

## CAP. I. BAZELE EXPERIMENTALE ALE FIZICII CUANTICE

### I. 1. Radiația termică

Radiația termică este o radiație electromagnetică datorată mișcării de agitație termică a particulelor constituente ale unui corp aflat la o anumită temperatură.

*Radiația termică de echilibru* apare când energia emisă de corp în unitatea de timp este egală cu cea absorbită. Exemplu: un corp încălzit introdus într-o incintă cu pereți perfect reflectători emite radiație de echilibru când temperatura corpului este egală cu cea a incintei.

#### **Mărimi fizice caracteristice**

a) *Fluxul energetic radiant* reprezintă energia emisă de corp în unitatea de timp:

$$\Phi = \frac{dW}{dt} \quad (\text{unitatea de măsură: watt}) \quad (\text{I.1})$$

b) *Puterea de emisie* (radianța integrală) este energia emisă în unitatea de timp prin unitatea de suprafață, în toate direcțiile, pentru toate frecvențele:

$$\varepsilon = R = \frac{d\Phi}{dA} = \frac{d^2W}{dAdt} \quad (\text{se măsoară în W/m}^2) \quad (\text{I.2})$$

c) *Puterea de emisie spectrală* (radianța spectrală) este puterea de emisie pe unitatea de interval de frecvență:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{d\varepsilon}{d\nu} \quad (\text{se măsoară în J/m}^2) \quad (\text{I.3})$$

Radianța integrală este deci: 
$$\varepsilon = R = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu,T} d\nu \quad (\text{I.4})$$

d) *Puterea de absorbție* (coeficientul de absorbție):

$$A_{\nu,T} = \frac{d\Phi_{abs}}{d\Phi_{inc}} \quad (\text{I.5})$$

Pentru **corpul negru** acest coeficient este 1: 
$$A_{\nu,T,N} = 1 \quad (\text{I.6})$$

*Exemplu de corp negru:* o incintă izotermă sferică prevăzută cu un mic orificiu (Fig. I.1a); în acest sistem radiația termică este absorbită integral datorită reflexiilor succesive pe pereți (din orice punct al incintei orificiul se vede sub un unghi mai mic de 0,01 rad). Intensitatea radiației emise este direct proporțională cu densitatea de energie din cavitate.

## Legile lui Kirchhoff

1. Radiația termică de echilibru este omogenă (independentă de punctul din cavitate), izotropă (independentă de direcție) și nepolarizată.

2. Pentru un interval de frecvențe  $[\nu, \nu + d\nu]$  dat, la o temperatură dată, raportul dintre puterea de emisie spectrală și puterea de absorbție este o funcție universală (adică nu depinde de natura corpului), dependentă de frecvență și temperatură, reprezentând puterea de emisie spectrală a corpului negru.

$$\frac{\epsilon_{\nu, T}}{A_{\nu, T}} = f(\nu, T) = \epsilon_{N, \nu, T} \quad (I.7)$$

Suprafața corpului negru este deci o suprafață emițătoare - etalon.

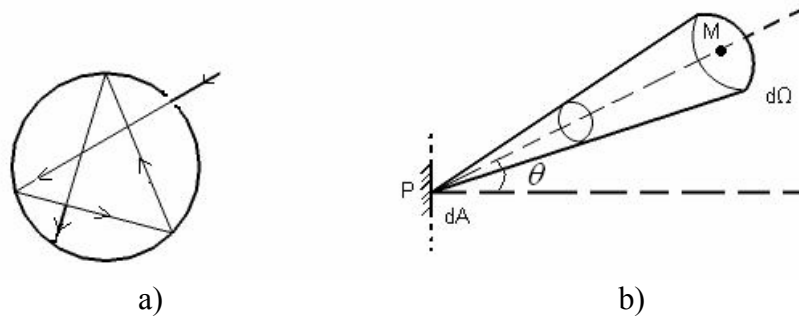


Fig. I. 1. a) Exemplet de corp negru; b) Unghiul solid (necesar în definierea strălucirii energetice).

**Alte mărimi caracteristice:**

e) Densitatea volumică de energie radiantă:  $w = \frac{dW}{dV}$  (se măsoară în  $J/m^3$ ) (I.8)

f) Densitatea volumică spectrală de energie radiantă:

$$\rho_{\nu, T} = \frac{dw}{d\nu} = \frac{d^2W}{dV d\nu} \quad (\text{se măsoară în } J.s/m^3) \quad (I.9)$$

Atunci:  $w = \int_0^{\infty} \rho_{\nu, T} d\nu$  (I.10)

g) Strălucirea energetică reprezintă energia emisă în unitatea de timp prin unitatea de suprafață, în unitatea de unghi solid, deci într-o anumită direcție ( $\theta$ ), pentru toate frecvențele:

$$B = \frac{d^3W}{dA \cos \theta dt d\Omega} \quad (I.11)$$

unde  $dA$  este elementul de suprafață în jurul punctului P (Fig. I.1b),  $d\Omega$  este elementul de unghi solid;  $\theta \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right]$ ;  $\varphi \in [0, 2\pi]$  în planul suprafeței  $dA$ .

Există relațiile:  $\varepsilon = R = \pi B$  și  $\varepsilon = R = \frac{c}{4} w$  (I.12; 13)

din care:  $w = \frac{4\pi B}{c}$  (I.14)

Strălucirea energetică se măsoară experimental, iar densitatea volumică de energie radiantă se determină prin calcul.

**Legile empirice ale radiației termice de echilibru pentru corpul negru**

1° Legea Stefan - Boltzmann

*Radianța integrală a corpului negru este direct proporțională cu puterea a patra a temperaturii absolute.*

$$R_N = \sigma T^4, \tag{I.15}$$

unde  $\sigma \cong 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$  este constanta Stefan – Boltzmann (vezi lucrarea de laborator “Verificarea legii Stefan-Boltzmann”).

2° Legea lui Wien

*Densitatea volumică spectrală de energie este direct proporțională cu puterea a treia a frecvenței și cu o funcție care depinde de raportul dintre frecvență și temperatura absolută.*

$$\rho_{\nu, T, N} = \nu^3 g\left(\frac{\nu}{T}\right). \tag{I.16}$$

Această lege este valabilă la frecvențe mari (domeniul ultraviolet).

3° Legea deplasării Wien

*Densitatea volumică spectrală de energie are un maxim pentru o anumită frecvență  $\nu_M$  (respectiv lungime de undă  $\lambda_M$ ) astfel încât raportul dintre această frecvență și temperatura absolută este constant (produsul dintre această lungime de undă și temperatura absolută este constant; Fig. I. 2).*

$$\frac{\nu_M}{T} = \text{const.} \quad \text{sau} \quad \lambda_M T = \text{const.} = b \tag{I.17}$$

unde  $b \cong 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}\cdot\text{K}$  este constanta Wien.

4° Legea Rayleigh - Jeans

*Densitatea volumică spectrală de energie este direct proporțională cu puterea a doua a frecvenței și cu temperatura absolută.*

$$\rho_{\nu, T, N} = \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^3}. \tag{I.18}$$

Această lege este valabilă la frecvențe mici (domeniul infraroșu).

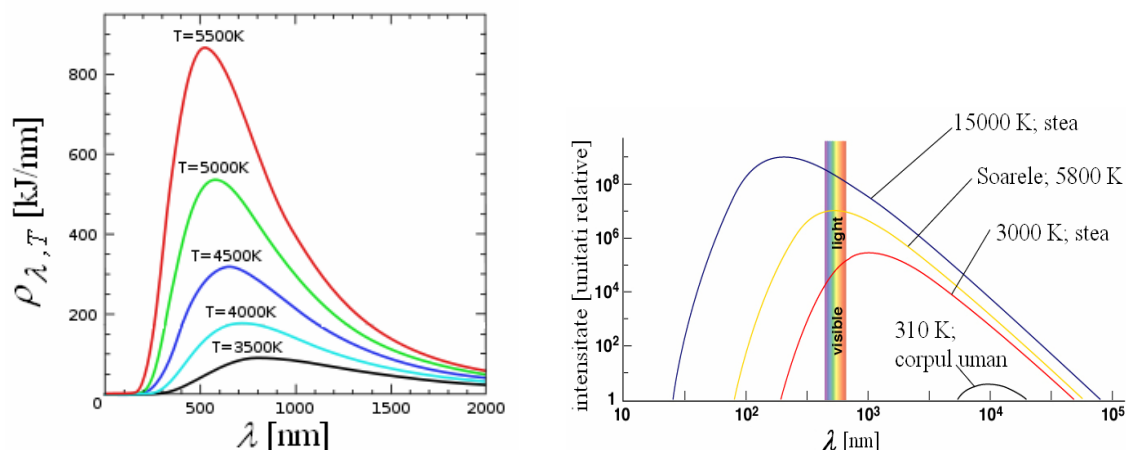


Fig. I. 2. Legea deplasării Wien (valabilă pentru radiația termică de echilibru a corpului negru).

### **Teoria lui Planck pentru radiația termică**

Teoria fonică elaborată de Planck afirmă că emisia și absorbția energiei are loc sub forma unor cuante (porții) de energie numite **fotoni**.

#### **Proprietățile fotonului**

a) energia este direct proporțională cu frecvența:  $\varepsilon = h\nu$  (I.19)

unde  $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$  J·s este constanta lui Planck; se mai folosește:  $\hbar = h/(2\pi)$ ;

b) viteza fotonului, în vid, este  $c = 3 \cdot 10^8$  m/s;

c) impulsul fotonului este invers proporțional cu lungimea de undă:  $p = \frac{h}{\lambda}$  (I.20)

d) masa de repaus este nulă, iar cea de mișcare este direct proporțională cu frecvența:

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2} \quad (I.21)$$

Pe baza teoriei fotonilor se obține formula Planck a radiației termice prin calculul energiei medii de oscilație. Energia unui oscilator nu poate avea, conform teoriei fonice, orice valoare, ci numai valori de forma:

$$E_n = nh\nu \quad \text{cu: } n = 0, 1, 2, \dots \quad (I.22)$$

Energia medie este:

$$\bar{E} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (I.23)$$

Conform teoriei M. Born densitatea volumică spectrală de energie radiantă pentru corpul negru este direct proporțională cu pătratul frecvenței ( $\nu^2$ ) și cu energia medie a de oscilație ( $\bar{E}$ ):

$$\rho_{\nu, T, N} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \bar{E} \quad (I.24)$$

Din ultimele două relații rezultă formula Planck a radiației termice:

$$\rho_{\nu, T, N} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (I.25)$$

## I. 2. Efectul fotoelectric extern

constă în eliberarea de electroni dintr-un corp sub acțiunea radiației electromagnetice dacă frecvența acesteia depășește valoarea de prag.

Pentru stabilirea legilor efectului fotoelectric se folosește dispozitivul experimental prezentat în Fig. I.3. Într-o incintă vidată se găsesc doi electrozi, catodul K și anodul A, electrozidul K (confectionat, de obicei, dintr-un metal alcalin) fiind iradiat cu un fascicul luminos (celulă fotoelectrică). Frecvența și fluxul luminos al radiației incidente pe K pot fi variate. Între catodul iradiat și anod se aplică o diferență de potențial  $U$ . Se studiază dependența intensității curentului fotoelectric  $I$  (format de electronii eliberați din catodul iradiat) de tensiunea  $U$  și de frecvența luminii folosite. Aplicând între anod și catod un câmp electric de frânare a electronilor emiși de catod, câmp descris prin tensiunea de frânare  $U_f < 0$ , se determină, pentru diferite frecvențe ale radiației incidente pe catod, tensiunea la care se anulează intensitatea curentului fotoelectric, numită tensiune de stopare  $U_s$ .

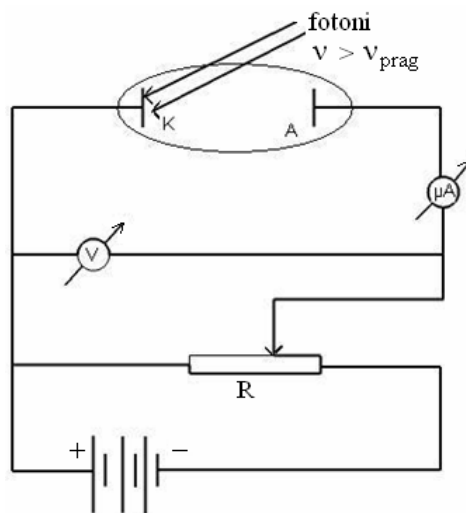


Fig. I. 3. Schema circuitului utilizat la studiul legilor efectului fotoelectric extern.

Caracteristica curent - tensiune  $I = f(U)$  pentru diferite valori ale fluxului luminos  $\Phi$  incident pe catod, prezentată în Fig. I. 4a, arată existența unui curent de saturație  $I_{sat}$ , iar dependența tensiunii de stopare  $U_s$  de frecvența  $\nu$  a luminii este, conform Fig. I.4b, liniară.

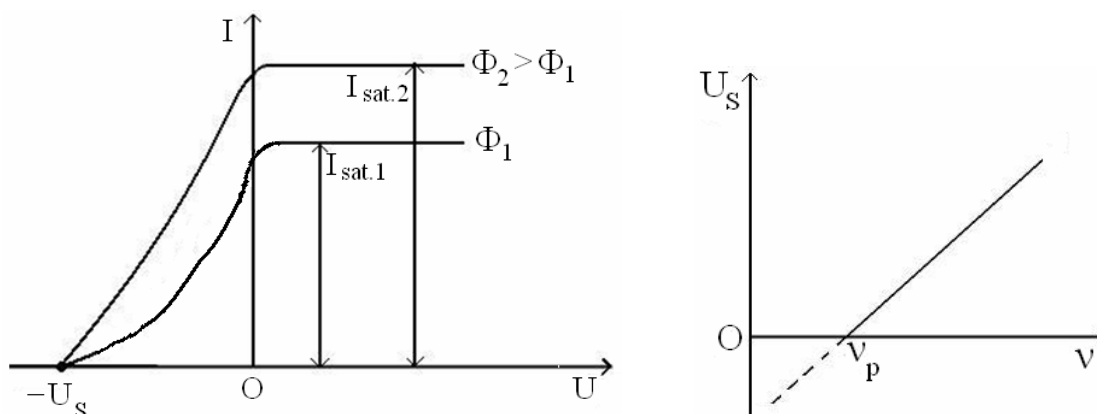


Fig. I. 4. a) Caracteristica curent-tensiune  $I = f(U)$  pentru două valori ale fluxului luminos incident pe catod; b) Dependența liniară a tensiunii de stopare  $U_S$  de frecvența  $\nu$  a luminii.

### Legile efectului fotoelectric extern

1° Intensitatea curentului fotoelectric de saturație  $I_{sat}$  este direct proporțională cu fluxul luminos  $\Phi$  incident pe catod.

2° Tensiunea de stopare  $U_S$  crește liniar cu frecvența  $\nu$  a radiației incidente pe catod, fiind independentă de fluxul luminos.

3° Pentru o anumită valoare  $\nu_p$  a frecvenței radiației incidente pe catod, numită frecvență de prag, tensiunea de stopare este nulă (Fig. I.4b), adică pentru  $\nu < \nu_p$  efectul fotoelectric nu se mai produce. Frecvența de prag  $\nu_p$  este o caracteristică a metalului din care este confecționat catodul.

4° Efectul fotoelectric este, practic, instantaneu, electronii fiind emisi de catod într-un timp de ordinul  $10^{-9}$  s de la iluminarea acestuia.

Aceste legi, stabilite experimental, nu pot fi explicate în totalitate prin teorii ale fizicii clasice. De exemplu, conform fizicii clasice, la creșterea fluxului luminos incident pe catod electronii emiși ar trebui să aibă viteze mai mari, deci energii mai mari, dar se constată că energia lor nu se modifică, ci numai numărul lor pe unitatea de timp.

Toate legile efectului fotoelectric pot fi explicate însă pe baza teoriei fotonice (Einstein) și anume: **un foton cedează toată energia sa unui electron** al materialului și, dacă această energie este suficientă, electronul părăsește materialul.

*Legea conservării energiei* pentru acest proces are forma:

$$h\nu = L_{extr} + E_{cin} \quad (I.26)$$

unde lucrul mecanic de extracție  $L_{extr}$  este suma dintre lucrul mecanic necesar extragerii electronului din atom și lucrul mecanic necesar extragerii electronului din suprafața materialului. La metale  $L_{extr. atom} = 0$ .

$$L_{extr} = L_{extr. atom} + L_{extr. spr} \quad (I.27)$$

Frecvența de prag  $\nu_p$  reprezintă frecvența minimă pe care trebuie să o aibă un foton pentru a putea extrage un electron ( $E_{cin} = 0$ ):

$$L_{extr} = h\nu_p \quad (I.28)$$

Energia cinetică a fotoelectronilor se exprimă folosind tensiunea de stopare:

$$E_{cin} = \frac{mv^2}{2} = eU_s \quad (I.29)$$

Mărimile  $m$ ,  $v$  și  $e$  sunt, respectiv, masa, viteza și sarcina electrică a fotoelectronului. Ecuația (I.26) devine:

$$h\nu = h\nu_p + eU_s \quad (I.30)$$

### I. 3. Efectul Compton

constă în creșterea lungimii de undă a unei radiații X care este difuzată (împrăștiată) de electronii slab legați ai unei substanțe. Fasciculul de radiații X difuzat conține atât radiații cu lungimea de undă inițială, cât și radiații cu lungime de undă mai mare.

Dispozitivul experimental (Fig. I.5) este format din sursă de radiații X, sistem de colimare cu plăci de plumb (Pb), probă de material difuzant (P) și detector (D) de radiații X care poate fi rotit. Măsurând creșterea lungimii de undă a radiațiilor X difuzate se constată că ea nu depinde de natura materialului difuzant, dar depinde de unghiul de difuzie ( $\theta$ ). Desigur, materialul difuzant trebuie să conțină electroni slab legați (exemple: grafit, parafină).

Efectul Compton este interpretat ca o *ciocnire între un foton și un electron aflat în repaus, fotonul cedând electronului o parte din energia sa*. În acest proces se conservă atât energia sistemului, cât și impulsul acestuia.

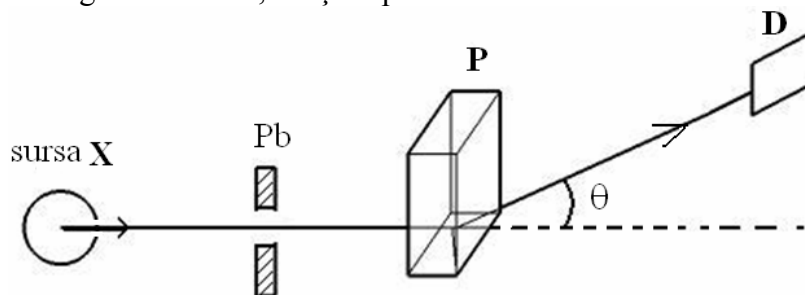


Fig. I. 5. Schema dispozitivului experimental utilizat la studiul efectului Compton.

Deoarece energia cinetică primită de electron este, în general, mult mai mare decât energia sa de repaus ( $E_{cin} \gg m_0c^2$ ) fenomenul trebuie tratat folosind teoria

relativității restrânse. Pentru foton sunt valabile formulele:  $\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$  și  $p = \frac{h}{\lambda}$ , iar pentru electron:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{I.31})$$

(masa de mișcare  $m$  crește cu viteza  $v$ ;  $m_0$  este masa de repaus)

$$p = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{I.32})$$

$$E = mc^2 \text{ (energia totală în mișcare)} \quad E_0 = m_0 c^2 \text{ (energia de repaus)} \quad (\text{I.33})$$

$$E_{cin} = E - E_0 = c^2(m - m_0) \text{ (energia cinetică)} \quad (\text{I.34})$$

$$E^2 = p^2 c^2 + E_0^2 \quad (\text{I.35})$$

$$\text{Legea conservării energiei:} \quad h\nu_0 + m_0 c^2 = h\nu + mc^2 \quad (\text{I.36})$$

$$\text{Legea conservării impulsului:} \quad \vec{p}_{f,0} + \vec{0} = \vec{p}_f + \vec{p}_e \quad (\text{I.37})$$

unde  $\vec{p}_{f,0}$  este impulsul inițial al fotonului,  $\vec{p}_f$  este impulsul final al fotonului, iar  $\vec{p}_e$  este impulsul final al electronului. Proiectăm relația vectorială (I.37) pe două axe perpendiculare (alegem direcția inițială a fotonului ca axă Ox; Fig. I. 6). Rezultă:

$$\text{pe Ox:} \quad \frac{h}{\lambda_0} = \frac{h}{\lambda} \cos \theta + p_e \cos \varphi \quad (\text{I.38})$$

$$\text{pe Oy:} \quad 0 = \frac{h}{\lambda} \sin \theta + p_e \sin \varphi \quad (\text{I.39})$$

$$\text{Relațiile finale de interes sunt:} \quad \Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (\text{I.40})$$

$$\text{și:} \quad \text{tg} \varphi = \frac{\frac{\sin \theta}{\lambda}}{\frac{1}{\lambda_0} - \frac{\cos \theta}{\lambda}} \quad (\text{I.41})$$



unde:  $\frac{h}{m_0 c} = \Lambda = 0,024 \text{ \AA}$  ( $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$ ) este lungimea de undă Compton,  $\theta$  este unghiul sub care este difuzat fotonul (față de direcția lui inițială), iar  $\varphi$  este unghiul sub care pleacă electronul (numit electron de recul).

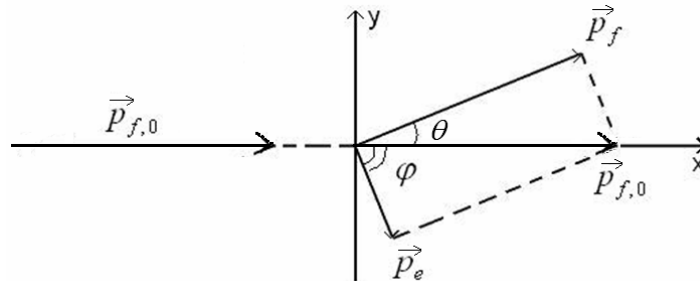


Fig. I. 6. Legea conservării impulsului la efectul Compton.

#### I. 4. Modelul atomic Bohr

##### Postulatele lui Bohr

1° *Atomii se află în stări specifice în care nu emit și nu absorb energie, numite stări staționare. Valorile energiei corespunzătoare stărilor staționare formează un șir discret și caracterizează fiecare atom.*

Aceste stări sunt definite prin *condiția de cuantificare* pentru momentul cinetic orbital:

$$L = m v r = n \frac{h}{2\pi}, \text{ unde } n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{I.42})$$

2° *Atomii pot emite sau absorbi energie numai prin trecerea dintr-o stare staționară de energie  $E_i$  în altă stare staționară, de energie  $E_f$ . Frecvența radiației emise (în cazul  $E_i > E_f$ ) sau absorbite (în cazul  $E_i < E_f$ ) verifică relația:*

$$h\nu = |E_i - E_f|. \quad (\text{I.43})$$

##### Teoria lui Bohr pentru atomul de hidrogen

Atomul de hidrogen este format dintr-un proton (presupus fix) și un electron care se rotește în jurul acestuia. Pe orbita staționară, considerată circulară, forța coulombiană

$F_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$  reprezentând atracția exercitată de proton asupra electronului acționează

ca forță centripetă  $F_{cp} = \frac{mv^2}{r}$ . Deci:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (\text{I.44})$$

Din relațiile (I.42) și (I.44) rezultă raza orbitei staționare numerotate cu  $n$  și viteza electronului pe această orbită:

$$r_n = \frac{n^2 h^2 \varepsilon_0}{\pi m e^2} = n^2 r_1 \quad (\text{I.45})$$

$$v_n = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 n h} = \frac{v_1}{n} \quad (\text{I.46})$$

unde  $r_1 = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = 0,53 \text{ \AA}$  este raza primei orbite Bohr, iar  $v_1 = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 h}$  este viteza electronului pe prima orbită Bohr.

Energia sistemului este suma dintre energia cinetică:  $E_{cin} = \frac{mv^2}{2} \quad (\text{I.47})$

și energia potențială coulombiană:  $E_{pot} = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \quad (\text{I.48})$

Se observă că:  $E_{pot} = -2E_{cin}$ , deci:

$$E = E_{cin} + E_{pot} = \frac{E_{pot}}{2} = -E_{cin} \quad (\text{I.49})$$

Din relațiile (I.49), (I.48) și (I.45) sau din relațiile (I.49), (I.47) și (I.46) rezultă expresia energiei atomului de hidrogen în starea staționară numerotată  $n$ :

$$E_n = -\frac{m e^4}{8\varepsilon_0 n^2 h^2} = \frac{E_1}{n^2} \quad (\text{I.50})$$

unde:  $E_1 = -\frac{m e^4}{8\varepsilon_0 h^2} = -13,6 \text{ eV} \quad (\text{I.51})$

este energia atomului de hidrogen în starea staționară  $n = 1$  ( $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ). Starea cuantică de energie minimă se numește *stare fundamentală*. Pentru atomul de hidrogen aceasta este starea  $n = 1$ , de energie  $E_1$ .

**Observații:**

1° Conform formulei (I.50) *energia atomului de hidrogen este cuantificată* (valorile ei formează un șir discret) prin numărul natural  $n = 1, 2, 3...$  care se numește *număr cuantic principal*.

2° Valorile energiei atomului de hidrogen sunt negative ceea ce indică faptul că ele corespund unor *stări legate*.

3° Se numește *stare staționară fundamentală* starea de energie minimă. Pentru atomul de hidrogen aceasta este starea de energie  $E_1$ , deci corespunzătoare valorii  $n = 1$ . Stările staționare cu energie  $E > E_{\min}$  se numesc *stări excitate*, deci pentru atomul de hidrogen ele corespund la  $n > 1$ .

4° Se numește *energie de ionizare* a atomului de hidrogen energia necesară separării electronului de proton, din starea fundamentală, și îndepărtării electronului la distanță suficient de mare pentru ca interacțiunea proton - electron să fie neglijabilă.

Deci: 
$$E_{ioniz} = -E_1 = 13,6 \text{ eV} \quad (\text{I.51}')$$

### Confirmări experimentale ale teoriei Bohr

a) *seriile spectrale ale atomului de hidrogen*

Dacă  $E_k > E_n$  atomul de hidrogen emite un foton a cărui frecvență  $\nu_{kn}$  se obține din relațiile (I.47) și (I.54):

$$h\nu_{kn} = E_k - E_n = |E_1| \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (\text{I.52})$$

Folosind relația  $\lambda = \frac{c}{\nu}$  obținem:

$$\frac{1}{\lambda_{kn}} = \frac{|E_1|}{hc} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) = R_H \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (\text{I.53})$$

unde  $k > n$  și:

$$R_H = \frac{|E_1|}{hc} = \frac{E_{ioniz}}{hc} \cong 1,09 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} \quad (\text{I.54})$$

este constanta Rydberg pentru atomul de hidrogen .

Experimental, emisia luminii (deci a fotonilor) se materializează (se observă) sub forma unor linii spectrale grupate în serii spectrale. Pentru atomul de hidrogen formula (I.53) arată lungimile de undă ale acestor linii. Liniile spectrale a căror stare staționară finală este aceeași ( $n = \text{constant}$ ) formează o *serie spectrală*. Acestea sunt:

- seria Lyman ( $n = 1; k > 1$ ): 
$$\frac{1}{\lambda_{k1}} = R_H \left( 1 - \frac{1}{k^2} \right) \quad (\text{I.55})$$

- seria Balmer ( $n = 2; k > 2$ ) 
$$\frac{1}{\lambda_{k2}} = R_H \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (\text{I.56})$$

Urmează: seria Paschen ( $n = 3; k > 3$ ), seria Brackett ( $n = 4; k > 4$ ), seria Pfundt ( $n = 5; k > 5$ ).

Liniile spectrale ale seriei Lyman sunt situate în domeniul ultraviolet (UV), cele ale seriei Balmer în domeniul vizibil (VIZ), de aceea au fost observate și studiate primele (cronologic vorbind), iar pentru celelalte trei serii acestea sunt, respectiv, în domeniul infraroșu (IR), infraroșu îndepărtat și microunde. Pentru seria Balmer, vezi lucrarea de laborator “Determinarea constantei Rydberg pentru atomul de hidrogen”.

Schema din Fig. I. 7 prezintă tranzițiile în urma cărora se obțin seriile spectrale ale atomului de hidrogen.

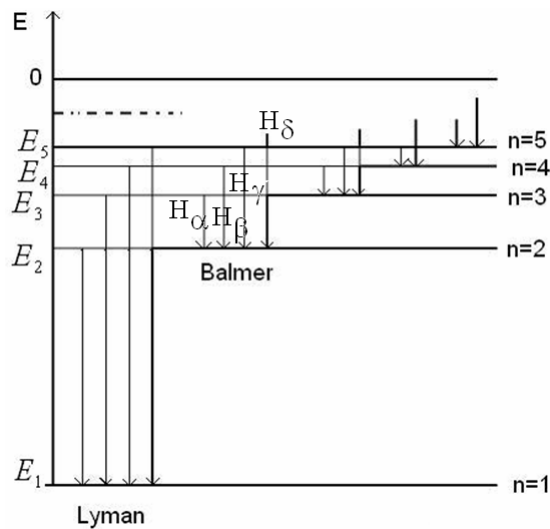


Fig. I. 7. Schema tranzițiilor corespunzătoare seriilor spectrale ale atomului de hidrogen.

b) *experiența Franck - Hertz*

Dispozitivul experimental este prezentat în Fig. I. 8a. Electronii emiși de filamentul F sunt accelerați între filament și grila G; ei suferă ciocniri cu atomii de mercur aflați în stare fundamentală, în acest spațiu. Anodul A are potențialul electric cu 0,5 V mai mic decât al grilei. Creștem tensiunea dintre grilă și filament,  $U_G$ , și observăm că intensitatea curentului anodic  $I_A$  are scăderi bruște la valorile  $U_G = 4,9$  V;  $2 \cdot 4,9$  V = 9,8 V;  $3 \cdot 4,9$  V = 14,7 V (Fig. I. 8b).

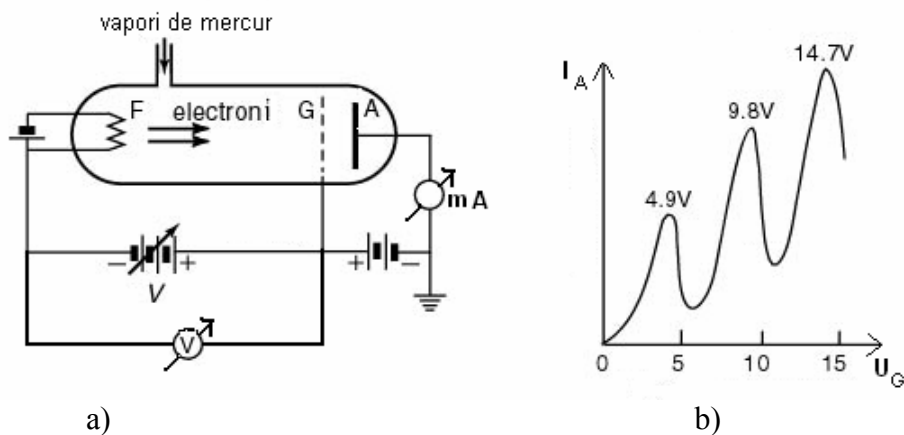


Fig. I. 8. a) Schema dispozitivului pentru experimentul Franck-Hertz; b) Graficul intensității curentului anodic în funcție de tensiunea aplicată între grilă și filament.

**Explicația** constă în faptul că electronii accelerați suferă, între filament și grilă, una, două sau trei ciocniri inelastice cu câte un atom de mercur. Acesta absoarbe (primește) numai energia de valoare 4,9 eV. Grila captează electronii care au pierdut complet energia, adică pe cei care, înainte de ciocnirea cu atomul de mercur, aveau 4,9 eV sau multipli ai acestei valori. Ceilalți electroni ajung la anod.

**Concluzia:** Energia atomului de mercur este cuantificată, valoarea ei în starea fundamentală fiind 4,9 eV.

*Deficiențele modelului Bohr:* nu explică spectrele altor atomi, mai complexi decât cel de hidrogen; nu explică structura fină și hiperfină a liniilor spectrale; nu oferă o metodă de calcul pentru intensitatea liniilor spectrale; nu explică existența momentului magnetic propriu al electronului.

### I. 5. Dualismul corpuscul - undă (unda de Broglie). Experiențele Davisson - Germer

Pornind de la faptul că radiația electromagnetică prezintă atât proprietăți ondulatorii cât și proprietăți de corpuscul (foton) fizicianul L. de Broglie a emis ipoteza că și particulele microscopice (electron, proton, atom, moleculă) aflate în mișcare au proprietăți ondulatorii. Astfel, fiecărei particule microscopice  $i$  se asociază o undă numită *undă de Broglie* (lungime de undă  $\lambda_B$ , mai simplu,  $\lambda$ ).

Pentru o particulă liberă (care nu este sub acțiunea nici unui câmp de forțe), aflată în mișcare, acest dualism corpuscul - undă este reflectat prin relațiile referitoare la impuls ( $p$ ) și energie ( $E$ ):

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (I.57)$$

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = mc^2 \quad (I.58)$$

și prin funcția de undă:

$$\Psi(\vec{r}, t) = A \exp[i(\omega t - \vec{k} \vec{r})] \quad (I.59)$$

unde pulsația este:  $\omega = 2\pi\nu = 2\pi \frac{E}{h} = \frac{E}{\hbar}$  (I.60)

iar vectorul de undă este:  $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi p}{h} = \frac{p}{\hbar}$ ;  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$  (I.61)

Relația (I.59) devine:  $\Psi(\vec{r}, t) = A \exp\left[\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p} \vec{r})\right]$  (I.62)

*Sensul fizic al undei de Broglie* este, conform interpretării lui M. Born, următorul: pătratul amplitudinii ( $A^2$ ) undei asociate microparticulei, într-un anumit punct din spațiu, reprezintă densitatea probabilității de localizare a microparticulei în acel punct.

Confirmarea experimentală a ipotezei de Broglie o constituie experiențele de difracție a microparticulelor (electroni, neutroni) pe cristale (Fig. I. 9). Davisson și Germer au arătat că difracția electronilor pe un monocristal de nichel are aceleași caracteristici ca și difracția luminii pe o rețea optică. Electronii accelerați sub tensiunea  $U$ , al căror impuls este:

$$p = \sqrt{2m eU}, \quad (I.63)$$

cad pe suprafața monocristalului sub unghiul  $\theta$  față de aceasta. Analizând fasciculul difractat sub același unghi față de planele atomice, astfel încât unghiul dintre cele două fascicule este  $\beta = 2 \cdot (90^\circ - \theta)$ , se constată că intensitatea acestuia prezintă *maxime*:

- pentru anumite valori ale unghiului  $\theta$ , dacă  $U = \text{const.}$  sau
- pentru anumite valori ale tensiunii de accelerare  $U$ , dacă  $\theta = \text{const.}$  (Fig. I. 10).

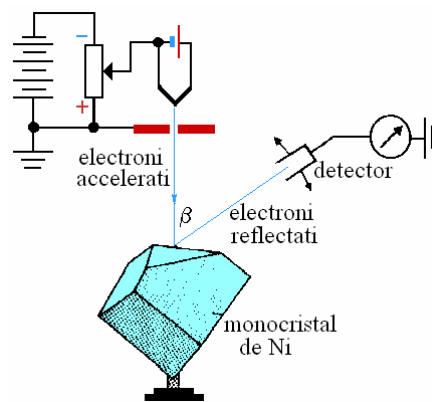


Fig. I. 9. Dispozitivul experimental pentru studiul difracției electronilor pe monocristale.

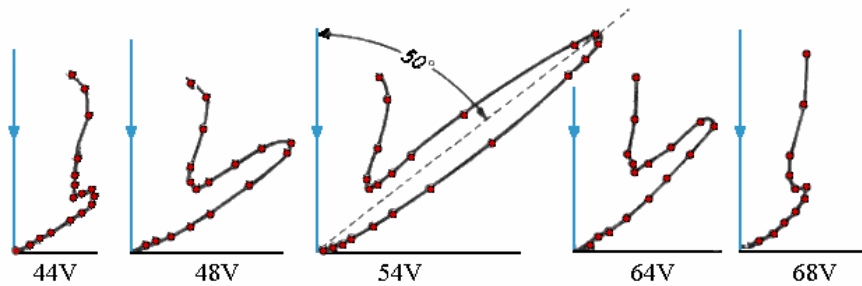


Fig. I. 10. La unghi constant în raport cu suprafața monocristalului se obțin maxime ale intensității în detectorul de electroni reflectați pentru anumite valori ale tensiunii de accelerare (de ex. 54 V).

**Explicația** este următoarea: fasciculul de electroni este reflectat pe diferitele plane atomice paralele ale cristalului și undele asociate interferă. Conform Fig. I. 11 diferența de drum optic dintre fasciculele 1 și 2 este:

$$\delta_{21} = 2d \sin \theta, \quad (I.64)$$

unde  $d$  este distanța dintre planele atomice.

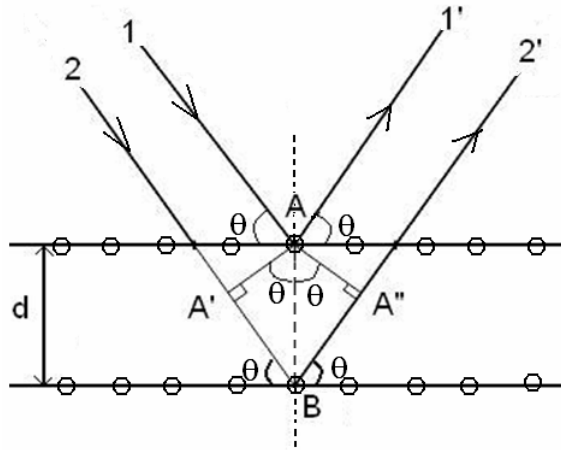


Fig. I. 11. Reflexia fasciculului de electroni pe planele atomice ale unui monocristal.

Condiția de obținere a maximelor de interferență  $\delta = n\lambda$  conduce la *relația Bragg*:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \text{ cu } n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{I.65})$$

Din relațiile (I.57) și (I.63) rezultă:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meU}}, \quad (\text{I.66})$$

apoi, din ultimele două relații obținem:

$$\sin \theta = \frac{nh}{2d\sqrt{2meU}}. \quad (\text{I.67})$$

Experimente similare au fost realizate pe substanțe policristaline (vezi lucrarea de laborator "Experiențele Debye-Scherrer").

### I. 6. Relațiile de incertitudine Heisenberg

Presupunem că un electron având impulsul inițial  $p_i = p_z$  (dirijat pe axa Oz), bine determinat, trece printr-o fantă de lățime  $b$  ( $b$  este de-a lungul axei Ox) și lungime (pe axa Oy) mult mai mare decât lățimea (Fig.I.12). După trecerea prin fantă coordonata  $x$  a electronului este cunoscută cu imprecizia maximă  $\Delta x = b$ , iar componenta pe axa Ox a impulsului electronului,  $p_x$ , este cunoscută cu imprecizia maximă  $\Delta p_x = p_x = p \sin \theta$ . Deoarece în punctul M se produce primul minim de difracție este valabilă relația:  $\sin \theta = \frac{\lambda}{b}$  (vezi paragraful "Difracția pe o fantă dreptunghiulară" din Cap. III. Teoria generală a undelor). Din aceste relații și din relația (I.55) rezultă:  $\Delta x \cdot \Delta p_x = h$ .

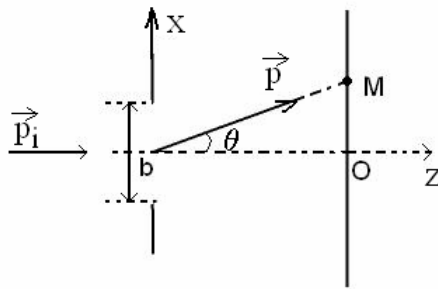


Fig. I. 12. Difrakția unui electron printr-o fantă dreptunghiulară.

De fapt, relația corectă este una de *evaluare* și se folosește sub forma:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \sim \hbar \quad (\text{I.68})$$

Relația de tip (I.68) este valabilă pentru orice direcție de mișcare:  $\Delta y \cdot \Delta p_y \sim \hbar$  ;  
 $\Delta z \cdot \Delta p_z \sim \hbar$  .

O altă relație de această formă se referă la  $\Delta E$  (imprecizia în determinarea energiei unei stări) și la timpul de viață al sistemului în starea respectivă (imprecizia duratei)  $\Delta t = \tau$ .

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar \quad (\text{I.69})$$

Relațiile (I.68) și (I.69) se numesc *relații de incertitudine Heisenberg*. Ele au următoarea **interpretare**:

a) dacă reușim să măsurăm coordonata  $x$  a unei microparticule cu foarte mare precizie ( $\Delta x \rightarrow 0$ ) imprecizia determinării componente  $p_x$  a impulsului microparticulei devine foarte mare ( $\Delta p_x \rightarrow \infty$ ). Reciproc, dacă dorim ca  $p_x$  să fie cunoscut cu mare precizie, imprecizia determinării coordonatei (deci imprecizia localizării) este foarte mare.

b) dacă energia  $E$  a unei stări este determinată cu foarte mare precizie ( $\Delta E \rightarrow 0$ ) timpul de viață al acesteia ar fi foarte lung ( $\Delta t \rightarrow \infty$ ). Reciproc, pentru un timp de viață foarte scurt, imprecizia  $\Delta E$  a energiei este foarte mare.

**Concluzie:** Mărimile fizice legate printr-o relație de incertitudine Heisenberg nu pot fi măsurate simultan, cu aceeași precizie.