

COMPORTAMENTUL DUAL AL MATERIEI

10.1 Comportamentul corpuscular al câmpului electromagnetic

Câmpul electromagnetic se propagă sub forma undelor electromagnetice. Caracterul de undă al undelor electromagnetice se manifestă prin fenomenele de difracție, interferență, dispersie, polarizare, etc. care pot fi realizate cu aceste unde. Unda electromagnetică cu proprietățile sale ondulatorii este descrisă de ecuațiile lui Maxwell.

La începutul secolului XX au fost descoperite o serie de fenomene care implicau undele electromagnetice (radiația termică, efectul fotoelectric, efectul Compton) dar care nu au putut fi explicate pe baza proprietăților ondulatorii ale acestor unde. Pentru explicarea lor a fost necesară introducerea unor idei noi, revolutionare, privind comportamentul undelor electromagnetice. Ca urmare a fost elaborată teoria conform căreia undele electromagnetice există sub formă discontinuă, fragmentele lor, numite *fotoni*, având un comportament corpuscular. Astfel au fost puse bazele unei noi ramuri a fizicii, *fizica cuantică*.

10.2 Radiația termică

Corpurile aflate la o temperatură superioară temperaturii de zero Kelvin emit radiații electromagnetice. Proprietățile acestor radiații depind de natura și temperatura corpului emițător, precum și de frecvența radiației emise.

Corpurile emit radiație electromagnetică datorită energiei termice a particulelor încărcate cu sarcini electrice care le alcătuiesc (orice sarcină electrică aflată în mișcare accelerată emite radiație). Această radiație se numește *radiația termică*. Deci, prin de radiație termică se înțelege radiația electromagnetică emisă de corpuri la încălzirea lor. Radiația emisă de gaze are un *spectru de frecvențe discret*, iar cea emisă de lichide și solide are un *spectru de frecvențe continuu*.

Pentru studierea radiației termice se utilizează următoarele mărimi fizice:

- **fluxul radiant (fluxul energetic)** - reprezintă energia radiației emise de un corp în unitatea de timp, într-un anumit domeniu spectral

$$\Phi = \frac{dW_{emisa}}{dt} \quad (10.1)$$

- **puterea de emisie (radianța energetică)** a unei surse de radiații într-un punct al său, este raportul dintre fluxul energetic emis de o suprafață elementară din jurul aceluși punct și aria ei normală (fig.10.1)

$$R = \frac{d\Phi}{dS_n} = \frac{d\Phi}{dS \cdot \cos \theta} \quad (10.2)$$

- **puterea spectrală de emisie $E(\nu, T)$** - reprezintă energia radiației emise de unitatea de suprafață a unui corp (pe o direcție normală la suprafață respectivă), în unitatea de timp, într-un unghi solid unitar, în jurul unei frecvențe ν într-un domeniu spectral egal cu unitatea

$$E_{emisie}(\nu, T) = \frac{dW_{emisa}}{dS \cos \theta \cdot d\Omega \cdot dt \cdot d\nu} \quad (10.3)$$

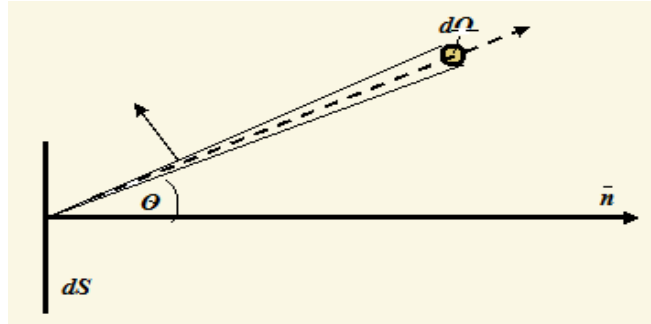


Fig.10.1 Emisia de radiație la suprafața unui obiect.

- **puterea spectrală de absorbție $\lambda(\nu, T)$** - reprezintă energia radiației absorbite de unitatea de suprafață a unui corp (pe o direcție normală la suprafață respectivă), în unitatea de timp, într-un unghi solid unitar, într-un domeniu spectral egal cu unitate

$$E_{absorbție}(\nu, T) = \frac{dW_{absorbita}}{dS \cos \theta \cdot d\Omega \cdot dt \cdot d\nu} \quad (10.4)$$

- **densitatea de energie w** - reprezintă energia radiației termice din unitatea de volum

$$w = \frac{dW}{dV} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (10.5)$$

- **densitatea spectrală de energie $\rho(\nu, T)$** - reprezintă energia din unitatea de volum, cu frecvența cuprinsă în intervalul $(\nu, \nu + d\nu)$

$$\rho(\nu, T) = \frac{dw}{d\nu} = \frac{dW}{dV d\nu} \quad (10.6)$$

În urma unor experimente, Kirchhoff a ajuns la concluzia că raportul dintre puterea spectrală de emisie (E_{emisie}) și puterea spectrală de absorbție ($E_{absorbție}$) nu depinde de natura și dimensiunile corpului studiat, ci numai de frecvență și temperatură. Aceasta reprezintă *legea lui Kirchhoff*

$$\frac{E_{emisie}(\nu, T)}{E_{absorbție}(\nu, T)} = K(\nu, T) \quad (10.7)$$

Această relație arată că un corp puternic absorbant este și puternic emisiv. Valoarea raportului K depinde de densitatea spectrală de energie prin intermediul unei constante conform relației

$$K(\nu, T) = \frac{C}{4\pi} \rho(\nu, T) \quad (10.8)$$

Densitatea spectrală de energie este deci și ea o funcție dependentă doar de frecvență și de temperatura absolută. Pentru cazul unui corp perfect absorbant avem $E_{absorbție}(\nu, T) = 1$, iar puterea spectrală de emisie devine

$$E_{emisie}(\nu, T) = \frac{C}{4\pi} \rho(\nu, T) \quad (10.9)$$

Măsurând puterea spectrală de emisie a unui corp perfect absorbant se determină densitatea spectrală de energie, $\rho(\nu, T)$, care este o funcție universală. Cunoșcând această funcție, putem determina apoi $E_{\text{absorbție}}(\nu, T)$ pentru orice corp pentru care am determinat experimental $E_{\text{emisie}}(\nu, T)$. Aceasta explică interesul mare pentru determinarea funcției $\rho(\nu, T)$.

Un corp perfect absorbant se numește *corp negru*. El se poate genera realizând o cavitate prevăzută cu un orificiu într-un bloc metalic (fig.10.2). Pereții interiori ai cavității se înnegresc. Orice radiație care pătrunde în cavitate din exterior prin orificiu este absorbită în urma unor reflexii succesive pe pereții interiori ai corpului negru. Dacă blocul se încălzește, în interior se stabilește un echilibru termic, iar radiația emisă prin orificiu poartă informații legate de interiorul cavității.

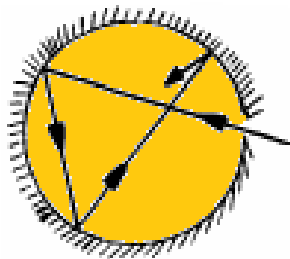


Fig.10.2 Corpul negru.

Acumularea de date experimentale legate de dependența de frecvență și temperatură a densității spectrale de energie emisă de un corp negru a condus la curbele din fig.10.3.

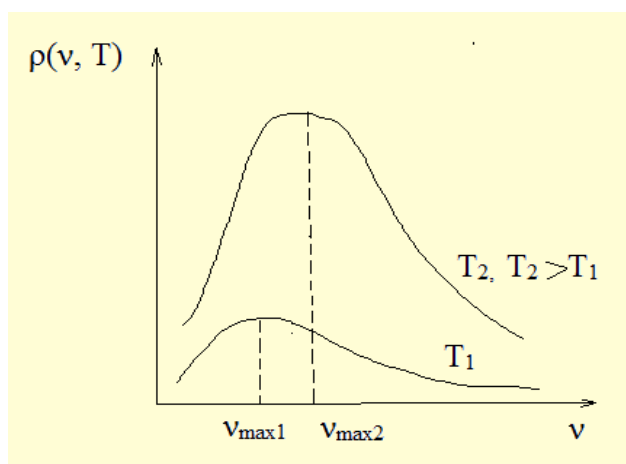


Fig.10.3 Dependența densității spectrale de energie de frecvență și temperatură pentru un corp negru.

Dependența $\rho = f(\nu, T)$ prezentată în această figură nu poate fi explicată pe baza caracterului ondulatoriu al câmpului electromagnetic. Explicația acestei dependențe a fost dată de Planck în anul 1900, pe baza următoarele presupuneri:

- Corpurile sunt alcătuite din oscilatori microscopici încărcăți cu sarcini electrice a căror energie poate lua numai valori bine definite, multipli întregi ai unei energii minime $h\nu$

$$E = nh\nu \quad (10.10)$$

unde $h=6,6 \times 10^{-34}$ J's este constanta lui Planck.

- Oscilatorii microscopicii nu emit radiație în mod continuu, ci în salturi (cuante), la trecerea de la o stare staționară la alta, prin variația lui n cu o unitate, $\Delta n = 1$

$$\Delta E = h\nu \quad (10.11)$$

În consecință, energia este emisă sau absorbită de materie în mod cuantificat, o cantă de energie având valoarea $h\nu$.

Expresia calculată teoretic de Plank pentru densitatea spectrală de energie emisă de un corp negru este

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (10.12)$$

Această expresie descrie proprietățile termice ale corpului negru, a permis regăsirea formulelor privind emisia de radiație termică descoperite anterior pe cale experimentală, inclusiv dependența $\rho = f(\nu, T)$ din fig.10.3.

Valoarea frecvenței pentru care apare maximumul acestei funcții se află prin anularea derivatei sale

$$\frac{d\rho}{d\nu} = 0 \quad (10.13)$$

Dacă în relația (10.12.) se face schimbarea de variabilă $x = \frac{h\nu}{kT}$ și se impune condiția pentru ca $\rho(\nu, T)$ să-și atingă maximumul

$$\frac{d\rho}{dx} = 0 \quad (10.14)$$

se obține ecuația transcendentă

$$5e^{-x} = 5 - x \quad (10.15)$$

a cărei rezolvare conduce la valoarea

$$x_{\max} = \frac{h\nu_{\max}}{kT} = \frac{hc}{\lambda_{\max} kT} = 4,965 \quad (10.16)$$

de unde se obține

$$\lambda_{\max} T = \frac{hc}{4,965k} = 2,896 \times 10^{-3} [mK] \quad (10.17)$$

adică

$$\lambda_{\max} T = \text{const} \quad (10.18)$$

Relația (10.18) reprezintă **legea de deplasare a lui Wien**. Ea arată că la creșterea temperaturii corpului negru, maximumul densității spectrale de energie se deplasează spre lungimi de undă mai mici (frecvențe mari).

Pe baza legii lui Wien funcționează piometrele optice care măsoară temperatura prin compararea luminozității unui filament încălzit la o temperatură cunoscută cu cea a unui corp incandescent studiat.

Dacă se consideră corpul omenesc ca un corp negru cu temperatura $t=37^\circ\text{C}$ ($T=310\text{ K}$), conform legii lui Wien maximumul radiației emise de acesta se află la 9300 nm , în domeniul IR. Aceasta permite, spre exemplu, detectarea prezenței umane în întuneric, sau a zonelor bolnave

din organismul uman prin utilizarea unor senzori de radiație IR. Menționăm, de asemenea, că cele mai utilizate camere de luat vederi în IR funcționează cu ajutorul senzorilor piroelectrici.

Densitatea de energie electromagnetică din cavitatea corpului negru este

$$w = \int_0^\infty \rho(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi k^4 T^4}{c^3 h^3} \int_0^\infty \frac{x^2}{e^x - 1} dx \quad (10.19)$$

Deoarece valoarea integralei este $\pi^4/15$, densitatea de energie va avea expresia

$$w = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} T^4 = aT^4 \quad (10.20)$$

unde a este un parametru constant.

În practică se folosește mult **radiația spectrală** $R(T)$ care reprezintă energia totală emisă în unitatea de timp de unitatea de suprafață într-un unghi solid de 2π (de o singură parte a suprafeței) și care depinde de densitatea de energie, w , conform **legii Stefan-Boltzmann**

$$R(T) = \frac{C}{4} w = \frac{Ca}{4} T^4 = \sigma T^4 \quad (10.21)$$

unde $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-6} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$ se numește *constanta Stefan Boltzmann*. Dacă corpul emițător nu este absolut negru, în relație mai apare *coeficientul de emisivitate*, ε , ce depinde de material și de temperatură

$$R(T) = \varepsilon \sigma T^4 \quad (12.22)$$

Menționăm faptul că radiația emisă de corpul negru are un coeficient de emisivitate $\varepsilon = 1$, în timp ce radiația emisă de suprafața unui corp oarecare (asimilat cu un corp gri) depinde de natura materialului din care este confecționat corpul și are coeficientul de emisivitate $\varepsilon < 1$.

Legea Stefan-Boltzmann poate fi considerată ca o lege de conversie a energiei de agitație termică, a cărei măsură este temperatura absolută, în energie electromagnetică, exprimată prin radiația spectrală.

10.3 Efectul fotoelectric

Efectul fotoelectric se produce la suprafața corpurilor solide și constă în emisia de electroni de la aceste suprafețe atunci când pe ele cad fascicule de radiație electromagnetică (fig.10.4). Efectul se studiază de obicei pentru metale dar el se produce și la semiconductori și izolatori.

Pentru studierea efectului fotoelectric se utilizează un circuit ca cel prezentat în fig.10.5. Acesta conține o celulă fotoelectrică al cărei catod este alcătuit din materialul studiat și spre care se trimite o un fascicul de radiație din domeniul vizibil sau ultraviolet (fig.10.5).

Fotoelectronii emiși sub acțiunea luminii străbat spațiul dintre catod și anod. Tensiunea aplicată pe fotocelulă se modifică de la valori negative, prin zero, până la valori pozitive. Prin circuit apare un curent fotoelectric de intensitate I care variază în funcție de tensiunea U și de fluxul de radiație luminoasă Φ de aceeași frecvență conform curbelor din fig.10.6.

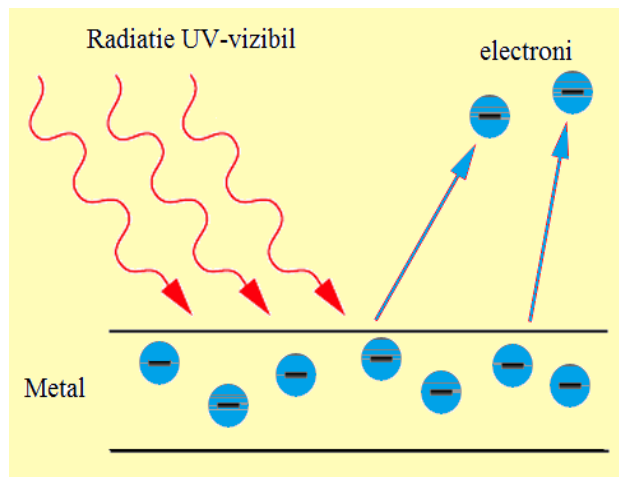


Fig.10.4 Efectul fotoelectric.

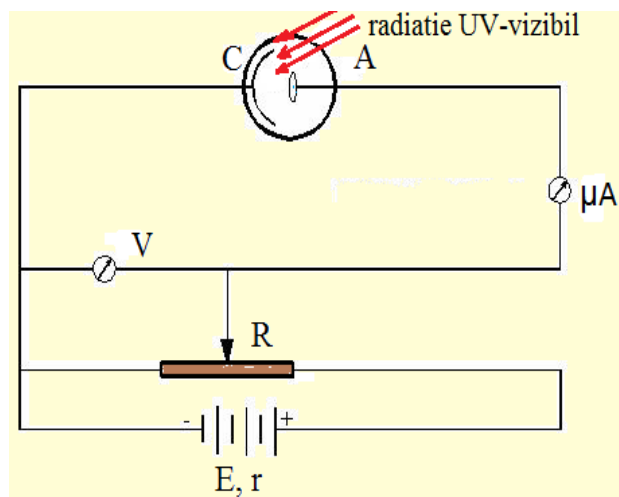


Fig.10.5 Schema experimentală pentru studierea legilor efectului fotoelectric.

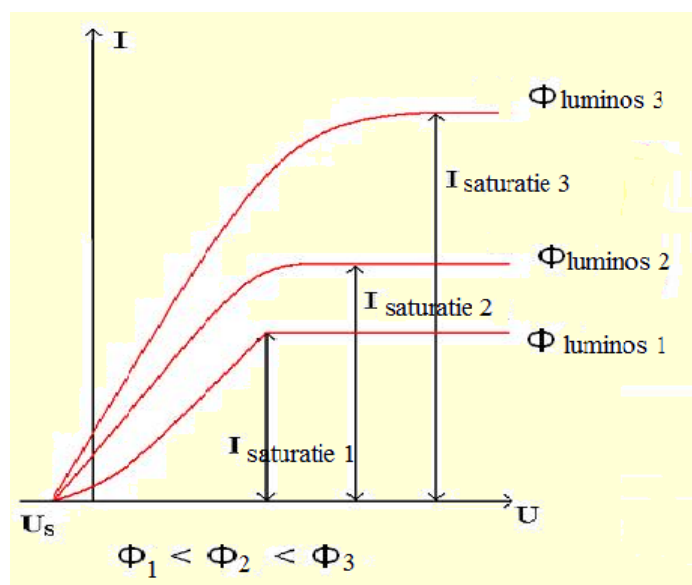


Fig.10.6 Dependența fotocurentului de tensiunea de accelerare a fotoelectronilor și de intensitatea fluxului luminos incident.

Experimental au fost stabilite următoarele *legi ale efectului fotoelectric*:

1. Intensitatea de saturație a fotocurentului este proporțională cu fluxul radiației incidente.

2. Energia cinetică a fotoelectronilor emisi este proporțională cu frecvența radiației și nu depinde de fluxul ei.

3. Efectul fotoelectric se produce numai pentru frecvențe ale radiației electromagnetice incidente mai mari decât o valoare specifică fiecărui material din care este confectionat catodul numită *frecvența de prag*.

4. Efectul fotoelectric se produce practic instantaneu ($\Delta t \approx 10^{-9}$ s).

Legile efectului fotoelectric nu au putut fi explicate pe baza caracterului ondulatoriu al câmpului electromagnetic. În anul 1905 Einstein a dezvoltat ipoteza emisiei și absorbției de energie sub forma de cuante a lui Planck arătând că însuși câmpul electromagnetic are un caracter discret, cuantificat. Cuantele de energie ale câmpului electromagnetic au fost numite *fotoni*. Fotonii se comportă ca niște particule. Ei au energia

$$E = h\nu = \frac{h}{2\pi} 2\pi\nu = \hbar\omega \quad (10.23)$$

și impulsul

$$p = mc \quad (10.24)$$

unde m este masa de mișcare a fotonului ce se determină din relația lui Einstein

$$E = mc^2 = h\nu \Rightarrow m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (10.25)$$

Relațiile (10.24) și (10.25) permit exprimarea impulsului fotonului sub forma

$$p = mc = \frac{mc^2}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k$$

$$p = \frac{h}{\lambda} = \hbar k \quad (10.26)$$

Fotonii există numai în mișcare cu viteza luminii. Din această cauză masa de repaus a fotonilor este nulă.

În metale, electronii se află într-o groapa de potențial pe care o pot părăsi doar dacă primesc o energie cel puțin egală cu lucrul de extracție din metal, L_{extr} . Tabelul 10.1. prezintă valorile lucrului mecanic de extracție și lungimile de undă prag λ_{prag} pentru câteva elemente.

Tabelul 10.1

Element	L_{extr} (eV)	λ_{prag} (Å)
Li	2,46	5040
Na	2,28	5430
Fe	4,63	2680
Ag	4,70	2640
Ge	4,62	2680
Si	3,59	3450

Considerând un fascicul luminos ca fiind alcătuit din fotoni de energie $h\nu$, conservarea energiei la interacția foton - electronul din metal este descrisă de relația

$$h\nu = L_{extr} + \frac{mv^2}{2} \quad (10.27)$$

numită **legea lui Einstein** pentru efectul fotoelectric. Energia cinetică a fotoelectronilor se consumă prin lucrul mecanic al forțelor electrice în cazul polarizării inverse a celulei, adică

$$\frac{mv^2}{2} = eU_f \quad (10.28)$$

unde U_f se numește *tensiune de tăiere*.

Așa cum s-a menționat deja, efectul fotoelectric se poate produce numai dacă energia fotonilor, $h\nu$, este cel puțin egală cu lucrul de extracție

$$L_{extr} = h\nu_p \quad (10.29)$$

unde ν_p este frecvența prag.

Introducând relațiile (10.28) și (10.29) în (10.27) se obține

$$U_f = \frac{h}{e}\nu - \frac{h}{e}\nu_p \quad (10.30)$$

Afirmația că emisia fotoelectronilor se produce instantaneu se bazează pe faptul că cedarea energiei fotonului către electron, la impactul cu acesta, se produce în 10^{-9} secunde.

În concluzie, efectul fotoelectric se explică pe baza caracterului corpuscular al radiației electromagnetice, prin interacțiunea dintre un foton și un electron. Celula fotoelectrică transformă un semnal luminos (sau din al alt domeniu al undelor electromagnetice - IR, UV) într-un semnal electric, găsindu-și numeroase aplicații în practică. O aplicație extrem de răspândită a celulelor fotoelectrice este aceea de element de comandă în relee.

10.4 Efectul Compton

Un alt efect ce nu poate fi explicat pe baza teoriei clasice a electromagnetismului este *efectul Compton*, care se produce la interacțiunea dintre radiația electromagnetică de energie înaltă (raze X) și electronii liberi (sau slab legați) și lenți dintr-un solid.

Efectul se pune în evidență trimițând un fascicul de raze X spre o țintă de grafit. Fasciculul difuzat se detectează sub diferite unghiuri cu ajutorul unui detector de raze X ce se rotește în jurul țintei, măsurându-se pentru fiecare unghi lungimea de undă (fig.10.7). În radiația rezultată după trecerea prin ținta de grafit, pe lângă fasciculul de raze X nedeviat și având frecvența egală cu aceea a radiației incidente, se găsește și un fascicul deviat sub un unghi θ și având frecvența mai mică (lungimea de undă mai mare) decât cea incidentă.

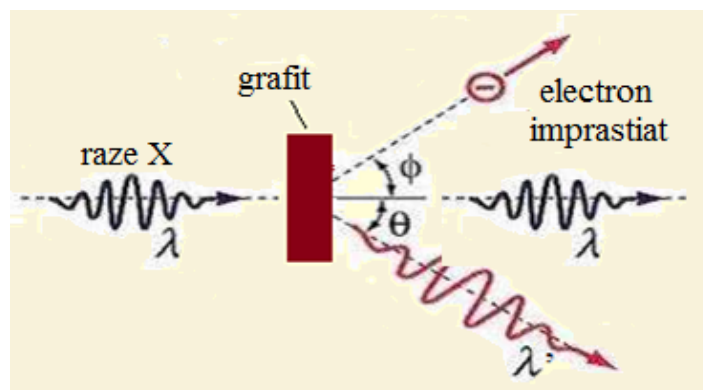


Fig.10.7 Efectul Compton.

Conform teoriei clasice, radiația electromagnetică incidentă produce oscilația sarcinilor electrice ale materialului cu aceeași frecvență cu cea a radiației incidente, iar unda emisă de sarcinile în oscilație are aceeași frecvență cu cea incidentă. Drept urmare, teoria clasică a electromagnetismului nu poate explica apariția altor lungimi de undă în radiația difuzată.

Teoria cuantică a radiației explică efectul Compton considerând fasciculul de raze X format din fotoni care la trecerea prin ținta de grafit interacționează cu electronii slab legați. Interacțiunea foton – electron este asemănătoare unei ciocniri elastice în care se respectă legile de conservare ale impulsului și energiei. Fotonul de radiație X(ν, λ) trece prin țintă fără să interacționeze aparent cu aceasta (de fapt poate interacționa cu electronii puternic legați sau cu nucleele țintei), fie ciocnește un electron slab legat și lent și îi transmite o parte din energie. Astfel, în al doilea caz rezultă un foton cu energia, respectiv frecvența (ν') mai mică și lungimea de undă (λ') mai mare decât a fotonului incident.

Legea conservării impulsului (unde p_f = impulsul fotonului incident, p_{eo} = impulsul inițial al electronului, p_f' = impulsul fotonului după ciocnire și p_e = impulsul electronului după ciocnire)

$$p_f + p_{eo} = p_f' + p_e \quad (10.31)$$

conduce la

$$m^2 v^2 = \left(\frac{h\nu}{c} \right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c} \right)^2 - 2 \frac{h^2 \nu \nu'}{c^2} \cos \theta \quad (10.32)$$

$$m^2 v^2 c^2 = h^2 \nu^2 + h^2 \nu'^2 - 2 h^2 \nu \nu' \cos \theta$$

Legea conservării energiei relativiste (unde m_o = masa de repaus a electronului și m = masa de mișcare a electronului)

$$E_f + E_{eo} = E_f' + E_e \quad (10.33)$$

unde E_f = energia fotonului incident, E_{eo} = energia inițială a electronului, E_f' = energia fotonului după ciocnire și E_e = energia electronului după ciocnire, conduce la

$$h\nu + m_o c^2 = h\nu' + mc^2 \quad (10.34)$$

$$mc^2 = m_o c^2 + h(\nu - \nu')$$

Folosind expresia relativistă a masei

$$m = \frac{m_o}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (10.35)$$

în relațiile (10.32) și (10.34), apoi ridicând la pătrat (10.34) și scăzând din ea (10.32) se obține

$$h\nu \nu' (1 - \cos \theta) = m_o c^2 (\nu - \nu') \quad (10.36)$$

în care dacă introducem $\nu = \frac{c}{\lambda}$ se obține

$$\lambda - \lambda' = \frac{h}{m_o c^2} (1 - \cos \theta) \quad (10.37)$$

$$\Delta \lambda = \Lambda (1 - \cos \theta)$$

numită **legea deplasării lui Compton**, unde $\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$ se numește *deplasare Compton*, iar $\Lambda=h/m_0c = 0,024\text{\AA}$ se numește *lungimea de undă Compton*. Rezultatele experimentului de efect Compton pot fi sintetizate astfel:

- deplasarea Compton depinde doar de unghiul de difuzie;
- deplasarea Compton nu depinde de natura materialului țintă (difuzia se face pe electronii slab legați și lenți din țintă);
- pe lângă radiația cu lungimea de unda λ' apare și radiația cu lungimea de undă λ datorită interacției radiației cu electronii puternic legați sau cu nucleele țintei;
- efectul Compton se obține pentru orice radiație electromagnetică, dar este mai ușor observabil pentru radiațiile X a căror lungime de undă este comparabilă cu Λ .

Analiza fenomenelor descrise în acest capitol (radiația corpului negru, efectul fotoelectric și efectul Compton) impune concluzia că radiația electromagnetică prezintă pe lângă proprietăți ondulatorii și proprietăți corpusculare. În anumite situații legate de unele fenomene în care este implicată radiația electromagnetică se manifestă numai caracterul său ondulatoriu, în altele, numai caracterul său corpuscular.

10.5 Comportamentul ondulatoriu al microparticulelor. Unde atașate microparticulelor.

Comportamentul dual al câmpului electromagnetic a condus la concluzia că, în virtutea simetriei proprietăților materiei, nu numai *câmpul* dar și cealaltă formă de existență a materiei, *substanța*, ar trebui să se comporte dual. Astfel, ideea comportamentului dual a fost extinsă și asupra microparticulelor (electron, proton, neutron, etc.) cărora li se atribuie proprietăți ondulatorii. Introducerea acestei idei este meritul lui Louis de Broglie. Acesta a formulat ipoteza că microparticulelor li se atașează unde numite *unde de materie* (*unde de Broglie*). Astfel, conform ipotezei lui de Broglie, fiecărei particule de masă m și viteza c (care are energia $E=mc^2$ și impulsul $p=mc$) i se asociază o undă având lungimea de undă

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mc} \quad (10.38)$$

dedusă așa cum s-a arătat la relația (10.26).

Ipoteza lui de Broglie a fost verificată experimental de Davisson și Germer, care au realizat în premieră un experiment de difracție de electroni (fig.12.8. Aceștia au emis ipoteza că proprietățile ondulatorii ale microparticulelor ar putea fi dovedite prin realizarea cu ajutorul unui fascicul de microparticule a unor experimente specifice undelor, de exemplu a unui experiment de difracție.

Davisson și Germer au realizat un experiment de difracție a unui fascicul de electroni. Cu ajutorul relației (10.38) ei au evaluat valoarea constantei rețelei de difracție necesare pentru acest experiment. Astfel, pentru un electron accelerat la tensiunea U care are energia cinetică

$$E_c = \frac{p^2}{2m} = eU \quad (10.39)$$

conform relației (10.38), lungimea de undă asociată este

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meU}} = \frac{12,25}{\sqrt{U}} \quad (\text{\AA}) \quad (10.40)$$

a cărei valoare este de ordinul 1Å. Din acest motiv, Davisson și Germer au utilizat ca rețea de difracție pentru fasciculul de electroni rețeaua cristalină a unui metal (nichel). Ei au utilizat

un fascicul de electroni emiși de un tun electronic care au fost difracți pe rețeaua cristalină de nichel și detectați de o camera de ionizare ce se putea roti cu un unghi θ (fig.10.8).

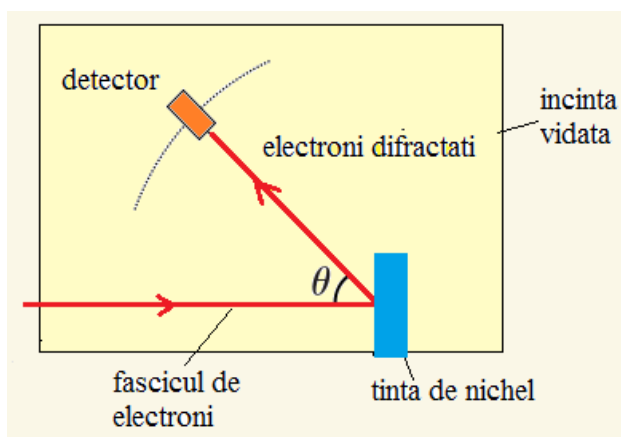


Fig.10.8 Difrakția fascicului de electroni (experimentul Davisson – Germer).

Experimentul realizat a arătat că fasciculul de electroni difractat prezintă maxime asemănătoare celor de la difracție clasică a undelor din vizibil fiind respectată condiția

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (10.41)$$

unde $d = 0,91\text{\AA}$ este constanta rețelei cristaline a nichelului, θ = unghiul de împrăștiere al electronilor, iar λ = lungimea de undă asociată electronilor.

Experimentul realizat de Davisson și Germer a dovedit că electronii, în anumite condiții, prezintă și un comportament ondulatoriu.

Experimente asemănătoare celui descris mai sus au fost realizate mai târziu și cu fascicule de alte microparticule (neutroni, atomi de heliu și molecule de hidrogen), toate confirmând faptul că undele asociate particulelor există, iar lungimea lor de undă este dată de relația lui de Broglie.

Comportamentul ondulatoriu al microparticulelor este studiat de *optica electronică*. Una dintre realizările sale de mare importanță este *microscopul electronic*. Se știe că datorită fenomenelor de difracție, puterea de separare a instrumentelor optice este invers proporțională cu lungimea de undă. Din această cauză, cu microscopul optic nu se pot obține imagini clare ale obiectelor mai mici de $0,20\text{ }\mu\text{m}$. Prin înlocuirea fascicului de lumină cu un fascicul de electroni puterea de separare a microscopului a crescut deoarece lungimea de undă atașată electronilor (aparținând domeniului razelor X) este mult mai mică decât aceea a luminii din vizibil. În microscopul electronic lentilele optice sunt înlocuite cu lentile electrice sau magnetice care deviază fasciculul de electroni în scopul formării imaginii. În microscopul electronic electronii se deplasează de la sursă până la ecran prin vid, iar imaginea electronică se transformă în imagine optică cu ajutorul unui ecran fluorescent. Tensiunile de accelerare ale electronilor aparțin în mod obișnuit domeniului 30-50 000V.

În concluzie, atât substanța cât și câmpul au un caracter dual și numai succesiunea istorică a descoperirilor a făcut ca întâi să cunoaștem caracterul ondulatoriu al câmpului și apoi pe cel corpuscular, în timp ce particulelor să le cunoaștem întâi caracterul discret și apoi cel ondulatoriu.

10.6 Principiul de incertitudine

Proprietatea microparticulelor de a avea un dublu comportament, corpuscular și ondulatoriu, are ca efect apariția unei imprecizii în determinarea mărimilor lor caracteristice

(poziție, impuls, energie, durată). Acest fapt ce se explică prin aceea că spre deosebire de particulă care este un fenomen localizat, unda este un fenomen distribuit în spațiu. Faptul că microparticulele au atât proprietăți corpusculare cât și ondulatorii arată că ele nu pot fi privite nici ca puncte materiale, nici ca unde, ci ca entități materiale cu proprietăți deosebite de cele ale corpurilor macroscopice și ale undelor electromagnetice clasice.

Să considerăm un electron cu impulsul p căruia i se atașează o undă cu lungimea de undă $\lambda = h/p$. Extinderea în spațiu a acestei unde poate fi diferită. Imprecizia la determinarea poziției electronului este dată de lungimea trenului de undă

$$\Delta x = n\lambda = n \frac{h}{p} \quad (10.42)$$

Imprecizia de determinare a impulsului depinde de imprecizia în determinarea lungimii de undă și este cu atât mai mare cu cât numărul n de sinusoidă este mai mic

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} - \frac{1}{n} \quad (10.43)$$

Înmulțind relațiile (10.42) și (10.43) se obține relația

$$\Delta x \Delta p = h \quad (10.44)$$

care ne arată că, cu cât este mai precis determinată poziția microparticulei cu atât impulsul sau va fi determinat mai imprecis și invers.

Deoarece se pot imagina trenuri de undă pentru care imprecizia de determinare a impulsului și a poziției să fie oricât de mare, relația de incertitudine devine o inegalitate

$$\Delta x \Delta p \geq h \quad (10.45)$$

cunoscută sub numele de **relația de incertitudine (nedeterminare) a lui Heisenberg** și care arată că impulsul și poziția unei microparticule nu pot fi determinate simultan cu maximă precizie. Deoarece poziția unei particule este definită cu ajutorul unui vector de poziție, în spațiul tridimensional relația de incertitudine devine

$$\Delta \vec{r} \Delta \vec{p} \geq h \quad (10.46)$$

Pe lângă perechea de mărimi fizice poziție-impuls mai există o pereche, timp-energie, a căror precizie nu poate fi determinată simultan decât în limitele unei relații de nedeterminare pe care o introducem în cele ce urmează. Vom observa mai întâi că imprecizia în determinarea timpului Δt este invers proporțională cu imprecizia în determinarea frecvenței ν

$$\Delta t = \frac{1}{\Delta \nu} \quad (10.47)$$

Înmulțind relația (10.47) cu h și înlocuind cu $\Delta E = h\Delta \nu$, rezultă

$$\Delta E \Delta t \geq h \quad (10.48)$$

care arată că energia unei microparticule și durata trecerii sale printr-un punct dat nu pot fi cunoscute simultan cu maximă precizie.

Principiul de incertitudine arată deci că în fizica microparticulelor conceptul de traiectorie nu există, deoarece coordonatele punctelor ocupate de o particulă în timpul deplasării sale nu pot fi determinate cu precizie. În mecanica clasică starea unei particule este reprezentată în spațiul fazelor printr-un punct de coordonate (x, p) , mișcarea punctului determinând o curbă. În mecanica cuantică spațiul fazelor este divizat în celule de dimensiuni Δx și Δp unde $\Delta x \Delta p = h$. Aici, poziția unei microparticule la un moment nu va fi definită cu ajutorul unui punct, ci cu ajutorul unei asemenea celule localizată în jurul aceluși punct afirmându-se că poziția microparticulei poate fi determinată cu imprecizia dimensiunilor acestei celule. O dată cu scurgerea timpului, microparticula străbate un număr de asemenea celule astfel încât drumul său va putea fi descris de un domeniu cu o anumită extindere în interiorul căruia microparticula există cu o anumită probabilitate.

La o interpretare superficială, relațiile de incertitudine par să sugereze o anumită limitare a posibilităților cunoașterii microcosmosului. Interpretarea corectă a relațiilor de nedeterminare trebuie să aibă în vedere faptul că limitarea posibilităților cunoașterii microcosmosului este legată de tehnologia de cercetare actuală care, în momentul efectuării unor investigații asupra sistemelor microscopice, produce perturbații ale acestor sisteme modificându-le proprietățile. Progresul tehnologiei de cercetare va reduce gradul de perturbare a măsurătorilor și implicit va crește precizia în determinarea simultană a poziției și impulsului.

10.7 Cuantificarea energiei electronilor din atomi. Modelul lui Bohr pentru atomul de hidrogen.

Înregistrarea spectrelor de emisie ale unor gaze a aratat ca acestea sunt *spectre de linii*. Pentru a explica spectrul de emisie al hidrogenului, Bohr a elaborat un model al atomului de hidrogen considerat ca fiind format din nucleu și un electron ce se rotește pe o traiectorie circulară în jurul nucleului (fig.10.9).

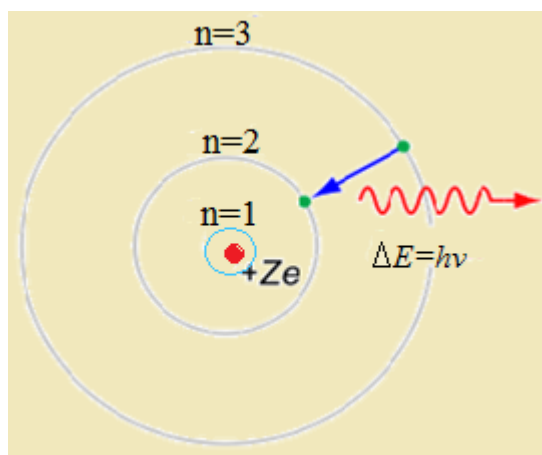


Fig.10.9 Modelul atomic al lui Bohr.

Modelul lui Bohr are la baza 2 postulate care legiferează cuantificarea energiei și impulsului electronului aflat în rotație în jurul nucleului:

Postulatul 1 – În mișcarea sa de rotație în jurul nucleului, electronul se află în stări staționare de energie constantă având momentul cinetic orbital cuantificat, $l = n\hbar$.

Bohr presupune că electronul se rotește în jurul nucleului numai pe anumite orbite circulare permise, fără a emite sau a absorbi energie radiantă. Pe aceste orbite electronul are o energie constantă și se află în stări numite stări staționare care au un timp de viață infinit. Electronul trece dintr-o stare staționară în alta (de pe un nivel energetic pe altul) numai dacă

este perturbat din exterior. Electronul se menține pe o orbită staționară datorită compensării *forței centrifuge* cu *forța de atracție coulombiană*.

Bohr a ținut cont de faptul că electronului aflat în mișcare de rotație în jurul nucleului i se asociază o lungime de undă, el comportându-se și ondulatoriu. Deoarece electronul se deplasează pe o traiectorie închisă, deci finită, unda sa asociată va fi o undă staționară. În acest caz lungimea de undă asociată electronului trebuie să respecte condiția

$$n\lambda = 2\pi r \quad 10.49$$

unde n este un număr întreg ($n=1, 2, 3, \dots$), iar r este raza traiectoriei electronului. Înlocuind în relația (10.49) pe λ conform formulei lui De Broglie (10.38) se obține

$$n \frac{h}{p} = 2\pi r \quad 10.50$$

Notând $l = rp$, unde l reprezintă momentul cinetic orbital al electronului, se obține

$$l = rp = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad 10.51$$

care reprezintă tocmai condiția de cuantificare a momentului cinetic orbital al electronului ce se rotește în jurul nucleului.

Primul postulat a fost introdus pentru explicarea stabilității atomului. El este în contradicție cu fizica clasică conform căreia o sarcină electrică aflată în mișcare accelerată emite radiație electromagnetică. Aceasta ar duce la scăderea energiei electronului, iar traiectoria sa circulară ar avea raza din ce în ce mai mică, până când electronul ar "cădea" pe nucleu. Experimental se constată însă că atomul este stabil, existând în stări staționare în care energia sa se menține constantă.

Postulatul 2 - *Un atom emite sau absoarbe radiație electromagnetică doar la trecerea dintr-o stare staționară în alta. Energia pe care o primește sau o cedează este egală cu diferența dintre energiile celor două nivele între care are loc tranziția*

$$h\nu_{mn} = E_m - E_n \quad 10.52$$

$h = 6,6260693(11) \times 10^{-34}$ J.s (constanta lui Planck), E_m și E_n reprezintă energiile stărilor staționare între care are loc tranziția, iar ν_{mn} reprezintă frecvența radiației emise/absorbite. Atomul trece dintr-o stare staționară în alta cu energie superioară doar dacă i se transmite o cantitate de energie corespunzătoare diferenței dintre cele două nivele. La revenirea pe nivelul inferior se emite o radiație de aceeași frecvență ca și la absorbție. Acest fapt exprimă natura discontinuă a materiei și energiei la nivel microscopic. Frecvențele radiațiilor atomice depind de natura și structura atomului și au valori discrete, ceea ce face ca spectrele lor să fie spectre de linii.

Pe baza postulatelor lui Bohr se poate calcula energia atomului

$$E = E_{cin} + E_{pot} = \frac{mv^2}{2} + \left(-\frac{e^2}{4\pi\epsilon r}\right) \quad 10.53$$

Pentru exprimarea omogenă a celor 2 termeni din relația (10.53) se ține cont că în timpul rotației electronului pe orbita staționară forța centrifugă este egală cu forța de atracție coulombiană

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon r^2} \quad 10.54$$

Prin înmulțirea cu cantitatea $\frac{r}{2}$ a relației (10.54) se obține

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon r} \quad 10.55$$

care introdusă în relația (10.53) conduce la

$$E = \frac{e^2}{8\pi\epsilon r} + \left(-\frac{e^2}{4\pi\epsilon r}\right) = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon r} \quad 10.56$$

Înmulțind relația (10.54) cu cantitatea $r^3 m$ se obține

$$r^2 m^2 v^2 = l^2 = \frac{e^2 m r}{4\pi\epsilon r^2} \quad 10.57$$

unde $l^2 = r^2 m^2 v^2$ este momentul cinetic orbital al electronului. De aici putem exprima raza traiectoriei electronului

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon}{me^2} l^2 = \frac{4\pi\epsilon}{me^2} n^2 \hbar^2 = \frac{4\pi\epsilon \hbar^2}{me^2} n^2 \quad 10.58$$

care este cuantificată prin numărul întreg n numit *număr cuantic principal*.

Introducând expresia (10.58) pentru r_n în relația (10.56) se obține

$$E_n = -\frac{me^4}{8\epsilon^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad 10.59$$

care evidențiază caracterul cuantificat al energiei atomului prin intermediul numărului cuantic principal, n . Semnul $-$ al acestei energii indică faptul că este vorba despre o energie de legătură între electron și nucleu.