

## Cursul 2

### 2.1 EFECTUL *COMPTON*

Descoperit în 1923 de către fizicianul american *Arthur Compton* (1892-1962) în timpul cercetărilor întreprinse în legătură cu difuzia razelor X de către diferite substanțe, *fenomenul Compton se pretează interpretării corpusculare*.

Într-o experiență prezentată schematic în figura 2.1 *Compton* a observat că o parte din fasciculul monocromatic de raze X având inițial lungimea de undă  $\lambda$ ,

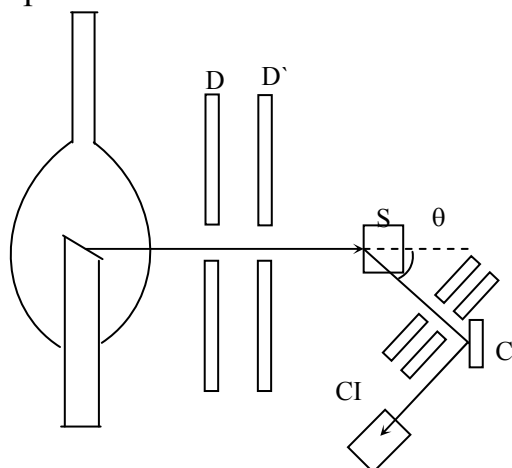


Figura 2.1

îngustat prin intermediul diaframelor D și D' la trecerea prin mediul difuzant SM își modifică prin difuzie lungimea de undă la valoarea  $\lambda' > \lambda$ . Diferența  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  depinde de unghiul  $\theta$  între direcția radiației incidente și cea a radiației difuzate și nu depinde de lungimea de undă a radiației incidente și nici de natura materialului difuzant. Procentul de radiație incidentă care în urma traversării materialului difuzant își păstrează lungimea de undă la valoarea inițială  $\lambda$  crește cu creșterea numărului de ordine.

Caracteristicile fenomenului Compton se explică în *totalitate considerând difuzia ca un proces de ciocnire elastică între fotoni de raze X cu electronii practic liberi* adică, cu acei electroni ai căror energie de legătură în atom este apreciabil mai mică decât energia pe care fotonul o poate transfera electronului în procesul de ciocnire, știut fiind că un foton nu poate ceda în procesul ciocnirii elastice cu un electron întreaga energie întrucât ar fi violate astfel conservarea energiei și impulsului. Figura 2.2 prezintă schematic un proces de ciocnire elastică între fotonul cu energia  $\hbar\omega$  și impulsul  $\hbar\mathbf{k}$  și electronul cu energia de repaos  $m_0c^2$  și impuls nul. După ciocnire, electronul va căpăta impulsul  $\vec{p}$  și energia  $c\sqrt{p^2 + m_0^2 \cdot c^2}$  iar fotonul energia  $\hbar\omega'$  și impulsul  $\hbar\mathbf{k}'$ . Scriem legile de conservare pentru energie și impuls:

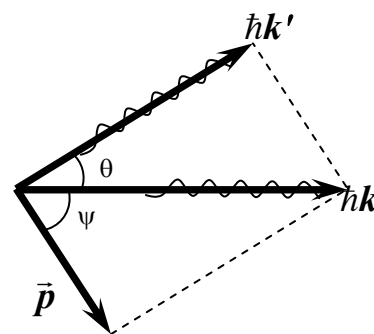


Figura 2.2

$$\hbar\omega + m_0c^2 = \hbar\omega' + c\sqrt{p^2 + m_0^2 \cdot c^2} \quad (2.1)$$

$$\hbar\vec{k} = \vec{p} + \hbar\vec{k}' \quad (2.2)$$

Împărțim (2.1) prin  $c$  și o punem sub forma:

$$\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2} = \hbar(k - k') + m_0 c \quad (2.3)$$

apoi ridicăm la pătrat:

$$p^2 = \hbar^2 (k^2 + k'^2 - 2kk') + 2\hbar m_0 c (k - k') \quad (2.4)$$

Apelând acum la (2.2) se observă că

$$p^2 = \hbar^2 (\vec{k} - \vec{k}')^2 = \hbar^2 (k^2 + k'^2 - 2kk' \cos\theta) \quad (2.5)$$

Comparând (2.4) și (2.5) rezultă:

$$m_0 c (k - k') = \hbar k k' (1 - \cos\theta) \quad (2.6)$$

Înmulțim această ecuație cu  $2\pi$  și o împărțim prin  $m c k k'$ . Obținem:

$$\frac{2\pi}{k'} - \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi\hbar}{m_0 c} (1 - \cos\theta) \quad (2.7)$$

În sfârșit ținem seama că  $\frac{2\pi}{k} = \lambda$ ,  $2\pi\hbar = h$  și  $1 - \cos\theta = 2\sin^2 \frac{\theta}{2}$  găsim relația

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.8)$$

Cantitatea  $\frac{2h}{m_0 c}$  se notează cu  $\Lambda_0$  și se numește *lungime de undă Compton*.

Această mărime caracterizează particula pe care difuzează fotonii și pentru electron are valoarea  $\Lambda_0 = 0,0243 \text{ \AA}$ . Se observă că împrăștierea fotonilor pe electronii puternic legați de atom este echivalentă împrăștierii pe atomul considerat ca un tot presupunând creșterea masei  $m_0$  și implicit micșorarea valorii lungimii de undă Compton până la valori pentru care deplasarea Compton  $\Delta\lambda$  devine insesizabilă. În acest sens se constată experimental că difuzia introdusă de substanțe cu număr de ordine mic (Li, Be, B) angajează practic întreaga radiație incidentă, în timp ce în cazul elementelor cu număr de ordine mare electronii fiind puternic legați de atom vor face ca pe măsura creșterii numărului de ordine procentul din radiația inițială ce va suferi difuzia, să scadă.

Conservarea energiei primite permite calculul energiei preluate de reculul electronului în procesul de difuzie:  $E_r = \hbar\omega - \hbar\omega' = \hbar\Delta\omega$ . Frațiunea din energia inițială a fotonului incident preluată de electron, rezultă din relațiile:

$$\frac{E_r}{\hbar\omega} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda} = \frac{2\Lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda + 2\Lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (2.9)$$

Valorile acestui raport pentru  $\theta = 90^\circ$  sunt de ordinul a  $1/11$  pentru raze X dure sau  $1/2$  pentru raze  $\gamma$ . Această evaluare permite să se facă distincție între electronii de recul rezultați în urma difuziei și fotoelectronii rezultați prin

absorbția totală a fotonului de către atom care capătă energii de același ordin de mărime cu energia fotonului incident.

În sfârșit se poate obține o relație între unghiul  $\theta$  sub care este difuzat fotonul și unghiul  $\psi$  sub care pleacă electronul de recul față de direcția fotonului incident, proiectând pe axele de coordonate ecuația vectorială (2.2). Se obține relația:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = - \frac{1}{1 + \frac{\lambda_0}{\lambda}} \operatorname{tg} \psi \quad (2.10)$$

## STRUCTURA ATOMULUI

Descărcările electrice în gaz au evidențiat faptul că la presiuni normale gazele pot deveni medii conductoare numai dacă în prealabil au suferit o preionizare din partea unui agent ionizant. Pe măsura scăderii presiunii, la presiuni de câțiva mm. col. Hg. se produce un transfer de sarcină între doi electroni. La presiuni joase descărcarea electrică în gaz devine colorată și culoarea este caracteristică naturii gazului.

În 1855 fizicianul german **Heinrich Geissler** (1814-1879) a realizat *tubul Geissler* prezentat în figura (2.3) în care s-a introdus gaz la presiune scăzută (sub  $10^{-1}$  mm. col. Hg.). În aceste condiții luminiscenta a dispărut aproape complet iar la presiuni foarte scăzute (sub  $10^{-3}$  mm. col. Hg.) apar radiații într-o zonă ce

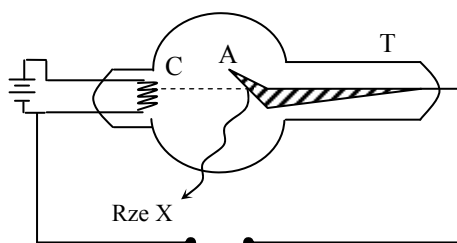


Figura 2.3

se desfășoară de la catodul C spre peretele opus. Aceste radiații care pornesc de la catod, au fost descoperite în 1859 de fizicianul german **Julius Plücker** (1801-1868) și au fost denumite *radiații catodice* în 1876 de către fizicianul german **Eugen Goldstein** (1850-1831). Provoacă fluorescența unor substanțe și sunt deviate în câmp electric și magnetic. Fizicianul englez **J.J. Thomson** a arătat că

*razele catodice sunt fluxuri de particule de masă foarte mică ( $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$  kg.) și sarcină electrică negativă egală ca valoare cu sarcina ionului monovalent (estimată în baza legilor electrolizei). Particulele au fost denumite **electroni** de fizicianul englez **John Stoney**. Continuând cercetările fizicianul german **Wilhelm Conrad Röntgen** (1845- 1923) a descoperit *radiațiile X care se obțin atunci când electronii sunt frânați de peretele opus catodului sau de anticatodul A plasat special în calea electronilor spre a-i frâna*. Ulterior s-a constatat că electronii mai pot fi scoși din corpuri la încălzirea acestora prin **efect termoelectric** sau ca rezultat al iradierii corpurilor cu lumină prin **efect fotoelectric extern**. Cum corpurile sunt constituite din atomi, rezultă că aceștia au o structură și că în această structură sunt incluși electronii.*

Pe de altă parte, *experiențele au demonstrat că atomii sunt neutri din punct de vedere electric ceea ce evidențiază prezența în structura atomului a unor sarcini pozitive care să compenseze sarcina negativă a electronilor atomului*. Se constată de asemenea o mare stabilitate a structurii atomului care poate suferi modificări numai dacă se intervine din exterior cu consum de energie.

Informațiile asupra structurii atomului au fost obținute din spectrele de emisie și absorbție a gazelor în stare atomică.

## 2.2 SPECTRE ATOMICE. SERIILE SPECTRALE ALE ATOMULUI DE HIDROGEN

Termenul “**spectru**” desemnează *ansamblul radiațiilor “monocromatice” ce intră în componența unui fascicul de radiație electromagnetică emisă sau absorbită*.

O **radiație monocromatică** se concretizează în spectru prin apariția unei linii spectrale de emisie sau de absorbție cu un anumit conținut energetic ce poate fi pus în evidență cu un receptor corespunzător. În domeniul vizibil al spectrului optic, aceste linii spectrale manifestă un anumit **profil** al conținutului energetic ce materializează de fapt o sumă a contribuțiilor energetice a radiațiilor “monocromatice” conținute într-un interval spectral foarte îngust. Reținem că de fapt *noțiunea de “radiație monocromatică” este o idealizare și că în realitate astfel de radiații nu pot fi obținute*. Ceea ce obținem în urma dispersiei sunt radiații **cvasimonocromatice** apropiate mai mult sau mai puțin de starea de monocromaticitate. *Lărgimea spectrală cea mai îngustă care se poate obține pentru o radiație cvasimonocromatică este aceea rezultată prin tranziții între nivelele atomice ale elementelor în generatoarele cuantice (laseri, maseri, iraseri etc.), însă și aceste tranziții manifestă o anumită lărgime a benzii de frecvență*.

Spectrele pot fi definite prin *emisia de radiații* și se numesc **spectre de emisie** sau prin *absorbția radiației*, **spectre de absorbție**. Atât spectrele de emisie cât și cele de absorbție pot fi:

- **spectre continue** care conțin toate radiațiile monocromatice ce aparțin unui interval al lungimilor de undă (sau echivalent al frecvențelor) și
- **spectre discrete** sau **spectre de linii** alcătuite din anumite radiații monocromatice specifice emițătorului sau absorbantului.

Atomii diferitelor elemente aflate în stare de vapori sau în stare gazoasă emit sau absorb radiație electromagnetică ce se materializează prin apariția unor *spectre de linii în cazul elementelor atomice* sau a unor *benzi spectrale în cazul structurilor moleculare*. Fiecare spectru caracterizează în mod univoc un

element chimic cu o combinație chimică sau o structură moleculară. Spectrele oferă informații legate de conținutul procentual al componentilor într-un amestec, de puritatea unui gaz precum și informații ce vizează estimări ale unor parametri sau mărimi fizice ce caracterizează un anumit sistem. În general spectrele manifestă structuri complexe și este firesc ca cele mai simple spectre să fie acelea emise de atomul de hidrogen. În 1885 fizicianul elvețian *Johan Jacob Balmer* (1825 – 1898) a stabilit că *lungimile de undă ale luminilor spectrale emise în domeniul vizibil, de către atomii de hidrogen se pot identifica din relația:*

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (2.11)$$

în care  $\lambda_0$  este o constantă iar  $n$  un întreg ce ia valorile 3, 4, 5, ... etc. sau din relația

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (2.12)$$

cu  $m=3, 4, 5, \dots$  numită **formula lui Balmer**.

Cantitatea  $\frac{1}{\lambda}$  se notează cu  $\nu$  și se numește **număr de undă** reprezentând numărul lungimilor de undă cuprinse în unitatea de lungime, iar  $R$  este o constantă universală numită - în cinstea spectroscopistului suedez **Johannes Rydberg** (1854 – 1919) - **constantă lui Rydberg** și are valoarea experimentală  $R_H=109677,76 \text{ cm}^{-1}$ .

Totalitatea liniilor ale căror lungimi de undă se pot calcula cu ajutorul unei formule definește o **serie spectrală**.

Formula lui Balmer (1.84) s-a dovedit a fi o formă particulară a **formulei Balmer generalizate**:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = \frac{\omega}{2\pi c} = \frac{\nu}{c} \quad (2.13)$$

care descrie și alte serii spectrale observate în centrul energetic al atomului de hidrogen. Astfel, formula (1.85) exprimă următoarele serii spectrale la atomul de hidrogen:

- **seria Lyman** (anul 1905) în *ultraviolet*:  $n=1$ ;  $m=2, 3, 4, \dots$
- **seria Balmer** (anul 1855) în *vizibil*:  $n=2$ ;  $m=3, 4, 5, \dots$
- **seria Paschen** (anul 1908) în *infraroșul apropiat*:  $n=3$ ;  $m=4, 5, 6, \dots$
- **seria Brackett** (anul 1922) în *infraroșul îndepărtat*:  $n=4$ ;  $m=5, 6, 7, \dots$
- **seria Pfund** (anul 1924) în *infraroșul foarte îndepărtat*:  $n=5$ ;  $m=6, 7, 8, \dots$

Cu creșterea lui  $n$ , frecvențele liniilor în serie tind către o valoare limită  $cR/m^2$  numită **limita seriei** așa cum arată figura 2.4.

Notăm  $T(n) = \frac{R}{n^2}$  și observăm că numărul de undă rezultă din diferența  $T(n) - T(m)$ . Mărimea  $T(n)$  a fost numită **termen spectral**.

În 1908 fizicianul elvețian **Walter Ritz** (1875–1909) a enunțat **principiul de intercombinație** (principiul lui Ritz): “diferența a două numere de undă aparținând aceleiași serii spectrale reprezintă numărul de undă al unei linii spectrale ce poate fi emisă de atom, dar care aparține altei serii spectrale.”

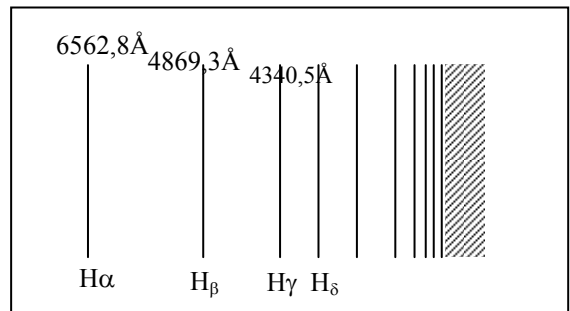


Figura 2.4

Într-adevăr, dacă

$$\tilde{\nu}_{mn} \equiv T_n - T_m \quad \text{și} \quad \tilde{\nu}_{m'n'} \equiv T_{n'} - T_{m'}$$

atunci  $\tilde{\nu}_{n'n} = \tilde{\nu}_{mn} - \tilde{\nu}_{m'n'} = T_n - T_{n'}$ .

Fizica cuantică stabilește însă - așa cum vom semnala la momentul potrivit - anumite reguli numite **reguli de selecție** care interzic apariția unora dintre liniile prezise de principiul lui Ritz.

### 2.3 MODELE ATOMICE

Elaborarea modelelor atomice a trebuit să țină seama de următoarele constatări experimentale: *existența electronilor în atomi, neutralitatea electrică a atomului, stabilitatea atomului, emisia și absorbția radiațiilor electromagnetice de către atomi și caracterul specific al spectrelor de linii, ordonarea elementelor în tabelul periodic și periodicitatea proprietăților lor, capacitatea atomilor de a alcătui sisteme stabile (molecule, cristale).*

Primul model atomic se datorează fizicianului englez *W. Thomson* (lord Kelvin) încă din 1902 și a fost perfecționat de *J.J. Thomson* în 1903. Acest model *considera atomul ca o sferă cu raza de aproximativ  $10^{-10}$  m uniform încărcată cu sarcină electrică pozitivă cu electronii înglobați în această sarcină pozitivă mișcându-se în interiorul sferei de o așa manieră încât sfera să rămână un întreg neutru din punct de vedere electric.*

În virtutea acestui model, atomul de hidrogen va conține în interior un electron situat la distanța  $r$  față de centrul sferei de rază  $R$ , asupra căruia va acționa forța de atracție

$$F = (-e)E = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} \cdot r = -f \cdot r \quad (2.14)$$

care manifestă *forma unei forțe elastice* ce va trebui să confere electronului o mișcare oscilatorie cu pulsația  $\omega = \sqrt{\frac{f}{m}}$  însoțită de emisia undelor electromagnetice cu frecvența  $\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{f}{m}}$ . Concluzia este că *acest electron ar emite radiații cu frecvența fundamentală și armonicile de ordine superioare* ceea ce nu se constată experimental astfel că *importanța acestui model rămâne doar istorică*.

### 2.3.1 MODELUL NUCLEAR AL LUI RUTHERFORD

Fizicianul englez **Ernest Rutherford** (1871 – 1937) și colaboratorii au investigat interiorul atomilor prin intermediul **particulelor alfa** ce reprezintă *nuclee de heliu dublu ionizat* observând modificarea direcției lor de zbor după parcurgerea foilor metalice subțiri. În 1911 Rutherford și colaboratorii au elaborat **modelul planetar** sau **modelul nuclear** al atomului care consideră că *sarcina pozitivă din atom este conținută într-o regiune sferică cu raza  $10^{-13}$  –  $10^{-12}$  cm. iar electronii sunt plasați pe orbită într-o dispunere analogă planetelor în jurul Soarelui. Numărul sarcinilor pozitive din nucleu este egal cu al sarcinilor negative* ceea ce asigură *neutralitatea electrică globală a atomului*.

În baza acestui model a fost estimată valoarea sarcinii electrice a nucleului constatându-se că aceasta este egală cu un număr întreg de sarcini ale electronului. Această constatare sugera caracterul discontinuu al sarcinii pozitive deci existența în nucleu al unor particule cu sarcină electrică pozitivă egală cu  $e$ . În plus, se contura suportul fizic al ordinii elementelor în tabelul periodic în sensul că numărul de ordine al elementului reprezintă numărul de electroni din atom. Rămânea însă de explicat periodicitatea proprietăților lor fizice. Modelul planetar deși explică unele neclarități privind structura și proprietățile atomului, manifestă anumite curențe de principiu și incompatibilități cu constatările experimentale.

**Atomul-** *format dintr-un nucleu cu sarcina electrică pozitivă  $+Ze$  în jurul căruia se rotesc pe orbite concentrice  $Z$  electroni-* nu poate fi stabil din punctul de vedere al electrodinamicii clasice. Într-adevăr datorită mișcării lor accelerate, electronii pierd din energie prin emisia undelor electromagnetice. Pierderea energiei prin radiație ar duce la prăbușirea electronului pe nucleu într-un timp mai scurt de  $10^{-10}$  s.

În plus pierderea de energie prin radiație fiind continuă ar însemna ca electronii să emită continuu lumină. Prin urmare lumina ar genera astfel un spectru continuu, concluzie infirmată de experiență care evidențiază o mare stabilitate a atomului și existența spectrelor de linii emise de gazele excitate prin descărcare electrică.

### 2.3.2 POSTULATELE LUI BOHR. TEORIA MODELULUI ATOMIC

Deficiențele modelelor *Thompson* și *Rutherford* au impus corectarea acestor modele prin soluții care să explice stabilitatea atomilor și spectrele de linii ale gazelor. În 1913 fizicianul danez *Niels Bohr* (1885-1962) a lansat presupuneri care contraziceau noțiunile clasice. Aceste presupuneri au fost precizate în enunțurile a două postulate:

#### 1. Postulatul stărilor staționare

Din multitudinea de orbite electronice posibile din punctul de vedere al mecanicii clasice, electronii se învârt în jurul nucleului numai pe acele orbite pentru care momentul cinetic arbitral  $\vec{l}_n$  al electronului în mișcarea sa în jurul unui nucleu este un număr întreg de  $\hbar$ .

$$|\vec{l}_n| = m_0 v_n r_n = n\hbar = n \frac{h}{2\pi} \quad n=1,2,3,\dots \quad (2.15)$$

$n$  fiind un număr natural numit **număr cuantic principal**. Pe aceste orbite numite **staționare** electronii se rotesc fără a emite radiații conform electromagneticii clasice. Pentru a ilustra consecințele acestui postulat vom considera atomi hidrogenoizi, adică atomii ce conțin doar un electron ce se rotește în câmpul nucleului cu sarcină electrică  $+Ze$ : atomul de hidrogen ( $Z=1$ ), heliul ionizat ( $Z=2$ ), litiul dublu ionizat ( $Z=3$ ), beriliul dublu ionizat ( $Z=4$ ), etc. Stabilitatea dinamică a elementului pe orbită impune egalitatea între forța de atracție coulombiană și forța centrifugă de inerție

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r_n^2} = \frac{m_0 v_n^2}{r_n} \quad (2.16)$$

din care rezultă  $(m_0 v_n r_n) v_n = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0}$  sau încă,

$$v_n = \frac{Ze}{2\epsilon_0 h} \cdot \frac{1}{n} \quad (2.17)$$

Se observă că viteza cea mai mare o au electronii aflați în starea ce corespunde valorii  $n=1$  numită **fundamentală**. Pentru atomii hidrogenoizi

raportul:  $\alpha = \frac{v_1}{c} = \frac{e^2}{2\epsilon_0 hc} = \frac{1}{137}$ ,  $c$  fiind viteza luminii în vid, iar constanta  $\alpha$

este cunoscută sub denumirea de **constantă a structurii fine**. Valoarea relativ mică a acestei constante arată că în cazul acestor atomi se impun corecții relativiste. Relațiile (2.15) și (2.17) permit estimarea **razei celei de a n-a orbite Bohr**:

$$r_n = \frac{nh}{2\pi m_0 v_n} = \frac{1}{Z} n^2 \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m_0 e^2} = \frac{1}{Z} n^2 r_1 \quad (2.18)$$



în care  $r_1 = \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m_0 e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,529 \text{ \AA}$  este **raza primei orbite Bohr**

egală cu raza atomului de hidrogen aflat în starea energetică fundamentală.

**Energia totală a electronului pe a n-a orbită Bohr** în atomul hidrogenoid rezultă din însumarea energiilor cinetică și potențială:

$$E_n = E_{cn} + E_{pn} = \frac{m_0 v_n^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} \quad (2.19)$$

expresie care prin înlocuirea expresiei  $r_n$ , capătă forma:

$$E_n = -Z^2 \frac{m_0 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (2.20)$$

Astfel **energia corespunzătoare stării fundamentale**, ar fi:  $E_1 = \frac{m_0 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} = 13,53 \text{ eV}$ .

Aceasta este valoarea energiei minime necesare pentru a smulge electronul din atomul hidrogenoid numită **energie de ionizare**. Bohr afirmă că numai starea fundamentală este stabilă, stările cu  $n > 1$  fiind instabile și se numesc **stări excitate**. În stările excitate, electronul evoluează un timp extrem de scurt de ordinul  $10^{-8} \text{ s}$  numit **timp de viață al stării excitate**, după care revine în starea fundamentală cu emisia unei cuante de radiație în conformitate cu postulatul al doilea:

**2. Postulatul al doilea** afirmă că în procesul de emisie sau absorbție a radiației de către atomi sub forma cuantelor de energie  $h\nu_{mn}$ , atomul trece dintr-o stare staționară cu energia  $E_m$  în altă stare staționară cu energia  $E_n$  în conformitate cu **ecuația bilanțului energetic**

$$h\nu_{mn} = h\frac{c}{\lambda_{mn}} = E_m - E_n = \frac{m_0 Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (2.21)$$

care prin împărțire prin produsul  $hc$  conduce la **formula lui Balmer generalizată** în care constanta lui Rydberg se exprimă prin relația

$$R = \frac{m_0 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} = 109737,3 \text{ cm}^{-1} \quad (2.22)$$

adică o valoare teoretică puțin diferită de valoarea experimentală. Diferența se datorează faptului că nu s-a ținut seama de mișcarea protonului cu masa  $M_0$ , considerându-se nucleul imobil. Este deci oportun să se efectueze calcule în sistemul centrului de inerție al sistemului format din electronul cu masa  $m_0$  și protonul cu masa de 1840 de ori mai mare înlocuindu-se în formula de calcul pentru  $R$  masa  $m_0$  cu **masa redusă**

$$\mu_r = \frac{m_0 M_0}{M_0 + m_0} = m_0 \left( 1 - \frac{m_0}{M_0} \right) \quad (2.23)$$

În aceste condiții *expresia teoretică a constantei Rydberg pentru atomii hidrogenoizi*, devine:

$$R_H = \frac{m_0 e_0^2}{8 \epsilon_0^2 h^3 c} = R \left(1 - \frac{m_0}{M_0}\right) = R \left(1 - \frac{m_0}{M_0}\right) \quad (2.24)$$

și conduce la o valoare concordantă cu estimările experimentale. Cu toate acestea, *teoria lui Bohr are o serie de limitări*:

- are un caracter semiclassical impunând cuantificarea momentului cinetic orbital, păstrând însă legile clasice de mișcare ale electronului în atom;
- nu oferă informații privitoare la intensitățile liniilor spectrale;
- este inadecvată pentru atomii cu mai mulți electroni.

### 2.3.3 CONFIRMAREA EXPERIMENTALĂ A IPOTEZELOR LUI BOHR; EXPERIENȚELE FRANCK-HERTZ

Postulatul stărilor staționare a fost confirmat experimental în 1914 de către

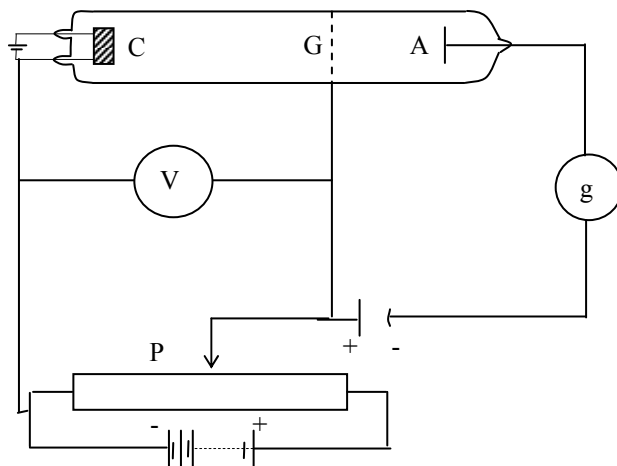


Figura 2.5

fizicienii germani **James Franck** (1882 – 1964) și **Gustav Ludwig Hertz** (1887 – 1975). Dispozitivul experimental folosit este prezentat în figura 2.5. În tubul din sticlă inițial vidat se introduce mercur la presiunea  $p=1\text{ mm. col. Hg}$ .

Tubul conține în interior trei electrozi: catodul C, grila G și anodul A. Prin încălzire catodul va emite electroni termici ce vor fi accelerați în câmpul electric creat de tensiunea  $U_{CG}$  aplicată între catod și grilă a

cărei valoare este ajustată de către potențiometrul P. Între grilă și anod se aplică o tensiune de frânare,  $U_{GA}=0,5\text{ V}$  ce frânează mișcarea electronilor către anod. A interesat dependența curentului anodic de tensiunea aplicată  $U_{CG}$  obținându-se graficul din figura 2.6. Din figură se constată că prin creșterea tensiunii  $U_{CG}$  curentul crește monoton la început atingând un maximum la 4,9V pentru ca la o creștere în continuare a tensiunii, acesta să sufere o scădere monotonă accentuată către un prim minim, definind astfel un ciclu evolutiv ce se va repeta la o creștere gradată a tensiunii în continuare. Maximele ciclurilor care urmează se vor situa la valori

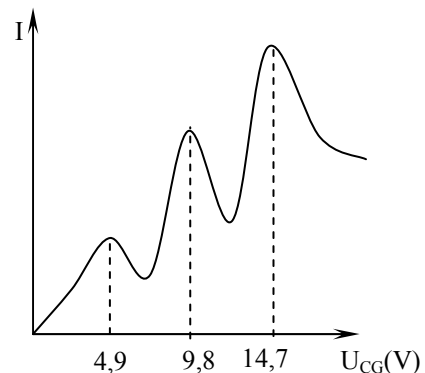


Figura 2.6

ale tensiunii multiple de 4,9V *valoare ce reprezintă tensiunea de prag pentru care atomul de mercur se ionizează.*

O astfel de comportare a curbei se explică astfel: în procesul de ciocnire a electronilor cu atomii de mercur, aceștia pot să absoarbă energia numai în cantități ale căror valori reprezintă diferențe - în scara energiilor - între valorile  $E_2, E_3, E_4, \dots$  asociate nivelelor atomice excitate și valoarea  $E_1$  a stării fundamentale:  $\Delta E_1 = E_2 - E_1$ ;  $\Delta E_2 = E_3 - E_1$ , etc. Dacă energia unui electron este mai mică decât energia  $\Delta E_1$  ciocnirea între un electron și un atom de mercur este de natură elastică și întrucât masa electronului este de câteva ori mai mică decât masa atomului, energia absorbită nu suferă modificări din cauza unei astfel de ciocniri. O parte din electroni vor fi captați de grilă în timp ce alții trec prin grilă spre anod și vor defini un curent anodic marcat de galvanometrul g. Cu cât va fi mai mare viteza electronilor ce sosesc la grilă (efect ce se obține la creșterea tensiunii  $U_{CG}$ ) cu atât mai mulți electroni vor scăpa spre anod și curentul anodic  $I$ , va crește. Când energia dobândită de un electron în zona dintre catod și grilă va atinge valoarea  $\Delta E_1$ , ciocnirea acestora cu un atom de mercur va fi inelastică și electronul va capta întreaga energie a atomului, astfel că la tensiunea de 4,9V o serie de electroni vor transfera atomilor întreaga lor energie și nu vor mai reuși să pătrundă în circuitul anodic motiv pentru care circuitul anodic va manifesta o scădere pronunțată. Același fenomen se produce la tensiuni multiple de 4,9V când atomii absorb în urma ciocnirii cu electronii întreaga energie a acestora trecând în stări excitate superioare ( $n=3,4,5, \dots$ ) unde vor rămâne cam  $10^{-8}$ s revenind în starea fundamentală ( $n=1$ ) cu emisia unei cuante de radiație cu frecvența  $\nu = \frac{\Delta E_i}{h}$ . Electronii care ating între catod și grilă energii mai mari

de  $\Delta E_i$  vor transfera în ciocnirile cu atomii energia  $\Delta E_i$ , apoi vor fi supuși frânării în câmpul electric generat de tensiunea  $U_{GA}=0,5V$  fiind – după caz – captați de grilă sau reușind să treacă de aceasta cu energii diminuate cu cantitatea  $e \cdot U_{GA}$ . De pildă, un electron ce a dobândit o energie de 10,2eV în zona dintre catod și grilă se poate ciocni cu doi atomi de mercur transferându-le acestora 9,8eV. Trecând de grilă cu restul de 0,4eV nu va reuși să străpungă frânarea și va fi returnat grilei, motiv pentru care curentul anodic va manifesta o scădere. În condiții corespunzătoare (rarefiere suficient de avansată a vaporilor de mercur și tensiuni  $U_{CG}$  suficient de mari) electronii cu energii ce depășesc 14,7eV pot suferi trei ciocniri cu atomii, marcând astfel în curba din figura 2.6 trei maxime, sau pot defini o altă curbă  $I=f(U)$  la tensiuni ale căror valori sunt multiple de 6,7V cifră ce reprezintă *al doilea potențial de excitare al atomilor de mercur* (excitarea nivelului  $E_3$ ).

Experiența Franck-Hertz a marcat confirmarea experimentală elocventă a postulatelor lui Bohr atât prin alura curbei  $I=f(U)$  cât și prin observarea în ultraviolet a radiațiilor emise prin dezexcitarea atomilor, operație ce a impus cuarțul ca sticlă pentru confecționarea tubului de descărcare.

Într-adevăr, în urma excitării atomului de mercur în starea  $E_2$ , prin dezexcitare se obține o radiație a cărei lungime de undă are valoarea

$$\lambda = \frac{hc}{E_2 - E_1} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \cdot J \cdot s \cdot 3 \cdot 8 \cdot s^{-1} m}{4,9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} J} = 2537 \cdot 10^{-10} m$$

și care aparține domeniului ultraviolet.

### 2.3.4 MODELUL ATOMIC BOHR-SOMMERFELD

Nici teoria lui Bohr nu avea să răspundă tuturor întrebărilor referitoare la structura atomului în ciuda faptului că a însemnat primul pas și poate una dintre cele mai îndrăznețe încercări de a părăsi obsesia aplicării fizicii clasice la fenomenele intraatomice.

Cu toate succesele repurtate *teoria lui Bohr prezenta unele deficiențe*:

- era un amestec de clasic și cuantic ;
- chiar și în cazul cel mai simplu al atomilor hidrogenoizi, teoria lui Bohr nu permitea calculul intensității unei linii spectrale ci doar estimarea frecvenței unei linii emise;
- eșecul cel mai evident însă, l-a suferit în tentativa de a formula o teorie care să descrie atomul de heliu compus din nucleu și doi electroni și acesta în bună măsură se datora faptului că la acea vreme nu exista o soluție clasică precisă a problemei celor trei corpuri;
- în sfârșit teoria lui Bohr nu explică structura fină a liniilor spectrale.

Cel puțin deficiențele enumerate au impus corecții substanțiale astfel că teoria lui Bohr, bazată pe mecanica clasică, a constituit doar o punte de trecere către o teorie consistentă asupra structurii atomului. O primă corecție se datorează fizicianului german **Arnold Sommerfeld**

(1868-1951) care în 1915 a presupus că se poate considera un model atomic în care electronii se rotesc pe orbite în general eliptice (în particular circulare).

Mișcarea pe elipsă - prezentată schematic în figura 2.7 - este guvernată de coordonatele  $x$  și  $y$  sau  $r$  și  $\varphi$ .

Sommerfeld a considerat că electronii se mișcă pe orbite eliptice cu un focar comun în care este plasat nucleul. Într-o astfel de configurație este comod de lucrat în *coordonatele polare*  $r$  și  $\varphi$  considerate drept *coordonate generalizate* cărora li se asociază *impulsurile generalizate*

$$p_r = m_0 \frac{dr}{dt} = m_0 \dot{r} \quad \text{și} \quad p_\varphi = m_0 r^2 \frac{d\varphi}{dt} = m_0 r^2 \omega = m_0 r v = |\vec{l}| \quad (2.25)$$

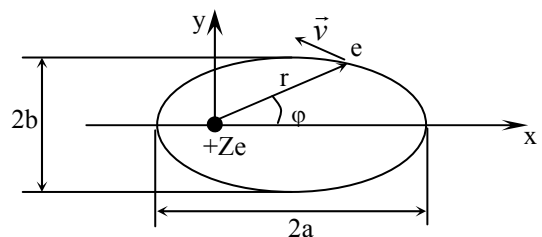


Figura 2.7

În cadrul noului model primul postulat al teoriei lui Bohr – *al orbitelor staționare* – a fost generalizat prin cuantificarea impulsurilor generalizate:

$$\oint p_{\varphi} d\varphi = n_{\varphi} h \quad \text{și} \quad \oint p_r dr = n_r h \quad (2.26)$$

în care  $n_{\varphi}$  se numește *număr cuantic azimutal* iar  $n_r$  *număr cuantic radial*.

Într-adevăr

$$\oint p_{\varphi} d\varphi = \oint |\vec{l}| d\varphi = |\vec{l}| \oint d\varphi = 2\pi |\vec{l}| = n_{\varphi} h \quad (2.27)$$

din care rezultă  $|\vec{l}| = n_{\varphi} \hbar$  expresie în care recunoaștem condiția de cuantificare (2.15). În baza condițiilor de cuantificare (2.26) se obține expresia *energiei totale a electronului pe orbita eliptică*

$$E_n = -\frac{m_0 Z^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{(n_r + n_{\varphi})^2} = -\frac{m_0 Z^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (2.28)$$

unde  $n = n_r + n_{\varphi}$  este *numărul cuantic principal*. Semiaxele elipselor se cuantifică și ele ca rezultat al condițiilor de cuantificare (2.26). Pentru semiaxa mare rezultă

$$a = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m_0 Z e^2} (n_r + n_{\varphi})^2 = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m_0 Z e^2} n^2 \quad (2.29)$$

iar pentru semiaxa mică se obține

$$b = a \frac{n_{\varphi}}{n_r + n_{\varphi}} = a \frac{n_{\varphi}}{n} \quad (2.30)$$

Se observă că valoarea  $n_{\varphi} = 0$  definește o dreaptă ce trece prin nucleu astfel că  $n_{\varphi}$  nu poate lua decât valori naturale  $n_{\varphi} = 1, 2, 3, \dots$  iar  $n_r$  valorile  $0, 1, 2, \dots, n-1$ . Se

obțin astfel  $n-1$  orbite eliptice cu semiaxele mici  $b_1 = a \cdot \frac{1}{n}; \dots; b_{n-1} = a \cdot \frac{n-1}{n}$ ;

și o orbită circulară cu raza  $r_n = a$  cărora le corespunde aceeași valoare a energiei  $E_n$ . Se spune că *nivelul energetic*  $E_n$  degenerază în *stări* și că  $n$  reprezintă *gradul de degenerare* al nivelului  $E_n$ . *Situația se schimbă când electronul evoluează într-un câmp de forțe ce nu mai este pur coulombian sau când electronul evoluează relativist manifestând o variație a masei cu viteza.* Sommerfeld deduce *expresia relativistă a energiei totale în cazul atomului hidrogenoid*:

$$E_{n,n_{\varphi}} = -hcR_{\infty} \left(1 - \frac{m_0}{M_0}\right) \cdot \frac{1}{n^2} \left[1 + \frac{Z^2 \alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{n_{\varphi}} - \frac{3}{4}\right)\right] \quad (2.31)$$

în care

$$R_{\infty} \equiv \frac{m_0 Z^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} = Z^2 R \quad (2.32)$$

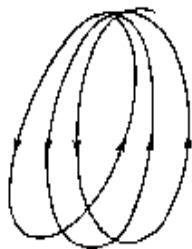
$M_0$  reprezintă *masa de repaus a nucleului atomului hidrogenoid* iar  $\alpha$  *constanta structurii fine*. Pentru hidrogenoizii cu  $Z$  mic, *efectele relativiste devin vizibile numai prin metodele și mijloacele spectroscopiei cu rezoluție înaltă*.

*Metalele alcaline* sunt asemănătoare întrucâtva cu atomii hidrogenoizi și prin aceea că prezintă o orbită periferică pe care evoluează un singur electron în câmpul rezultat obținut din câmpul creat de nucleu și de cei  $Z-1$  electroni aflați pe păturile interioare. Acest electron numit *optic* evoluează așadar într-un câmp numit *efectiv care nu mai este pur coulombian și nu mai prezintă simetrie sferică*. **Electronul de valență** - pe care l-am numit *optic* - evoluează astfel într-un *câmp cuasicoulombian* generat de sarcina electrică  $+e$  a **restului atomic** și în câmpul creat de *momentul de dipol indus de el*. Orbita electronului optic poate pătrunde în interiorul restului atomic mai ales în cazul valorilor  $n_\varphi$  mici.

**Energia totală a electronului optic în cazul alcalinelor** presupune considerarea unei corecții  $\Delta n_\varphi$  asupra valorilor  $n_\varphi$  și are expresia :

$$E(n, n_\varphi) = -\frac{hcR_\infty}{[n - \Delta n_\varphi]^2} \left(1 - \frac{m_0}{M_0}\right) \left\{ 1 + \frac{\alpha^2}{n - \Delta n_\varphi} \left[ \frac{n - \Delta n_\varphi}{n_\varphi} - \frac{3}{4} \right] \right\} \quad (2.33)$$

Identificarea stărilor staționare ale electronului optic presupune stabilirea unor **notații spectroscopice**. O astfel de stare se identifică prin numerele cuantice  $n = 1, 2, 3, \dots$  și  $n_\varphi = 1$  (starea **S**),  $2$  (starea **P**)...etc. în corespondența  $n_\varphi = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \dots \leftrightarrow S, P, D, F, G, H, J, \dots$



Astfel stării **3F** îi corespund numerele  $n=3$ ,  $n_\varphi=4$ .

Orbitele eliptice ale lui Sommerfeld introduceau un element de noutate reclamând variația vitezei electronului în cursul mișcării sale pe orbită iar calculele relativiste arătau că mișcarea electronului nu mai are loc pe o orbită eliptică ci *pe o rozetă* așa cum se prezintă în figura 2.8.

Figura 2.8 *Și acest model prezenta unele deficiențe* printre care:

- era un model hibrid care negând legi ale electrodinamicii clasice, le înlocuia cu postulate noi, însă opera în continuare cu alte legi ale fizicii clasice;
- teoria reclamă existența unui număr mai mare de linii spectrale care nu se confirmă experimental ceea ce a impus introducerea artificială a unor *reguli de selecție*;
- nici acest model nu putea explica intensitatea liniei spectrale ;
- teoria modelului era inadecvată atomilor cu mai mulți electroni.

Se impunea astfel în continuare *elaborarea unei teorii noi* care să nu mai folosească legi ale fizicii clasice și în cadrul căroră legile fizicii clasice să fie cazuri particulare implicând corpuri de mase și dimensiuni mari.

## 2.4 EFECTUL *ZEEMAN*

Spectrul de linii al radiației emise de o sursă situată într-un câmp magnetic suficient de intens, diferă de acela emis de aceeași sursă în absența câmpului magnetic prin aceea că în primul caz prin dezexcitarea atomului se observă o linie spectrală care caracterizează tranziția între două nivele energetice discrete, în timp ce în prezența câmpului la o observare pe o direcție paralelă cu câmpul vom observa două linii iar când privim pe o direcție perpendiculară pe aceea a câmpului, vom observa trei linii spectrale.

Efectul a fost prevăzut teoretic în 1895 de fizicianul olandez **Hendrik Anton Lorentz** (1853 – 1928) și a fost pus în evidență experimental în 1896 de fizicianul olandez **Pieter Zeeman** (1865 – 1943). Se prezintă sub trei aspecte cunoscute sub denumirile: 1) *efect Zeeman normal* ; 2) *efect Zeeman anomal* ; 3) *efect Paschen-Back*.

### 1. *Efectul Zeeman normal.*

În absența câmpului magnetic asupra unui electron emisiv dintr-un atom, acționează numai *forța cvasielastică* exprimată prin relația (2.14),

$$\mathbf{F}_{01} = -\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{r}$$

îndreptată spre poziția de echilibru ( $\mathbf{r}=\mathbf{0}$ ) și *electronul va executa oscilații armonice cu frecvența:*

$$\nu_{01} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{f_1}{m}} \quad (2.34)$$

În conformitate cu rezultatele electrodinamicii clasice, atomul va emite unde electromagnetice de aceeași frecvență materializate prin apariția în spectru a unei singure linii spectrale. *Fiecare linie emisă caracterizează o altă tranziție între alte două nivele energetice ce aparțin atomului excitat și corespunde unei alte forțe cuasielastice.* Pentru a examina influența câmpului magnetic  $\vec{H}$  asupra mișcării electronului, descompunem oscilațiile armonice ale electronilor în conformitate cu figura 2.9.

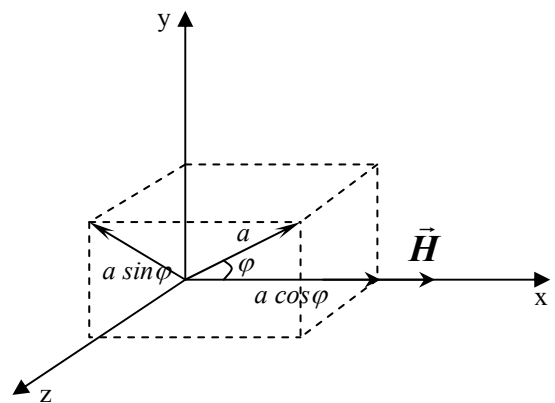


Figura 2.9

Mișcarea oscilatorie armonică liniară cu frecvența  $\nu_{01}$  și cu amplitudinea  $a$  ce se desfășoară pe o direcție ce face unghiul  $\varphi$  cu direcția câmpului magnetic  $\vec{H}$  (direcție considerată ca axă  $Ox$ ), o descompunem într-o mișcare oscilatorie caracterizată de aceeași frecvență  $\nu_{01}$  și

amplitudinea  $a \cos \varphi$  pe direcția lui  $\vec{H}$  și o altă mișcare oscilatorie cu frecvența  $\nu_{01}$  și amplitudinea  $a \sin \varphi$  pe o direcție în planul  $yo z$  perpendicular pe direcția  $Ox$ . Această ultimă componentă o considerăm ca rezultată a două mișcări circulare uniforme cu raza  $r=1/2 a \sin \varphi$  ce se execută în același plan  $yo z$ , în sensuri contrare, dar cu aceeași frecvență  $\nu_{01}$ .

În absența câmpului magnetic condiția echilibrului mecanic în cazul celor două mișcări circulare este ca forța centrifugă să fie egală cu forța cuasielastice. Dacă electronul se deplasează de-a lungul liniei de câmp magnetic, indiferent dacă  $\vec{H} = \vec{O}$  sau diferit de  $\vec{O}$ , asupra electronului va acționa numai forța cuasielastică  $-f_1 r$ .

Când  $H \neq 0$ , asupra mișcării circulare din planul  $yo z$  va acționa forța Lorentz  $F_L = \frac{e}{c} v_{yz} H$  perpendiculară pe  $v_{yz}$  și pe  $\vec{H}$  îndreptată pe direcția razei vectoare. Rezultă  $F_L = \frac{e}{c} v_{yz} H = \frac{e}{c} r \omega H$ . Pentru una din mișcările circulare, forța Lorentz va fi îndreptată spre centru și se va adăuga forței cuasielastice  $f_1 r$  iar pentru cealaltă mișcare circulară, forța Lorentz va fi îndreptată de la centru și se va scade din  $f_1 r$ , astfel că se poate scrie condiția de stabilitate mecanică :

$$m \omega_{\pm}^2 r = f_1 r \pm \frac{e}{c} r \omega \pm H \quad (2.35)$$

Rezolvând această ecuație pentru  $\omega$ , obținem:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{eH}{2mc} + \sqrt{\left(\frac{eH}{2mc}\right)^2 + \frac{f_1}{m}} \quad (2.36)$$

A fost neglijat semnul minus în fața radicalului întrucât ar fi condus la pulsații negative ce nu au sens fizic. Considerând  $\frac{f_1}{m} \equiv \omega_0^2$ , soluția (2.36) devine :

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{eH}{2mc} + \omega_0 \sqrt{1 + \frac{1}{\omega_0^2} \left(\frac{eH}{2mc}\right)^2} \quad (2.37)$$

Calculul arată că  $\frac{1}{\omega_0^2} \left(\frac{eH}{2mc}\right)^2 \ll 1$  ceea ce va permite o dezvoltare în serie a radicalului în jurul valorii  $\omega_0$ . Într-adevăr,  $\omega_0$  pentru vizibil aparține intervalului  $10^{15} - 10^{16} s^{-1}$ ,  $\frac{1}{2mc} \approx 10^3$  și câmpurile a căror intensitate este de ordinul  $4\pi 10^3 \frac{A}{m}$  conduc la  $\frac{e}{\omega_0^2} \left(\frac{eH}{2mc}\right)^2 \approx 10^{-16}$ . În aceste condiții,

$$\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega_0} \frac{eH}{2mc}\right)^2} \approx 1 + \frac{1}{2\omega_0^2} \left(\frac{eH}{2mc}\right)^2$$



Rezultă:

$$\omega_{\pm} = \omega_0 \left[ 1 \pm \frac{1}{\omega_0} \frac{eH}{2mc} + \frac{1}{2\omega_0^2} \left( \frac{eH}{2mc} \right)^2 \right] \quad (2.38)$$

Întrucât ultimul termen din paranteza dreaptă este de ordinul a  $10^{-16}$ , se poate neglija, obținând în final

$$\omega_{\pm} = \omega_0 \left( 1 \pm \frac{1}{\omega_0} \cdot \frac{eH}{2mc} \right) \quad (2.39)$$

Această relație arată că *prezența câmpului magnetic induce o variație a pulsației unei emise de oscilația electronului la valoarea*

$$\Delta\omega_{\pm} = \omega_{\pm} - \omega_0 = \pm \frac{eH}{2mc} \quad (2.40)$$

ceea ce înseamnă că *mișcarea electronului cuasielastice în câmpul magnetic este reprezentată de trei oscilații armonice cu frecvențele  $\nu_0$ ,  $\nu_0 + \Delta\nu_L$ ,  $\nu_0 - \Delta\nu_L$*

$$\Delta\nu_L = \pm \frac{eH}{4\pi mc} \quad (2.41)$$

În concluzie și spectrul radiației emise de atomul excitat va manifesta prezența celor trei radiații: *una polarizată liniar* (în direcția câmpului  $\vec{H}$ ), celelalte două fiind polarizate *circular dreapta* respectiv *stânga*. De remarcat că efectul Zeeman normal se observă numai în cazul liniilor spectrale de *singleti*. Despicierea *multipletelor* nu poate fi explicată în baza relației (2.41).

**2. Efectul Zeeman anomal** constă în despicierea liniilor spectrale în mai mult de trei componente. Teoria lui Lorentz nu poate explica acest efect. Explicarea efectului Zeeman anomal o vom expune cu altă ocazie.

**3. Efectul Paschen-Back** constă în faptul că la observarea *multipletelor*, la o creștere suficientă a câmpului magnetic *efectul Zeeman anomal trece în efect Zeeman normal*. Explicarea efectului Zeeman normal în cadrul teoriei Bohr-Sommerfeld asimilează electronul în mișcarea lui pe orbită eliptică sau circulară cu o spiră de această formă parcursă de un curent  $I$ .

**Momentul magnetic al spirei**  $\vec{\mu} = I\vec{S}$  conține **vectorul suprafață**  $\vec{S} = S\vec{n}$  în care  $S$  este aria porțiunii de suprafață delimitată de conturul spirei iar  $\vec{n}$  versorul normalei la suprafață, asociat mișcării electronului în conformitate cu regula burghiului drept. Valoarea minimă a momentului magnetic datorat mișcării electronului se numește **magneton Bohr** (fizicianul român **S. Procopiu** l-a descoperit în același timp cu Bohr motiv pentru care românii îl numesc **magneton Bohr-Procopiu**) și corespunde mișcării electronului pe prima orbită Bohr. Îl vom nota cu  $\mu_{BP}$  sau cu  $\mu_{B-P}$  astfel că  $\mu_{BP} = I_1 S_1$ . Cum

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{e}{T} = \frac{ev}{2\pi r} \text{ iar } S = \pi r^2 \text{ se obține } \mu_{BP} = \frac{ev_1 r_1}{2} = \frac{ev_1 r_1 m}{2m} = \frac{eh}{2m} \text{ în care}$$

$|\vec{l}_I| = mv_I r_I$  este **modulul momentului cinetic al electronului** în rotația sa pe prima orbită Bohr ce are forma unui cerc. Acest moment cinetic în teoria lui Bohr este **cuantificat de numărul cuantic orbital  $l$** :

$$|\vec{l}_I| = l \cdot \hbar \quad \text{și} \quad \mu_{BP} = \frac{eh}{4\pi m} \quad (2.42)$$

Din figura 2.10 se observă că

$\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p} = \vec{r} \times m \vec{v} = m \vec{r} \times (\vec{v}_\varphi + \vec{v}_r) = m \vec{r} \times \vec{v}_\varphi = \vec{l}_\varphi$  în care  $\vec{l}_\varphi$  este **momentul cinetic azimutal** corespunzând componentei azimutale a vitezei. Și acesta trebuie cuantificat:

$$|\vec{l}_\varphi| = n_\varphi \cdot \hbar = n_\varphi |\vec{l}_I| \quad (2.43)$$

Cum momentele magnetice sunt proporționale cu momentele cinetice și momentul magnetic datorat mișcării electronului pe o orbită oarecare se va exprima prin produsul între  $\mu_{BP}$  și  $n_\varphi$

$$|\vec{\mu}| = \mu_{BP} \cdot n_\varphi \quad (2.44)$$

Energia magnetică a electronului în câmpul de inducție  $\vec{B}$  se scrie

$$E_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu \cdot B \cdot \cos \theta \quad (2.45)$$

Această expresie sugerează că un atom aflat în starea caracterizată de numărul cuantic principal  $n$  și numărul cuantic azimutal  $n_\varphi$  ar putea avea în câmp magnetic orice valoare a energiei în intervalul  $[E_n - \mu_{BP} \cdot n_\varphi \cdot B, E_n + \mu_{BP} \cdot n_\varphi \cdot B]$ .

Spectrul generat de o astfel de situație ar trebui să fie un spectru continuu nu discret așa cum dovedește experiența.

Pentru a asigura compatibilitatea rezultatelor experimentale cu prezicerile teoretice, va trebui să impunem unghiului  $\theta$  între normala la suprafață și vectorul inducție să nu poată avea decât valori discrete. Cu alte cuvinte, se impune o cuantificare a orientărilor posibile ale planului orbitei prin intermediul unui nou număr cuantic pe care-l vom nota  $m_l$  și-l vom numi **număr cuantic magnetic**. Rămâne de stabilit ce valori poate lua acest număr cuantic. Pentru a dobândi această informație ne vom aminti că momentul cinetic  $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$  al electronului este perpendicular pe planul traiectoriei, deci a cuantifica orientările orbitei în câmp magnetic revine la a cuantifica proiecțiile posibile ale lui  $\vec{l}$  pe direcția lui  $\vec{B}$ .

Vom considera direcția lui  $\vec{B}$  ca axă  $Oz$ . Proiecția  $l_z$  a momentului cinetic  $\vec{l}$  pe direcția lui  $\vec{B}$  va fi

$$l_z = l \cdot \cos \theta ; \quad (2.46)$$

Vom scrie **condiția de cuantificare** :

$$l_z = m_l \cdot \hbar \quad (2.47)$$

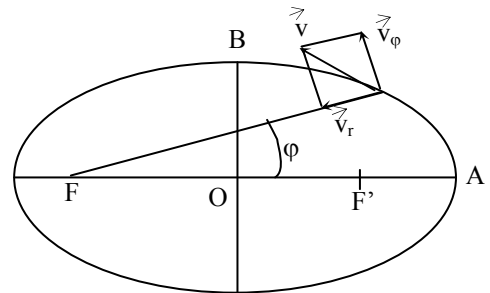


Figura 2.10

sau  $m_l \hbar = n_\varphi \hbar \cos \theta$  de unde  $\cos \theta = \frac{m_l}{n_\varphi}$ . Cum  $-1 \leq \cos \theta \leq 1$ , rezultă :

$$m_l = -n_\varphi, -n_\varphi + 1, \dots, -1, 0, 1, \dots, n_\varphi - 1, n_\varphi \quad (2.48)$$

Se observă că unei valori  $n_\varphi$  precizate, îi corespund  $2n_\varphi + 1$  valori ale lui  $m_l$  ceea ce ar corespunde despicării unui nivel într-un număr impar de subnivele, rezultat în deplină concordanță cu observațiile spectroscopice rezultate din studiul efectului Zeeman normal.

## 2.5 MULTIPLICITĂȚI ÎN SPECTRE – IPOTEZA SPINULUI ELECTRONIC

Cercetările experimentale au dovedit că liniile spectrale ale alcalinelor analizate cu instrumente sensibile cu rezoluție înaltă sunt de fapt *dubleți*. Astfel linia galbenă a sodiului concretizând tranziția  $3P \rightarrow 3S$  constă în două linii cu lungimile de undă 589,0 nm și 589,6 nm. *Structura unui spectru ce detaliază despicarea liniilor spectrale în componentele lor se numește structură fină*, iar liniile spectrale alcătuite din mai multe componente se numesc *multipleți*. Există și linii de singlet care nu se descompun oricât ar crește rezoluția, întrucât acestea nu conțin componente spectrale. *Despicarea liniilor spectrale se datorează despicării nivelelor de energie pentru explicarea căreia fizicienii olandezi Samuel Abraham Goudsmit și George Eugene Uhlenbeck în 1925 folosind unele sugestii ale lui Pauli au atribuit electronului pe lângă mișcarea orbitală în jurul nucleului și o mișcare în jurul axei proprii generând astfel un moment cinetic propriu (intrinsec) pe care l-au numit spin și un moment magnetic propriu corespunzător momentului cinetic propriu. Această presupunere nu a rezistat prea multă vreme fiind incompatibilă cu observațiile cantitative experimentale ulterioare. S-a ajuns astfel la concluzia că spinul trebuie considerat ca o proprietate intrinsecă ce caracterizează electronul așa cum îl caracterizează și sarcina electrică sau masa.*

### 2.5.1 EXPERIENȚA EINSTEIN - DE HAAS

Prin combinarea relațiilor (2.42) și (2.43) rezultă că raportul  $\gamma$  între momentul magnetic și momentul mecanic este

$$\gamma = \frac{|\vec{\mu}|}{|\vec{l}|} = \frac{\mu_{BP}}{\hbar} = -\frac{e}{2m} \quad (2.49)$$

Figura 2.11 prezintă schematic experiența *Einstein – de Haas* efectuată în 1915. O bară feromagnetică 1 se magnetizează până la saturație și se fixează prin firele de cuarț 2 în interiorul bobinei 3. Bara se poate roti în jurul axei verticale iar unghiul cu care se rotește poate fi estimat din deplasarea spotului de lumină pe rigla gradată 5, spot ce provine prin reflexia pe oglinda plană 4 solidar atașată

barei, a unui fascicul luminos îngust trimis pe oglindă special în acest scop.

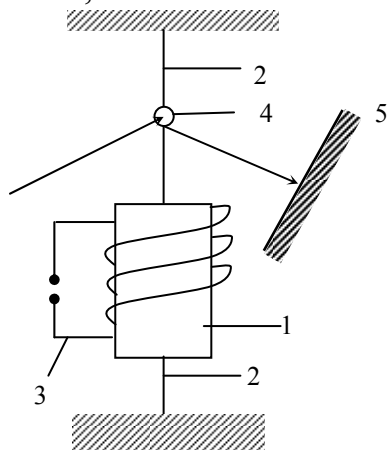


Figura 2.11

Inversând brusc sensul curentului prin bobină, momentul magnetic al barei își inversează sensul provocând schimbarea sensului momentului magnetic. Cu alte cuvinte schimbarea sensului câmpului magnetic al bobinei provoacă răsucirea firului 2. Măsurători foarte precise au dovedit că momentul magnetic  $\vec{\mu}$  și cel cinetic  $\vec{l}$  sunt legate nu prin relația (2.49) așa cum ar presupune ipoteza prin care se consideră că spinul reprezintă momentul cinetic intrinsec al electronului, ci prin relația:

$$\gamma = \frac{|\vec{\mu}|}{|\vec{l}|} = -\frac{e}{m_0} \quad (2.50)$$

Raportul  $\gamma$  a fost numit **factor giromagnetic**.

Experiența *Einstein – de Haas* a constituit dovada că *spinul interpretat ca un moment cinetic al rotației electronului în jurul axei sale constituie o ipoteză neadecvată realității*.

### 2.5.2 EXPERIENȚA STERN-GERLACH

În anul 1921, fizicienii *Otto Stern și Walther Gerlach* au efectuat experiențe menite să evidențieze momentele magnetice atomice și care să permită măsurarea acestora. Ei au folosit inițial un fascicul de atomi de argint, obținut prin evaporarea în vid într-un cuptor C - figura 2.12 - pe care l-au trecut mai întâi printr-un sistem de diafragme F și l-au trimis printre două piese magnetice polare de o formă specială astfel confecționate încât să asigure un gradient al inducției magnetice suficient de mare. S-au obținut la ieșire două fascicule simetrice care au marcat pe ecranul E două linii distincte.

Într-adevăr momentul magnetic  $\vec{\mu}$  posedă în câmpul magnetostatic (dirijat după

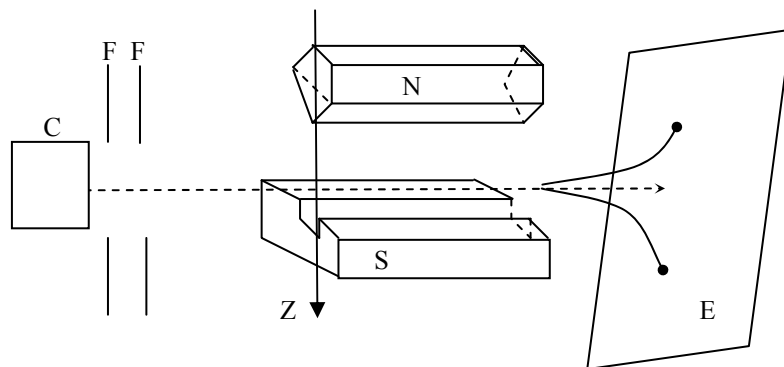


Figura 2.12

Oz în figura 2.12.) o energie potențială exprimată prin relația (2.45).

$$E_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \cdot \cos \theta = -\mu_z \cdot B$$

în care  $\mu_z = \mu \cos \theta$  este *proiecția momentului magnetic pe direcția axei Oz*. Conform legilor mecanicii clasice asupra atomului cu energia potențială  $E_m$  va acționa o forță ce are componentele :

$$F_x = -\frac{\partial E_m}{\partial x} = \mu_z \cdot \frac{\partial B}{\partial x}$$

$$F_y = -\frac{\partial E_m}{\partial y} = \mu_z \cdot \frac{\partial B}{\partial y}$$

$$F_z = -\frac{\partial E_m}{\partial z} = \mu_z \cdot \frac{\partial B}{\partial z}$$

Dacă neomogenitățile câmpului se aleg astfel ca :

$$\frac{\partial B}{\partial x} \sim \frac{\partial B}{\partial y} \ll \frac{\partial B}{\partial z}$$

atunci  $F_x \approx F_y \ll F_z$  ceea ce înseamnă că *fasciculul de atomi se deplasează după direcția câmpului magnetic*. Întrucât proiecția momentului magnetic pe  $Oz$  este cuantificată rezultă că *cele două fascicule atomice dovedesc că proiecția  $\mu_z$  nu poate avea decât două valori, egale în modul (fasciculele fiind simetrice în raport cu direcția inițială) și de semne contrarii*.

Determinările cantitative au dovedit că *atomii din fasciculele folosite, având un singur electron de valență – electronul optic - , au un moment magnetic pentru care  $\mu_z = \pm \mu_{BP}$* . Dat fiind că în condițiile evaporării în vid temperatura atomilor este suficient de mică, atomii se află în agitație termică deci în starea fundamentală și cum *experiențele efectuate cu resturi atomice pentru  $H^+$ ,  $Na^+$ ,  $K^+$ ,  $Cu^+$ ,  $Ag^+$  nu au pus în evidență efect Stern-Gerlach*, rezultă că *momentul magnetic orbital al acestor resturi atomice în starea fundamentală este nul* ceea ce dovedește că *momentul magnetic observat caracterizează electronul de valență și nu mișcarea orbitală și nu poate fi decât moment magnetic de spin*.