

CURSUL 1

BAZELE EXPERIMENTALE ALE FIZICII CUANTICE

1. INSUFICIENȚELE FIZICII CLASICE

În ciuda succeselor dobândite de fizica clasică până la sfârșitul secolului al XIX-lea prin intermediul celor doi piloni de bază – *mecanica newtoniană* și *electromagnetismul* lui Maxwell – în explicarea unei majorități covârșitoare de efecte și fenomene fizice, secolul al XX-lea debutează cu un impas marcant care reclamă o incompatibilitate între mecanica rațională (newtoniană) și electromagnetism, concretizat prin aceea că *ecuațiile lui Maxwell nu rămân invariante la transformările Galilei*. Se impunea astfel elaborarea unui set nou de transformări care să realizeze concordanța între aceste două discipline fundamentale. Aceste noi transformări au fost *transformările lui Lorentz* care au pus bazele *teoriei relativității restrânse*. Rămâneau însă multe alte neconcordanțe care necesitau rezolvări. În acest sens fizica clasică nu reușea să explice spectrul luminii emise de un atom care se prezintă ca un spectru discret deși – în spiritul concepției clasice – frecvența luminii emise de electronul angrenat într-o mișcare continuă, ar trebui să manifeste în consecință o variație continuă. Culoarele specifice ale gazelor și solidelor nu sunt concordante cu teoria clasică; neconcordanțe se dovedesc a fi fenomenele care manifestă proprietăți corpusculare ale radiației electromagnetice (efectul fotoelectric, efectul Compton), fenomenele în care se manifestă proprietățile ondulatorii (difracția electronilor pe rețelele cristaline), spectrele optice și de raze X, radiația termică, absorbția și emisia luminii, intensitățile liniilor spectrale, dispersia luminii, influența câmpurilor electrice și magnetice asupra emisiilor spectrale și lista fenomenelor neconcordante cu teoria clasică poate continua. Pentru explicarea acestor fenomene a fost necesară conceperea unei teorii noi, *teoria cuantică* care a generat *fizica modernă* sau *fizica cuantică*.

2. RADIAȚIA TERMICĂ DE ECHILIBRU

Ca urmare a unor procese ce se produc la nivelul microsystemelor (atomi, molecule, ioni, electroni etc.), corpurile pot emite unde electromagnetice.

Emisia radiației electromagnetice pusă pe seama acumulării în corpuri a altor forme de energie decât cea internă se numește **luminiscentă**. Procesele care induc această emisie sunt dintre cele mai variate. Deosebim astfel:

- **chemiluminiscentă** ce caracterizează emisia radiației electromagnetice determinată de transformările chimice;
- **electroluminiscentă** obținută în descărcările electrice în gaze;
- **catodoluminiscentă** ce apare în urma bombardării corpurilor solide cu electroni;
- **fotoluminiscentă** obținută prin absorbția radiației electromagnetice de către corpurile ce manifestă această proprietate, etc.

Dacă această emisie este pusă pe seama creșterii energiei interne ne vom confrunta cu așa numita **radiație termică**. În general, toate procesele care produc emisia de către corpuri a radiației electromagnetice, sunt procese de neechilibru. *Radiația termică însă se produce la orice temperatură chiar și în condiții de echilibru, caz în care temperatura corpului se păstrează constantă.* În acest caz vom vorbi despre **radiație termică de echilibru** și vom accepta că temperatura corpului va rămâne constantă la **echilibrul termic** când energia cedată prin radiație este egală cu energia absorbită.

Radiația termică se caracterizează printr-un spectru continuu ce acoperă întreaga gamă a frecvențelor, localizarea acesteia precum și distribuția spectrală a energiei depinzând esențial de temperatură. *Fenomenul emisieii radiației termice se produce la orice temperatură însă la temperaturi obișnuite se emit practic numai unde infraroșii.* Intensitatea radiației termice crește odată cu

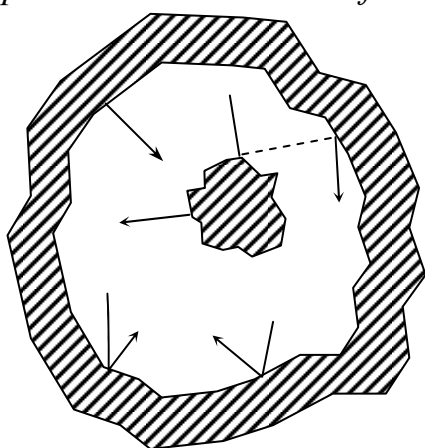


Figura 1.1

creșterea temperaturii, fenomen ce conferă radiației termice capacitatea de a fi în echilibru termic cu corpurile emițătoare. Se consideră în figura 1.1 un corp emițător plasat în interiorul unei cavități vidate cu pereți perfect reflectători. Radiația emițătorului se va reflecta multiplu pe pereții incintei și va fi parțial (sau total) reabsorbită de corp. Ne vom confrunta cu un schimb continuu de energie între corp și câmpul de radiație din interiorul incintei până la o stare în care la orice lungime de undă distribuția energetică a energiilor schimbate se reproduce în timp ca valoare. S-a obținut astfel o **stare staționară** ce corespunde echilibrului termic. *Se constată experimental că această stare se poate obține numai pentru radiația termică.* Toate celelalte forme de radiație sunt radiații de neechilibru.

Într-adevăr, dacă emițătorul din incinta reflectătoare este un corp solid pe care îl bombardăm cu un fascicul de electroni, energia internă a acestuia va crește, crescând corespunzător energia radiată de acesta însă echilibrul termic se

va restabili la o nouă temperatură numai prin radiație termică după ce bombardamentul cu electroni va înceta.

Intensitatea radiației termice se caracterizează prin valoarea *fluxului de energie* ϕ ce se exprimă în watt. Fluxul energetic emis de unitatea de arie a unui corp care radiază în toate direcțiile (în limitele unui unghi solid 2π) depinde de temperatură. A fost notat cu $R(T)$ și numit **emitanță energetică**.

$$R(T) = \frac{d\phi}{dS} \quad (1.1)$$

Fie $dR(\omega)$ fluxul de energie emis de unitatea de suprafață a unui corp în intervalul de frecvență $d\nu$ echivalent cu intervalul $d\omega$ al pulsațiilor prin relația:

$$d\nu = \frac{1}{2\pi} d\omega \quad (1.2)$$

De notat că deși între **frecvența** ν și **pulsația** ω există relația $\omega = 2\pi\nu$, științele ingineresti desemnează **frecvența** prin ω . Acceptăm această convenție sub rezerva menționată. Pentru intervale $d\omega$ mici, fluxul $dR(\omega)$ va fi proporțional cu $d\omega$:

$$dR(\omega) = r(\omega)d\omega \quad (1.3)$$

Coeficientul de proporționalitate $r(\omega)$ depinde semnificativ de temperatura corpului și se numește **emisivitate** sau **densitate spectrală a emitanței energetice**. Emitanța energetică și emisivitatea se corelează prin relația:

$$R(T) = \int dR(\omega, T) = \int_0^{\infty} r(\omega, T) d\omega \quad (1.4)$$

Ținând seama că **lungimea de undă** $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi c}{\omega}$, c fiind viteza de propagare a undelor electromagnetice în vid. Prin diferențiere se obține:

$$d\lambda = -\frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega \quad (1.5)$$

Această relație permite exprimarea intervalului de frecvențe $d\omega$ prin intermediul **intervalului spectral** $d\lambda$. Semnul minus arată că la o creștere a frecvenței ω cu $d\omega$, lungimea de undă λ scade cu $d\lambda$ și invers. Frațiunea din emitanța energetică generată de radiațiile aparținând intervalului spectral $d\lambda$, se scrie:

$$dR(\lambda) = r(\lambda)d\lambda = r(\omega)d\omega \quad (1.6)$$

Rezultă:

$$r(\omega) = r(\lambda) \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi c} \quad (1.7)$$

2.1 LEGILE LUI **KIRCHOFF**

“Radiația termică de echilibru este omogenă, izotropă și nepolarizată” spune una dintre **legile lui Kirchoff** referitoare la radiația termică. Pentru a ajunge la enunțul unei alte legi să presupunem că pe un emițător, cade pe unitatea de arie un flux de energie radiantă de mărime $d\phi(\omega)$ alcătuit din unde electromagnetice ale căror frecvențe aparțin intervalului $[\omega, \omega+d\omega]$. Din acest flux incident, o parte $d\phi'(\omega)$ va fi absorbită de către corp. *Fracțiunea $a(\omega, T)$ din fluxul incident ce va fi absorbită se numește factor de absorbție și depinde atât de frecvență cât și de temperatura corpului:*

$$a(\omega, T) = \frac{d\phi'(\omega)}{d\phi(\omega)} = \frac{\varphi_a(\lambda, T)}{\varphi(\lambda, T)} \quad (1.8)$$

Deosebim:

- corp **perfect absorbant** sau **corp negru** pentru $a(\omega, T)=1$;
- corp **gri** caracterizat de un factor de absorbție cuprins între zero și unu;
- corp **perfect reflectător** pentru care $a(\omega, T)=0$.

În relația (1.8) apar și **fluxurile energetice spectrale $\varphi_a(\lambda, T)$ și $\varphi(\lambda, T)$** definite ca fiind *puterea radiației pe unitatea de arie și pe unitatea de interval spectral*. Între emisivitate și factorul de absorbție ale fiecărui corp există o *relație bine definită* care se deduce din

următorul experiment schițat în figura 1.2. Această figură reprezintă o incintă vidată cu pereții perfect reflectători în interiorul căreia se plasează emițătorii 1,2,3,... . Corpurile schimbă energie între ele și cu pereții reflectători ai incintei vidate, prin intermediul undelor electromagnetice până ce se va atinge o stare staționară de echilibru

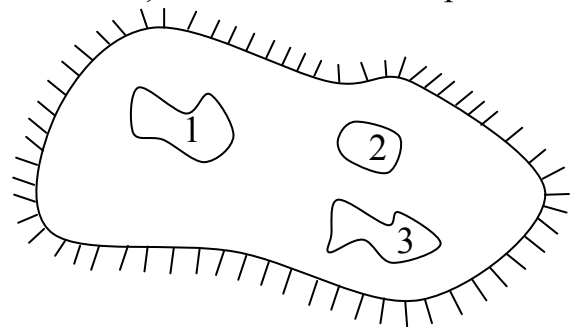


Figura 1.2

termic la temperatura T . În această stare corpul cu emisivitatea mai mare pierde mai multă energie pe unitatea de suprafață în unitatea de timp decât corpul a cărui emisivitate este mai mică. Cum temperatura corpurilor – egală în starea staționară cu aceea a incintei – se păstrează constantă, energia lor internă nu se modifică rezultând că *acele corpuri care emit mai multă energie vor și absorbi energie mai multă*. **Kirchoff** constată experimental că:

$$\left[\frac{r(\omega, T)}{a(\omega, T)} \right]_1 = \left[\frac{r(\omega, T)}{a(\omega, T)} \right]_2 = \left[\frac{r(\omega, T)}{a(\omega, T)} \right]_3 = \dots \quad (1.9)$$

și enunță următoarea lege: ”raportul între emisivitate și factorul de absorbție nu depinde de natura corpurilor, ci este o funcție universală de frecvență (sau de lungimea de undă) și de temperatură pentru toate corpurile”

$$\frac{r(\omega, T)}{a(\omega, T)} = f(\omega, T) \quad (1.10)$$

Rezultă așadar – fără a confunda emisia undelor electromagnetice cu reflexia lor – că deși emisivitățile și factorii de absorbție pentru diferitele corpuri pot varia de la un corp la altul în limite largi, un corp care absoarbe o cantitate mare de radiație o va și emite în aceeași cantitate.

Semnificația funcției $f(\omega, T)$ este evidentă dacă se consideră relația (1.10) pentru un corp negru. În acest caz, $a(\omega, T)=1$ și $f(\omega, T)=r(\omega, T)$. Cu alte cuvinte funcția $f(\omega, T)$ nu este altceva decât **emisivitatea corpului negru**. Se poate trece ușor de la distribuția în frecvență $f(\omega, T)$ la distribuția în lungimi de undă folosind relațiile (1.7), (1.10) și ținând seama că $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi c}{\omega}$. Se obține:

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega} f(\lambda, T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c} f(\lambda, T) \quad (1.11)$$

din care rezultă:

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} f\left(\frac{2\pi c}{\omega}, T\right) \quad (1.12)$$

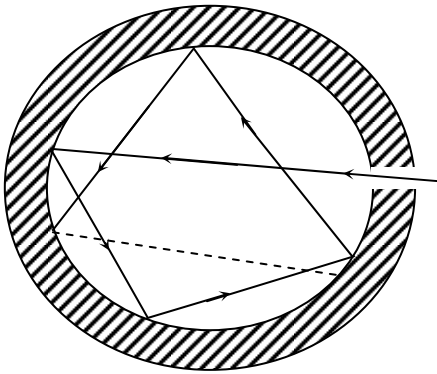


Figura 1.3

Noțiunea de corp negru este o idealizare. Carbonul negru și platina neagră au factori de absorbție apropiați de unitate pe o gamă limitată a frecvențelor. În infraroșul îndepărtat, factorii lor de absorbție scad semnificativ.

Se poate obține totuși un dispozitiv cu proprietăți foarte asemănătoare cu acelea ale corpului negru. Acest dispozitiv este o **sferă integratoare** prezentată în figura 1.3. Sfera din

figură este prevăzută cu un mic orificiu prin care se trimite în interior radiație.

Aceasta suportă în interiorul sferei reflexii multiple înainte de a părăsi sfera. După fiecare reflexie, radiația va fi pierdută o parte din energia incidentă care a fost transferată pereților sferei astfel că practic va fi absorbită de sferă întreaga radiație ce pătrunde prin orificiu la toate frecvențele ce o compun. În consecință, dacă sfera este menținută la temperatura T , radiația ce părăsește sfera va manifesta proprietățile radiației emise de un corp negru la aceeași temperatură. Studiind spectrul acestei radiații cu o rețea de difracție putem obține intensitățile emisiilor în diferite zone ale spectrului și putem stabili formele funcțiilor $f(\omega, T)$ sau $f(\lambda, T)$.

O astfel de diagramă poate fi observată în figura 1.4 în care fiecare curbă caracterizează emisia la o anumită temperatură. Aria cuprinsă sub curbă permite

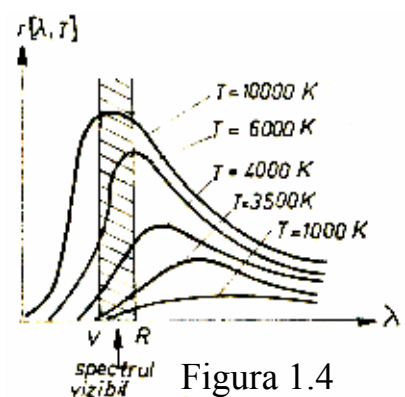


Figura 1.4

estimarea emitanței energetice $R(T)$ la temperatura corespunzătoare curbei respective. Din figură se observă că *emitanța energetică a corpului negru crește rapid cu creșterea temperaturii în timp ce maximum se deplasează spre lungimi de undă scurte.*

2.2. ALTE LEGI GENERALE ALE RADIAȚIEI TERMICE DE ECHILIBRU

Referindu-ne la radiația în echilibru cu substanța la temperatura T reluăm experimentul care presupune o sferă integratoare vidată în care energia radiantă este distribuită în întreg volumul cavității cu o *densitate integrală $w(T)$* corelată cu *densitatea volumică-spectrală a energiei $\rho(\lambda, T)$* prin relația

$$w(T) = \int_0^{\lambda} \rho(\lambda, T) d\lambda \quad (1.13)$$

în care

$$\rho(\lambda, T) = \frac{dw}{d\lambda} \quad (1.14)$$

iar

$$w = \frac{dW}{dV} = \frac{1}{2} (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H}) \quad (1.15)$$

Considerațiile termodinamice dovedesc că *densitatea de energie radiantă la echilibru, $w(T)$ depinde doar de temperatură fiind independentă de proprietățile pereților cavității.* Asimilăm sfera integratoare cu un corp negru ceea ce presupune că *la echilibru prin fiecare punct al cavității va trece un flux de energie radiantă cu densitate constantă pentru orice direcție în care aceasta se propagă. Intensitatea undelor electromagnetice ce se propagă în interiorul elementului de unghi solid $d\Omega$ se exprimă prin relația*

$$dI = \frac{w \cdot c}{4\pi} d\Omega \quad (1.16)$$

Elementul de arie ΔS de pe suprafața incintei va emite în interiorul unghiului solid $d\Omega$ pe o direcție ce face unghiul θ cu axa Oz un flux energetic elementar

$$d\phi = dI \cdot \Delta S \cdot \cos \theta = \frac{wc}{4\pi} \Delta S \cos \theta \cdot d\Omega = \frac{wc}{4\pi} \Delta S \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1.17)$$

Astfel fluxul ϕ emis în toate direcțiile se va obține prin integrare:

$$\phi = \frac{w \cdot c}{4\pi} \Delta S \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{c}{4\pi} w \Delta S = R(T) \Delta S \quad (1.18)$$

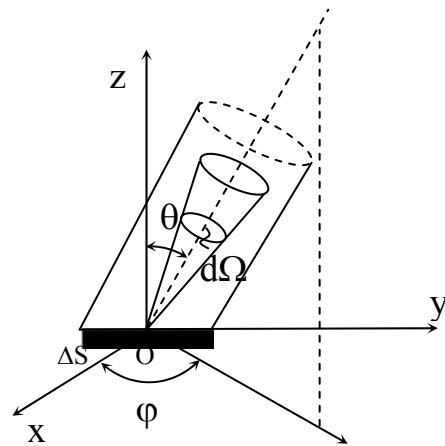


Figura 1.5

Rezultă

$$R(T) = \frac{c}{4} w(T) \quad (1.19)$$

relație adevărată pentru oricare dintre componentele spectrale ale radiației ceea ce permite să considerăm:

$$r(\lambda, T) = \frac{c}{4} \rho(\lambda, T) \quad (1.20)$$

Această relație exprimă legătura între puterea spectrală de emisie $r(\lambda, T)$ și densitatea volumică-spectrală a energiei $\rho(\lambda, T)$.

2.2.1. LEGEA STEFAN-BOLTZMANN ȘI LEGEA DE DEPLASARE A LUI WIEN

Analiza rezultatelor experimentale existente la acea dată l-a condus în anul 1879 pe fizicianul austriac **Joseph Stefan** (1835-1893) la concluzia că *emitanța radiantă $R(T)$ a oricărui corp este proporțională cu puterea a patra a temperaturii absolute*. Mai târziu, în anul 1884, fizicianul austriac **Ludwig Boltzmann** (1844-1906) în urma efectuării unor măsurători mai precise a arătat în baza unor considerente termodinamice că *concluzia lui Stefan este eronată și că această dependență de temperatură a emitanței energetice este valabilă numai în cazul corpului negru*. Relația care sintetizează aceste constatări

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda = \sigma \cdot T^4 \quad (1.21)$$

este cunoscută astăzi sub denumirea de *legea Stefan-Boltzmann*. Valoarea experimentală a constantei σ este $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$

În 1911 fizicianul german **Wilhelm Wien** (1864-1928) a primit premiul Nobel pentru rezultatele cercetărilor destinate legilor radiației corpului negru. În acest sens, Wien a demonstrat în 1893 prin folosirea metodelor termodinamicii și electromagnetismului că *distribuția spectrală $r(\lambda, T)$ a puterii de emisie trebuie să fie de forma*

$$r(\lambda, T) = \frac{c^4}{4\lambda^3} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \quad (1.22)$$

sau ținând seama de relația (1.11) și de constatarea că $r(\omega, T) = f(\omega, T)$ obținem

$$f(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^3 F\left(\frac{2\pi c}{\lambda T}\right) = \frac{1}{\lambda^5} \psi(\lambda T) \quad (1.23)$$

în care $\psi(\lambda T)$ este o funcție ce depinde de argumentul produs λT . Ecuația (1.23) permite estimarea lungimii de undă λ_{\max} ce corespunde maximului distribuției $f(\lambda, T)$. Acest maxim rezultă prin derivarea funcției $f(\lambda, T)$ și anularea derivatei.

$$\frac{df(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda^5} T \psi'(\lambda T) - \frac{5}{\lambda^6} \psi(\lambda T) = \frac{1}{\lambda^6} [\lambda T \psi'(\lambda T) - 5\psi(\lambda T)] \quad (1.24)$$

Anularea acestei derivate, presupune la rândul ei anularea parantezei din (1.24) care se obține pentru o anumită valoare (constantă) b a produsului $\lambda_{max} \cdot T$:

$$\lambda_{max} \cdot T = b \quad (1.25)$$

Constanta b stabilită experimental are valoarea $2,90 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ iar relația (1.25) este cunoscută ca exprimând *legea lui Wien* sau *legea de deplasare*, această denumire fiind motivată de deplasarea maximului λ_{max} la modificarea temperaturii, în concordanță cu relația (1.25).

2.2.2. FORMULA RAYLEIGH – JEANS

Problema stabilirii dependenței explicite de λ și T a densității volumico-spectrale a energiei $\rho(\lambda, T)$ a fost rezolvată de fizicienii englezi **John William Strutt** (lordul **Rayleigh** 1842-1919) și **James Jeans** (1877-1946) în baza legii echipartiției energiei pe gradele de libertate presupunând că *fiecare oscilație electromagnetică este alcătuită dintr-o oscilație electrică și una magnetică cărora li se atribuie fiecareia o energie medie egală cu $\frac{kT}{2}$ fiind asimilate ca grade de libertate de vibrație.*

Radiația electromagnetică de echilibru este formată din unde staționare. Numărul undelor staționare din unitatea de volum a unei cavități- fără a lua în considerare polarizarea-se obține cu relația :

$$dn_{\omega} = \frac{\omega^2 d\omega}{2\pi^2 c^3} \quad (1.26)$$

Considerând că *undele electromagnetice de aceeași frecvență manifestă două stări de polarizare în două plane reciproce perpendiculare*, această relație va trebui corectată până la un factor egal cu 2, rezultând că dn_{ω} are de fapt valoarea:

$$dn_{\omega} = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3} \quad (1.27)$$

Cum fiecărei unde staționare i se atribuie energia medie egală cu kT , densitatea de energie conținută în intervalul spectral $d\omega$ se va scrie:

$$\rho(\omega, T) d\omega = dn_{\omega} \cdot kT = kT \cdot \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega \quad (1.28)$$

Se obține:

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT \quad (1.29)$$

iar pentru emisivitatea unui corp negru,

$$r(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \quad (1.30)$$

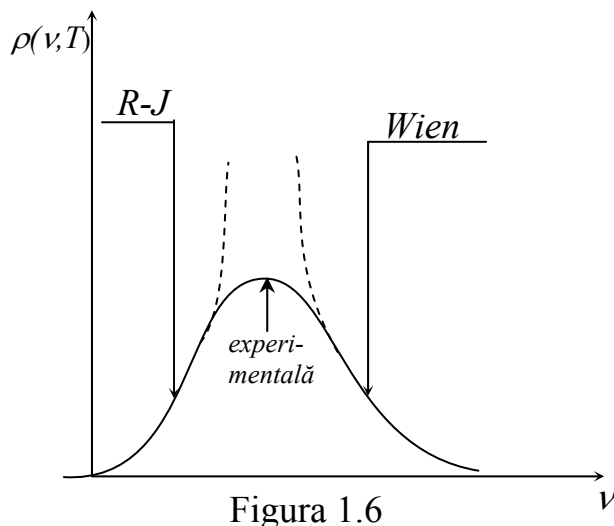


Figura 1.6

Relațiile (1.29) și (1.30) se numesc **formulele Rayleigh-Jeans**. Aceste formule descriu fenomenul și concordă cu rezultatele experimentale la frecvențe mici în timp ce la frecvențe mari curba $\rho(\nu, T)$ ca funcție de ν este aproximată mai bine de formula empirică propusă de Wien:

$$\rho(\nu, T) = C_1 \nu^3 e^{-\frac{C_2 \nu}{T}} \quad (1.31)$$

în care C_1 și C_2 sunt constante

ce se determină experimental.

2.2.3 CATASTROFA ULTRAVIOLETĂ

Formula Rayleigh – Jeans

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \quad (1.32)$$

conduce la densitatea volumică de energie dw conținută în intervalul inifinitesimal de frecvențe $d\nu$:

$$dw = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT d\nu \quad (1.33)$$

de unde prin integrare se obține :

$$w(T) = \int_0^{\infty} \rho(\nu, T) d\nu = \infty \quad (1.34)$$

Asta înseamnă că acceptarea valabilității formulei Rayleigh-Jeans la frecvențe mari (în ultraviolet) ar duce la o catastrofă energetică numită de Paul Ehrenfest **catastrofă ultravioletă**.

Concluzia care se desprinde analizând aceste rezultate este că în cadrul fizicii clasice nu poate fi obținută o expresie pentru $\rho(\nu, T)$ care să descrie concordant fenomenul radiației termice pe întreg spectrul electromagnetic compatibil cu radiația termică de echilibru.

2.2.4 FORMULA LUI PLANCK

Analiza relațiilor (1.20) și (1.22) conduce la expresia:

$$\rho(\nu, T) = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad (1.35)$$

numită **relația lui Wien** dedusă din considerente termodinamice. *Metodele termodinamicii nu pot stabili forma funcției* $F\left(\frac{\nu}{T}\right)$, însă evidențiază constatarea că *funcția* F *depinde numai de raportul* $\frac{\nu}{T}$. Wien a obținut o concordanță satisfăcătoare cu experiența la frecvențe mari presupunând pentru funcția F o formă exponențială exprimată prin relația (1.31). Electrodinamica clasică a condus la o relație diferită pentru $\rho(\nu, T)$, însă concordantă cu rezultatele experimentale la frecvențe mici și anume formula Rayleigh - Jeans (1.32). Această relație *nu numai că nu exprimă descreșterea lui* $\rho(\nu, T)$ *la frecvențe mari, ba ceva mai mult arată că pentru* ν *foarte mare,* $\rho(\nu, T)$ *ar avea valori enorme rezultat infirmat de experiență și consemnat sub denumirea de* *catastrofă ultravioletă*. În sfârșit, curba experimentală se prezintă așa cum arată în figura 1.6, însă nici una din distribuțiile amintite nu se mulează integral pe curba experimentală. Este așadar evidentă limitarea fizicii clasice ce *nu poate deduce prin metodele sale specifice o expresie unitară care să exprime dependența de frecvență a densității volumico - spectrale de energie* $\rho(\nu, T)$ *pe întreaga gamă de frecvențe*. În acest sens, este necesar să precizăm că în baza teoriei electromagnetice s-a stabilit de fapt relația:

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \overline{E} \quad (1.36)$$

unde \overline{E} este **energia medie a emițătorilor din pereții incintei** considerați ca niște oscilatori independenți care în conformitate cu legea echipartiției energiei ar avea $\overline{E} = kT$ ceea ce conduce la expresia (1.32) a legii Rayleigh - Jeans.

În 1900, fizicianul german **Max Planck** (1858-1947) a considerat că relația (1.36) este corectă, în timp ce relația (1.32) nu este corectă motiv pentru care a propus **modelul cuantelor de energie**.

Spre deosebire de fizica clasică — ce admitea că emisia de energie de către corpurile încălzite se face continuu și în cantități oricât de mici și în cadrul căreia s-au stabilit distribuția Rayleigh-Jeans -ce descrie convenabil emisia în infraroșu- și distribuția semiempirică a lui Wien -concordantă cu rezultatele experimentale pentru emisia în ultraviolet- *teoria cuantelor a presupus că emisia și absorbția de energie electromagnetică se produce în mod discontinuu, sub formă de porții discrete de energie pe care Planck le-a numit* **cuante**. După Planck *atomii din pereții incintei, aflați în echilibru termodinamic cu radiația din incintă pot fi asimilați cu oscilatori armonici liniari, cu condiția ca energiile oscilatorilor să fie cuantificate la valorile* $0, \varepsilon, 2\varepsilon, \dots, n\varepsilon$. Energia fiind cuantificată, nu se poate utiliza echipartiția energiei pe grade de libertate dedusă din considerente statistice ci se consideră că valorile cuantificate ale energiilor oscilatorilor intră cu diferite ponderi în calculul energiei medii \overline{E} urmând distribuția Boltzmann. Se obține astfel pentru energia medie a oscilatorului armonic liniar:

$$\bar{E} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n \cdot \varepsilon \cdot e^{-\beta n \varepsilon}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta n \varepsilon}} = -\frac{d}{d\beta} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta n \varepsilon} = -\frac{d}{d\beta} \ln \frac{1}{1 - e^{-\beta \varepsilon}} = \frac{\varepsilon}{e^{\beta \varepsilon} - 1}$$

în care $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ iar $\beta = \frac{1}{kT}$. Rezultă

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \quad (1.37)$$

Mărimea ε trebuie aleasă astfel încât această relație să fie compatibilă cu expresia (1.35) dedusă din considerente termodinamice și care este universal valabilă. Aceasta presupune ca ε să fie de forma $\varepsilon = h\nu$. Cum temperatura T ar trebui să apară în formula densității spectrale $\rho(\nu, T)$ numai sub forma raportului $\frac{\nu}{T}$, rezultă că h este o constantă universală care a fost numită **constantă lui Planck**. Se obține astfel **formula lui Planck** sau **distribuția Planck**,

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.38)$$

formulă în deplină concordanță cu rezultatele experimentale.

Într-adevăr:

- la frecvențe mici, $h\nu \ll kT$ și

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots$$

care conduce la **formula Rayleigh-Jeans** (1.32);

- la frecvențe mari, $h\nu \gg kT$, $e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \approx e^{\frac{h\nu}{kT}}$ și se obține **formula lui Wien** (1.31) sub forma :

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.39)$$

Valoarea lui h stabilită experimental este:

$$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ j}\cdot\text{s.}$$

Distribuția Planck poate fi exprimată și în funcție de pulsația $\omega = 2\pi\nu$ sau de lungimea de undă λ . Se obțin expresiile :

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad (1.40)$$

în care $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,0545887(57) \cdot 10^{-34} \text{ Js} \approx 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ sau,

$$\rho(\lambda, T) = \frac{16\pi^2 c \hbar}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{2\pi c \hbar}{k\lambda T}} - 1} \quad (1.41)$$

Introducând notația $y \equiv \frac{2\pi c \hbar}{k\lambda T}$ și derivând $\rho(\lambda, T)$ în raport cu λ , prin anularea derivatei se obține ecuația transcendentă $y=5(1-e^{-y})$ pentru care se aproximează soluția $y=4,965$. Cu această valoare se obține $\lambda_{max} \cdot T = 0,00289 \text{ m} \cdot \text{K} = b$ și constanta lui Planck: $h = \frac{kyb}{c} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1} \cdot 0,00289 \text{ mK}}{3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}} \cdot 4,965 = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$

Dacă în continuare se ține seama de relațiile (1.20) și (1.21) se obține pentru emitanța integrală $R(T)$:

$$R(T) = 2\pi h c^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1 \right)} \quad (1.42)$$

Introducem notațiile $z \equiv \frac{k\lambda T}{hc}$ din care deducem $\lambda = \frac{hc}{kT} \cdot z$ și $d\lambda = \frac{hc}{kT} dz$

astfel că (1.41) devine : $R(T) = 2\pi h c^2 \left(\frac{kT}{hc} \right)^4 \int_0^{\infty} \frac{dz}{z^5 \left(e^z - 1 \right)}$. Valoarea calculată

a integralei este $\frac{\pi^4}{15}$ și în definitiv, $R(T) = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \cdot T^4 = \sigma T^4$. În această relație expresia constantei σ este evidentă și în urma efectuării calculelor, se obține $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$. Sintetizând premisele raționamentelor lui Planck, trebuie să reținem că *teoria cuantelor s-a bazat pe două postulate*:

1. Cuanta de energie absorbită sau emisă de un oscilator (atom, ion, moleculă sau – în general – *sistem cuantic*) este proporțională cu frecvența sa: $\varepsilon = h\nu$, unde h reprezintă o constantă universală;
2. Un oscilator nu poate avea orice valoare a energiei ci numai valori ce aparțin unui șir discret de valori multiple de $h\nu$:

$$\varepsilon = nh\nu \text{ cu } n=0, 1, 2, 3, \dots$$

Cantitatea $h\nu$ a fost numită **cuantă de energie** și operând cu acești termeni se poate postula corespunzător că “un oscilator poate emite sau înmagazina numai acele energii ale căror valori reprezintă un număr întreg de cuante” sau, echivalent “oscilatorii microscopici nu pot avea orice energie; ei se găsesc numai în anumite stări energetice, astfel încât energia unui oscilator este un multiplu întreg al unei energii elementare numită cuantă de energie iar absorbția sau emisia de energie electromagnetică se face în mod discontinuu prin transferul cuantelor de energie între sistemul de oscilatori și câmpul de radiație termică ”.

Prezentăm în continuare raționamentul prin care Planck a dobândit forma distribuției (1.38):

Un corp încălzit închis într-o incintă se compune din oscilatori elementari (*atomi, molecule, grupuri de atomi etc.*) care oscilând pot emite radiații termice (electromagnetice) generând emisia radiativă a corpului încălzit. Considerăm că dispunem inițial de un sistem alcătuit din N_0 oscilatori. Dintre aceștia un număr dN de oscilatori absorb de la câmpul de radiație în timpul dt energia totală dE . Presupunând că *numărul oscilatorilor rămași neexcitați este egal cu $N_0 - N$, dN va fi proporțional cu $N_0 - N$:*

$$dN = a(N_0 - N)dt \quad (1.43)$$

a fiind o constantă de proporționalitate.

Mai presupunem că *absorbția energiei de la câmpul de radiație se produce la o rată b constantă* astfel că putem scrie:

$$dE = bdt \quad (1.44)$$

Folosind aceste relații obținem: $\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dE} \cdot \frac{dE}{dt} = b \frac{dN}{dE}$ sau $a(N_0 - N) = b \frac{dN}{dE}$

din care

$$\frac{dN}{dE} = \frac{a}{b}(N_0 - N) = \alpha(N_0 - N) \quad (1.45)$$

unde s-a notat $\alpha \equiv \frac{a}{b}$. Relația (1.45) este echivalentă cu $\frac{d(N_0 - N)}{N_0 - N} = -\alpha dE$

care prin integrare, conduce la:

$$\ln(N_0 - N) = -\alpha E + \ln C \quad (1.46)$$

Impunând condiția inițială care presupune că la $t=0$, $E=0$ și $N=0$, se obține $C=N_0$ astfel că (1.46) devine $N=N_0(1-e^{-\alpha E})$. Această relație exprimă *numărul N de oscilatori a căror energie la un moment dat este cuprinsă între 0 și E* . Constanta α se calculează impunând condiția *ca energia medie a unui oscilator \bar{u} să fie egală cu kT* . Avem $\bar{u} = \frac{1}{N_0} \int_0^{N_0} E(N) dN = kT$ în care $E(N) = -\frac{1}{\alpha} \ln \frac{N_0 - N}{N_0}$.

Rezultă $N_0 \bar{u} = -\frac{1}{\alpha} \int_0^{N_0} \ln \frac{N_0 - N}{N_0} dN$ și după efectuarea integralei, se obține

$\bar{u} = \frac{1}{\alpha} = kT$, astfel că în definitiv,

$$N = N_0 \left(1 - e^{-\frac{E}{kT}} \right) \quad (1.47)$$

și

$$E = kT \ln \frac{N_0}{N_0 - N} \quad (1.48)$$

Această relație exprimă o variație continuă a energiei E absorbite de cei N oscilatori, întrucât s-a presupus că N variază continuu, ipoteză fără semnificație fizică. Aici Planck a intervenit în mod decisiv și a presupus că energia unui oscilator nu poate lua orice valoare ci numai multipli întregi ai unei cuante de energie, ε . Energia totală absorbită de oscilatori în ipoteza variației continue a lui N ar fi rezultat din relația:

$$U = \int_0^{N_0} E(N) dN \quad (1.49)$$

Cum N nu variază continuu vom presupunem că N_1 oscilatori au absorbit energia ε , N_2 oscilatori au absorbit 2ε , ... etc. astfel că se poate scrie :

$$N_1 = N_0 \left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \right), N_2 = N_0 \left(1 - e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} \right), N_3 = N_0 \left(1 - e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}} \right) \dots \quad (1.50)$$

Energia totală absorbită de cei N_0 oscilatori se va calcula în acest caz prin însumare:

$$\begin{aligned} U &= N_0 \varepsilon \left[\left(e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} - e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} \right) + 2 \left(e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} - e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}} \right) + \dots \right] = \varepsilon N_0 \left[e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} + e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} + \dots \right] = \\ &= N_0 \varepsilon \cdot \frac{e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}}{1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}} = N_0 \frac{\varepsilon}{e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \end{aligned} \quad (1.51)$$

și va conduce la expresia distribuției lui Planck (1.38). În graficul conținut în figura 1.7 curba punctată descrie variația energiei a $n=1,2,3,\dots$ oscilatori în concepția teoriei clasice anterioare lui Planck, iar linia “în scară”, descrie variația în salturi a energiei conform teoriei lui Planck, în care atomii pot ocupa numai stări distincte și bine determinate și nu stări intermediare.

Un atom primind o cantă de energie va suporta o tranziție pe următorul nivel, energetic situat mai sus în scara energiilor la o diferență energetică egală cu $h\nu$. Printre consecințele imediate ale ipotezei existenței cuantelor de energie

amintim :

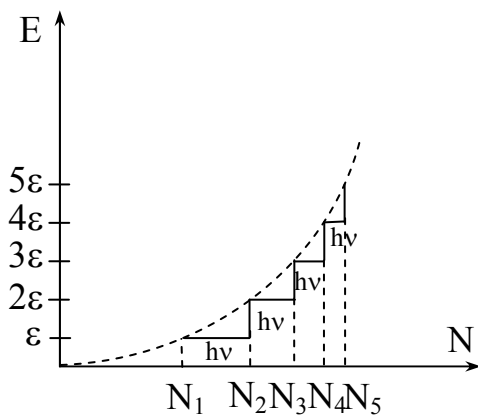


Figura 1.7

- explicarea efectului fotoelectric de către Einstein (1905) prin introducerea noțiunii de *cuantă de lumină* sau *foton*;
- explicarea emisiei *radiațiilor electromagnetice de frânare* descoperite de către Röntgen în 1895 *emise de către un corp care frânează un fascicul de electroni accelerați în câmp electric* și
- explicarea *efectului Compton* (1924)

3. NATURA CORPUSCULARĂ A RADIAȚIEI ELECTROMAGNETICE. FOTONII.

Experiența a arătat printre altele că *atomii excitați emit lumină prin dezexcitare și că această emisie se produce discontinuu*. Încă din 1905 **Albert Einstein** (1879-1955) observa că *există suficiente fapte experimentale care reclamă caracterul discontinuu al radiației însăși*. Motivațiile sale aveau la bază vibrațiile aleatorii (fluctuațiile) ale densității de radiație.

Să ilustrăm raționamentul lui Einstein considerând mai întâi un gaz conținut într-un recipient închis de volum V și să analizăm variațiile numărului de molecule conținute într-un volum $v < V$. Din punct de vedere statistic *acest număr nu se păstrează în timp ci suferă fluctuații*.

Notăm cu \bar{n} *numărul mediu de particule conținute în volumul v*. Pentru un volum v suficient de mare, valorile instantanee ale lui \bar{n} vor fluctua slab astfel că aceste variații se pot neglija, în timp ce pentru un volum v suficient de mic conținând un număr redus de particule, variațiile aleatorii ale lui \bar{n} devin importante. Este interesant de răspuns la întrebarea “cu ce probabilitate toate moleculele gazului conținute în volumul V se vor localiza în volumul v ”? Pentru a răspunde la această întrebare vom observa că dacă în V se găsește o singură moleculă, *probabilitatea ca aceasta să se plaseze în volumul v este*

$$w_1 = \frac{v}{V} \quad (1.52)$$

Dacă însă în volumul V se găsesc n molecule independente *probabilitatea ca una din aceste molecule să pătrundă în volumul v se calculează de asemenea cu (1.52) în timp ce probabilitatea ca în volumul v să se strângă toate cele n molecule este în conformitate cu regula de calcul pentru compunerea probabilităților independente :*

$$w_n = \left(\frac{v}{V} \right)^n \quad (1.53)$$

Einstein a adoptat acest raționament la cazul radiației de echilibru a corpului negru la temperatura T . În acest sens, *energia radiației cu frecvențele cuprinse între v și $v+dv$ conținută în volumul V va fi*

$$E = V \cdot \rho(v, T) \cdot dv \quad (1.54)$$

Problema revine la a calcula *probabilitatea concentrării în întregime a acestei energii în partea de volum v a volumului V* . Folosind metodele statistice și formula lui Wien pentru a densitatea $\rho(v, T)$, Einstein găsește că această probabilitate este egală cu

$$w = \left(\frac{v}{V} \right)^{\frac{E}{hv}} \quad (1.55)$$

rezultat, care comparat cu (1.53) arată că *radiația cu lungimea de undă suficient de mică se comportă ca și cum ar fi alcătuită din $n = \frac{E}{hv}$ corpusculi independenți*. S-a impus astfel presupunerea că *radiația ar fi generată de "radiatori" independenți identici care radiază fiecare energia hv și pe care Einstein i-a numit **cuante de lumină***. Mai târziu (1926) aceste porții elementare de energie au fost denumite **fotoni**. Cu această presupunere, *densitatea de radiație va fi dată de produsul între numărul fotonilor din unitatea de volum și energia hv a unui astfel de foton*. Numărul fotonilor conținut în volumul V va suferi fluctuații. Dacă notăm cu n_k numărul de fotoni conținuți în volumul v la un moment dat, acesta va diferi de valoarea medie \bar{n} și **abaterea**

$$\Delta n_k = n_k - \bar{n} \quad (1.56)$$

va dobândi valori aleatorii pozitive sau negative, astfel că *valoarea medie a acestei abateri va fi nulă* $\overline{\Delta n} = \overline{(n_k - \bar{n})} = \bar{n} - \bar{n} = 0$. Se va folosi în consecință **abaterea pătratică medie** $\overline{\varepsilon^2} = \overline{(n_k - \bar{n})^2}$ care va fi totdeauna pozitivă și va defini **dispersia** valorilor n_k în raport cu valoarea medie \bar{n} . Dacă *energia* este mărimea a cărei dispersie interesează, această dispersie rezultă a fi:

$$\overline{\varepsilon^2} = \overline{\Delta E^2} = \overline{\Delta n^2} \cdot (hv)^2 = (nhv) \cdot hv = \bar{E} \cdot hv \quad (1.57)$$

Fluctuațiile energiei se produc de asemenea și în cazul în care radiația se presupune a fi de natură ondulatorie. În acest caz se consideră că în cavitatea de volum V se propagă în toate direcțiile unde electromagnetice. Printre aceste unde găsim unele cu frecvențe apropiate care vor interfera. Cum direcțiile și fazele acestor unde variază aleatoriu și efectele interferențelor vor varia aleatoriu astfel că distribuțiile maximelor și minimelor de interferență nu se vor păstra constante în spațiu și timp. Undele cu o astfel de comportare deși interferează vor manifesta o comportare globală incoerentă iar instrumentele de măsură nu vor sesiza interferența întrucât ele mediază o interferență aleatorie. Ne vom confrunta așadar cu un caz tipic de **fluctuații ale energiei**.

Să calculăm *abaterea pătratică medie a energiei* $\overline{\varepsilon^2} = \overline{E^2} - (\overline{E})^2$ estimând mai întâi *energia medie* \overline{E} în ipoteza distribuției canonice:

$$\overline{E} = \frac{\int E(p,q) e^{-\frac{E(p,q)}{kT}} d\tau}{\int e^{-\frac{E(p,q)}{kT}} d\tau} \quad (1.58)$$

în care $d\tau$ este *elementul de volum din spațiul fazelor*. Avem:

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{E}}{dT} &= \frac{\frac{1}{kT^2} \int E^2 e^{-\frac{E}{kT}} d\tau \int e^{-\frac{E}{kT}} d\tau - \frac{1}{kT^2} \left(\int E e^{-\frac{E}{kT}} d\tau \right)^2}{\left(\int e^{-\frac{E}{kT}} d\tau \right)^2} = \\ &= \frac{1}{kT^2} \cdot \frac{\int E^2 e^{-\frac{E}{kT}} d\tau}{\int e^{-\frac{E}{kT}} d\tau} - \frac{1}{kT^2} \left\{ \frac{\int E e^{-\frac{E}{kT}} d\tau}{\int e^{-\frac{E}{kT}} d\tau} \right\}^2 \end{aligned} \quad (1.59)$$

din care deducem

$$kT^2 \frac{d\overline{E}}{dT} = \overline{E^2} - (\overline{E})^2 = \overline{\varepsilon^2} \quad (1.60)$$

Ținând seama de (1.54) vom obține pentru $\overline{\varepsilon^2}$ valori diferite în funcție de expresia densității $\rho(\nu, T)$:

* în cadrul *distribuției Wien*, $\overline{\varepsilon^2} = h\nu \cdot \overline{E}$ adică o expresie identică cu (1.57) ceea ce evidențiază că *radiația la frecvențe mari se comportă ca o mulțime de particule manifestând un caracter corpuscular*;

*considerând $\rho(\nu, T)$ exprimată prin *formula Rayleigh-Jeans*, se obține că în *domeniul frecvențelor mari*

$$\overline{\varepsilon^2} = \frac{c^3}{8\pi\nu^2 V d\nu} \overline{E^2} \quad (1.61)$$

relație ce coincide cu aceea obținută de Lorentz pentru fluctuațiile energiei undelor;

*în sfârșit, *distribuția Planck* (1.38) va conduce la

$$\overline{\varepsilon^2} = h\nu \overline{E} + \frac{c^3}{8\pi\nu^2 V d\nu} \cdot \overline{E^2} \quad (1.62)$$

Primul termen al acestei sume este compatibil cu concepția corpusculară asupra naturii luminii, al doilea termen cu concepția ondulatorie. Relația (1.62) sugerează o concluzie neobișnuită și anume aceea că *lumina are un caracter dual: undă și corpuscul în același timp, motiv pentru care unele fenomene luminoase pot fi explicitate numai prin caracterul corpuscular, altele explicându-se în baza naturii sale ondulatorii*.

3.1 EFECTUL FOTOELECTRIC

Descoperit în 1887 de către fizicianul german **Heinrich Rudolf Hertz** (1857 – 1894), **efectul (fenomenul) fotoelectric** constă în emisia electronilor la interacția luminii cu substanța. Hertz a constatat că prin iluminarea uneia dintre sferele de zinc ale unui eclator conectat la un condensator, cu radiație ultravioletă se stimulează o descărcare prin scânteie. Este edificatoare în acest sens experiența fizicianului rus **Alexandr Stoletov** prezentată schematic în figura 1.8.

O plasă din fire metalice A lasă să treacă radiație ultravioletă care lovește placa metalică B. Condensatorul format din armăturile A și B se conectează în serie cu un galvanometru G în circuitul unei baterii.

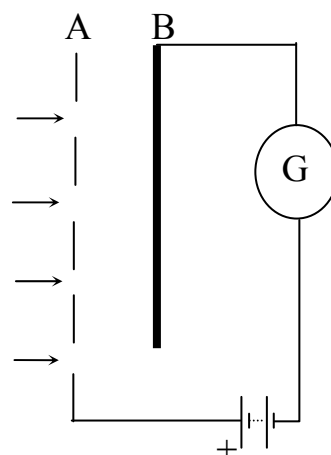


Figura 1.8

În urma iradierii plăcii B se constată apariția în circuitul condensatorului a unui curent electric evidențiat de galvanometrul G.

Stoletov a ajuns la următoarele concluzii:

- ◆ radiația ultravioletă provoacă apariția curentului;
- ◆ intensitatea curentului crește odată cu intensificarea iluminării plăcii B;
- ◆ sarcinile emise prin iradierea plăcii B sunt negative.

Zece ani mai târziu (1898), fizicianul german **Philipp Lenard** (1862-1947) și fizicianul englez **J.J.Thomson** (1856-1940) au măsurat sarcina specifică a

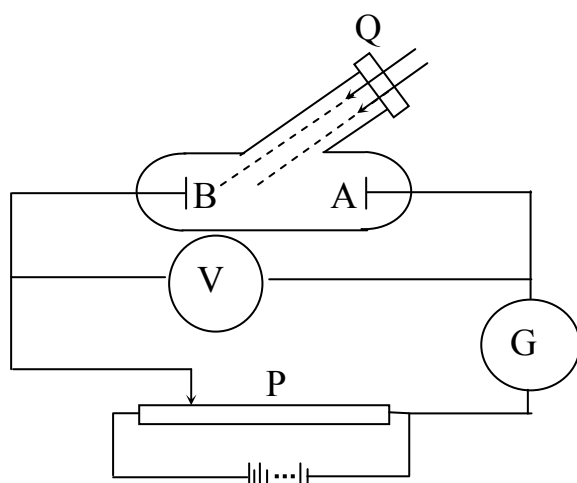


Figura 1.9.

particulelor emise prin iluminarea plăcii B și au stabilit că *aceste particule sunt electroni*. Dispozitivul experimental utilizat de Lenard este prezentat în figura 1.9. Lumina străbate fereastra de cuarț Q și pătrunde în tubul vidat prevăzut cu doi electrozi: catodul B și anodul A. Se obține un **fotocurent** marcat de galvanometrul G. Potențiometrul P permite ajustarea tensiunii între anod și catod.

Figura 1.10 prezintă **caracteristica volt-amperică** a experimentului, adică *depedența fotocurentului de tensiunea aplicată între*

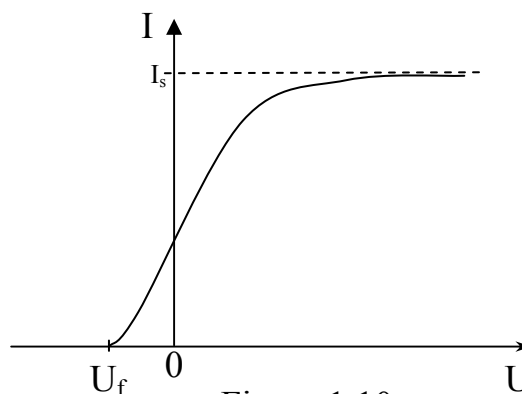


Figura 1.10

anod și catod pentru un flux de radiație ultravioletă menținut la o valoare constantă.

Palierul curbei la cota I_s , evidențiază atingerea saturației fotocurentului când toți electronii emiși de catodul B ating anodul A. Panta lină a curbei arată că electronii ce părăsesc catodul sunt animați de viteze diferite iar fotocurentul obținut în circuit în absența tensiunii anod-catod arată că *fotoelectronii* emiși în urma impactului luminii cu catodul au viteze suficient de mari pentru a atinge anodul în absența câmpului accelerator. Pentru a anihila fotocurentul va trebui să aplicăm un câmp de frânare prin negativarea anodului. Astfel anularea fotocurentului se va obține la o valoare U_f a **tensiunii de frânare**. La această valoare a tensiunii de frânare nici chiar *fotoelectronii* emiși cu cea mai mare viteză v_m nu vor mai atinge anodul și vom putea considera că **energia maximă a fotoelectronilor emiși se disipă în întregime în procesul frânării**:

$$\frac{1}{2}mv_m^2 = eU_f \quad (1.63)$$

Această relație permite estimarea experimentală a vitezei maxime a *fotoelectronilor emiși prin măsurarea tensiunii de frânare*.

Cercetările întreprinse vizând studiul fenomenului fotoelectric au condus la stabilirea **legilor experimentale care guvernează acest fenomen**:

1. Intensitatea fotocurentului este proporțională cu intensitatea radiației monocromatice incidente pe fotocatod;
2. Pentru un anumit material din care este confecționat fotocatodul, efectul fotoelectric apare începând cu o anumită frecvență minimă a luminii incidente pe acesta și care *pentru majoritatea materialelor folosite se situează în domeniul roșu al spectrului optic*, motiv pentru care această **frecvență de prag** s-a numit **prag roșu al efectului fotoelectric**;
3. Distribuția fotoelectronilor după valorile vitezei nu depinde de intensitatea radiației incidente însă depinde de frecvența (și implicit de lungimea de undă) a acestora. În acest sens, s-a stabilit că energia cinetică maximă a fotoelectronilor este proporțională cu frecvența ν a radiației incidente;
4. Efectul fotoelectric se produce instantaneu; intervalul de timp între momentul impactului luminii pe fotocatod și momentul emisiei primului fotoelectron este mai mic de $3 \cdot 10^{-9}$ s.

Încercarea de a explica ondulatoriu producerea efectului fotoelectric intră în contradicție cu aceste legi experimentale. În principiu o astfel de încercare ar presupune că unda electromagnetică incidentă provoacă oscilația forțată a electronilor în materialul catodului; la rezonanța între perioada proprie a oscilațiilor electronului și perioada undei incidente, amplitudinea oscilațiilor electronului crește așa de mult încât se poate produce desprinderea acestuia din material. Este evident că, dacă acest scenariu funcționează, energia cinetică a fotoelectronilor ar fi pusă pe seama energiei undei incidente. Ar trebui așadar să

se constată o legătură între intensitatea undei incidente și energia fotoelectronilor, dependență care însă nu se confirmă experimental. Se constată însă că *o creștere a intensității luminii provoacă creșterea proporțională a numărului de fotoelectroni și nu a vitezelor acestora. Viteza depinde de frecvența luminii incidente și o creștere a frecvenței determină o creștere proporțională a energiei fotoelectronilor.* Se poate presupune că electronii acumulează energie nu de la unda incidentă ci mai degrabă din disponibilitățile mișcărilor termice din material. Nici această presupunere însă nu funcționează întrucât *efectul fotoelectric nu depinde semnificativ de temperatura materialului.* Astfel, încercările de a explica ondulatoriu fenomenul fotoelectric au eșuat.

3.2 IPOTEZA FOTONILOR

Einstein a arătat că *multe dintre incompatibilitățile enumerate pot fi înlăturate dacă se consideră lumina ca un flux de fotoni fiecare foton având energia egală cu $h\nu$ ceea ce ar fi echivalent cu a considera aspectul său corpuscular.* În cadrul tabelului corpuscular scenariul care se propune pentru interpretarea calitativă a fenomenului fotoelectric presupune că *electronul "absoarbe" energia fotonului și dacă aceasta este suficientă electronul poate evada din materialul fotocatodului.* Cum probabilitatea ca un electron să absoarbă simultan energiile a doi fotoni este extrem de mică, un electron evadat deține o parte din energia absorbită de la un singur foton fără însă a considera că toți fotonii absorbiți vor elibera electroni. Astfel, *energia fotoelectronului va depinde de energia $h\nu$ a fotonului absorbit fiind deci proporțională cu frecvența ν și nu va depinde de numărul de fotoni adică nu va depinde de intensitatea radiației incidente.* Se poate scrie *ecuația bilanțului energetic, în procesul interacției fotonului cu electronul*, sub forma:

$$h\nu = L_1 + L_2 + eU_f \quad (1.64)$$

S-a notat cu L_1 *energia necesară extragerii electronului din atom* (energia de ionizare) și cu L_2 *energia necesară extragerii electronului din material.*

Termenul eU_f reprezintă *energia necesară anihilării energiei cinetice maxime a fotoelectronilor emiși.* Metalele au o mare disponibilitate de electroni liberi, motiv pentru care în cazul acestor materiale termenul L_1 poate fi considerat nul, astfel că pentru metale se poate scrie:

$$h\nu = eU_f + L_2 \quad (1.65)$$

Evident, pentru $h\nu < L_2$, electronul nu va putea părăsi metalul.

Aceasta înseamnă că *există o frecvență minimă ν_0 necesară radiației monocromatice incidente pentru a se produce efectul fotoelectric și în cazul metalelor, această frecvență se supune relației:*

$$h\nu_0 = L_2 = h \frac{c}{\lambda_0} \quad (1.66)$$

Cu alte cuvinte, cuanta $h\nu_0$ a radiației incidente trebuie să aibă o valoare cel puțin egală cu *lucrul mecanic de extracție L_2 , a cărui valoare este de câțiva*

electronvolți (ev ; $1ev=1,6 \cdot 10^{-19}$ jouli) depinzând de starea suprafeței metalului care în particular ar putea fi afectată și de prezența absorbției gazelor.

În cazul metalelor alcaline, lungimea de undă de prag se situează în domeniul în roșu la $0,6 \mu m$. pentru potasiu și în ultraviolet la $0,27 \mu m$ pentru wolfram.

În sfârșit nu vom încheia justificarea corpusculară a fenomenului fotoelectric fără a observa că ipoteza fotonilor rezolvă și problema interpretării emisiei instantanee a fotoelectronilor prin prisma duratei interacției dintre cele două microparticule: electronul și fotonul.

Confirmarea cea mai directă a ipotezei fotonilor ne este furnizată de experiența realizată de fizicianul german **Walther Bothe** (1891-1957) și se prezintă schematic în figura 1.11. Între doi contori cu descărcare electrică în gaz, a fost plasată o foiță metalică F care a fost iradiată cu un fascicul slab de raze X. S-a constatat apoi că însăși folia metalică a devenit o sursă de raze X, prin fluorescență. Datorită intensității reduse a fasciculului primar, numărul cuantelor emise de folie a fost modest. La impactul radiației X cu fereastra contorului, aceasta declanșează un mecanism M care trasează un semn pe o hârtie rulantă T. Cum energia emisă de folie se propagă uniform în toate direcțiile, ambii contori ar trebui să funcționeze simultan, trasând semnele la aceleași cote.

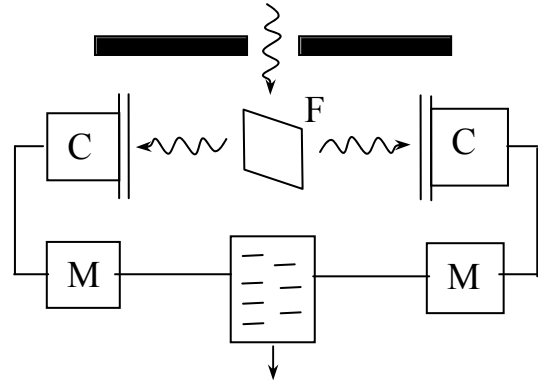


Figura 1.11

Se constată însă o dispunere absolut haotică a semnelor. Singura explicație ar fi că după emisie particulele de lumină par să călătorească mai întâi într-un sens, apoi în sensul celălalt. Cu această experiență a fost dovedită astfel existența fotonului ca microparticulă cu energia $h\nu$ și impuls \vec{p} a căror corelare urmează a se stabili în cadrul teoriei relativității restrânse. Pentru acesta, considerăm două referențiale inerțiale S fix și S' mobil, mișcându-se uniform cu viteza v_0 în raport cu S și pe direcția axei Ox a acestuia. Viteza relativă de deplasare a fotonilor în raport cu fiecare dintre aceste referențiale va fi în baza celui de al doilea postulat al relativității restrânse egală cu c .

➤ Privită sub aspectul său **ondulatoriu**, lumina se caracterizează printre altele prin frecvența ν și energia E care se transformă în baza relațiilor Lorentz conform relațiilor :

$$\nu' = \nu \cdot \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.67)$$

$$E' = E \cdot \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.68)$$

Ținând seama de relațiile de transformare ale cuadvectoului energie-impuls, (vezi lucrarea Ilie Ivanov - Capitole fundamentale ale fizicii clasice vol.I, pag. 152 relația (6.68)) obținem pentru energia E' văzută în S' , expresia:

$$E' = \frac{E - v_0 p_x}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c_0^2}}} \quad (1.69)$$

care comparată cu (1.68) conduce la :

$$E \left(1 - \frac{v_0}{c} \right) = E - v_0 p_x \quad (1.70)$$

și ținând seamă că $p_y = p_z = 0$, putem considera $p_x \equiv p$ și obținem:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k \quad (1.71)$$

Folosind și relația energie-impuls ((6.66) dedusă în aceeași lucrare), rezultă că *masa de repaus a fotonului este nulă ($m_0=0$)*.

Rezumând, vom observa că *fotonul nu este o particulă ordinară ci una aparte care nu există în repaus, mișcându-se încontinuu cu aceeași viteză c* . Fotonul “călătorește” în direcția în care se propagă unda electromagnetică echivalentă lui, astfel că se poate considera că direcția impulsului \vec{p} al fotonului este aceeași cu direcția indicată de vectorul de undă \vec{k} al unde asociate lui. Este interesant raționamentul care atestă echivalența între unda de lumină și foton. În acest sens vom considera iluminarea unei suprafețe din ambele puncte de vedere (atât ondulatoriu cât și corpuscular).

➤ *Din punctul de vedere **ondulatoriu** iluminarea produsă de o undă ce cade pe o suprafață într-un anumit punct este proporțională cu pătratul amplitudinii unde incidente.*

➤ *Din punctul de vedere **corpuscular** iluminarea este proporțională cu densitatea fluxului de fotoni. Există deci o proporționalitate între pătratul amplitudinii unde și densitatea fluxului de fotoni. Fotonii, transportă energie și impuls și prin impactul cu suprafața transferă acesteia energie. Pătratul amplitudinii unde determină probabilitatea ca un foton să cadă într-un punct dat al suprafeței, mai exact probabilitatea ca un foton să se afle în volumul dV ce conține punctul geometric în care fotonul lovește suprafața.*

$$dP = \chi A^2 dV \quad (1.72)$$

χ fiind o constantă de proporționalitate iar A , amplitudinea unde incidente.

Constatăm deci că *distribuția fotonilor pe o suprafață iluminată trebuie să fie de natură statistică.*