x_{s1} şi x_{d1} reprezintă poziţiile citite pe rigla fotodiodei pentru minimele de ordin 1, la stânga respectiv la dreapta maximului central. Se calculează apoi parametrul k_H cu relaţia

(13). Pentru cele 12 valori obţinute, se calculează media şi abaterea pătratică medie, prezentând rezultatele sub forma $k_H = \left(\overline{k_H} \pm \sigma_k\right)$.

INTREBĂRI

- ✓ Este posibil, conform relaţiei $\Delta E \cdot \Delta t \geq h$, ca dacă obţinem într-un experiment ca Δt să tindă spre zero, să obţinem energie? Dacă da, de unde? Este încălcat cumva principiul conservării energiei?
- ✓ Un flux de particule trece prin fanta din fig.1 şi cade pe un ecran E aflat la o distanţă oarecare de fantă. Este oare posibil să obţinem pe ecran, (prin îngustarea fantei), o pată de particule oricât de mică? Oferiţi o explicaţie în termenii relaţiilor de nedeterminare ale lui Heisenberg.
- ✓ Ce aplicaţii tehnice vedeţi pentru relaţiile 2a şi $\Delta E \cdot \Delta t \geq h$?
- ✓ Ce explicaţii găsiţi dacă parametrul k_H se dovedeşte a fi neunitar?

<u>Continutul referatului</u>: Referatul va cuprinde un rezumat al teoriei, descrierea montajului experimental, tabelul de date 2, valorile statistice al parametrului k_H şi răspunsul la întrebările de mai sus.

<u>BIBLIOGRAFIE.</u>

1) PHYWE SYSTEME GMBH, „*Diffraction at a slit and Heisenberg's uncertainty principle*”, http://www.nikhef.nl/~h73/kn1c/praktikum/phywe/LEP/Experim/2_3_01.pdf
2) George Moisil, „Fizica pentru Ingineri”, Editura Tehnica, 1967.
3) Constantin Roşu, *Curs de optică electromagnetică*, Ed Bren, 2003
4) Crawford F., *Curs de fizică Berkeley-unde*, Ed Didactică şi pedagogică, Bucureşti, 1983
5) Werner Heisenberg, “The Physical Principles of the Quantum Theory”, Dover Publications, Inc., 1949
6) Spiridon Dumitru, *Microfizica*, Ed. Dacia, Cluj-Napoca, 1984.
7) E. H. Wichwann., *Curs de fizică Berkeley-Fizică Cuantică*, Ed Didactică şi pedagogică, Bucureşti, 1983
8) Site enciclopedic, *Http://en.wikipedia.org*; cuvinte cheie: diffraction, Heisenberg uncertainty principle.

ANEXA
Calculul maximelor si minimelor de intensitate ale luminii difractate printr-o fanta.

La difractia Fraunhofer a luminii cu lungimea de unda λ printr-o fanta plan paralela de largime a, imaginea de difractie prezenta pe ecranul de observatie E (vezi figura 1) are maximele si minimele de intensitate prezentate in figura 2.

Calculele prezentate în [2-4] arată că dacă lumina cade sub unghiul de incidenţă φ_0, atunci intensitatea luminii difractate sub unghiul φ, este dată de:

$$I = I_0 \cdot \frac{Sin^2\varepsilon}{\varepsilon^2} \qquad \text{(A1)}$$

unde I_0 este intensitatea luminii incidente pe ecran, iar mărimea ε este dată de:

$$\varepsilon = \frac{\pi \cdot a}{\lambda} \cdot \left(\sin\varphi - \sin\varphi_0\right) \qquad \text{(A2)}$$

Pentru o incidenţă normală, avem $\varphi_0 = 0$ şi obţinem:

$$\varepsilon = \frac{\pi \cdot a}{\lambda} \cdot \sin\varphi \qquad \text{(A3)}$$

Fie x, distanţa măsurată faţă de maximul de intensitate central notat MC pe ecranul E din fig.1. Dacă unghiul φ de difracţie este mic (sub circa 5^o), vom avea $\sin\varphi \simeq \varphi \simeq \frac{x}{D}$ iar ultima relaţie devine:

$$\varepsilon = \frac{\pi \cdot a}{\lambda} \cdot \sin\varphi \simeq \frac{\pi \cdot a}{\lambda} \cdot \frac{x}{D} \qquad \text{(A4)}$$

Dependenţa normata a intensităţii luminoase în funcţie de parametrul adimensional ε, $I_n(\varepsilon) = I/I_0 = \frac{Sin^2\varepsilon}{\varepsilon^2}$ din figura 2, contine minime de intensitate (notate $m_1, m_2,..$) şi maxime notate $M_1, M_2,..$ repartizate simetric fata de maximul central MC. Condiţia $\frac{dI_n}{d\varepsilon} = 0$ care oferă aceste extreme conduce la următoarele ecuaţii:

$$\sin\varepsilon = 0; \quad \varepsilon = tg\varepsilon \qquad \text{(A5)}$$

Prima ecuaţie descrie minimele de intensitate $m_1, m_2,..$ din figura 2; ea are soluţiile:

$$\varepsilon = n\pi \quad n \in Z \qquad \text{(A6)}$$

sau, introducând (A4) în (A6) obţinem poziţiile x ale minimelor de ordin n:

$$x_m = \frac{\lambda \cdot D}{a} \cdot n \qquad n \in Z \qquad \text{(A7)}$$

În ceea ce priveşte ecuaţia transcendentă $\varepsilon = tg\varepsilon$ din (A5), ea oferă maximele $M_1, M_2,..$ Pentru primele trei maxime, soluţiile ecuaţiei sunt prezentate în tabelul [A1]:

Tabelul A1. Poziţiile şi intensităţile luminoase, în mărimi normate, pentru primele 3 maxime ale ecuatiei $\varepsilon = tg\varepsilon$.

Ordin maxim	1	2	3
ε_M =poziţie maxim	4,493	7,725	10,904
$I_n(\varepsilon)$	0,0472	0,0168	0,00834

Pozitiile teoretice la care sunt observate maximele de intensitate rezulta din tabelul 3 si relatia A4.

$$x_M = \frac{\lambda D \varepsilon_M}{\pi a} \tag{A8}$$