

MINISTERUL EDUCAȚIEI, CERCETĂRII ȘI TINERETULUI

Daniel Ovidiu Crocnan

FIZICĂ

Manual pentru clasa

a **XII**-a

F1 + F2

CUANTISĂ
RELATIVITATE
SEMICONDUCTORI
NUCLEARA
ATOMISĂ

Ministerul Educației, Cercetării și Tineretului

Daniel - Ovidiu Crocnan

prof. gr. I dr.

FIZICĂ

manual pentru clasa a XII-a

F1 + F2

Filiera teoretică

Profil real: Matematică - informatică
Științe ale naturii

Filiera tehnologică

Calificări profesionale

Filiera vocațională

Profil militar: Matematică - informatică

EDITURA



SIGMA

Manualul a fost aprobat prin Ordinul Ministrului Educației, Cercetării și Tineretului nr. 1561/54 din 23.07.2007, în urma evaluării calitative și este realizat în conformitate cu programa analitică aprobată prin Ordin al Ministrului Educației și Cercetării nr. 5959 din 22.12.2006.

Redactor: Dana Florina Năstase
Tehnoredactor: Mihai Niță
Coperta: Mihai Niță

Referenți: *Conf. univ. dr. Viorel Bocancea*
Prof. gr. I. drd. Ioan Suciu

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale a României
CROC NAN, OVIDIU DANIEL
Fizică F1 + F2 : manual pentru clasa a XII-a /
Daniel Ovidiu Croc nan. - București : Sigma, 2007
ISBN 978-973-649-368-3

53(075.35)

© 2006 Editura SIGMA

Toate drepturile asupra prezentei ediții aparțin Editurii SIGMA.

Nici o parte a acestei lucrări nu poate fi reprodusă fără acordul scris al Editurii SIGMA.

ISBN 978-973-649-368-3

Editura SIGMA

Sediul central:

Str. G-ral Berthelot, nr. 38, sector 1, București, cod 010169

Tel. / fax: 021-313.96.42; 021-315.39.43; 021-315.39.70

e-mail: office@editurasigma.ro; web: www.editurasigma.ro

Distribuție:

Tel. / fax: 021-243.42.40; 021-243.40.52; 021-243.40.35

Puteți transmite comenzi folosind apelul UniTel la numerele:

080.10000.10; 080.10000.11 (în rețeaua ROMTELECOM)

e-mail: comenzi@editurasigma.ro; sigmadistrib@yahoo.com

Anticariat:

e-mail: comenzi_anticar@editurasigma.ro; web: www.anticar.ro

Manualele Sigma pot fi găsite on-line și la
www.clopotel.ro și **www.calificativ.ro**

Cuprins

Capitolul 1: Teoria relativității restrânse

1.1. Bazele teoriei relativității restrânse	5
1.2. Postulatele teoriei relativității restrânse. Transformările Lorentz. Consecințe	12
1.3. Elemente de cinematică și dinamică relativistă	18

Capitolul 2: Elemente de fizică cuantică

2.1. Efectul fotoelectric extern	24
2.2. *Efectul Compton	32
2.3. Ipoteza De Broglie. Difracția electronilor. Aplicații	36
2.4. Dualismul undă-corpusul	41

Capitolul 3: Fizică atomică

3.1. Spectre	44
3.2. Experimentul Rutherford. Modelul planetar al atomului	50
3.3. Experimentul Frank-Hertz	54
3.4. Modelul Bohr	57
3.5. *Atomul cu mai mulți electroni	62
3.6. Radiațiile X	69
3.7. *Efectul Laser	74

Capitolul 4: Semiconductoare. Aplicații în electronică

4.1. Conducția electrică în metale și semiconductori. Semiconductori intrinseci și extrinseci	79
4.2. Dioda semiconductoare. Redresarea curentului alternativ	88
4.3. *Tranzistorul cu efect de câmp. Aplicații	93
4.4. *Circuite integrate	99

Capitolul 5: Fizica nucleară

5.1. Proprietăți generale ale nucleului	104
5.2. Energia de legătură a nucleului. Stabilitatea nucleului	108
5.3. Radioactivitatea. Legile dezintegrării radioactive	114
5.4. Interacțiunea radiației nucleare cu substanța. Detecția radiațiilor nucleare. Dozimetrie	122
5.5. Fiziunea nucleară. Reactorul nuclear	130
5.6. Fuziunea nucleară	137
5.7. *Acceleratoare de particule	144
5.8. *Particule elementare	147
Probleme recapitulative	153

Indicații privind utilizarea manualului

Ordinea parcurgerii textului, când sunt două coloane înguste, este: coloana din stânga și apoi cea din dreapta. Dacă intervine un element care „sparge” cele două coloane (de exemplu: un titlu sau o figură, un tabel – extinse pe întreaga lățime a paginii), atunci se continuă cu acesta. Sub el se reia desfășurarea textului, tot pe două coloane, citindu-se întâi cea din stânga și apoi cea din dreapta.

Semnificația marcajelor laterale este următoarea:

- 1. Marcaj lateral: || materie studiată la F_2 , la 1 oră pe săptămână de fizică din trunchiul comun, filiera tehnologică, pentru calificările profesionale.
- 2. Marcaj lateral: | materie studiată exclusiv la F_2 , la 2 ore pe săptămână de fizică din trunchiul comun, filiera tehnologică.

3. Observație: La programa tip F_1 materia se studiază integral la filiera teoretică, profil real, specializările matematică-informatică și științele naturii. Conținuturile marcate cu * (asterisc) nu sunt obligatorii la filiera vocațională, profil militar, specializare matematică-informatică.



Capitolul 1 TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÂNSE

Titlu de lecție

1.1. Bazele teoriei relativității restrânse

Teoria relativității restrânse, formulată de Albert Einstein la începutul secolului XX, are implicații importante în tehnologia modernă. Printre acestea se numără: a) teoria de poziționare globală (GPS) necesară pentru funcționarea sateliților și a sistemelor de navigație din aer, apă, funcționarea mecanismelor sofisticate, funcționarea exactelor pentru sincronizarea cu sisteme de poziționare globală în navigația aerospațială și medicală. Cunoașterea teoriei relativității restrânse este necesară pentru a înțelege corect funcționarea acestor sisteme și pentru a realiza aplicații în domeniul științelor exacte și al tehnologiei.

În raport cu teoria relativității restrânse, descriem și modelăm fizic prin care se face traseul de la un sistem de referință la altul.

Înțelegem și diferența de aplicație în cazul teoriei relativității restrânse și în cazul relativității speciale și în raport cu un sistem de referință inerțial față de un sistem de referință în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial. Diferența a fost de natură relativă înțelegem?

Cele mai multe probleme care implică înțelegerea teoriei relativității restrânse sunt în domeniul fizicii și al tehnologiei. Dacă acceptăm a fi în mișcare relativă față de un sistem de referință în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

Cele mai multe probleme care implică înțelegerea teoriei relativității restrânse sunt în domeniul fizicii și al tehnologiei. Dacă acceptăm a fi în mișcare relativă față de un sistem de referință în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

Titlu de paragraf

Relativitatea Luminii

De ce este important să cunoaștem teoria relativității restrânse? Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

Discuție
Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

Laborator

Laborator

1. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

2. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

3. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

4. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

5. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

6. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

Marcaje laterale

Rezumat

Exerciții

REZUMAT

1. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

2. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

3. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

4. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

5. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

6. Măsură cu relativitate: Dacă două sisteme de referință sunt în mișcare relativă față de un sistem de referință inerțial, atunci înțelegem că există o diferență între cele două sisteme de referință. Aceasta este diferența relativă și este de natură relativă înțelegem?

- 1.1. Bazele teoriei relativității restrânse
- 1.2. Postulatele teoriei relativității restrânse. Transformările Lorentz. Consecințe
- 1.3. Elemente de cinematică și dinamică relativistă



Capitolul 1

TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÂNSE

1.1. Bazele teoriei relativității restrânse

Teoria relativității restrânse, formulată de Albert Einstein la începutul secolului trecut, are implicații importante în tehnologiile moderne. Printre acestea se numără: sistemul de poziționare globală (GPS) realizat prin intermediul sateliților și sistemele de navigare din aviație, funcționarea reactoarelor nucleare, funcționarea scenerelor pentru tomografia cu emisie de pozitroni utilizată în monitorizarea activității cerebrale.

Ideea de relativitate întâlnită în mecanica newtoniană, a fost propusă de Galilei în studiul mișcării

în raport cu sistemele de referință inerțiale. Ea stabilește modalitatea prin care se face trecerea de la un sistem de referință la altul.

Încercările ulterioare de aplicare în cazul teoriei electromagnetice a luminii păreau, până la începutul secolului XX, inoperante. Einstein, a fost primul fizician care a sesizat că problema acestei aparente incompatibilități se referă la modul de înțelegere a spațiului și timpului. Să vedem despre ce este vorba.

1.1.1. Relativitatea clasică

După cum știți din clasa a IX-a, mișcarea unui corp este descrisă în raport cu un *sistem de referință*; la fel și repausul.

Dicționar

Sistem de referință (SR): corpul sau ansamblul de corpuri în raport cu care este studiată mișcarea. Un SR se reprezintă grafic printr-un sistem de axe ortogonale, al cărui număr de coordonate este dependent de dimensiunile spațiului. Pentru stabilirea legii de mișcare a mobilului SR este dotat cu instrumente de măsură a spațiului și timpului.

Sistemul de referință în care este valabil principiul inerției, este un sistem de referință inerțial (SRI). Un sistem de referință care se deplasează rectiliniu și uniform în raport cu un sistem de referință inerțial este la rândul său inerțial. Există însă sisteme de referință inerțiale?

Cele mai multe situații care implică mișcarea în viața de toate zilele au loc la suprafața Pământului. Este acesta un sistem de referință inerțial? Pământul are o mișcare de rotație în jurul propriei axe cu o viteză cuprinsă între circa 500 m/s (la Ecuator) și 0 m/s (la Poli). O a doua mișcare este cea de revoluție în jurul

Soarelui cu o viteză de circa 30000 m/s, în punctul cel mai depărtat de Soare al traiectoriei Pământului. Ambele mișcări sunt supuse unor accelerații centripete. Deci Pământul nu este un sistem de referință inerțial.

Dacă ar fi să legăm SR de corpuri din sistemul nostru solar aflăm din numeroasele date astronomice că și acesta are o mișcare de rotație față de centrul galaxiei. Galaxia la rândul ei suferă mișcări complexe în raport cu alte galaxii. Deci nu pot fi evidențiate SR inerțiale.

Sistemul de referință inerțial este deci o idealizare. Nici un corp din univers nu poate fi izolat de interacțiunile cu celelalte corpuri, deci nu poate fi nici în repaus, nici în mișcare rectilinie uniformă în raport cu acestea. Pot fi însă approximate ca inerțiale SR a căror variație a vitezei în intervale de timp comparabile cu cele ale mișcării studiate sunt neglijabile. Un astfel de SRI poate fi legat, în unele situații, de stele sau de Pământ.

Temă în clasă: Identificați exemple de mișcare în care un SR a fost aproximat ca fiind inerțial. În ce condiții aproximația nu mai este posibilă?

O a doua problemă care apare este stabilirea vitezei absolute a unui mobil. Cu cât extindem aria de căutare a unui SRI (Pământ, sistem solar, galaxie etc.) cu atât mai multe componente ale vitezei se adaugă pentru caracterizarea mișcării mobilului. Astfel putem ajunge la concluzia că nu poate fi stabilită viteza absolută a unui mobil. În studiul mișcării, ceea ce se măsoară este viteza relativă a mobilului în raport cu SR. Raportat la SR diferite, mobilul va avea viteze relative diferite. În acest caz se pune o nouă întrebare: „Cum se poate trece de la un SR la altul?”

Răspunsul la această întrebare a fost dat în cadrul mecanicii clasice de către Galilei (fig. 1).



Galileo Galilei
(1564 – 1624)

Fig. 1. Descoperă fazele planetei Venus ceea ce-i întărește convingerile în teoria heliocentrică a lui Copernic.

Pune bazele unei noi dinamici, enunțând principiile: inerției, independenței acțiunii forțelor simultane, al condițiilor inițiale și al relativității. A pus în evidență conceptul de accelerație care-i va servi lui Newton, în opera sa de sinteză, patruzeci de ani mai târziu.

Poziția în SRI

Să considerăm două SRI, (S) și (S'), care se deplasează unul față de altul, în lungul axei Ox în (S), respectiv O'x' în (S'). Viteza relativă a lui (S') în raport cu (S), \vec{u} , numită *viteză de transport*, este constantă (fig. 2). Din faptul că cele două SR s-au presupus inerțiale rezultă că deplasarea relativă a unuia dintre ele față de cel de-al doilea este rectilinie și uniformă.

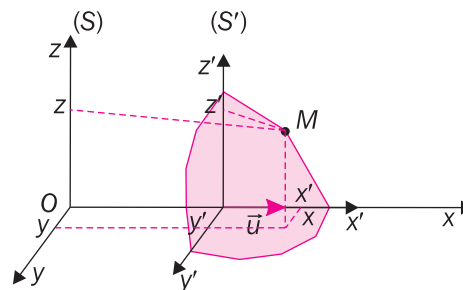


Fig. 2. Deplasarea relativă a două SRI (S) și (S') cu viteză de transport \vec{u} pe direcția axei Ox (în S), respectiv O'x' (în S'). Coordonatele mobilului M față de cele două SRI sunt (x, y, z) față de (S) și respectiv (x', y', z') față de (S').

Dacă inițial (la momentul $t_0 = 0$) cele două SRI au originile (O) și (O') comune, iar cronometrele au fost sincronizate, la orice moment ulterior ($t > t_0$) distanța dintre ele este $x_0 = ut$.

Fiind dat un mobil M care la momentul t' în (S') are coordonatele: x', y', z' , se poate scrie că, în raport cu (S) coordonatele acestuia (x, y, z) sunt date de

$$\text{relațiile: } \begin{cases} x = x' + ut' \\ y = y' \\ z = z' \\ t = t' \end{cases} \quad \text{și respectiv} \quad \begin{cases} x' = x - ut \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t \end{cases}$$

Observație:

Cu t și t' s-au notat indicațiile cronometrelor sincronizate din cele două SRI. Din relațiile $t = t'$ ($t' = t$) rezultă că timpul este considerat în mecanica clasică un invariant, o mărime absolută care se scurge identic indiferent de SRI considerat. Cele două grupuri de câte patru relații date mai sus reprezintă formulele de transformare ale lui Galilei și descriu legătura dintre coordonatele mobilului în cele două SRI.

Relațiile scalare pentru coordonate sunt echivalente relațiilor vectoriale:

$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{u}t' \quad (1) \quad \text{și respectiv} \quad \vec{r}' = \vec{r} - \vec{u}t, \quad (2)$$

unde \vec{r} și \vec{r}' sunt vectorii de poziție ai mobilului în raport cu cele două SRI (fig. 3).

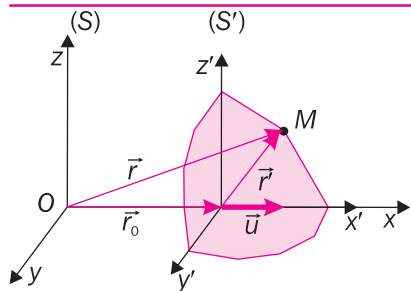


Fig. 3.
Deplasarea relativă a două SRI (S) și (S') cu viteza de transport \vec{u} .

Compunerea vitezelor

Vitezele instantanee ale mobilului M în cele două SRI, (S) și (S') sunt definite de relațiile:

$$\vec{v} = \lim_{t \rightarrow t_0} \frac{\vec{r}(t) - \vec{r}_0(t_0)}{t - t_0} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (3)$$

$$\vec{v}' = \lim_{t' \rightarrow t'_0} \frac{\vec{r}'(t') - \vec{r}'_0(t'_0)}{t' - t'_0} = \lim_{\Delta t' \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}'}{\Delta t'} = \frac{d\vec{r}'}{dt'}, \quad (4)$$

unde $\frac{d\vec{r}}{dt}$ și $\frac{d\vec{r}'}{dt'}$ reprezintă derivatele vectorilor de poziție în raport cu timpul în fiecare din cele două SRI.

Ținând cont de sincronizarea cronometrelor celor două SRI și al invarianței timpului din mecanica clasică ($t = t'$) se poate scrie că:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d}{dt}(\vec{r}') = \frac{d}{dt'}(\vec{r}' + \vec{u}t') = \frac{d\vec{r}'}{dt'} + \vec{u} = \vec{v}' + \vec{u} \quad (5)$$

Analog rezultă și:

$$\vec{v}' = \vec{v} - \vec{u} \quad (6)$$

Ultimele două relații reprezintă *relațiile de compunere a vitezelor* în mecanica clasică.

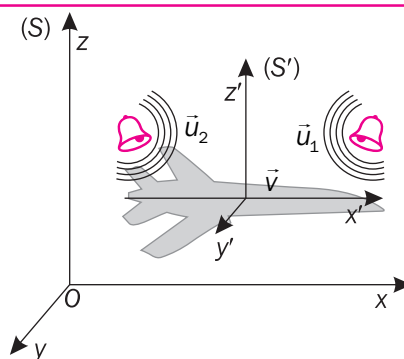
Exemplu

Un avion zboară față de sol cu viteza de 200 m/s. Două semnale sonore emise de surse aflate în fața și spatele avionului cu o viteză față de sol de 340 m/s sunt recepționate de un observator aflat la mijlocul avionului. Care este viteza relativă a sunetului în raport cu avionul?

Rezolvare

Considerăm că (S), respectiv (S'), este sistemul de referință inerțial legat de sol, respectiv de avion. Sensul de deplasare al avionului constituie sensul pozitiv al axei Ox pe care se desfășoară mișcarea. Notând cu v viteza avionului, iar cu u_1 și u_2 viteza sunetului, pentru cele două surse sonore aflate în spatele și fața avionului, se poate scrie că $u_1 = 340$ m/s, iar $u_2 = -340$ m/s.

Cum vitezele sunetului sunt date în raport cu pământul, SRI – (S), vitezele relative în sistemul mobil



(S') potrivit relațiilor de transformare Galilei sunt:

$$u'_1 = u_1 - v = -340 \text{ m/s} - 200 \text{ m/s} = -540 \text{ m/s}$$

$$u'_2 = u_2 - v = 340 \text{ m/s} - 200 \text{ m/s} = 140 \text{ m/s}$$

Accelerația

Ce se întâmplă dacă mobilul are față de SRI (S) o mișcare accelerată cu accelerația \vec{a} și respectiv o mișcare accelerată cu accelerația \vec{a}' față de SRI (S')?

Plecând de la definiția accelerației instantanee:

$$\vec{a} = \lim_{t \rightarrow t_0} \frac{\vec{v}(t) - \vec{v}_0(t_0)}{t - t_0} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (7)$$

și respectiv

$$\vec{a}' = \lim_{t' \rightarrow t'_0} \frac{\vec{v}'(t') - \vec{v}'_0(t'_0)}{t' - t'_0} = \lim_{\Delta t' \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}'}{\Delta t'} = \frac{d\vec{v}'}{dt'}, \quad (8)$$

unde $\frac{d\vec{v}}{dt}$ și $\frac{d\vec{v}'}{dt'}$ sunt derivatele vitezelor mobilului în raport cu timpul măsurat în cele două SRI și ținând cont că $t = t'$, rezultă:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}(\vec{v}') = \frac{d}{dt'}(\vec{v}' + \vec{u}) = \frac{d\vec{v}'}{dt'} = \vec{a}'. \quad (9)$$

Deoarece viteza de transport este constantă, derivata ei în raport cu timpul este nulă.

Invarianți clasici

Din cele discutate anterior se pot trage următoarele concluzii:

1. Accelerația este aceeași indiferent de SRI. Se spune că **accelerația este un invariant**.
2. Forța, potrivit principiului fundamental al dinamicii clasice, se scrie: $\vec{F} = m\vec{a}$.

Din $\vec{a} = \vec{a}'$ și presupunând că masa corpului acționat de forța \vec{F} este constantă în timpul deplasării, deci că ea nu depinde de viteza de deplasare a mobilului (ceea ce se evidențiază din punct de vedere experimental la viteze mici), rezultă că forma principiului fundamental al dinamicii clasice se scrie asemănător indiferent de

SRI considerat. Cu alte cuvinte „**legile dinamicii clasice sunt invariante la transformările Galilei**”. Această invarianță exprimă **principiul relativității din mecanica clasică**.

Să ne imaginăm căderea liberă a unei mingi în interiorul unui vehicul aflat în mișcare rectilinie și uniformă, privită din două sisteme de referință diferite. Alegem un SRI legat de vehiculul aflat în mișcare și un SRI exterior aflat pe pământ (fig. 4).

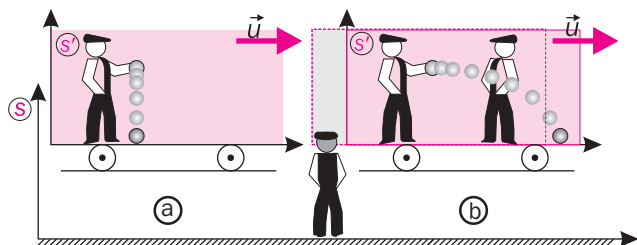


Fig. 4. Observarea căderii unui corp, din două sisteme de referință inerțiale diferite.

Dacă pasagerul din vehicul lasă mingea să cadă (fig. 4a), el va observa cum aceasta se deplasează pe o traiectorie verticală. Pentru acest observator, legea atracției gravitaționale și ecuațiile mișcării sunt aceleași dacă vehiculul se află în repaus sau în mișcare rectilinie și uniformă. În același experiment, văzut din sistemul de referință legat de pământ (fig. 4b), corpul are o traiectorie parabolică. Potrivit acestui al doilea observator, mingea are o viteză inițială egală cu cea a vehiculului orientată în sensul de mișcare al acestuia. Deși cei doi observatori văd diferit o serie de aspecte privind experimentul, amândoi vor fi de acord că mișcarea mingii se supune legii atracției gravitaționale și legilor mișcării ale lui Newton.

Exemplul conduce la concluzia că legile fenomenelor mecanice nu sunt influențate de mișcarea de translație a unui SRI. Observatorul aflat într-un SRI nu va putea decide în urma efectuării acestor experiențe, dacă SRI se deplasează rectiliniu uniform sau este în repaus.

În discuția privind trecerea de la un sistem de referință la altul pe baza transformărilor Galilei s-a arătat că unele mărimi fizice măsurate într-un SRI, ca de pildă viteza unui mobil, se modifică în raport cu un alt SRI care se deplasează rectiliniu și uniform față de primul. Alte mărimi, precum accelerația rămân invariante în raport cu relațiile de transformare Galilei.

Tot o mărime invariantă în transformările Galilei a fost considerat și **timpul**. Potrivit concepției clasice, curgerea timpului este aceeași indiferent de SRI considerat.

Ce se întâmplă însă cu lungimea măsurată în diferite SRI?

Lungimea în diferite SRI



Să considerăm un experiment de măsurare a lungimii unei bare în două SRI, (S) și (S'), care se deplasează unul față de celălalt cu viteza \vec{u} (fig. 5). Care este relația dintre lungimile barei măsurate în cele două sisteme de referință?

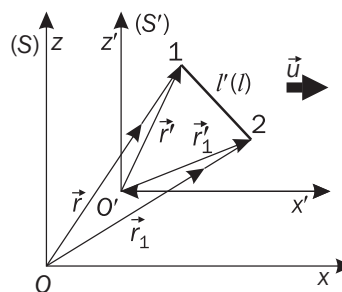


Fig. 5. Potrivit mecanicii clasice, distanța dintre două puncte, măsurată față de două S.R. inerțiale, este aceeași.

În sistemul (S') lungimea unei bare l' , definită prin vectorii de poziție ai extremităților ei, \vec{r}'_1 și \vec{r}'_2 , este $l' = |\vec{r}'_2 - \vec{r}'_1|$.

Observatorul din sistemul (S) care măsoară lungimea barei în propriul SRI determinând vectorii de poziție ai extremităților sale \vec{r}_1 și \vec{r}_2 , va obține $l = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$.

Aplicând transformările Galilei se poate scrie:

$$l' = |\vec{r}'_2 - \vec{r}'_1| = |(\vec{r}_2 - \vec{u}t) - (\vec{r}_1 - \vec{u}t)| = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1| = l$$

Deci lungimea barei este aceeași indiferent de SRI în care aceasta este măsurată. Semnificația rezultatului este că **în mecanica clasică, spațiul**, așa cum a fost definit și de Newton, **este un invariant**.

Observație: Măsurarea unei lungimi impune determinarea simultană a vectorilor de poziție ai extremităților sale.

La sfârșitul secolului al XIX-lea se puneau întrebarea dacă principiul relativității din mecanică nu se putea aplica și celorlalte domenii ale fizicii: electricitate, magnetism, optică etc. Această extindere ar fi dus la interpretarea potrivit căreia în SRI toate legile fizicii au aceeași formă. Din contră, dacă principiul nu se putea aplica și celorlalte domenii ale fizicii, însemna că mișcarea rectilinie și uniformă a corpurilor față de un SRI influențează desfășurarea acestor procese, influență care ar putea fi detectată experimental.

Pe vremea aceea, în optică și electromagnetism s-au făcut pași importanți – prin experimentele lui Young, Fresnel sau Hertz și prin teoria lui Maxwell – stabilindu-se caracterul ondulatoriu al luminii și natura electromagnetică a acesteia.

Problema studiului oscilației undelor transversale ale radiației electromagnetice, prin analogie cu undele de la suprafața apei sau cu cele sonore, a dus la ideea că propagarea undelor necesită existența unui „mediu” care să le transmită. Acest „mediu” a fost numit „eter”. Dacă undele de lumină ar fi „unde de eter”, atunci și undele radio sau razele X ar trebui să fie „unde de eter”. În acest caz, eterul ar trebui să aibă o serie de proprietăți ciudate precum aceea de a umple vidul sau de a trece prin obiectele materiale. El ar trebui să fie lipsit de masă, dar rigid și fără efect asupra mișcării corpurilor.

Datorită proprietății eterului de a umple tot spațiul, Pământul, care se mișcă în acest spațiu, s-ar mișca de fapt în „eter”. Atunci, de ce nu ar putea fi detectată mișcarea Pământului prin eter?

Una dintre teoriile vremii asupra eterului, teoria Lorentz, considera eterul imobil, constituind un sistem de referință absolut. În acest sistem de referință, legile electromagnetismului aveau forma cea mai simplă, dar ele trebuiau modificate față de orice alt SRI. În acest caz, viteza luminii în vid depindea de viteza de deplasare a acestuia în raport cu eterul (fig. 6).

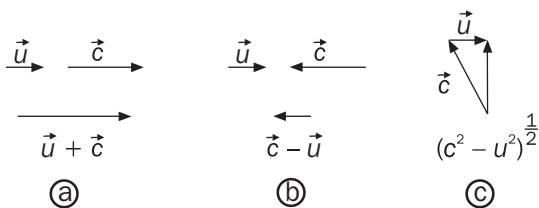


Fig. 6. Dacă \vec{u} este viteza de deplasare a Pământului (SRI) în raport cu eterul, iar \vec{c} viteza luminii în vid, viteza luminii în raport cu Pământul ar putea fi dată de una din situațiile figurate (a, b, c).

Dacă se presupune că Soarele se află în repaus, iar Pământul se mișcă în jurul acestuia cu o viteză de aproximativ 3×10^4 m/s, atunci o modificare a vitezei luminii de ordinul a 10^4 m/s, ar putea fi detectabilă.

Pentru validarea teoriei lui Lorentz, A. A. Michelson și E. W. Morley au realizat în 1887 un experiment devenit celebru sub denumirea de **experimentul Michelson**. În experiment se urmărea stabilirea vitezei Pământului în raport cu ipoteticul eter. Instrumentul utilizat pentru aceasta era un interferometru Michelson (fig. 7).

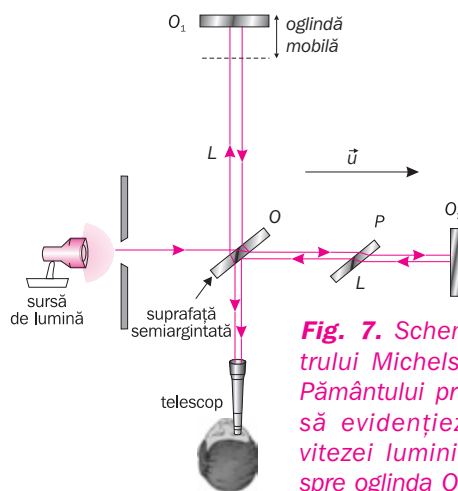


Fig. 7. Schema interferometrului Michelson. Deplasarea Pământului prin eter ar trebui să evidențieze modificarea vitezei luminii la deplasarea spre oglinda O_2 ($c - v$), față de deplasarea inversă ($c + v$).

Interferometrul este un dispozitiv care împarte un fascicul de lumină monocromatică în două, pentru ca apoi, prin recombinarea celor două fascicule rezultate, în telescop să se obțină o figură de interferență. Împărțirea se face cu ajutorul unei oglinzi semitransparente (O), înclinată la 45° față de direcția fasciculului incident. Din cele două fascicule, unul se reflectă pe oglinda O_1 , iar celălalt pe oglinda O_2 , după ce a trecut printr-o lamelă transparentă de sticlă (P). Lamela P are aceeași grosime și același indice de refracție cu oglinda semitransparentă O pentru a egaliza drumurile optice parcurse prin sticlă de cele două fascicule perpendiculare. Figura de interferență este determinată de diferența de drum optic al celor două fascicule perpendiculare.

Deplasarea oglinzii mobile O_1 permite ca distanțele parcurse de lumină pe direcția celor două brațe ale interferometrului să fie făcute egale. Fie \vec{u} viteza de deplasare a interferometrului (în SRI al Pământului) în raport cu „eterul” (considerat fix), iar L lungimea brațelor interferometrului. Lumina care se deplasează pe aceeași direcție cu Pământul față de eter are viteza

$(c + u)$ când se deplasează spre oglinda O_2 și $(c - u)$ în sens invers, iar timpii de deplasare sunt:

$$t_1 = \frac{L}{c+u} \text{ și respectiv } t_2 = \frac{L}{c-u}.$$

Timpul total este:

$$t_{\text{tot}} = t_1 + t_2 = \frac{L}{c+u} + \frac{L}{c-u} = \frac{2L}{c\left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)}.$$

Pentru cel de-al doilea fascicul de lumină, care se deplasează perpendicular pe direcția mișcării Pământului, din compunerea vitezelor (teorema lui Pitagora) (fig. 8), se obține:

$$t'_{\text{tot}} = t'_1 + t'_2 = \frac{L}{u_d} + \frac{L}{u_i} = \frac{2L}{c\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$$

unde cu u_d și u_i s-au notat vitezele de deplasare a luminii spre și dinspre oglinda O_1 :

$$u_d = u_i = c\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}.$$

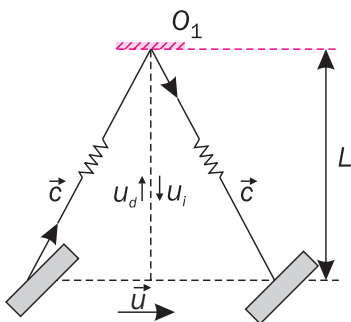


Fig. 8. Deplasarea luminii față de eter, perpendicular pe direcția de mișcare a acestuia.

Diferența dintre intervalele de timp în care lumina parcurge cele două brațe ale interferometrului este:

$$\Delta t = t_{\text{tot}} - t'_{\text{tot}} = \frac{2L}{c} \left[\frac{1}{1 - \frac{u^2}{c^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \right]$$

Aproximând:

$$\left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1} \approx 1 + \frac{u^2}{c^2} \text{ și } \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1/2} \approx 1 + \frac{u^2}{2c^2}$$

diferența Δt dintre intervalele de timp în care lumina parcurge cele două brațe ale interferometrului devine:

$$\Delta t = \frac{Lu^2}{c^3}.$$

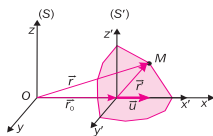
Din cauza vitezei Pământului pe orbită, viteza acestuia față de eter ar trebui să aibă cel puțin același ordin de mărime. Cele două fascicule de lumină, inițial în fază, ar trebui să formeze o figură de interferență datorată timpului diferit în care fasciculele străbat brațele interferometrului. Dacă înainte de plăcuța semitransparentă, lumina trece printr-o fantă dreptunghiulară, figura de interferență va fi formată din franje dreptunghiulare. Rotirea cu 90° a interferometrului, astfel încât cele două brațe ale acestuia să-și schimbe rolurile, ar determina o dublare a deplasării figurii de interferență.

Deși experimentul a fost repetat în diferite condiții, deplasarea franjelor de interferență nu a verificat rezultatele teoretice. Rezultatul negativ al acestui experiment a arătat imposibilitatea stabilirii vitezei de deplasare a Pământului față de un SRI absolut. Explicarea acestui rezultat a dus la tot felul de soluții, dar cea care avea să fie acceptată, reprezentând formularea teoriei relativității restrânse, a fost dată în anul 1901 de Albert Einstein.

Rezumat

- Ideea de relativitate a fost propusă de Galilei în studiul mișcării în raport cu sistemele de referință inerțiale. Ea reprezintă modalitatea prin care se face trecerea de la un sistem de referință la altul.
- Relațiile de transformare Galilei privind poziția unui corp în raport cu două SRI sunt:

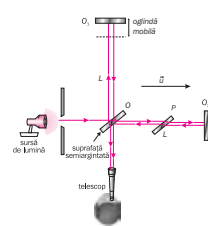
$$\begin{cases} x = x' + ut' \\ y = y' \\ z = z' \\ t = t' \end{cases} \quad \text{și} \quad \begin{cases} x' = x - ut \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t \end{cases}$$



- Legea de compunere a vitezelor în mecanica newtoniană este $\vec{v} = \vec{v}' + \vec{u}$ și respectiv $\vec{v}' = \vec{v} - \vec{u}$.
- Prin aplicarea transformărilor Galilei se arată că

accelerația este un invariant, deci legile dinamicii clasice sunt invariante la transformările Galilei - principiul relativității din mecanica clasică.

- În aceste transformări se consideră timpul invariant, iar măsurarea distanțelor este la rândul ei invariantă.
- Încercarea de aplicare a principiului relativității mecanicii clasice și în celelalte domenii ale fizicii (electromagnetism) a condus la introducerea ipotezei „eterului” ca SRI absolut.
- Experimentul Michelson, prin utilizarea unui interferometru a urmărit testarea teoriei lui Lorentz privitoare la eter. Rezultatul experimentului ce urmărea obținerea deplasării unei figuri de interferență a fost negativ, infirmând teoria.





Verificați-vă cunoștințele

- La $t = 1$ s, un obuz explodează la o distanță de 10 m față de un SRI (S). Patru secunde mai târziu un al doilea obuz explodează față de același SRI la o distanță de 20 m față de origine. Care sunt pozițiile și momentele în care cele două explozii sunt observate într-un al doilea SRI (S') care se deplasează față de primul cu viteza $u = 5$ m/s?
- Două explozii se succed față de un SRI la un interval de două secunde una de alta. Un al doilea SRI se deplasează în raport cu primul cu viteza orientată pe direcția x astfel încât cele două explozii sunt detectate față de acest SRI în $x'_1 = 4$ m și respectiv $x'_2 = -4$ m.
 - Care este viteza relativă a celor două SRI, unul față de celălalt?
 - Unde se produc cele două explozii față de primul SRI?
- Un copil care se deplasează cu un skateboard având o viteză de 5 m/s aruncă o minge pe care o ține în mâini cu viteza de 10 m/s. Care este viteza mingiei față de sol dacă aceasta este aruncată: a) înainte; b) înapoi; c) în lateral, perpendicular pe direcția de mișcare.
- În cazul mișcării unui corp într-un mediu în mișcare pentru care viteza relativă nu este coliniară cu viteza de

transport, să se determine modulul și direcția vectorului viteza relativă. Aplicație: traversarea unui râu cu o barcă. Se vor urmări două cazuri:

- deplasarea bărcii perpendicular pe mal și
- deplasarea bărcii astfel încât distanța dintre punctele de plecare și sosire să fie minimă.

5. Un corp cu masa de 1 kg, care se deplasează în sensul pozitiv al axei laboratorului, ciocnește un corp cu masa de 2 kg care se află în repaus. Care sunt vitezele după ciocnire în sistemul de referință al laboratorului? Dar dacă sistemul de referință se deplasează față de primul pe direcția de ciocnire cu o viteză de 9 m/s? Se vor lua în considerare ambele sensuri de deplasare.

6. O bilă cu masa de 50 g care se deplasează spre dreapta cu viteza de 4 m/s se ciocnește perfect elastic cu o altă bilă având masa de 100 g și viteza de 2 m/s. Dacă cea de-a doua bilă se deplasează în sens invers față de prima, care sunt direcțiile și vitezele celor două bile după ciocnire? Discutați experimentul în SRI al laboratorului. Cum arată experimentul văzut din SRI legate de cele două bile? Arătați că legea conservării impulsului în cazul ciocnirii este respectată indiferent de SRI.



Lectură

Teoria Hertz a eterului total antrenat și experimentul Fizeau

În legătură cu eterul, o a doua teorie formulată aparține lui Hertz și este cunoscută sub denumirea de teoria eterului total antrenat de corpurile în mișcare. Teoria considera viteza luminii în vid aceeași față de orice corp, menținând principiul relativității din mecanica clasică. Ea impunea modificarea legilor câmpului electromagnetic pentru a se păstra aceeași formulare în toate SRI. Pentru verificarea experimentală a ipotezei lui Hertz, Fizeau a realizat un experiment a cărui schema de principiu este dată în fig. 9. Experimentul se bazează pe ideea divizării în două a unui fascicul de lumină monocromatică, prin intermediul unei oglinzi semitransparente. Deplasarea fasciculelor se face în sensul direct și respectiv opus celui de curgere al unei coloane de lichid. Cu aceste fascicule urma să se obțină pe ecranul E o figură de interferență.

În ipoteza eterului total antrenat, viteza luminii în lichid este aceeași pentru ambele fascicule. Dacă notăm cu \bar{u} viteza lichidului în SR al dispozitivului, viteza de propagare a fasciculului (1) este $(c' - u)$, iar a fasciculului (2), $(c' + u)$.

Diferența dintre intervalele de timp în care cele două fascicule parcurg în lichid distanța $2l$, este :

$$\Delta t = \frac{2l}{c' - u} - \frac{2l}{c' + u} = \frac{4lu}{c'^2 \left(1 - \frac{u^2}{c'^2}\right)} = \frac{4lun^2}{c^2}$$

S-a neglijat termenul $\frac{u^2}{c'^2}$ și s-a înlocuit $c' = \frac{c}{n}$. Această

diferență ar trebui să ducă la o deplasare a franjei $\Delta x = \frac{\Delta t}{T}$ (unde T este perioada de oscilație a unei luminoase). Rezultatul experimental a fost doar jumătate din valoarea dată de teoria lui Hertz. În acest fel nici acest experiment nu a dat un răspuns afirmativ teoriei.

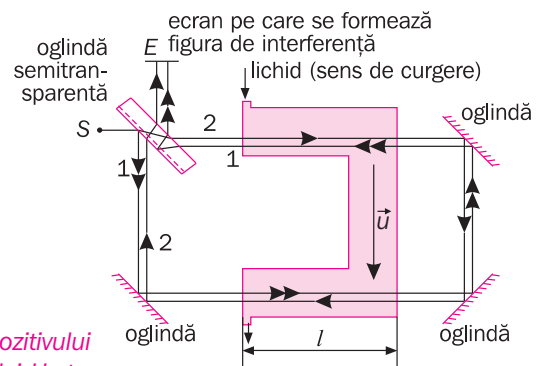


Fig. 9. Schema de principiu a dispozitivului utilizat de Fizeau pentru verificare a teoriei eterului total antrenat a lui Hertz.

Validitatea conceptelor clasice de timp și spațiu, până atunci considerate a fi absolute și independente, a fost pusă sub semnul întrebării la sfârșitul secolului al XIX-lea. Rezultatul negativ al experimentului Michelson, care infirmă existența eterului, pe lângă dificultatea de a explica propagarea undelor electromagnetice în spațiu, în lipsa unui suport (eterul), conducea și la o problemă privind viteza luminii. Dacă până atunci viteza luminii fusese raportată la eter, în lipsa acestuia nu mai exista sistem de referință.

Soluția propusă de Einstein (fig. 1) pentru a se ieși din acest impas se baza pe rezultatul negativ al experimentului Michelson, adică pe faptul că, pentru lumina care se deplasează în dispozitivul experimental pe direcția mișcării Pământului, se măsoară aceeași viteză ca pentru lumina care se deplasa pe oricare altă direcție. Referitor la propagarea luminii, această observație l-a dus pe Einstein la presupunerea echivalenței sistemelor de referință și la enunțarea principiului relativității.



ALBERT EINSTEIN
(1879-1955)

Fig. 1.
Unul dintre cei mai de seamă fizicieni ai

tuturor timpurilor. În 1905, a publicat patru articole care aveau să revoluționeze fizica. Unul dintre acestea, pentru care a primit premiul Nobel în 1921, era explicarea efectului fotoelectric descoperit de Hertz, cel de-al doilea se referea la mișcarea browniană, iar ultimele două reprezentau ceea ce azi se numește teoria relativității restrânse. În 1915 publică teoria generală a relativității, care reprezintă puntea de legătură între gravitație și sistemul spațio-temporal. Una dintre predicțiile sale din această teorie, confirmată de măsurătorile astronomice, câțiva ani mai târziu a fost curbarea traiectoriei luminii de către câmpul gravitațional.

Principiul relativității și consecința sa sunt cunoscute ca **postulatele teoriei relativității**.

Dicționar

Principiul relativității (Einstein): toate legile fizicii sunt identice în orice sistem de referință inerțial. **Consecință:** Viteza luminii în vid are aceeași valoare, $c = 2,99792458 \cdot 10^8$ m/s, în toate sistemele de referință inerțiale.

Aplicarea principiului echivalenței sistemelor de referință, relativ la măsurarea vitezei luminii, explică rezultatul negativ al experimentului Michelson. Atât timp cât mișcarea sursei de lumină sau a observatorului nu influențează valoarea măsurată a vitezei luminii, rezultatul experimentului Michelson este corect. Indiferent de raportul dintre direcția luminii și direcția de mișcare a Pământului, viteza luminii este c , deci prin experiment nu se putea evidenția o deplasare a figurii de interferență.

Faptul că viteza luminii este aceeași, indiferent de SRI în care aceasta este măsurată, este greu de crezut în logica bunului simț. Să considerăm, de exemplu, situația descrisă de fig. 2, în care biciclistul s-ar deplasa cu o viteză de 0,9 din viteza luminii ($0,9c$). Aplicând transformările Galilei în SRI legat de biciclist viteza luminii ar trebui să fie $1,9c$ pentru lumina venită de la sursa spre care acesta se îndreaptă și doar $0,1c$ față de sursa de care se îndepărtează. Cu toate acestea măsurătorile realizate de observatorul mobil (biciclistul) arată că lumina are aceeași viteză indiferent de sursa de la care aceasta provine. Faptul că lucrurile stau așa a fost demonstrat de rezultate experimentale. Fizicienii R. J. Kennedy și E. M. Thorndyke, utilizând un interferometru de mare sensibilitate, au arătat că Pământul, ca urmare a deplasării pe o orbită eliptică în jurul Soarelui, are viteza diferită în ianuarie (când se află mai departe de Soare –

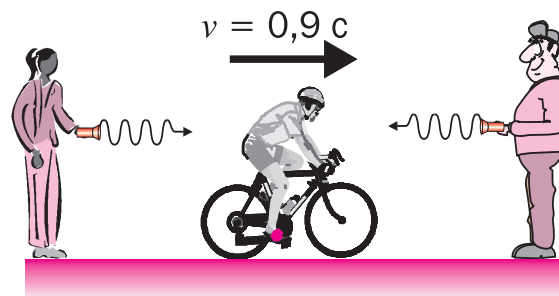


Fig. 2. Viteza luminii este aceeași indiferent de SRI și modul în care acestea se deplasează față de sursa de lumină.

viteza este de circa 30000 m/s) față de iulie (când se află mai aproape – viteza este de circa 60000 m/s). Viteza măsurată a luminii diferă cu mai puțin de 2 m/s.

Experimente realizate pe particule elementare instabile numite mezonii π care se dezintegrează prin emisii electromagnetice au condus la aceeași concluzie privind constanța vitezei luminii. Mezonii π creați în acceleratoarele de particule pot avea, în raport cu SR al laboratorului în care se găsește acceleratorul, viteze care ajung la 99,975% din viteza luminii. Prin emisia radiației electromagnetice (cu viteza c), ca urmare a dezintegrării

acestora ar trebui să se poată măsura viteze ale radiației emise de până la 1,99975c. În realitate, viteza măsurată a fost, în limita erorilor experimentale de $3 \cdot 10^8$ m/s.

Concluzia este că utilizarea transformărilor Galilei în cazul corpurilor care se deplasează cu viteze apropiate de viteza luminii în vid, nu conduce la rezultate conforme realității, deci ecuațiile transformărilor Galilei nu mai sunt valabile. Transformările de coordonate între SRI care se deplasează cu viteze apropiate de viteza luminii în vid poartă numele de **transformări Lorentz**, de la numele celui care le-a formulat.

2.2.2. Transformările Lorentz

Deși transformările Lorentz au fost stabilite înaintea apariției teoriei relativității formulate de Einstein, semnificația a fost găsită în cadrul acestei teorii. **Transformările Lorentz reprezintă, ecuațiile de trecere de la un sistem de referință la altul, în cazul admiterii principiului constanței vitezei luminii.**

Principiul relativității cere ca viteza luminii în vid, măsurată în orice sistem de referință, să aibă aceeași valoare (c). Considerând două SRI (S) și (S') care se deplasează cu viteza relativă u unul față de altul, pe direcția coordonatei x (fig. 3), și un semnal luminos emis din P , principiul constanței vitezei luminii se poate scrie:

$$x = ct \quad (1) \quad \text{și} \quad x' = ct'. \quad (1')$$

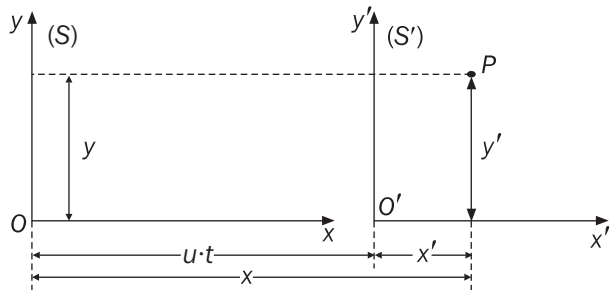


Fig. 3. Poziția unui punct luminos P poate fi descrisă de coordonatele (x, y) în (S) și de (x', y') în (S') , care se deplasează cu viteza constantă u , față de primul, pe direcția axei Ox . Originile celor două sisteme coincid la momentul $t = t' = 0$.

Conform principiului relativității nici unul din cele două sisteme (S) și (S') nu ar trebui să fie privilegiat, în raport cu legile fizicii. În acest caz, în cele două SRI, ecuațiile de transformare a coordonatei după care se face deplasarea sistemelor, sunt:

$$x = k(x' + ut') \quad (2)$$

și respectiv:

$$x' = k(x - ut), \quad (2')$$

unde k este o constantă.

Înlocuind în (2) și (2') pe t' , respectiv t , din relațiile (1) și respectiv (1'), se obține:

$$x = k \left(x' + \frac{u}{c} x' \right) \quad (3) \quad \text{și} \quad x' = k \left(x - \frac{u}{c} x \right) \quad (3')$$

Înmulțind cele două relații membru cu membru, rezultă:

$$xx' = k^2 xx' \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right) \quad (4)$$

de unde se obține valoarea constantei k , de forma:

$$k = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}. \quad (5)$$

Deci ecuațiile transformărilor coordonatelor spațiale ale celor două sisteme de referință sunt:

$$x = \frac{x' + ut'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}; \quad y = y'; \quad z = z' \quad (6)$$

și respectiv

$$x' = \frac{x - ut}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}; \quad y' = y; \quad z' = z. \quad (6')$$

Transformarea coordonatei temporale între cele două sisteme rezultă din:

$$t = \frac{x}{c} = \frac{1}{c} \cdot \frac{x' + ut'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad (7)$$

înlocuind $\frac{x'}{c} = t'$ în (7) rezultă:

$$t = \frac{t' + \frac{u}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad (8) \quad \text{și analog:} \quad t' = \frac{t - \frac{u}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad (8')$$

Relațiile (6) și (6') împreună cu (8) și respectiv (8'), reprezintă **ecuațiile transformării Lorentz**.

Observații:

1. După cum apare din aceste ecuații, spațiul și timpul, în mecanica relativistă, nu mai sunt independente. Scrierea unei coordonate spațiale sau a uneia temporale în raport cu un SRI aflat în mișcare față de mobil se face în funcție atât de coordonatele spațiale

ale sistemului cât și de cea temporală.

2. La limită, dacă $u \ll c$, cazul vitezelor din mecanica clasică, termenul $\frac{u^2}{c^2} \rightarrow 0$ și transformările Lorentz se reduc la transformările Galilei. Deci se poate spune că transformările Galilei reprezintă, în teoria relativității, un caz particular al transformărilor Lorentz (când v este mult mai mic decât viteza luminii).

1.2.3. Consecințe

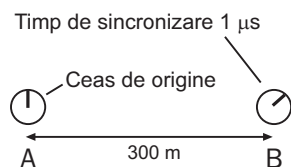
Înainte de descrierea consecințelor care derivă din aplicarea transformărilor Lorentz să discutăm câte ceva despre măsurare în SRI în cadrul teoriei relativității.

Principalul element cu care lucrează teoria relativității poartă numele de **eveniment**. Acesta reprezintă o activitate care are loc la un anumit moment și într-un anumit loc din univers. De exemplu, semnalul unei lanterne sau explozia unei stele sau galaxii pot constitui astfel de evenimente.

Pentru a spune ceva despre producerea unui eveniment trebuie realizate măsurători. Se pot măsura distanțe, pentru a stabili unde au loc evenimentele și timpi pentru a determina când au loc acestea. După cum au fost definite sistemele de referință față de care se studiază producerea acestor evenimente, fiecare SR este dotat cu instrumente de măsură ale timpului și distanței, deci măsurătorile se vor realiza în fiecare dintre SRI considerate. Este de observat că fiecare eveniment va avea în sistemul de referință considerat un singur set de valori ale coordonatelor spațiale și a coordonatei temporale care dă informații asupra producerii lui.

Din punctul de vedere al măsurătorilor care se realizează asupra evenimentelor ce au loc, pentru a putea afirma despre două evenimente raportate la același sistem de referință că sunt simultane sau nu, este important ca ceasornicele care măsoară producerea acestor evenimente să fie sincronizate. Asta înseamnă că pe toate ceasornicele utilizate în același sistem de referință trebuie să fie citit în orice moment același timp. Sincronizarea ceasornicelor dintr-un SRI, în mecanica relativistă poate fi realizată prin intermediul unui semnal luminos (fig. 4).

Fig. 4. Sincronizarea ceasornicelor într-un SRI. La momentul $t = 0$, un semnal luminos este emis din ceasornicul origine (A). La momentul în care unda luminoasă ajunge la ceasornicul (B), acesta pornește.



Dacă se cunosc distanțele la care se află ceasornicele în SRI considerate, emisia unui semnal luminos, la momentul t_0 , prin comanda dată de ceasornicul aflat în originea SRI (A) va face ca automat înregistrarea acestui semnal de către o fotocelă aflată în conexiune cu ceasornicul din SRI (B) să realizeze sincronizarea. Sincronizarea are la bază aplicarea relației timpului de propagare a semnalului luminos din transformările Lorentz.

Momentul producerii unui eveniment nu trebuie confundat cu momentul în care un observator aflat la oarecare distanță îl percepe. Datorită valorii finite a vitezei luminii, între momentul producerii evenimentului și momentul în care acesta este observat, există o diferență de timp egală cu timpul necesar semnalului luminos pentru a parcurge distanța respectivă. De exemplu, un fulger care se produce la o distanță de 300 m de un observator va fi perceput după $1 \mu\text{s}$ de la producere, în timp ce detunătura care-l însoțește va ajunge abia după 0,88 s.

În cele ce urmează se vor considera ceasornicele diferitelor SRI sincronizate la momentul $t_0 = 0$. Să vedem în continuare care sunt consecințele aplicării transformărilor Lorentz asupra producerii evenimentelor în raport cu SRI diferite.

A. Intervalul de timp dintre două evenimente

Să considerăm două evenimente, care au loc în sistemul mobil (S') în punctele x'_1 și x'_2 la momentele t'_1 și respectiv t'_2 . Care este intervalul de timp dintre aceste evenimente în sistemul staționar (S)? Considerăm că (S) și (S') sunt SRI discutate la punctul anterior.

Din transformarea Lorentz pentru timp (8), se obține:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t'_2 + \frac{u}{c^2} x'_2}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} - \frac{t'_1 + \frac{u}{c^2} x'_1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} =$$

$$= \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} + \frac{u}{c^2} \frac{x'_2 - x'_1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad (9)$$

Observație: Intervalul de timp $\Delta t = t_2 - t_1$, măsurat în sistemul de referință (S), nu depinde doar de intervalul de timp $\Delta t' = t'_2 - t'_1$ măsurat în sistemul (S') ci și de intervalul spațial $\Delta x' = x'_2 - x'_1$ dintre cele două evenimente.

Cazuri particulare:

1. Dilatarea timpului. Considerând două evenimente care au loc în SRI (S') în același loc $x'_1 = x'_2$, din relația (9) se obține:

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad (10)$$

Deci intervalul de timp care separă două evenimente care au loc în același punct din spațiu este diferit în sisteme de referință diferite (timpul nu este un invariant). Astfel, un interval de timp măsurat în sistemul staționar (S) pare mărit – fenomenul poartă numele de **dilatarea timpului**. Din punctul de vedere al observatorului care se deplasează cu o viteză apropiată de viteza luminii, timpul curge mai lent.

Exemplu

Perioada unui pendul, măsurată în sistemul de referință legat de mobilul ce se deplasează cu o viteză de 0,95 din viteza luminii, este de 2 s. Care este perioada aceluiși pendul, măsurată în SRI al unui observator fix?

Rezolvare

Potrivit relației (10) de transformare a intervalului de timp măsurat în două referențiale diferite:

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$$

unde $\Delta t = T$ este perioada pendulului în sistemul de referință fix, iar $\Delta t' = T'$ este perioada măsurată în sistemul de referință aflat în mișcare, se obține:

$$T = 6,4 \text{ s.}$$

Pentru observatorul aflat în mișcare, timpul se scurge mai lent (2 s în loc de 6,4 s pentru observatorul fix).

2. Simultaneitatea a două evenimente. Pentru două evenimente care au loc simultan în sistemul S' ($t'_1 = t'_2$), dar în locuri diferite, conform relației (9), în sistemul (S) se obține:

$$\Delta t = \frac{u}{c^2} \frac{\Delta x'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad (11)$$

Deci cele două evenimente – simultane în sistemul (S') – în sistemul (S) nu mai au loc simultan. Un exemplu ilustrativ este dat în fig. 5.

Doă flash-uri luminoase au loc simultan la distanță egală de observatorul P când acesta trece cu o viteză apropiată de viteza luminii prin dreptul observatorului R.

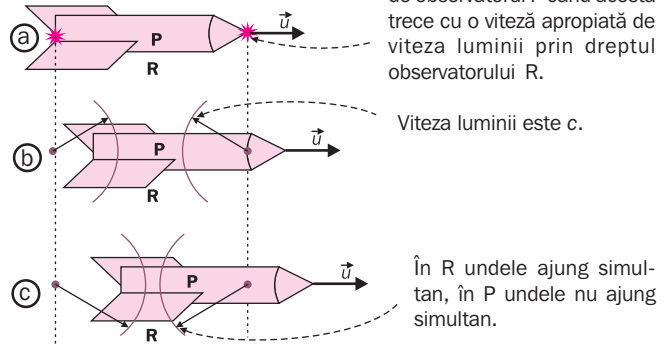


Fig. 5. Producerea simultană a două flash-uri de lumină la capetele vehiculului spațial (a) vor fi percepute ca simultane de observatorul R (fix) (c), dar vor fi percepute ca nesimultane în SRI (P) (b) aflat în mișcare cu viteza u deși la momentul producerii lor observatorii se aflau amândoi la distanțe egale față de locul celor două evenimente.

Dacă evenimentele aveau loc în sistemul (S') simultan și în același loc ($x'_2 = x'_1$), ele ar fi apărut ca simultane și în sistemul (S).

Simultaneitatea evenimentelor nu este un invariant în teoria relativității – adică, evenimente simultane într-un SRI apar ca nesimultane în alt SRI care se deplasează cu viteza u față de acesta.

B. Constrația lungimilor

Să considerăm măsurarea unei lungimi $l' = x'_2 - x'_1$ în sistemul de referință propriu (S') față de care obiectul a cărui lungime o măsurăm se află în repaus. Sistemul (S') se deplasează cu viteza \bar{u} față de un SRI fix (S). Se pune întrebarea: Care este lungimea măsurată în (S)?

Atenție! Pentru măsurarea unei lungimi, în orice sistem de referință, trebuie să se suprapună, în același moment, două repere aflate pe corpul de măsurat cu două repere ale etalonului.

Aplicând relația de transformare Lorentz (6), pentru măsurarea lungimii obiectului în raport cu SRI (S) se obține:

$$l = x_2 - x_1 = \frac{x'_2 - x'_1 + u(t'_2 - t'_1)}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad (12)$$

Pentru a fi satisfăcută condiția de măsurare a lungimilor, observatorul din (S) trebuie să ceară ca diferența de timp în care s-au măsurat reperele x_1 și x_2 să fie zero, adică $t_2 = t_1$.

Din $t_2 = t_1$ se obține, înlocuind în relația (8):

$$\frac{t'_2 + \frac{u}{c^2} x'_2}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} = \frac{t'_1 + \frac{u}{c^2} x'_1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad (13)$$

de unde rezultă:

$$t'_2 - t'_1 = -\frac{u}{c^2} (x'_2 - x'_1) \quad (14)$$

Înlocuind (14) în (12), se obține:

$$l = x_2 - x_1 = \frac{x'_2 - x'_1 - \frac{u^2}{c^2} (x'_2 - x'_1)}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} = (x'_2 - x'_1) \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \quad (15)$$

unde cu $l = x_2 - x_1$ s-a notat lungimea obiectului măsurat în sistemul staționar (sistemul laboratorului).

Deci

$$l = l' \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}. \quad (16)$$

Observații

1. Lungimea l , măsurată în sistemul staționar pare scurtată față de lungimea l' măsurată în sistemul propriu (S) – fenomenul poartă numele de contracția lungimilor.

2. Contracția lungimii are loc doar după direcția de mișcare.

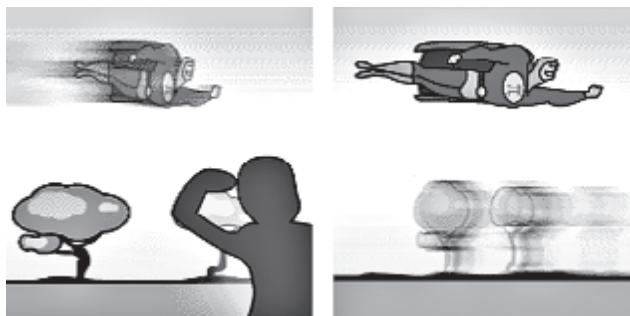


Fig. 6. Față de un observator aflat într-un SRI fix, distanțele (înălțimea eroului) se contractă (a) în raport cu distanța măsurată în SRI propriu (b).

Exempla

O navă spațială, măsurată în sistemul propriu de referință, are lungimea de 150 m. Dacă nava zboară cu o viteză de 0,94 din viteza luminii, care este lungimea navei, măsurată de un observator fix.

Rezolvare

Aplicând relația (16), lungimea măsurată de observatorul fix este:

$$l = l' \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} = 150 \sqrt{1 - \frac{(0,94c)^2}{c^2}} = 17,46 \text{ m}.$$

Rezumat

• Principiul relativității (Einstein): toate legile fizicii se scriu la fel în orice sistem de referință inerțial. Viteza luminii în vid are aceeași valoare, $c = 2,99792458 \cdot 10^8$ m/s, în toate sistemele de referință inerțiale.

• Prin aplicarea condiției ca viteza luminii în vid să fie constantă indiferent de SR considerat transformările care fac trecerea de la un SRI la altul sunt transformările Lorentz date de relațiile:

$$\begin{cases} x = \frac{x' + ut'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \\ y = y' \\ z = z' \\ t = \frac{t' + \frac{u}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \end{cases} \quad \text{și respectiv} \quad \begin{cases} x' = \frac{x - ut}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \frac{t - \frac{u}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \end{cases}$$

• Consecințele transformărilor Lorentz sunt:

1. Dilatarea timpului - intervalul de timp care separă două evenimente ce au loc în același punct din spațiu pare diferit în sisteme de referință diferite (timpul nu este un invariant). În SRI propriu timpul curge mai lent.

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$$

2. Simultaneitatea evenimentelor nu este un invariant – evenimente simultane într-un SRI apar ca nesimultane în alt SRI care se deplasează cu viteza u apropiată de viteza luminii față de primul.

3. Contracția lungimilor – lungimea l măsurată în sistemul staționar pare scurtată față de lungimea l' măsurată în sistemul propriu al corpului care se deplasează.

$$l = l' \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}$$



Verificați-vă cunoștințele

1. Trebuie să sincronizăm ceasurile din două SRI fapt pentru care este emis un semnal luminos la momentul $t_0=0$. După cât timp va fi sincronizat un ceas ale cărui coordonate sunt: $x = 30$ m, $y = 40$ m, $z = 0$ m?
2. O rachetă se deplasează cu viteza $v = 0,9c$ pe o distanță de $1,43 \cdot 10^{12}$ m. Cât durează călătoria pentru un observator aflat într-un SRI fix? Cât durează călătoria pentru cosmonaut?
3. Un astronaut aflat în repaus pe Pământ are un ritm cardiac de 70 bătăi/minut. Care va fi ritmul său cardiac, măsurat de un observator, când astronautul se află pe o navă care se deplasează cu o viteză egală cu $0,87c$?
4. Lungimea unei nave spațiale este de 3 ori mai mare decât a alteia. Când cele două nave trec pe lângă Pământ, în aceeași direcție, un observator, măsurându-le lungimea, constată că acestea sunt egale. Dacă nava care se deplasează mai încet are o viteză de $0,4c$, care este viteza celeilalte nave?
5. Cu ce viteză trebuie să se deplaseze un ceas, pentru ca un observator staționar să constate o înjumătățire a timpului indicat de acesta, față de un ceas similar aflat în repaus?
6. Un cub în repaus are latura de 4 cm. Ce formă va avea cubul, dacă se deplasează cu o viteză de $0,99c$ pe direcția uneia dintre laturile sale? Care vor fi lungimile laturilor sale, la această viteză?
7. Dacă un astronaut ar călători cu $0,95c$ i-ar trebui 4,42 ani, măsurați pe Pământ, pentru a ajunge la Alfa Centauri.
 - a) Cât timp a indicat ceasul astronautului că a durat călătoria?
 - b) Care este distanța până la Alfa Centauri, măsurată de astronaut?
8. Un OZN este înregistrat de un observator terestru ca având o lungime de 100 m. Care este lungimea OZN-ului, măsurată în sistemul propriu de referință, dacă viteza lui este $0,9c$?
9. O navă spațială cu lungimea de 500 m, urmărită de un observator staționar, trece pe deasupra acestuia în $0,6$ ms. Care este viteza navei în SRI al observatorului?
10. Un băț are lungimea de 3 m, măsurată de un SRI fix, și este înclinat cu 30° față de direcția de mișcare. El are viteza de $0,9c$.
 - a) Care este lungimea bățului în SRI propriu?
 - b) Care este unghiul făcut de băț cu direcția de mișcare, în SRI propriu?

11. O particulă formată în atmosfera terestră, cu o viteză măsurată de un observator staționar de $0,97c$, se dezintegrează după ce parcurge distanța de 5 km. a) Care a fost timpul de viață al particulei? b) Ce distanță a parcurs particula, măsurată în SRI propriu?

12. Un ceas atomic aflat pe o navă cosmică, care se deplasează cu 800 m/s, măsoară un interval de timp de 2000 s. Ce interval de timp va măsura un ceas identic, aflat în repaus?

Observație: În cazul $v/c \ll 1$, se face aproximația:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cong 1 + \frac{v^2}{2c^2}$$

13. În originea unui SRI și la o distanță de 900 m pe axa Ox a acestuia se aprind simultan două flash-uri de lumină. Pentru observatorul situat pe direcția celor două, între acestea, la o distanță de 600 m față de originea SRI, semnalul luminos emis din origine este recepționat după 3 ms. După cât timp a fost recepționat semnalul luminos venit de la celălalt flash?

14. O navă interstelară se deplasează până la o stea îndepărtată aflată la 10 ani lumină. Stă acolo un an lumină și se întoarce pe Pământ după un interval de timp măsurat pe planetă de 26 de ani. Presupunem neglijabil timpul de accelerare și decelerare al navei.

a) Determinați viteza navei.

b) Cât timp a durat voiajul din punctul de vedere al cosmonauților?

15. Un miuon (particulă subatomică) cu o viteză de $0,9997c$ străbate atmosfera, considerată din punctul de vedere al unui observator staționar cu o grosime de 60 km. Care este grosimea atmosferei măsurată din SRI propriu al miuonului?

16. Acceleratorul linear Stanford (SLAC) cu o lungime de 3 km accelerează electroni la o viteză de $0,99999997c$. Dacă se presupune că viteza acestora pe toată lungimea tunelului de accelerare este constantă, care este lungimea drumului parcurs măsurat din SRI al electronilor?

17. În ce direcție și cu ce viteză trebuie să se deplaseze un pătrat astfel încât să fie perceput de un SRI exterior ca un romb a cărui diagonală mică este jumătate din diagonală mare?

18. Un paralelipiped se deplasează cu viteza relativistă v pe direcția unuia dintre laturile sale. Stabiliți relația care există între volumele V și V' ale paralelipipedului în SRI propriu și față de SRI față de care acesta se deplasează.

1.3.1.

Compunerea vitezelor

În lecția anterioară am stabilit relațiile de transformare Lorentz, relații valabile la schimbarea sistemului de referință în mecanica relativistă. Aceste relații sunt:

$$\begin{cases} x = \frac{x' + ut'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \\ y = y' \\ z = z' \\ t = \frac{t' + \frac{u}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \end{cases} \quad \text{și respectiv} \quad \begin{cases} x' = \frac{x - ut}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \frac{t - \frac{u}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \end{cases}$$

unde cu u s-a notat viteza relativă a celor două SRI.

Să considerăm problema stabilirii relației de compunere a vitezelor în mecanica relativistă.

Vom considera, în acest scop, sistemele de referință (S) (în repaus) și (S') în mișcarea rectilinie și uniformă, față de S, cu viteza \vec{u} . Un mobil se deplasează în sistemul (S') cu viteza \vec{v}' , de componente v'_x, v'_y, v'_z .

Se pune problema care este viteza \vec{v} a mobilului în SRI (S) (fig. 1).

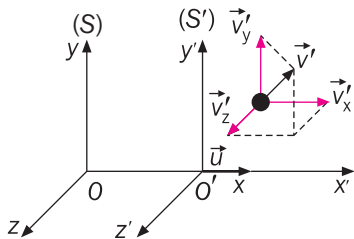


Fig. 1.

Pentru calculul componentelor v_x, v_y, v_z ale vitezei \vec{v} în SRI (S) vom diferenția transformările Lorentz:

$$\begin{aligned} dx &= \frac{dx' + udt'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}; \quad dy = dy'; \quad dz = dz' \quad \text{și} \\ dt &= \frac{dt' + \frac{u}{c^2}dx'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \end{aligned}$$

Împărțind primele trei relații la ultima se obțin relațiile căutate:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx' + udt'}{dt' + \frac{u}{c^2}dx'}; \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dy' \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{dt' + \frac{u}{c^2}dx'}; \quad \frac{dz}{dt} = \frac{dz' \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{dt' + \frac{u}{c^2}dx'}$$

care se pot scrie și:

$$v_x = \frac{v'_x + u}{1 + \frac{v'_x u}{c^2}}; \quad v_y = \frac{v'_y \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{1 + \frac{v'_x u}{c^2}}; \quad v_z = \frac{v'_z \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{1 + \frac{v'_x u}{c^2}}$$

Tema 1

Arătați că un mobil care se deplasează în sistemul de referință (S) cu viteza \vec{v} dată de componentele: v_x, v_y, v_z are, în raport cu (S'), viteza \vec{v}' dată de:

$$v'_x = \frac{v_x - u}{1 - \frac{v_x u}{c^2}}; \quad v'_y = \frac{v_y \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{1 - \frac{v_x u}{c^2}}; \quad v'_z = \frac{v_z \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{1 - \frac{v_x u}{c^2}}$$

Tema 2: Ce devin relațiile componentelor vitezelor dacă $v \ll c$?

Exemplu

Un vehicul spațial se deplasează cu viteza $0,8c$ și emite un semnal luminos în direcția și sensul său de deplasare. Care va fi viteza semnalului luminos, măsurată de un observator staționar?

Rezolvare

Deși, potrivit principiului constanței vitezei luminii, sunteți tentați să răspundeți direct „cu viteza c ”, să verificăm dacă se obține acest rezultat și din aplicarea relației de compunere a vitezelor dedusă în paragraful anterior.

Substituind $v'_x = 0,8c$ și $u = c$ în relația:

$$v_x = \frac{v'_x + u}{1 + \frac{v'_x u}{c^2}} \text{ se obține } v_x = c, \text{ ceea ce era de așteptat!}$$

Principiul fundamental al dinamicii care face legătura dintre acțiunea unei forțe \vec{F} asupra unui punct material de masă m și accelerația \vec{a} imprimată acestuia este descris în mecanica clasică de relația:

$$\vec{F} = m\vec{a}.$$

Ținând cont de definiția accelerației dată de mecanica clasică:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \lim_{t \rightarrow t_0} \frac{\vec{v}(t) - \vec{v}_0(t_0)}{t - t_0} = \frac{d\vec{v}}{dt}$$

rezultă pentru principiul fundamental relația:

$$\begin{aligned} \vec{F} = m\vec{a} &= m \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \\ &= \lim_{t \rightarrow t_0} \frac{m\vec{v}(t) - m\vec{v}_0(t_0)}{t - t_0} = \lim_{t \rightarrow t_0} \frac{\vec{p}(t) - \vec{p}_0(t_0)}{t - t_0} = \frac{d\vec{p}}{dt} \end{aligned}$$

unde $\vec{p} = m\vec{v}$ reprezintă impulsul punctului material.

Expresia $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$ indică faptul că forța care acționează asupra punctului material este egală cu variația impulsului punctului material. Ca o consecință rezultă că, dacă forța sau rezultanta forțelor care acționează asupra punctului material este nulă impulsul acestuia se conservă $\left(\frac{d\vec{p}}{dt} = 0 \Rightarrow \vec{p} = \text{const}\right)$.

Legea conservării impulsului se poate aplica și unui sistem izolat. În acest caz, impulsul total al sistemului

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i \text{ este cel care se conservă.}$$

Legea conservării impulsului este adevărată indiferent de SRI legate prin transformările Galilei, fiind verificată, de exemplu, în experimentele de ciocnire.

Dificultatea în mecanica relativistă este însă aceea că trecerea de la un SRI la altul nu se mai realizează cu transformările Galilei ci cu transformările Lorentz. În acest caz nu este dificil de arătat că, dacă vitezele particulelor se transformă de la un SRI la altul prin intermediul relațiilor Lorentz date în paragraful anterior, conservarea impulsului total al sistemului într-un SRI nu duce la conservarea acestuia într-un SRI aflat în mișcare rectilinie și uniformă cu viteza \vec{u} față de primul. Verificați!

În acest caz există două posibilități:

1. legea de conservare a impulsului nu este de fapt o lege a fizicii, ea fiind aproximativ adevărată la viteze mici;

2. legea de conservare a impulsului este o lege a fizicii, dar expresia $\vec{p} = m\vec{v}$ nu este corectă decât ca o aproximare la viteze mult mai mici decât viteza luminii.

Legea de conservare a impulsului este atât de importantă în mecanica clasică încât nu pare plauzibil ca ea să fie infirmată de mecanica relativistă. În acest caz rămâne de identificat dacă, în cadrul teoriei relativității, nu există o definiție a impulsului care să satisfacă exigențele legii de conservare atât la viteze mici cât și la viteze apropiate de viteza luminii. Relația de definiție a impulsului în mecanica relativistă trebuie să satisfacă două condiții:

1. în cazul în care raportul $\frac{v}{c} \rightarrow 0$, trebuie să se regăsească expresia de calcul a impulsului din mecanica clasică;

2. impulsul total relativist trebuie să satisfacă legea de conservare.

Relația care răspunde acestor condiții este:

$$\begin{aligned} \vec{p} &= \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m\vec{v}, \text{ unde am făcut notația} \\ m &= \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \end{aligned}$$

Se observă imediat că prima condiție pusă noii definiții a impulsului regăsește la viteze mici relația de definiție cunoscută din mecanica clasică. La viteze mari însă impulsul relativist va fi mai mare decât cel care rezultă din relația $\vec{p} = m\vec{v}$ (fig 2). Cea de-a doua condiție, deși nu este evidentă, se poate arăta că este la rândul ei îndeplinită.

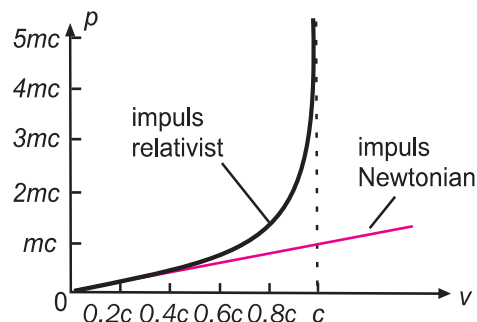


Fig. 2. Variația cu viteza a impulsului relativist. Predicția newtoniană dă valori corecte doar la viteze mici.

Prin noua definiție a impulsului principiul fundamental al dinamicii devine:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right).$$

Deoarece în teoria relativității impulsul nu mai este proporțional cu viteza, atunci aceasta nu mai este la rândul ei proporțională cu accelerația. Ca urmare, o forță constantă nu va mai cauza o accelerație constantă. De exemplu, când forța și viteza sunt orientate pe direcția axei Ox a SRI, relația anterioară se reduce la

$$F = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} a,$$

unde a este accelerația particulei de-a lungul axei Ox. Din această relație rezultă accelerația:

$$a = \frac{F}{m_0} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}.$$

Observație: Odată cu creșterea vitezei, accelerația dată de o forță constantă descrește continuu. Când

viteza se apropie de viteza luminii accelerația se apropie de zero indiferent cât de mare este forța aplicată. De aici rezultă imposibilitatea accelerării unei particule pentru care $m_0 \neq 0$ la viteze egale sau mai mari ca viteza luminii. De aceea viteza luminii în vid este numită adesea și „limită superioară a vitezei”.

Exemplu

Un electron cu masa de repaus $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg se deplasează cu o viteză de $0,75c$. Să se determine impulsul relativist al acestuia și să se compare cu valoarea sa dată de mecanica clasică.

Rezolvare

Din $p_{rel} = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ se obține: $p_{rel} = 3,1 \cdot 10^{-22}$ kg·m/s,

în timp ce, utilizând expresia clasică a impulsului $p_{cl} = m_0 v$, se obține:

$$p_{cl} = 2,1 \cdot 10^{-22} \text{ kg} \cdot \text{m/s}.$$

Deci valoarea relativistă a impulsului este, în acest caz, cu aproximativ 32% mai mare decât cea clasică.

1.3.3. Relația masă-energie

După cum s-a constatat anterior cu relația de definiție a impulsului, care pentru satisfacerea legii de conservare a trebuit să fie schimbată, în condițiile în care, la limită, să se regăsească expresia cunoscută din fizica clasică (valabilă la valori mici ale vitezei), este de așteptat ca lucrurile să se întâmple într-o manieră similară și în cazurile lucrului mecanic și energiei.

Să considerăm o particulă deplasată de o forță F pe distanța infinezimală dx . Lucrul mecanic efectuat de forță în acest caz este:

$$L = F dx.$$

Pentru simplitate, s-a considerat orientarea forței pe direcția mișcării, astfel încât să se poată lucra, în continuare, cu forma scalară a principiului al II-lea al dinamicii.

Aplicând principiul fundamental al dinamicii sub forma:

$$F = \frac{dp}{dt}$$

și schimbând variabila în raport cu care se face derivarea se obține:

$$F = \frac{dp}{dv} \cdot \frac{dv}{dx} \cdot dx = \frac{dp}{dv} \cdot \frac{dv}{dx} \cdot v \cdot dx$$

Se poate scrie lucrul mecanic:

$$L = F \cdot dx = \frac{dp}{dv} \cdot v \cdot dv.$$

Dacă punctul material se deplasează între coordonatele x_1 și x_2 având vitezele v_1 și respectiv v_2 , integrând ultima relație rezultă:

$$L = \int_{x_1}^{x_2} F \cdot dx = \int_{v_1}^{v_2} \frac{dp}{dv} \cdot v \cdot dv.$$

Utilizând relația de definiție a impulsului:

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

care prin diferențiere se scrie:

$$\frac{dp}{dv} = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}$$

și înlocuind-o în expresia lucrului mecanic, rezultă:

$$L = \int_{v_1}^{v_2} \frac{m_0 \cdot v \cdot dv}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}}.$$

Deoarece lucrul mecanic se poate scrie ca variație a energiei cinetice a punctului material: $L = \Delta E_c$, relația anterioară sugerează, prin cei doi termeni în care apar vitezele limită ale mobilului pe intervalul de la x_1 la x_2 , că aceștia ar putea reprezenta energia cinetică.

Observație: Mărimea $\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ nu devine zero când

viteza este egală cu zero, condiție respectată de energia cinetică în mecanica clasică. Pentru a fi respectată această condiție, scrierea corectă a energiei cinetice în teoria relativității este:

$$E_c = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2.$$

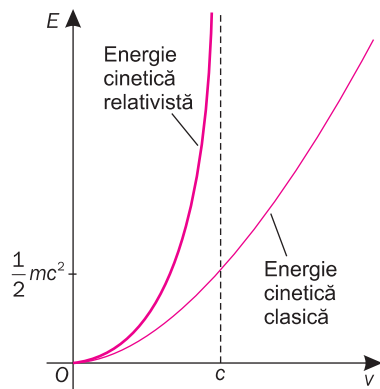


Fig. 3. Variația cu viteza a energiei cinetice a unei particule. Și în acest caz predicțiile mecanicii clasice dau valori bune doar la viteze mici.

Notând $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ ultima relație devine

$$E_c = mc^2 - m_0 c^2.$$

Această expresie afirmă că energia cinetică a unui corp se obține ca diferența dintre energia totală a corpului aflat în mișcare ($E = mc^2$) și energia corpului aflat în repaus ($E_0 = m_0 c^2$).

Pentru ca expresia energiei să fie corectă, la viteze mici ($v \ll c$), ea trebuie să se reducă la expresia cunoscută:

$$E_c = \frac{mv^2}{2}.$$

Acest lucru devine evident, dacă dezvoltăm în serie radicalul:

$$\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3v^4}{8c^4} + \frac{5v^6}{16c^6} + \dots$$

Înlocuind în expresia energiei și oprindu-ne la termenul de ordinul doi, în $\left(\frac{v}{c}\right)$ (ceilalți termeni fiind mult mai mici pot fi neglijăți), se obține:

$$E_c = m_0 c^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) - m_0 c^2 = \frac{m_0 v^2}{2}$$

Mărimea $\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ care apare în cei doi termeni

din relația de calcul al lucrului mecanic și pe care am regăsit-o în expresia de definiție a energiei cinetice în mecanica relativistă, reprezintă o energie totală la care și aduce contribuția, pe lângă energia cinetică, și o energie $m_0 c^2$, independentă de viteza corpului. Această energie, asociată substanței conținute în punctul material respectiv, poartă numele de **energie de repaus**. Dovada existenței ei a fost adusă de studiile dezintegrării particulelor subatomice, pe care le vom discuta în capitolul 5.

Revenind la relația impulsului relativist scrisă sub formă vectorială:

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

reiese că scalarul $\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ ar putea reprezenta expresia

masei m a punctului material care se deplasează cu viteza relativistă \vec{v} . În acest caz m_0 reprezintă masa acestuia în SRI propriu (față de care este în repaus).

Această interpretare a variației masei cu viteza nu este unanim acceptată cu atât mai mult cu cât nici generalizarea relativistă a legii fundamentale a dinamicii

nu este dată de o relație de tipul: $\vec{F} = m\vec{a}$ și nici energia cinetică a particulei nu este o relație de forma:

$$E = \frac{1}{2} mv^2$$

cu m dat de relația

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Pentru ocolirea acestei controverse vom apela doar la relația de definiție a impulsului relativist,

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Din această relație și din cea a energiei totale relativiste scrisă sub forma:

$$\left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^2 = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Rezultă că între cele două mărimi există relația:

$$E^2 = (m_0 c^2)^2 + (pc)^2$$

Temă: Verificați ultima relație înlocuind în aceasta expresiile energiei totale și impulsului.

Ecuția sugerează că o particulă poate avea energie și impuls chiar atunci când masa sa de repaus este nulă.

Exemplu

- Determinați energia de repaus a unui electron dacă se cunoaște masa acestuia ($m = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$).
- Care este viteza la care acesta a fost accelerat din repaus, într-o diferență de potențial de 20 kV (tensiunea unui tub TV) sau de 5 MV (tensiunea unui dispozitiv de

producere a razelor X)? Se consideră viteza luminii $c \approx 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, iar sarcina electronului $e = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

Rezolvare

a) Utilizând ecuația $E = m_0 c^2$, se obține:
 $E = (9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}) \cdot (2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s})^2 = 8,187 \cdot 10^{-14} \text{ J}$

b) Energia totală a unui electron este suma dintre energia sa de repaus și energia cinetică datorată lucrului mecanic al câmpului electric

$$E = m_0 c^2 + eU$$

Din relația energiei totale a unei particule relativiste

scrise sub forma: $\left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^2 = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ rezultă

$$\left(\frac{m_0 c^2 + eU}{m_0 c^2}\right)^2 = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \Leftrightarrow \left(1 + \frac{eU}{m_0 c^2}\right)^2 = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

de unde $v = c \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{eU}{m_0 c^2}\right)^2}}$

Se obține:

$v_1 = 0,272c$ pentru o tensiune de 20 kV și
 $v_2 = 0,996c$ pentru o tensiune de 5 MV.

Rezumat

• Relațiile de compunere a vitezelor în mecanica relativistă pentru cele trei direcții ale SRI pentru o particulă ce se deplasează după direcția axei Ox.

$$v_x = \frac{v'_x + u}{1 + \frac{v'_x u}{c^2}}; \quad v_y = \frac{v'_y \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{1 + \frac{v'_x u}{c^2}}; \quad v_z = \frac{v'_z \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{1 + \frac{v'_x u}{c^2}}$$

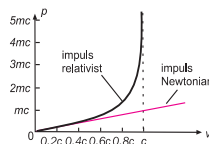
și respectiv:

$$v'_x = \frac{v_x - u}{1 - \frac{v_x u}{c^2}}; \quad v'_y = \frac{v_y \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{1 - \frac{v_x u}{c^2}}; \quad v'_z = \frac{v_z \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{1 - \frac{v_x u}{c^2}}$$

unde u este viteza de deplasare a SRI (S') în raport cu (S).

• Pentru o particulă de masă m care se deplasează cu viteza \vec{v} impulsul relativist este:

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m \vec{v}$$

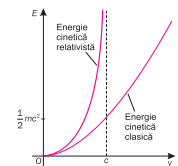


• Principiul fundamental al mecanicii se poate scrie:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) \text{ sau pe o direcție } F = \frac{m_0 a}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}$$

• Energia cinetică este:

$$E_c = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2$$



unde termenul $m_0 c^2$ reprezintă energia de repaus a particulei.

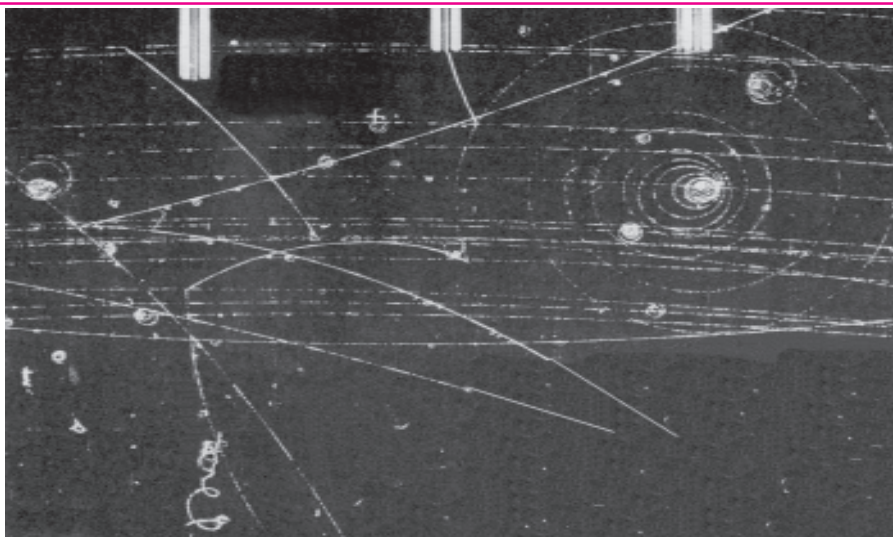
• Între impuls și energia totală a particulei relativiste este valabilă relația: $E^2 = (m_0 c^2)^2 + (pc)^2$.



Verificați-vă cunoștințele

1. Echipajul unei rachete ce trece pe lângă Pământ cu viteza de $0,8c$, trage un obuz pe direcția de mers a rachetei dar în sens invers cu o viteză de $0,9c$ față de aceasta. Care este viteza obuzului față de Pământ?
2. Un quasar aflat la mare distanță față de Pământ se depărtează de acesta cu o viteză egală cu $0,8c$, iar o galaxie aflată între quasar și Pământ se depărtează cu o viteză de $0,2c$. Care este viteza de deplasare a quasarlui măsurată de astronomii din cealaltă galaxie?
3. Față de un observator staționar, două nave cosmice se depărtează în sensuri opuse, cu vitezele $0,6c$ și respectiv $0,8c$. Care este viteza unuia, în raport cu SRI legat de cealaltă navă?
4. Un vehicul spațial care se deplasează cu o viteză de $0,75c$ proiectează o particulă dintr-un accelerator aflat la bord cu o viteză de $0,90c$ pe direcția de deplasare a navei. Care va fi viteza particulei pentru un observator exterior staționar? Dar dacă observatorul se deplasează în sens invers, cu o viteză de $0,75c$?
5. O stea Alfa se transformă într-o supernovă. După 10 ani o stea Beta aflată la 100 ani lumină de prima explodează.
 - a) Este posibil ca între cele două evenimente să existe o relație cauzală?
 - b) O navă extraterestră trecând prin galaxie stabilește că distanța dintre cele două evenimente este de 120 ani lumină. Care a fost intervalul de timp dintre explozii în SRI al navei extraterestre?
6. Dacă o particulă cu masa de 1 kg are impulsul $p = 400000 \text{ kg}\cdot\text{m/s}$, care este viteza particulei?
7. Un electron are o viteză de $0,9c$. La ce viteză impulsul unui proton va fi egal cu cel al electronului? Se dau masa electronului $9,1 \cdot 10^{-31}$ și masa protonului $1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.
8. La ce viteză masa unui electron este egală cu masa de repaus a unui proton?
9. Care este viteza electronului care a fost accelerat astfel încât masa i-a devenit de 10 ori mai mare decât masa de repaus?
10. O particulă, instabilă în repaus, se scindează în două fragmente de mase neegale. Masa fragmentului mai ușor este $2 \cdot 10^{-28} \text{ kg}$, iar a celui mai greu este $1,6 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Dacă fragmentul mai ușor are viteza de $0,893c$, care va fi viteza fragmentului mai greu?
11. Un electron într-un accelerator de particule atinge viteza $0,999c$ față de SRI al laboratorului. Ciocnirea electronului cu o țintă determină producerea unei particule cu masa de repaus $13,66 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ care se deplasează cu o viteză $u = 0,95c$ față de laborator. Dacă masa electronului este $9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ care este impulsul miuonului în SRI al laboratorului? Care este impulsul electronului după ciocnire?
12. Un cub are masa de 8 kg și latura $0,5 \text{ m}$.
 - a) Care este densitatea sa măsurată de un observator, când cubul se deplasează cu $0,9c$ față de acesta?
 - b) Care este densitatea cubului, pentru un observator care se află în SRI al cubului?
13. Un electron, într-un accelerator liniar, își mărește masa de 10^4 ori față de masa sa de repaus, când își atinge viteza finală la care a fost accelerat.
 - a) Care este viteza sa finală?
 - b) Dacă lungimea acceleratorului este de 3 km , care este lungimea acestuia în SRI legat de electron?
14. Care este energia de repaus, totală și respectiv, cinetică, a unui proton cu viteza de $0,95c$?
15. Într-un tub electronic cinescop, electronii sunt accelerați la o diferență de potențial de 18000 V . Cu ce viteză vor lovi electronii ecranul? Care este impulsul acestora în momentul ciocnirii?
16. La ce viteză energia cinetică a unei particule este de două ori mai mare ca energia sa de repaus?
17. Soarele radiază aproximativ $4 \cdot 10^{26} \text{ J}$ de energie în spațiu, în fiecare secundă.
 - a) Care este masa convertită în energie în fiecare secundă?
 - b) Dacă masa estimată a Soarelui este $2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$, în cât timp s-ar consuma materialul solar, dacă această rată de transformare ar rămâne constantă?
18. Un eveniment are loc într-un SRI imobil la momentul $t = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ în punctul de coordonate: $x = 5,2 \cdot 10^4 \text{ m}$; $y = 0$, $z = 1,5 \cdot 10^4 \text{ m}$. La ce moment și ce coordonate are evenimentul în raport cu un SRI mobil a cărui viteză față de sistemul imobil este $u = 0,6c$ orientată pe direcția Ox?
19. O particulă se deplasează cu viteza $0,4c$ față de Pământ. O a doua particulă se deplasează în aceeași direcție și sens cu prima având față de această viteză $0,5c$. Care este viteza față de Pământ a celei de-a doua particule?
20. Care este energia de repaus ce corespunde unei mase de 1 mg de substanță? Care este masa corpului ce ar putea fi ridicat la înălțimea de 50 m pe baza consumului energiei calculate la punctul anterior?
21. Care este viteza unei particule relativiste pentru ca energia cinetică să fie egală cu energia de repaus?
22. Ce lucru mecanic trebuie consumat pentru a mări viteza unei particule de la $0,6c$ la $0,8c$?

- 2.1. Efectul fotoelectric extern
- 2.2.*Efectul Compton
- 2.3. Ipoteza De Broglie.
Difracția electronilor. Aplicații
- 2.4. Dualismul undă-corpusul



Capitolul 2

ELEMENTE DE FIZICĂ CUANTICĂ

Young, Maxwell și Hertz au stabilit că lumina este o radiație electromagnetică, fapt demonstrat de fenomene precum interferența, difracția sau polarizarea.

Alte fenomene datorate luminii, cum ar fi emisia, absorbția sau difuzia luminii, au evidențiat aspecte complet diferite ale acesteia.

Studiul unor astfel de fenomene a arătat că unda electromagnetică este cuantificată. Emisia și absorbția acesteia de către atomi se face în pachetele ca niște particule, numite fotoni sau cuante, a căror energie este bine definită și proporțională cu frecvența radiației.

Energia electronilor în atomi este la rândul ei cuantificată, iar tranzițiile electronilor urmărite prin producerea liniilor spectrale caracteristice este urmarea acestei cuantificări. Studiul conceptelor de foton, cuantificare sau nivel de energie ne va purta prin lumea fizicii cuantice născută la începutul secolului XX din lucrările lui Max Planck și Albert Einstein și continuate de o pleiadă de laureați ai premiului Nobel pentru fizică. Pe câțiva dintre aceștia și ideile lor le vom cunoaște în cursul acestui capitol.

2.1. Efectul fotoelectric extern

În ultima parte a secolului al XIX-lea, experimentele au evidențiat că lumina incidentă pe anumite suprafețe metalice poate determina emisia unor electroni. Fenomenul descoperit de Hertz a fost denumit *efect fotoelectric extern*, electronii emiși au fost numiți *fotoelectroni*, iar deplasarea ordonată a acestora - fotocurent.

Efectul în sine nu a creat controverse, ci caracteristicile acestuia evidențiate de Phillip Lenard. Acesta a construit un dispozitiv compus dintr-un tub de sticlă vidat care conținea doi electrozi metalici emițătorul de electroni - emiterul (E) și colectorul (C) (fig. 1).

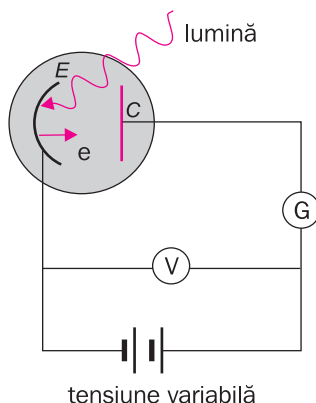


Fig. 1. Schema unui circuit cu ajutorul căruia se poate evidenția producerea efectului fotoelectric. Când radiația monocromatică cade pe emiter (E), de pe aceasta sunt emiși fotoelectroni înregistrați de un galvanometru legat la colector (C).

La întineric, indicația galvanometrului din circuit este zero, ceea ce înseamnă că prin acesta nu circulă curent electric. Când însă emiterul este iluminat cu o

radiație monocromatică având o lungime de undă potrivită, galvanometrul indică trecerea unui curent electric.

2.1.1.1. Legile efectului fotoelectric extern

În studiul efectului fotoelectric extern, Lenard a utilizat o baterie formată din mai multe elemente pentru a varia tensiunea dintre cei doi electrozi. El a studiat variația intensității curentului în funcție de tensiunea aplicată pe electrozi, influența lungimii de undă a radiației și a intensității acesteia asupra efectului.

Concluziile lui pot fi rezumate astfel:

1. Fotocurentul crește odată cu creșterea intensității luminoase (curbele 1 și 2, fig. 2).

2. Curentul apare rapid fără o aparentă întârziere față de momentul iluminării. Măsurătorile lui Lenard au indicat sub o zecime de secundă. Experimente ulterioare au coborât acest interval de timp la sub o nanosecundă.

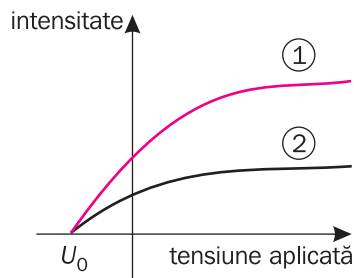


Fig. 2. Fotocurenți – ca funcție de tensiunea aplicată pe plăcile tubului vidat. Aceștia au fost obținuți

pentru două valori distincte ale intensității radiației monocromatice incidente: o intensitate ridicată (1) și una scăzută (2).

3. Emisia fotoelectronilor apare doar peste o anumită frecvență a radiației incidente numită *frecvență de prag* (ν_0).

4. Frecvența de prag depinde de metalul din care este confecționat emiterul.

5. Variația tensiunii pe electrozi determină variația intensității curentului (fig. 2):

- În **polarizare directă** (+ colector, – emiter) intensitatea curentului crește cu tensiunea până la o valoare maximă – **curent de saturație**. Peste acest nivel intensitatea curentului nu mai variază indiferent de creșterea tensiunii.

- În **polarizare inversă** (– colector, + emiter) fotocurentul scade. Sub o anumită tensiune (U_0), numită **tensiune de stopare**, efectul nu se mai produce.

6. Tensiunea de stopare (U_0) nu depinde de intensitatea radiației incidente, ci doar de frecvența acesteia.

Măsurători ale tensiunii de stopare în funcție de frecvența radiației incidente au dus la obținerea unor familii de drepte similare celor din fig. 3.

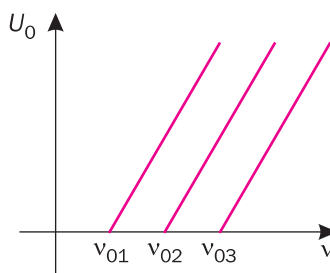


Fig. 3. Variația tensiunii de stopare, în funcție de frecvența radiației incidente, determină o familie de drepte care evidențiază că, sub o anumită frecvență (ν_{01} , ν_{02} , ν_{03} – depinzând de

materialul din care este făcut catodul) efectul fotoelectric nu mai are loc.

Odată stabilite aceste concluzii, care au constituit **legile efectului fotoelectric extern**, s-a încercat explicarea acestuia pe baza *modelului clasic*.

Explicarea efectului fotoelectric în cadrul modelului clasic

După cum știți, într-un metal, sarcinile care participă la formarea curentului electric sunt electronii liberi. Aceștia nu sunt legați de un anumit atom ci aparțin întregii rețele. Proprietatea este datorată slabei legături pe care electronii de pe ultimul strat (de valență) o au cu atomii. Aceasta face ca, energia furnizată de agitația termică să fie suficientă eliberării lor în structura metalului.

La data descoperirii efectului fotoelectric se cunoștea că o încălzire suficientă a metalului poate furniza electronilor liberi din metal energia necesară acestora pentru a părăsi suprafața metalului. Fenomenul poartă numele de *emisie termică* și are loc numai dacă este depășită o energie minimă numită **lucru mecanic de extracție** (L_{ex}). Valorile acestei energii depind de natura metalului, dar și de adâncimea față de suprafață la care se găsește electronul. Câteva dintre aceste valori sunt date în tabelul 1.

Tabelul 1. Valori ale lucrului mecanic de extracție a electronilor pentru câteva metale (sunt date în electronvolți):

Element	L_{ex} (eV)
aluminiu	4,28
cupru	4,65
fier	4,7
aur	5,1

Dicționar

Electronvolt (eV): unitate de măsură energetică egală cu energia câștigată de un electron accelerat de o tensiune de un volt.

$$1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Similar emisie termice, se considera că efectul fotoelectric este datorat încălzirii metalului prin iluminarea acestuia. În acest caz, transferul energiei unei luminoase către electronii metalului era considerat a produce o creștere suficientă a energiei acestora care să le permită părăsirea metalului.

Această teorie explică unele dintre legile efectului fotoelectric precum:

- forma caracteristicii curent-tensiune (fig. 2);
- existența unei energii minime necesare fotoelectronului pentru a părăsi metalul (lucrul mecanic de extracție – preluat din teoria emisie termice);
- dependența curentului de saturație de intensitatea luminii incidente pe emiter. O intensitate luminoasă mai mare echivalează cu o energie mai mare, deci cu posibilitatea eliberării mai multor electroni. Ca efect, crește intensitatea curentului de saturație.

Caracteristica curent-tensiune

Prin părăsirea emiterului de către electroni, în imediata vecinătate a acestuia apare un exces de sarcină electrică negativă (zonă de sarcină spațială negativă). Emiterul, care inițial era neutru din punct de vedere electric rămâne cu un exces de sarcină pozitivă. Ca urmare, între emiter și zona de sarcină spațială negativă se manifestă un câmp electric care acționează asupra fotoelectronilor cu o forță $\vec{F} = -e\vec{E}_0$ ($-e$ este sarcina electronului, \vec{E}_0 este intensitatea câmpului electric), orientată spre emiter.

Când tensiunea pe electrozi este nulă, se crează un echilibru dinamic între emisia fotoelectronilor și întoarcerea acestora pe suprafața metalică datorată câmpului electric \vec{E}_0 . Numai fotoelectronii cu energii suficient de mari pot ajunge la colector determinând curentul de colector de la $U = 0$ (fig. 4a).

Aplicând o tensiune care să pozitiveze colectorul față de emiter, peste câmpul electric \vec{E}_0 se suprapune câmpul electric \vec{E} dintre cei doi electrozi. Acesta este orientat în sens invers celui dintâi. Suprapunerea celor două câmpuri va determina creșterea numărului de fotoelectroni ce ajung la colector, deci creșterea intensității curentului prin galvanometru (fig. 4b). Peste

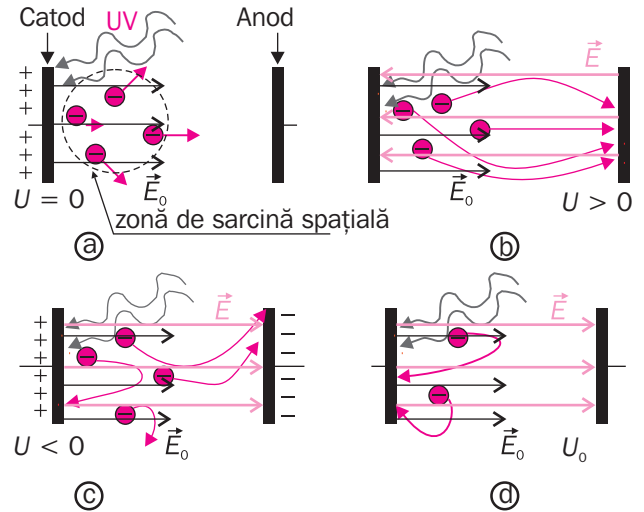


Fig. 4. Comportarea electronilor eliberați din catod în funcție de tensiunea U , anod-catod:
a) $U = 0$; b) $U > 0$; c) $U < 0$;
d) U_0 – tensiune de stopare.

o anumită tensiune toți fotoelectronii care părăsesc emiterul ajung la colector determinând saturarea intensității curentului din galvanometru.

La tensiuni inverse, care pozitivează emiterul față de colector, intensitatea câmpului electric \vec{E} , dintre electrozi, are același sens cu cea a câmpului \vec{E}_0 , dintre zona de sarcină spațială și emiter (fig. 4c).

Numărul fotoelectronilor care ajung la colector scade cu creșterea tensiunii inverse pentru ca, peste o anumită valoare a acesteia (tensiunea de stopare U_0), nici un fotoelectron să nu mai ajungă la colector. În acest fel, curentul înregistrat de galvanometru scade la zero (fig. 4d).

Bilanțul energetic

Energia câștigată de un electron liber din metal (E) se regăsește sub formă de lucru mecanic de extracție, necesar pentru a părăsi emiterul și energie cinetică (E_c), conform relației:

$$E = L_{\text{ex}} + E_c$$

Energia cinetică a fotoelectronilor nu este aceeași pentru toți fotoelectronii. Lucrul mecanic de extracție depinde de localizarea electronului în raport cu suprafața emiterului. Fotoelectronii au o distribuție a energiei cinetice de tipul celei din fig. 5. Se observă pe această distribuție că, dacă marea majoritate a fotoelectronilor au energia cinetică apropiată de o valoare medie, există și fotoelectroni cu energii cinetice extreme.

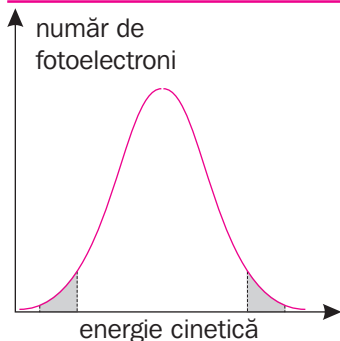


Fig. 5. Distribuția energiei cinetice a fotoelectronilor. Fotoelectronii cu energii mari (dreapta graficului) pot trece de zona de sarcină spațială ajungând la colector.

$$E_{c,max} = \frac{mv_{max}^2}{2} = eU_0$$

Limite ale modelului clasic

Dacă o parte dintre legile efectului fotoelectric au putut fi explicate de modelul clasic, care considera lumina o undă care-și cedează energia fotoelectronului, alte legi ale efectului fotoelectric nu pot fi explicate de acest model.

Una dintre acestea este existența unei frecvențe de prag (ν_0). Dacă unda electromagnetică transferă fotoelectronului, în metal, energie până la valoarea necesară părăsirii suprafeței metalului de către acesta, care este explicația frecvenței limită, dincolo de care efectul nu se produce?

Nici legea care privește viteza producerii fenomenului (aproape instantaneu) nu poate fi explicată. Dacă emisia fotoelectronilor se datorează creșterii temperaturii, intervalul de timp până când temperatura emiterului ar fi suficient de mare pentru producerea fenomenului ar trebui să fie mai îndelungat.

În sfârșit, ne-am fi așteptat ca o radiație mai intensă să determine o încălzire mai pronunțată a catodului. Energia cinetică maximă a fotoelectronului ar fi astfel mai mare, ceea ce ar determina și o creștere a tensiunii de stopare (U_0). După cum a observat însă Lenard, tensiunea de stopare este aceeași indiferent de intensitatea luminii.

S-a constatat astfel imposibilitatea explicării efectului fotoelectric în limitele teoriei clasice.

• Aplicarea unei tensiuni electrice directe (U) între emiter (-) și colector (+), determină un câștig de energie cinetică ($\Delta E_c = eU$) de către fotoelectron.

• Dacă tensiunea aplicată este inversă, fotoelectronul ajunge la colector doar dacă pierderea de energie cinetică pe distanța dintre electrozi este mai mică decât energie cinetică cu care acesta a părăsit emiterul,

$$\Delta E_c = E_{c,final} - E_{c,initial} = -eU,$$

unde $E_{c,final}$ și $E_{c,initial}$ reprezintă energiile cinetice ale fotoelectronului la colector și respectiv la emiter. Dacă $E_{c,final}$ este zero, energia cinetică inițială a fotoelectronului ($E_{c,initial}$), va fi chiar valoarea minimă a energiei fotoelectronului la ieșirea din emiter necesară acestuia pentru a ajunge la colector.

$$E_{c,initial} = E_{min} = eU$$

Când tensiunea inversă pe electrozi atinge valoarea de stopare (U_0), nici cel mai rapid fotoelectron nu ajunge la colector. Energia maximă a fotoelectronului, în imediata vecinătate a anodului este:

2.1.2. Ipoteza lui Planck. Ipoteza lui Einstein. Ecuația lui Einstein

Ipoteza lui Planck

Incapacitatea teoriilor clasice de a explica anumite aspecte evidențiate de efectul fotoelectric nu era singura problemă cu care se confrunta fizica la sfârșitul secolului al XIX-lea. Una dintre cele mai controversate probleme era explicarea comportării radiației termice la lungimi de undă mici (fig. 6).

Rezolvarea acestei probleme de către Max Planck avea să-i ofere lui Einstein cheia explicării efectului fotoelectric.

Toate corpurile, indiferent de temperatură, emit radiație. La temperaturi joase, spectrul acesteia este în domeniul infraroșu, în timp ce, odată cu creșterea temperaturii, spectrul se deplasează spre domeniul vizibil. La lungimi de undă scurte experimentele evidențiază

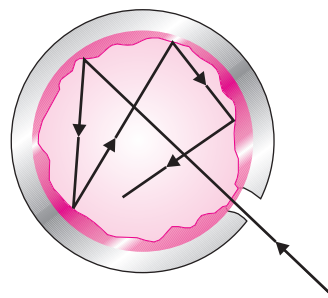


Fig. 6. Studiul radiației termice consideră drept sursă emițătoare un corp negru - sistem ideal care absoarbe întreaga radiație incidentă. O bună aproximație a unui astfel de corp este interiorul unei incinte goale în care lumina pătrunde printr-o mică deschidere. Prin reflexiile repetate pe pereți, întreaga radiație este absorbită determinând încălzirea incintei.

existența unui maxim (fig. 7a) care nu putea fi explicat de teoria clasică. Predicția teoriei clasice se baza pe ideea potrivit căreia atomii unui corp constituie un sistem de oscilatori care emit energie sub forma unor unde electromagnetice. La lungimi de undă mari, rezultatele teoriei clasice prezentau o bună concordanță cu datele experimentale. La lungimi de undă mici însă, intensitatea teoretică a radiației tindea la infinit – în contradicție cu datele experimentale care arătau scăderea acesteia la zero (fig. 7b).

Pe lângă neconcordanța cu experimentul, teoria clasică era în vădită contradicție și cu legea conservării energiei - contradicție cunoscută în istoria fizicii sub numele de „catastrofa ultravioletă“.

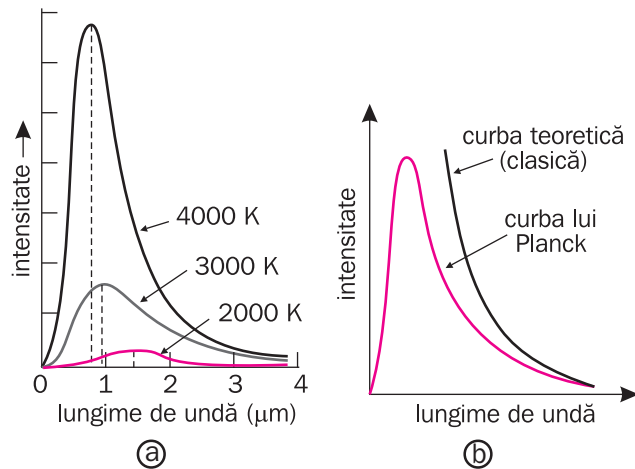


Fig. 7. Spectrul radiației emise de un corp negru la diferite temperaturi (a). Diferența dintre curbele teoretice rezultate din teoria clasică și cea reformulată prin ipoteza dată de Planck.

În 1900, fizicianul german Max Planck (fig. 8) propune ipoteza cuantificării nivelelor de energie ale atomilor.



MAX PLANCK
(1858-1947)

Fig. 8. Laureat al premiului Nobel pentru fizică în 1918, pentru descoperirea naturii cuantice a energiei. A introdus în fizică noțiunea de constantă de acțiune,

care mai târziu i-a purtat numele: constanta Planck.

Atomii unui solid, după cum se știe, oscilează în jurul poziției lor de echilibru cu o anumită frecvență, ceea ce constituie principalul mecanism al agitației

termice. În acest fel solidul poate fi privit ca un ansamblu de oscilatori electrici. După cum se știe din clasa a XI-a, energia unui oscilator armonic depinde de amplitudine și poate avea orice valoare posibilă. Pentru explicarea emisiei corpului negru Planck a făcut ipoteza că *oscilatorii atomici nu pot avea orice energie*, ci numai anumite valori:

$$E = 0, hv, 2hv, 3hv, \dots,$$

unde h este o constantă, care a fost numită constanta Planck. Valoarea acestei constante este:

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js.}$$

Prin această ipoteză de cuantificare Planck a construit o teorie în bună concordanță cu datele experimentale (curba lui Planck - fig. 7 b).

Punctul cheie al teoriei lui Planck a fost introducerea, pentru prima dată, în fizică, a ideii de cuantificare a energiei atomului.

Deși rezultatele obținute de el prin această ipoteză reproduceau corect forma variației intensității emisiei corpului negru în funcție de lungimea de undă a radiației emise, Planck era sceptic asupra realității cuantificării energiei atomilor. Cel care a luat în serios ipoteza lui Planck, a fost Albert Einstein.

Ipoteza lui Einstein

În 1905, Albert Einstein a publicat un articol în care explica efectul fotoelectric plecând de la ipoteza, propusă de Planck. El extinde conceptul de cuantificare enunțat de Planck și asupra undelor electromagnetice, presupunând că lumina este formată dintr-un curent de fotoni (cuante de lumina). Einstein formulează trei postulate asupra cuantelor de lumină și a interacțiunii acestora cu materia:

1. Lumina cu frecvența ν este formată din cuante discrete (fotoni), fiecare având energia:

$$E = h\nu \quad (2)$$

(unde h este constanta Planck). Fiecare foton se deplasează cu viteza luminii (c).

2. Fotonii sunt emiși sau absorbiți de către atom potrivit principiului „totul sau nimic”. O substanță poate emite un număr întreg de cuante, dar niciodată unul fracționar. Similar, un electron într-un atom nu poate absorbi un număr fracționar de cuante, ci numai unul întreg.

3. Absorbit de un metal, un foton va furniza întreaga sa energie unui singur electron.

Einstein consideră lumina un curent de particule care pot fi absorbite individual de către electroni. Mai mult, când un foton este absorbit, de către electron, energia celui din urmă crește cu o valoare egală cu energia fotonului ($h\nu$).

Ecuția lui Einstein

Un fotoelectron care primește o cantă de lumină primește întreaga energie a fotonului ($E = h\nu$). Această energie este regăsită pe de o parte, sub formă de lucru mecanic de extracție (L_{ex}) necesar fotoelectronului pentru a părăsi metalul, iar pe de altă parte sub formă de energie cinetică a fotoelectronului emis (E_{cmax}). Potrivit legii conservării energiei se poate scrie:

$$h\nu = L_{\text{ex}} + E_{\text{cmax}} \quad (3)$$

Relația (3) poartă numele de **ecuația lui Einstein** a efectului fotoelectric extern.

În scrierea acestei relații nu s-a ținut seama de energia termică a electronului care este neglijabilă față de energia furnizată de foton.

Să vedem ce explicații asupra efectului fotoelectric, furnizează ipoteza de cuantificare și postulatele Einstein.

2.1.3.

Interpretarea legilor efectului fotoelectric extern

Teoria elaborată de Einstein a permis explicarea legilor efectului fotoelectric – care, prin teoria electromagnetică a luminii, nu puteau fi înțelese. Astfel:

- Creșterea intensității luminoase este interpretată în cadrul acestei teorii ca o creștere a numărului de fotoni. Cum fiecare foton este răspunzător de eliberarea din emitor a unui fotoelectron, rezultă o creștere a numărului de fotoelectroni emiși, deci a intensității curentului.

- Emisia practic instantanee a fotoelectronilor se explică prin faptul că energia necesară producerii efectului este transferată într-o cantitate finită (cuantă) și nu distribuită uniform, pe o suprafață mare, cum prevedea modelul clasic.

- Efectul fotoelectric nu poate fi observat, sub o anumită frecvență de prag (ν_0), deoarece energia fotonului trebuie să fie cel puțin egală cu lucrul mecanic de extracție (L_{ex}).

$$L_{\text{ex}} = h\nu_0 \quad (4)$$

- Un metal, potrivit tipului de rețea cristalină va determina o anumită energie de legătură a electronilor în metal. Lucrul mecanic de extracție diferă în funcție de metal. Frecvența de prag diferă, la rândul ei, de la un metal la altul.

- Din faptul că tensiunea de stopare (U_0) este proporțională cu energia cinetică maximă, se scrie:



Lectură

Fotocelula este un dispozitiv care acționează ca un întrerupător al unui circuit electric. Fig. 9 sintetizează utilizarea sa în cazul unui sistem de alarmare. Întreruperea fasciculului de lumină incident pe emiterul fotocelulei determină oprirea producerii efectului fotoelectric. Circuitul electromagnetului se deschide ceea ce determină închiderea circuitului de alarmare.

$$eU_0 = E_{\text{cmax}}$$

înlocuind în ecuația lui Einstein:

$$h\nu = L_{\text{ex}} + E_{\text{cmax}}$$

se obține:

$$eU_0 = h\nu - L_{\text{ex}}$$

Exemplu

Iluminând o suprafață de sodiu cu lumină monocromatică având $\lambda = 300$ nm și știind că lucrul mecanic de extracție a fotoelectronilor este $L_{\text{ex}} = 2,46$ eV, să se determine:

- a) energia cinetică a fotoelectronilor;
- b) frecvența de prag a sodiului.

Rezolvare

- a) Energia fotonului incident este:

$$\varepsilon = h\nu = h \frac{c}{\lambda},$$

unde cu c s-a notat viteza luminii în vid. Înlocuind în ecuația efectului fotoelectric:

$$h\nu = L_{\text{ex}} + E_{\text{cmax}}$$

se obține:

$$E_{\text{cmax}} = h \frac{c}{\lambda} - L_{\text{ex}} = 1,68 \text{ eV}.$$

- b) Frecvența de prag se determină din relația:

$$L_{\text{ex}} = h\nu_0 \Rightarrow \nu_0 = \frac{L_{\text{ex}}}{h} = 595 \cdot 10^{12} \text{ Hz}.$$

Aplicații ale efectului fotoelectric

O altă utilizare a fotocelulei este citirea benzii sonore a unui film (fig. 10). Banda sonoră este localizată pe partea laterală a filmului, sub forma unei benzi de transparență variabilă, prin care trece lumina de la o sursă. O fotocelulă determină apariția unui curent de intensitate variabilă datorată transparenței diferite a benzii sonore. Curentul variabil determină vibrații ale membranei unui difuzor care transformă semnalul electric în semnalul sonor.

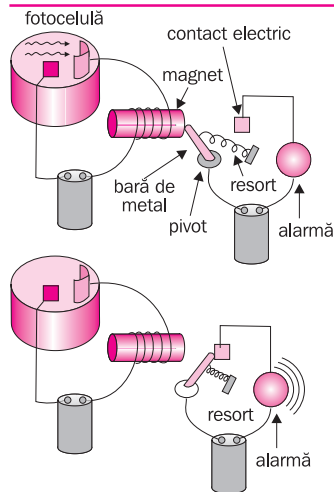


Fig. 9. Întreruperea fascicului de lumină (de exemplu, prin interpunerea unui obiect între sursă și fotocelulă) determină, prin întreruperea curentului în circuitul fotocelulei, închiderea circuitului de alarmare.

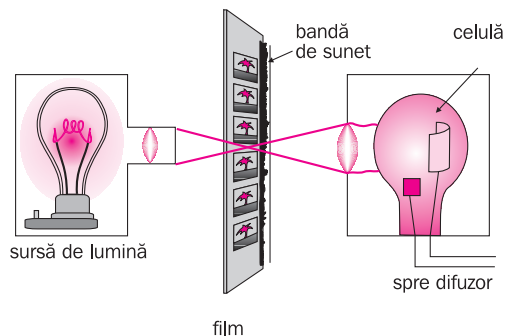


Fig. 10. Transparența variabilă a benzii sonore determină apariția unui fotocurent variabil care produce o vibrație, cu frecvență variabilă, a membranei difuzorului.

Rezumat

- Efectul fotoelectric extern constă în emisia de electroni de la suprafața unui metal iluminat cu o radiație monocromatică de frecvență potrivită.

- Legile efectului fotoelectric extern afirmă că:

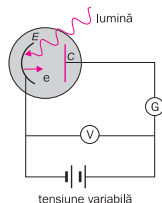
1. sub o anumită frecvență a radiației incidente (ν_0 - frecvență de prag), efectul fotoelectric nu are loc.

2. la frecvențe superioare frecvenței de prag sunt emiși fotoelectroni într-un număr proporțional cu intensitatea luminii emise. Energia cinetică maximă a fotoelectronilor este independentă de intensitatea luminoasă.

3. energia cinetică maximă a fotoelectronilor este direct proporțională cu frecvența radiației incidente.

4. emisia electronilor de pe suprafața metalică are loc instantaneu, chiar și la intensități scăzute ale luminii.

- Explicarea efectului fotoelectric are la bază ipoteza lui Planck care introduce conceptul de cuantificare a



energiei în atom.

- Einstein aplică ipoteza lui Planck undelor electromagnetice dând următoarele principii:

1. lumina cu frecvența ν este formată din cuante discrete (fotoni), cu energia: $E = h\nu$ (unde h este constanta Planck). Fiecare foton se deplasează cu viteza luminii (c).

2. fotonii sunt emiși sau absorbiți de către atom potrivit principiului „totul sau nimic”. O substanță poate emite un număr întreg de cuante, dar niciodată unul fracționar. Similar, un electron într-un atom nu poate absorbi un număr fracționar de cuante, ci numai unul întreg.

3. Absorbit de un metal, un foton furnizează întreaga sa energie unui singur electron.

Ecuția Einstein a efectului fotoelectric este:

$$h\nu = L_{\text{ex}} + E_{\text{cmax}}$$

unde L_{ex} este lucrul mecanic de extracție, iar E_{cmax} este energia cinetică maximă a fotoelectronului.



Verificați-vă cunoștințele

1. Care din următoarele afirmații, privind efectul fotoelectric, sunt adevărate:

- a) Tensiunea de stopare a efectului fotoelectric nu depinde de frecvența luminii.

- b) Efectul fotoelectric observat în cazul unui metal, pentru o anumită lungime de undă, va fi observat în cazul oricărui alt metal – pentru aceeași lungime de undă.

- c) Tensiunea de stopare a efectului fotoelectric nu depinde

de intensitatea luminii.

- d) Efectul fotoelectric se produce instantaneu.

2. Care din următoarele expresii sunt adevărate, în cazul efectului fotoelectric:

- a) $h \frac{c}{\lambda} = L_{\text{ex}} + \frac{mv_{\text{max}}^2}{2}$; b) $h\nu - h\nu_0 = eU_0$; c) $L_{\text{ex}} = h\nu_0$.

3. a) Explicați în cazul graficului curent-tensiune al efectului fotoelectric, din figura 2 din lecție, de ce pentru $\Delta U > 0$, graficul este orizontal?

b) De ce fotoelectronii emiși de catod nu au toți aceeași energie cinetică?

c) De ce considerăm că potențialul electric de stopare măsoară energia cinetică maximă a fotoelectronilor?

4. Cum ar fi arătat graficul din figura 2 din lecție dacă fizica clasică ar fi furnizat explicația corectă a efectului fotoelectric? Desenați graficul și argumentați. Includeți curbele care se obțin la intensități mari și mici ale luminii.

5. Un foton de lumină verde are lungimea de undă $\lambda = 520$ nm. Calculați: a) frecvența; b) impulsul; c) energia acestuia. Să se exprime energia atât în jouli cât și în electronvolți.

6. Dacă lungimea de undă predominantă a unei lămpi de ultraviolete este 248 nm, iar puterea emisă la această lungime de undă este de 24 W, câți fotoni sunt emiși pe secundă ?

7. O foiță de nichel este expusă la o radiație cu lungimea de undă de 237 nm. Care este viteza maximă a fotoelectronilor emiși de suprafața metalului ?

8. Lungimea de undă de prag a efectului fotoelectric pe o foiță de tungsten este 272 nm. Care este energia cinetică maximă a fotoelectronilor emiși de o radiație UV cu frecvența $1,45 \cdot 10^{15}$ Hz. Se dă lucrul mecanic de extracție al tungstenului de 4,55 eV.

9. Care ar trebui să fie lucrul mecanic de extracție minim al unui metal pentru a se produce efect fotoelectric de către radiația electromagnetică din domeniul vizibil, cu lungimea de undă cuprinsă între 400 nm și 700 nm?

10. Când radiația cu lungimea de undă de 400 nm cade pe un anumit metal, energia cinetică maximă a fotoelectronilor emiși este 1,1 eV. Care este energia cinetică maximă a fotoelectronilor emiși de același metal când este iradiat cu o radiație cu lungimea de undă de 300 nm?

11. Iluminând un metal, a cărui tensiune de prag este de 7 V, cu o radiație monocromatică cu frecvența $3 \cdot 10^{15}$ Hz, are loc efectul fotoelectric. Care este lucrul mecanic de extracție al metalului?

12. Lumina roșie cu $\lambda_1 = 670$ nm produce fotoelectroni într-un metal. Lumina verde cu $\lambda_2 = 520$ nm produce fotoelectroni, în același metal, cu o energie cinetică de 1,5 ori mai mare. Care este lucrul mecanic de extracție al metalului?

13. O sursă de lumină poate emite radiațiile cu $\lambda_1 = 600$ nm și $\lambda_2 = 720$ nm. Aceste radiații cad pe o fotocelulă cu emiter de cesiu, al cărui lucru mecanic de extracție este $3 \cdot 10^{-19}$ J.

a) Care dintre radiații va produce efect fotoelectric?

b) Care va fi viteza maximă a fotoelectronilor?

c) Care este valoarea tensiunii de prag?

14. Lumina cu lungimea de undă $\lambda = 445$ nm este incidentă pe suprafața unui metal. Tensiunea de prag, în acest caz, reprezintă 70% din valoarea celei ce rezultă când radiația incidentă pe aceeași suprafață are $\lambda' = 410$ nm. Care este lucrul mecanic de extracție a fotoelectronilor?

15. Se iriază cu fotoni o placă metalică al cărei lucru mecanic de extracție este 4,5 eV. Care este lungimea de undă a radiației electromagnetice pentru care electronii au viteza maximă egală cu: a) 0,2 și b) 0,7 din viteza luminii?

16. Iluminând succesiv suprafața unui metal cu lumină având $\lambda_1 = 380$ nm și $\lambda_2 = 560$ nm, se stabilește că vitezele maxime ale fotoelectronilor diferă una față de cealaltă de 1,8 ori. Care este lucrul mecanic de extracție al metalului?

17. Radiația ultravioletă cade pe suprafața unui metal. Lucrul mecanic de extracție a fotoelectronilor este 3,44 eV, viteza maximă a fotoelectronilor emiși este $4,2 \cdot 10^5$ m/s, iar intensitatea radiației incidente este $0,05$ W/m². Câți electroni sunt emiși de pe fiecare centimetru pătrat dacă randamentul de absorbție a fotonilor este 100%?

18. Se dă următorul tabel:

Metal	Cesiu	Potasiu	Argint	Tungsten	Zinc
L_{ex} (eV)	1,9	2,23	4,73	4,58	3,7

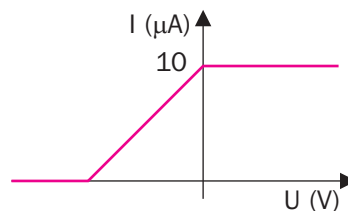
Determinați:

a) frecvența de prag a radiației luminoase;

b) energia cinetică maximă a fotoelectronilor, dacă metalul respectiv este iluminat cu o radiație cu lungimea de undă de două ori mai mică decât cea corespunzătoare frecvenței de prag;

c) viteza maximă a fotoelectronilor, în situația descrisă la punctul anterior.

19. Câți fotoelectroni sunt emiși pe secundă în experimentul pentru a cărui variație curent –tensiune s-a ridicat graficul alăturat?



20. Ce metale din tabelul 1 din lecție, produc efect fotoelectric dacă sunt iluminate cu o radiație cu $\lambda_1 = 400$ nm. Dar dacă sunt iluminate cu o radiație cu $\lambda_2 = 250$ nm?

Natura corpusculară a luminii a fost dovedită, în modul cel mai elocvent, de legile de schimbare a frecvenței la împrăștiere a radiațiilor X. Potrivit teoriei clasice a împrăștierii radiațiilor X pe electronii slab legați în atomi, radiația împrăștiată ar trebui să aibă întotdeauna aceeași frecvență cu radiația incidentă. Conform acestei teorii, undele electromagnetice, cu frecvență ν , ar provoca oscilații forțate ale electronilor. Aceștia, la rândul lor, ar emite în toate direcțiile radiații electromagnetice secundare, de aceeași frecvență.

Studiind împrăștierea radiațiilor X pe electronii dintr-un bloc de grafit, în 1922, A.H. Compton (fig. 1) a constatat că radiația împrăștiată sub unghiuri mai mici de 90° are frecvențe mai mici decât radiația incidentă, ceea ce contrazicea teoria electromagnetică.



ARTHUR HOLLY
COMPTON
(1892-1962)

Fig. 1.
Fizician american, laureat al premiului Nobel pentru fizică în anul 1927, pentru descoperirea efectului care-i poartă numele.

Experimentul original realizat de Compton este prezentat schematic în fig. 2. El utiliza ca sursă de radiație electromagnetică un tub de raze X cu țintă de molibden. Lungimea de undă a razelor X produse era de 0,0709 nm. Radiația împrăștiată sub diferite unghiuri era detectată cu un spectrometru de tip Bragg. Acesta este format dintr-un cadru ce se poate roti. Difracția este produsă pe un cristal de calcit. Într-o cameră de detecție de raze X (cameră de ionizare – vezi interacțiunea radiației cu substanța) este înregistrată intensitatea radiației împrăștiate după diverse unghiuri. Deoarece distanțele dintre planele cristalului de calcit sunt cunoscute, în experiment se calcula pe baza unghiului de difracție lungimea de undă a radiației.

Rezultatul experimentului a fost explicat de Compton pe baza teoriei corpusculare (fotonice) a luminii introdusă de postulatele lui Einstein. El considera lumina formată din fotoni, caracterizați prin energia:

$$E = h\nu \quad (1)$$

și impulsul \vec{p} .

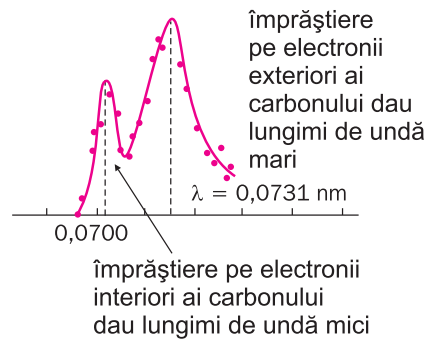
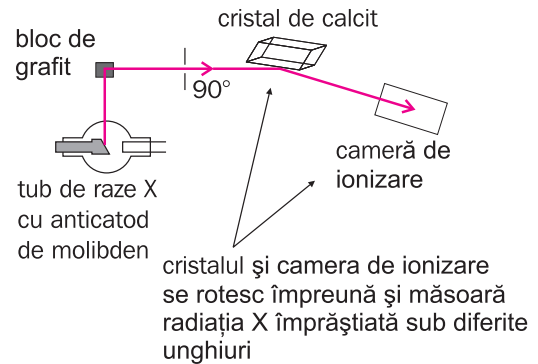


Fig 2. Experimentul lui Compton.

Știm că viteza de deplasare a luminii în vid, și deci a fotonilor, este c . Aplicând relația energiei din teoria relativității:

$$E = mc^2 \quad (2)$$

și egalând relația (1) cu (2) se obține:

$$m = \frac{h\nu}{c^2}.$$

Deplasându-se în vid cu viteza c , fotonul are în timpul mișcării impulsul:

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (3)$$

unde cu λ am notat lungimea de undă.

Compton va considera fenomenul descoperit de el ca o ciocnire elastică între două particule: un foton și un electron liber. În urma ciocnirii, o parte din energia fotonului incident este transferată electronului. Fotonul împrăștiat va avea astfel o energie mai mică $h\nu'$. Deci în urma ciocnirii, rezultă scăderea frecvenței fotonului (creșterea lungimii de undă).

Să considerăm ciocnirea dintre foton și electron în limitele teoriei relativității restrânse. Dacă înaintea ciocnirii energia fotonului este $h\nu$, iar impulsul acestuia $\frac{h\nu}{c}$, după ciocnire acestea devin $h\nu'$ și respectiv $\frac{h\nu'}{c}$ (fig. 3).

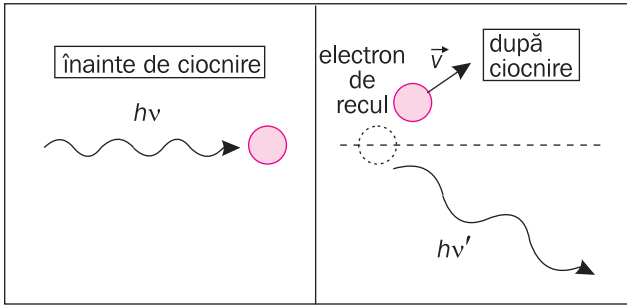


Fig. 3. Schemă de explicare a efectului Compton pe baza ipotezei ciocnirii perfect elastice foton - electron.

Pentru simplitate, considerăm electronul în repaus (masa de repaus a electronului o notăm cu m_0). Energia sa de repaus este, potrivit ecuației lui Einstein din teoria relativității $E = m_0c^2$, iar impulsul lui este nul. Dacă, după ciocnire electronul capătă viteza \vec{v} , atunci energia sa este:

$$mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (4)$$

iar impulsul:
$$p = mv = \frac{m_0v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5)$$

După ciocnire electronul are energia cinetică:

$$(m - m_0)c^2 = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) \quad (6)$$

Dacă θ este unghiul de deviere a fotonului, iar φ cel de deviere a electronului, potrivit diagramei impulsurilor (fig. 4), legea de conservare a impulsului pe cele două direcții alese se poate scrie:

$$\begin{cases} \frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + mv \cos \varphi & (7) \\ 0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - mv \sin \varphi & (8) \end{cases}$$

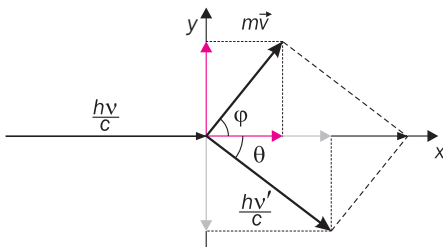


Fig. 4. Diagrama conservării impulsului în ciocnirea foton - electron din explicarea efectului Compton.

Legea conservării energiei este:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2 \quad (9)$$

Ridicând la pătrat ecuațiile (7) și (8) și scăzându-le membru cu membru (pentru a elimina φ) se obține:

$$m^2v^2c^2 = h^2[(v - v' \cos \theta)^2 + (v' \sin \theta)^2] = h^2(v^2 + v'^2 - 2vv' \cos \theta) \quad (10)$$

Ridicând la pătrat relația (9) se obține:

$$m^2c^4 = [h(v - v') + m_0c^2]^2 = h^2(v^2 + v'^2 - 2vv') + 2m_0c^2h(v - v') + m_0^2c^4 \quad (11)$$

Scăzând membru cu membru ecuația (11) din (10) și înlocuind m din relația (1), rezultă:

$$m_0^2c^4 = -2h^2vv'(1 - \cos \theta) + 2m_0c^2h(v - v') + m_0^2c^4 \quad (12)$$

sau:

$$1 - \cos \theta = \frac{m_0c^2}{h} \frac{v - v'}{vv'} \quad (13)$$

Relația (13) se poate scrie și sub forma:

$$1 - \cos \theta = \frac{m_0c^2}{h} \left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{v} \right) \quad (14)$$

Mărima $\frac{h}{m_0c} = 0,0242 \text{ \AA}$ poartă numele de lungime de undă Compton (Λ). Ținând cont că:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = c \left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{v} \right)$$

ecuația (14) poate fi scrisă și sub forma:

$$\Delta\lambda = (1 - \cos \theta) \frac{h}{m_0c}$$

sau
$$\Delta\lambda = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (15)$$

Expresia (15) indică faptul că variația lungimii de undă a fotonului incident (scăderea frecvenței acestuia) nu depinde de lungimea de undă a fotonului incident, ci numai de unghiul de împrăștiere θ .

Observație: Dacă rescriem expresia (15) sub forma:

$$\lambda' = \lambda + \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta) \cong \lambda + 0,0024(1 - \cos \theta)$$

(în nm), iar radiația electromagnetică utilizată în experiment ar fi fost din domeniul vizibil ($\approx 500 \text{ nm}$), diferența rezultată ($\Delta\lambda$) ar fi fost atât de mică încât cu greu s-ar fi putut observa.

Efectul poate fi însă observat în cazul razelor X ($\lambda \cong 0,1 \text{ nm}$) și γ , unde lungimile de undă sunt încă și mai mici.

Ce se întâmplă însă în acest proces cu electronul (numit și electron de recul)? Pentru a răspunde la

această întrebare, să revenim la ecuațiile (7) și (8). Separând termenul care conține unghiul de recul (φ) și împărțind (8) la (7), se obține:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{v \sin \theta}{v - v' \cos \theta} = -\frac{\sin \theta}{\frac{v}{v'} - \cos \theta}. \quad (16)$$

Raportul $\frac{v}{v'}$ se poate obține rescriind expresia (15) în funcție de frecvență:

$$\frac{v}{v'} = 1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (17)$$

Deci:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{\left(1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2}\right) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} = -\frac{1}{\left(1 + \frac{\Lambda}{\lambda}\right) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} \quad (18)$$

Cum $0 \leq \theta \leq \pi$, iar $0 \leq \frac{\theta}{2} \leq \frac{\pi}{2}$, rezultă $\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} > 0$.

În acest caz $\operatorname{tg} \varphi < 0$, ceea ce înseamnă că sensul electronilor de recul este întotdeauna înainte.

Energia cinetică a electronului de recul (electron Compton) este:

$$E_c = h\nu - h\nu' = mc^2 - m_0 c^2 = h\nu \left(1 - \frac{1}{\frac{v}{v'}}\right),$$

adică:

$$E_c = h\nu \frac{\frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (19)$$

sau:

$$E_c = h\nu \frac{\frac{\Lambda}{\lambda} \sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 + \frac{\Lambda}{\lambda} \sin^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (20)$$

Energia maximă a electronului Compton se obține pentru $\varphi = 0$, adică $\theta = \pi$, și are valoarea:

$$E_{c\max} = \frac{2h\nu \frac{\Lambda}{\lambda}}{1 + 2\frac{\Lambda}{\lambda}}. \quad (21)$$

Observații:

Variația lungimii de undă prin împrăștiere (15), obținută de Compton depinde atât de unghiul de împrăștiere cât și de masa particulei care provoacă împrăștierea. Pentru împrăștierea pe electroni în repaus se obține o lungime de undă $\lambda = 0,0733$ nm pentru un unghi de împrăștiere $\theta = 90^\circ$. În experimentul original al lui Compton (fig. 2b) se consideră că maximum din dreapta este datorat împrăștierei fotonului pe electroni

exteriori ai atomului, mai slab legați de nucleu. Aceștia determină lungimi de undă mai mari ale fotonului împrăștiat. Maximum din stânga se consideră că este datorat împrăștierei pe electroni de pe straturile interioare ale atomilor de carbon, electroni mai puternic legați de nucleu. Această legătură cauzează reculul întregului atom în urma ciocnirii cu fotonul de radiație X. Dacă înlocuim întreaga masă nucleară a carbonului în relația de variație a lungimii de undă la împrăștiere Compton se obține o variație a lungimii de undă de circa 22000 de ori mai mică decât cea a electronului liber. Devierea unor astfel de fotoni nu poate fi observată.

Exemplu

Un foton cu energia $2 \cdot 10^4$ eV ciocnește un electron liber aflat în repaus și este împrăștiat sub un unghi de 120° . Calculați:

- modificarea energiei, frecvenței și lungimii de undă a fotonului;
- energia cinetică și direcția electronului de recul.
- impulsul electronului de recul.

Rezolvare

a) Utilizând expresia variației lungimii de undă a fotonului: $\Delta\lambda = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2} \Rightarrow \Delta\lambda = 3,6$ pm.

Din $\varepsilon = h\nu_0$ se obține $\nu_0 = \frac{\varepsilon}{h} = 4,83 \cdot 10^{18}$ Hz

de unde se obține: $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = 62,1$ pm,

iar $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda = 65,7$ pm.

Frecvența fotonului difuzat este:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = 4,57 \cdot 10^{18} \text{ Hz}$$

iar variația frecvenței este:

$$\Delta\nu = \nu_0 - \nu = 0,26 \cdot 10^{18} \text{ Hz}.$$

Variația energiei va fi: $\Delta\varepsilon = h\Delta\nu = 1,08 \cdot 10^3$ eV.

b) În cazul electronului de recul energia cinetică este: $E_c = \Delta\varepsilon$, iar direcția de deplasare a acestuia

este: $\operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{\left(1 + \frac{\Lambda}{\lambda_0}\right) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} \Rightarrow \varphi \approx 331^\circ$.

Impulsul electronului Compton se obține din expresia energiei cinetice:

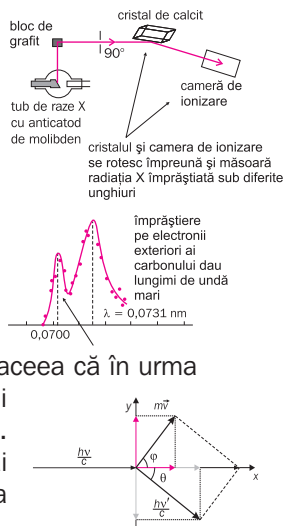
$$E_c = \frac{mv^2}{2} \Leftrightarrow 2mE_c = m^2v^2, \text{ de unde:}$$

$$p = \sqrt{2mE_c} = 17,69 \cdot 10^{-19} \text{ kg}\cdot\text{m/s}.$$

Rezumat

• Efectul Compton constă în modificarea frecvenței radiațiilor împrăștiate sub cele ale radiației incidente, fapt contrazis de teoria electromagnetică. Compton explică rezultatul pe baza teoriei corpusculare a luminii, considerând procesul o ciocnire elastică între două particule, un foton și un electron liber.

• Explicația lui Compton constă în aceea că în urma ciocnirii, o parte din energia fotonului incident este transferată electronului. Fotonul împrăștiat are o energie mai mică, deci rezultă o scădere a frecvenței acestuia.



• Variația lungimii de undă a fotonului este:

$$\Delta\lambda = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Unghiul de recul φ este dat de:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{\left(1 + \frac{\Lambda}{\lambda}\right) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}}.$$

• Energia electronului de recul este:

$$E_c = h\nu \frac{\frac{\Lambda}{\lambda} \sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 + \frac{\Lambda}{\lambda} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

unde Λ este lungimea de undă Compton:

$$\Lambda = \frac{h}{m_0 c} = 0,0242.$$



Verificați-vă cunoștințele

- Un foton cu energia 0,1 MeV este difuzat de un electron liber aflat inițial în repaus. Dacă variația lungimii de undă a fotonului este $\Delta\lambda = 5$ pm, determinați unghiul sub care se deplasează electronul de recul.
- Un foton cu energia de 200 keV este difuzat sub unghiul $\theta = 60^\circ$ de către un electron liber aflat inițial în repaus. Care este energia fotonului difuzat?
- Un foton cu lungimea de undă $\lambda = 4$ pm este difuzat, sub un unghi de 120° , de către un electron liber aflat inițial în repaus. Determinați:
 - frecvența fotonului;
 - energia cinetică a electronului de recul.
- Care este variația lungimii de undă și unghiul sub care este difuzat un foton prin efectul Compton, dacă lungimea de undă a fotonului incident este $\lambda_0 = 2$ pm, iar viteza electronului de recul este $v = 0,12c$.
- Un electron aflat în repaus ricoșează, după o ciocnire frontală cu un foton de 7,4 keV. Care a fost variația de energie cinetică a electronului de recul?
- Razele X sunt împrăștiate de electronii dintr-o țintă de cărbune. Dacă variația lungimii de undă a fotonului este 2,4 pm, care este unghiul de împrăștiere?
- Un foton de raze X, cu $\lambda = 450$ pm, este împrăștiat de un electron liber sub un unghi de 30° . Care este energia cinetică a electronului de recul, dacă inițial acesta se afla în repaus? Care este viteza electronului de recul?

- Un foton cu lungimea de unda $\lambda = 1,6$ pm este împrăștiat de către un electron liber aflat inițial în repaus. Pentru ce unghi de împrăștiere a fotonului, energia cinetică a electronului de recul va fi egală cu cea a fotonului difuzat?
- Un foton cu frecvența 10^{20} Hz interacționează prin efect Compton cu un electron aflat în repaus. Frecvența fotonului se modifică la 10^{19} Hz și este deviat sub un unghi de 30° față de direcția inițială. Să se determine:
 - energia electronului de recul;
 - unghiul de deviație al electronului de recul față de direcția fotonului incident,
- Prin efect Compton un foton își modifică frecvența de la 10^{21} Hz la 10^{20} Hz, iar un altul de la 10^{18} Hz la 10^{17} Hz. Să se determine:
 - energia electronului de recul în cele două cazuri;
 - viteza electronului de recul în cele două cazuri.
 Să se precizeze în care din cele două cazuri electronul este relativist?
- În urma interacțiunii cu un electron liber aflat în repaus fotonul cu energia de 350 KeV și-a modificat direcția mișcării cu 90° . Care a fost energia fotonului împrăștiat? Dar a electronului de recul?
- Un foton cu frecvența de $1,5 \cdot 10^{19}$ Hz s-a ciocnit cu un electron liber modificându-și direcția mișcării cu 90° . Să se determine:
 - frecvența fotonului după ciocnire
 - impulsul electronului de recul.

2.3.1.

Ipoteza De Broglie

La începutul secolului al XX-lea, Albert Einstein a pus în evidență faptul că lumina (radiație electromagnetică), poate în unele experimente să se comporte ca un grup de particule (fotoni). Louis De Broglie (fig. 1), a emis ipoteza că și microparticulele (electroni, protoni etc.) au proprietăți ondulatorii. Dacă ipoteza sa era corectă, care ar fi lungimea de undă a fenomenului ondulatoriu postulat de el?



LOUIS DE BROGLIE
(1892-1987)

Fig. 1.
Laureat al premiului Nobel pentru fizică, în 1929, pentru ideile expuse în teza sa de doctorat, în care a pus bazele teoretice ale mecanicii ondulatorii.

După cum s-a arătat în lecția anterioară, relația dintre lungimea de undă (λ) și masa fotonului (m) este:

$$\lambda = \frac{h}{mc} = \frac{h}{p}, \quad (1)$$

unde c este viteza de propagare a radiației electromagnetice în vid, iar h este constanta Planck.

De Broglie a propus utilizarea aceleiași ecuații și pentru calculul lungimii de undă a electronului. Astfel, unei particule cu impulsul \vec{p} el îi asociază o undă, a cărei natură fizică nu o precizează, dar a cărei lungime de undă λ , este dată de relația (1).

Dacă microparticule precum electronii au proprietăți ondulatorii, atunci natura lor ondulatorie ar putea fi pusă în evidență prin fenomene de tipul celor de difracție studiate în cadrul radiațiilor electromagnetice. Care ar fi însă lungimea de undă a unui astfel de fenomen ondulatoriu pentru electroni?

Exemple

1. Care ar fi lungimea de undă a fenomenului ondulatoriu asociat unui electron cu masa $m_0 = 1,91 \cdot 10^{-31}$ kg accelerat într-o diferență de potențial de 100 V. Se consideră electronul nerelativist.

Rezolvare

În cazul electronului nerelativist, din:

$$\frac{mv^2}{2} = eU \text{ rezultă:}$$

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 100}{9,11 \cdot 10^{-31}}} = 5,9 \cdot 10^6 \text{ m/s.}$$

Înlocuind în expresia lungimii de undă se obține:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{(9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg})(5,9 \cdot 10^6 \text{ m/s})} = 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

Lungimea de undă a fenomenului ondulatoriu asociat este de ordinul de mărime al diametrului atomic.

2. Calculați lungimea de undă a unui electron relativist cu o energie cinetică $E_c = 1$ eV și energia de repaos 0,511 MeV. Comparați cu lungimea de undă a unui foton de 1 eV.

Rezolvare

a) Lungimea de undă De Broglie poate fi scrisă

sub forma:
$$\lambda = \frac{hc}{pc},$$

unde $hc = 1239,84$ nm, iar produsul pc este exprimat în electronvolți.

În cazul particulelor masive cu energie cinetică E_c :

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4} \Rightarrow p^2c^2 = E^2 - m_0^2c^4$$

iar
$$E = mc^2 = E_c + m_0c^2$$

$$p^2c^2 = E_c^2 + 2E_cm_0c^2 + m_0^2c^4 - m_0^2c^4$$

de unde
$$pc = \sqrt{E_c^2 + 2E_cm_0c^2}.$$

Când energia cinetică E_c este mult mai mică decât energia de repaos a particulei primul termen de sub radical se poate neglija, iar relația devine:

$$pc = \sqrt{2E_cm_0c^2}.$$

Înlocuind datele problemei se obține lungimea de undă De Broglie asociată: $\lambda = 1,23$ nm.

b) Relația (1) este potrivită pentru calculul lungimii de undă a unui foton (pentru foton, $pc = E$). Aplicând relația (1) pentru un foton cu $E = 1$ eV rezultă o lungime de undă:

$$\lambda = \frac{hc}{pc} = 1240 \text{ nm.}$$

Concluzie:

Se observă că lungimea de undă De Broglie asociată electronului este de circa 1000 de ori mai mică decât cea a unui foton cu energia de 1 eV.

Acesta este motivul pentru care rezoluția unui microscop electronic care utilizează pentru obținerea imaginii unei probe, în loc de lumină, un fascicul de

electroni este mult mai mare decât a microscopului optic (vezi Aplicații).

Din cele discutate în problemele anterioare se poate trage concluzia că observarea existenței unui fenomen ondulatoriu al electronului printr-un experiment de difracție ar trebui să utilizeze o rețea de difracție a cărei constantă să fie de ordinul de mărime al lungimii de undă al electronului, de ordinul a 10^{-9} – 10^{-10} m.

2.3.2. Difracția electronilor. Aplicații

Ipoteza lui De Broglie a fost verificată prin experiențe de difracție de electroni de către fizicienii americani C. J. Davison și L. H. Germer și independent de către fizicianul englez G. P. Thomson.



C. J. DAVISSON
(stânga)

L. H. GERMER
(dreapta)

Fig. 2. Premiul Nobel pentru fizică a răsplătit în 1937 activitatea experimentală a lui C.J. Davison și L.H. Germer, alături de cea a lui G.P. Thomson, pentru activitatea lor de pionierat privind difracția electronilor, experimente prin care a fost probată ipoteza lui De Broglie.

Davison și Germer au proiectat și construit un aparat vidat pentru măsurarea energiei electronilor împrăștiați de suprafețe metalice. În experimentul lor, electroni provenind de la un filament incandescent erau accelerați într-un câmp electric după care erau direcționați pe o țintă de nichel la diverse unghiuri de incidență. Prin rotirea țintei se permitea urmărirea dependenței numărului electronilor împrăștiați de unghiul de împrăștiere. Ca detector de electroni au utilizat o cușcă Faraday montată pe un cadru circular. Prin rotirea acesteia erau captați electronii (fig. 3).

Construind graficul intensității fasciculului de electroni împrăștiați în funcție de unghiul de împrăștiere (fig. 4), Davison și Germer au constatat apariția unor maxime.

Aplicând condiția lui Bragg pentru maximul de difracție de ordin n :

$$n\lambda = 2d \sin\theta$$

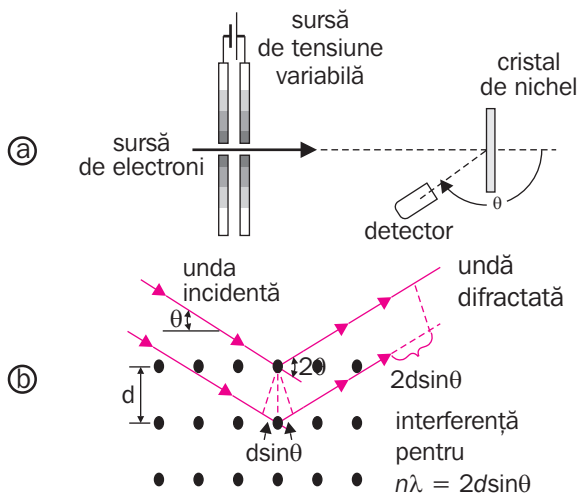


Fig. 3. Schema dispozitivului lui Davison și Germer (a) schema unei rețele atomice pe care se realizează experimentul de difracție.

și relația De Broglie a lungimii de undă se obține:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{n}{2d \sin\theta} = \frac{p}{h} = \frac{\sqrt{2mE}}{h} = \frac{\sqrt{2meU}}{h},$$

unde E este energia câștigată de electronul accelerat de o tensiune electrică U .

Davison și Germer au constatat că maximele experimentale obținute satisfăceau condiția Bragg (fig. 4).

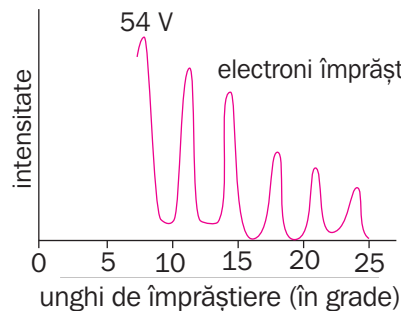


Fig. 4. Rezultatele grafice ale experimentului realizat de Davison și Germer indică maximele de difracție ale electronilor împrăștiați.

Aceste maxime indică o comportare ondulatorie a electronilor ce poate fi interpretată pe baza legii Bragg a difracției ca dând valorile distanțelor dintre planele structurii cristaline a nichelului.

Experimente ulterioare au utilizat pentru înregistrarea locului de impact al electronilor din fascicul o placă fotografică. Experimentul s-a dovedit a confirma pe deplin teoria. Pe placa fotografică s-a obținut o figură de difracție (fig. 5).



Fig. 5. Figură de difracție pentru electroni.

Cercurile concenrice mai deschise la culoare evidențiază un contact masiv al electronilor cu suportul plăcii fotografice, față de locurile întunecate – unde interacțiunea nu are loc. Acest lucru arată existența unui fenomen ondulatoriu cărui i se datorează distribuția inegală a electronilor. Figura de difracție se obține și în cazul în care electronii sunt trimiși individual asupra țintei, mărindu-se timpul de operare până când pe placa fotografică ajung suficient de mulți electroni pentru a apare distribuția acestora. În acest fel, a fost demonstrat faptul că apariția figurii de difracție pentru electroni nu este rezultatul unei interacțiuni colective, ci expresia unui fenomen statistic, de natură ondulatorie.

Exemplu

Explorați fenomenul ondulatoriu postulat de De Broglie și demonstrat de experimentele lui Davisson și Germer pentru un obiect macroscopic obișnuit, de pildă o minge cu masa de 0,15 kg care se deplasează cu o viteză de 40 m/s. Care este lungimea de undă a fenomenului ondulatoriu postulat de De Broglie? Comentați rezultatul.

Rezolvare

Aplicând relația lui De Broglie pentru calculul lungimii de undă se obține:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{(0,15 \text{ kg})(40 \text{ m/s})} = 1,1 \cdot 10^{-34} \text{ m}$$

În timp ce în cazul electronului lungimea de undă este de ordinul de mărime al diametrului atomic (10^{-10} m), în cazul obiectului macroscopic aceasta este cu 20 de ordine de mărime mai mică decât dimensiunile unui nucleu (10^{-14} m).

Concluzie: Pentru corpurile cu dimensiuni obișnuite la scară umană nu pot fi puse în evidență comportamente ondulatorii. Acestea vor putea fi considerate particule în orice situație practică.

Fenomenul ondulatoriu postulat de De Broglie a fost descris matematic, de către E. Schrödinger, prin intermediul unei mărimi numite **funcție de undă** ($\Psi(\vec{r}, \vec{v}, t)$). Mărimea introdusă de Schrödinger exprimă densitatea probabilității de localizare a particulei într-un anumit spațiu.

Spre deosebire de mecanica clasică, în care se poate determina traiectoria punctului material, în cazul microparticulelor din mecanica cuantică, poziția instantanee a acestora nu mai poate fi prevăzută. În schimb, se pot determina densități de probabilitate de localizare care dau regiunile din spațiu în care poate exista microparticula.

Aplicații – Microscopul Electronic

Lungimile de undă ale luminii (400 – 700 nm) limitează vizualizarea unei celule de pildă la nivelul structurilor mari ale acesteia precum nucleul sau mitocondriile ale căror dimensiuni sunt în jurul valorilor acestor lungimi de undă. Pentru observarea detaliilor, sau a unor structuri cu dimensiuni mult mai mici (de pildă ribozomii cu dimensiuni de circa 20 nm) soluția pentru mărirea rezoluției este descreșterea corespunzătoare a lungimii de undă. Pentru vizualizarea detaliilor unui ribozom aceasta ar trebui să fie de circa 1 nm, lungime de undă în domeniul razelor X (fig. 6).

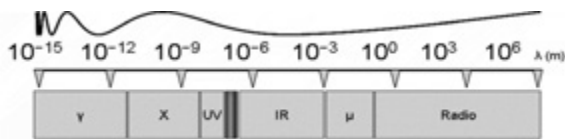


Fig. 6. Spectrul radiației electromagnetice.

Utilizarea razelor X în microscopie, ar implica utilizarea unor lentile capabile să refracte semnificativ această radiație (nu se cunosc astfel de materiale), dar și precizii mari în construirea lentilelor.

Deoarece sistemele optice, formează pentru un punct obiect, o imagine nepunctuală, cu o anumită rază (nu sunt perfect stigmatice), condiția de a vedea ca distinct două puncte obiect apropiate (rezoluția dispozitivului optic) este ca distanța dintre centrele acestor pete imagine să fie mai mare ca raza lor.

Problema creșterii rezoluției a fost rezolvată de utilizarea fasciculelor de electroni. Lungimea de undă

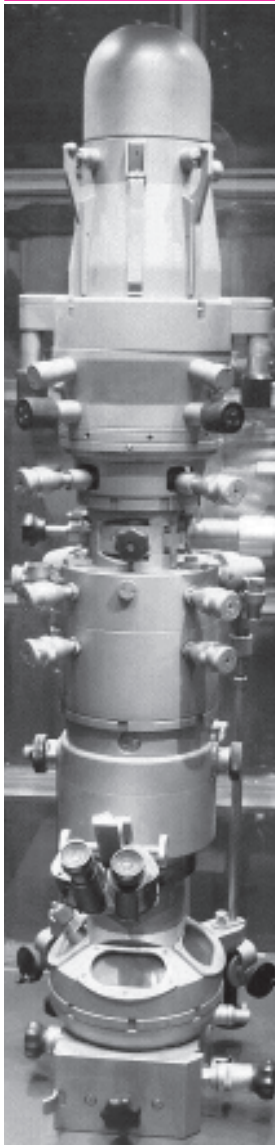


Fig. 7. Microscop electronic de transmisie.

(λ) a fenomenului ondulatoriu asociat electronului depinde de viteza la care acesta a fost accelerat. La o tensiune de accelerare de ordinul a 10^6 V rezoluția este de ordinul a 1 nm. Microscopul electronic actual (fig. 7) atinge rezoluții de circa 0,002 nm cu tensiuni de accelerare a electronilor mult mai mari, dar încă ușor de atins.

Părțile principale ale microscopului electronic au aceleași funcțiuni ca lentilele unui microscop optic, dar sunt realizate pe bază de câmpuri magnetice sau electrice care produc devierea fasciculului de electroni. O lentilă convergentă obișnuită reproduce imaginea mărită sau micșorată a obiectului aflat în fața ei deoarece fasciculele de lumină divergente din fiecare punct obiect trecând prin lentilă sunt transformate în fascicule care converg formând puncte imagine situate în același plan. În același mod pot acționa câmpurile electrice sau cele magnetice cu simetrie axială (fig. 8).

O deschidere circulară în una din armăturile unui condensator determină formarea unui câmp electric neuniform. Când electronii ajung în această regiune asupra lor va acționa o forță înclinată spre axul principal (Oy). Componenta radială a acestei forțe este proporțională cu distanța dintre axa de simetrie și punctul în care se găsește electronul asupra căruia acționează (fig. 8a). O spiră prin care circulă un curent electric va constitui la rândul ei o lentilă magnetică (fig. 8b). În acest caz electronii se deplasează după traiectorii elicoidale apropiindu-se de axul principal.

Prin împrăștierea electronilor unui fascicul de care proba studiată lentilele electrice sau magnetice permit obținerea imaginii fie pe o placă fotografică fie pe un ecran fluorescent (în momentul impactului electronului cu ecranul este emisă o fluorescență).

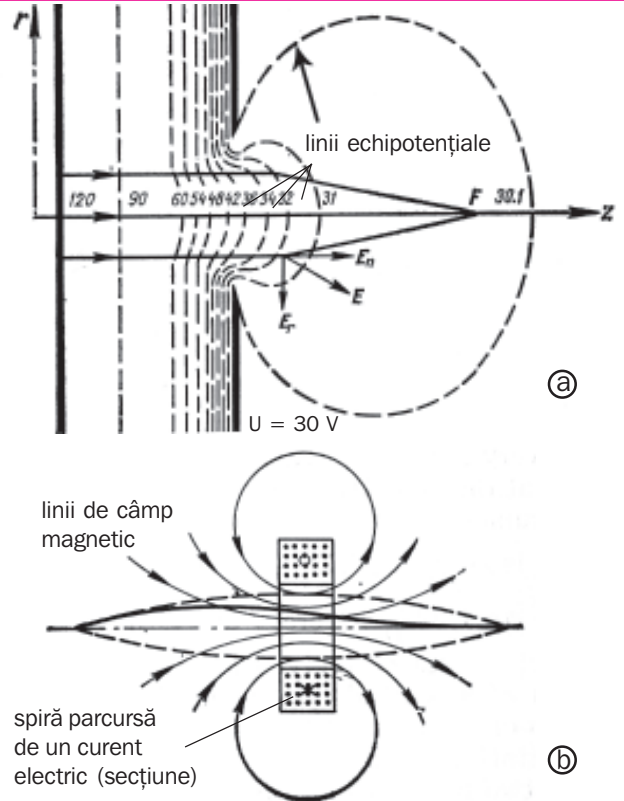


Fig. 8. O deschidere într-una din plăcile unui condensator încărcat electric formează o lentilă electrică (a). O spiră prin care circulă un curent electric formează o lentilă magnetică (b).

Sursa de electroni produce un fascicul monocromatic de electroni care se deplasează în interiorul microscopului, în vid pentru a nu fi deviați de moleculele aerului în loc de cele ale probei.

Microscopul electronic este de două feluri: de transmisie – TEM (fig. 9a) și de reflexie REM (fig. 9b).

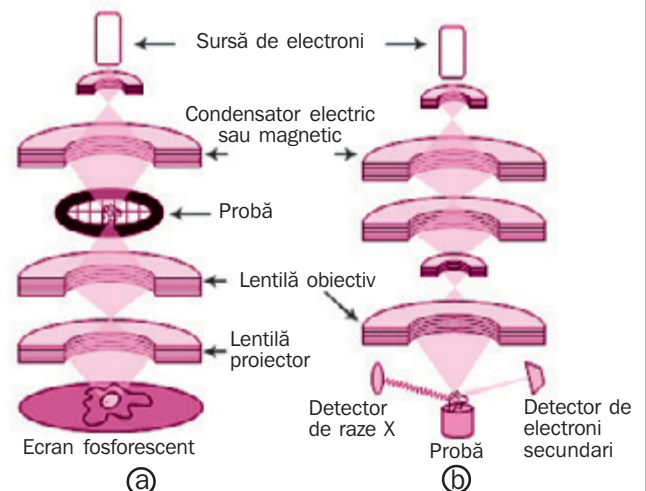


Fig. 9. Microscop electronic cu transmisie – TEM (a), microscop electronic cu reflexie – REM (b), diagrame funcționale.

În cazul microscopului electronic de transmisie electronii care trec prin probă formează imaginea. Părțile luminoase ale imaginii se datorează în acest caz porțiunilor de substanță care difuzează mai puțin electronii – porțiunile mai puțin dense.

În cazul microscopului prin reflexie obiectul de observat este dispus sub un unghi față de axul microscopului astfel încât doar electronii difuzați sunt direcționați de lentile. Grosimea preparatului microscopic trebuie de aceea să fie de circa $0,01 \text{ nm}$ (10^{-8} m).

Microscopul electronic permite detectarea dimensiunilor, formei și aranjamentului particulelor care constituie subiectul observării la scara diametrului atomic. Poate furniza informații cristalografice privind aranjamentul atomilor și ordonarea acestora, precum și existența unor defecte de structură cu dimensiuni de ordinul câtorva nanometrii (fig. 10).

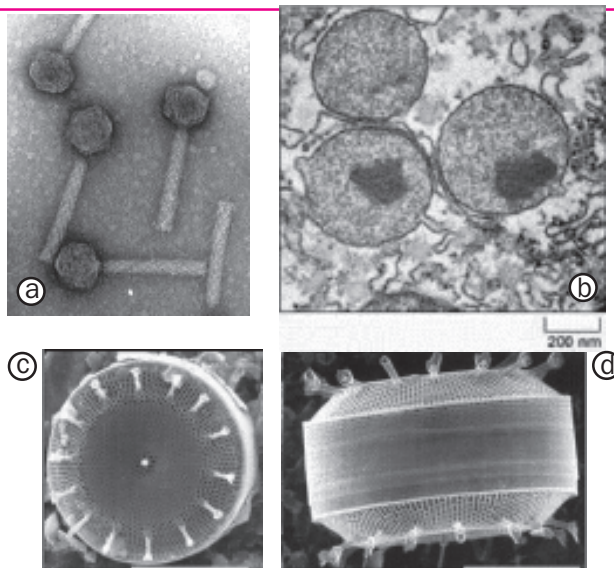


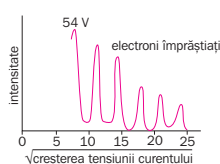
Fig. 10. Imagini obținute cu TEM - bacteriofag (a), peroxizomi (b). Imagini obținute cu SEM diatomee (c, d).

Rezumat

- Louis De Broglie a emis ipoteza ca electronii, deși sunt particule, prezintă caracteristici de undă. Lungimea fenomenului ondulatoriu postulat de el se poate calcula

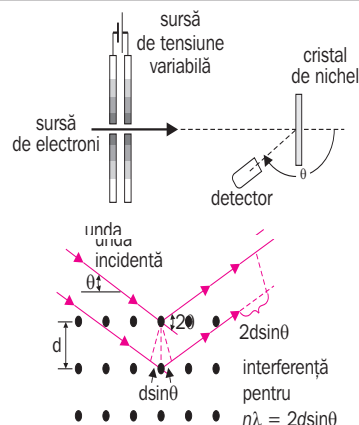
cu relația: $\lambda = \frac{h}{mc} = \frac{h}{p}$.

- Ipoteza lui De Broglie a fost verificată experimental de către fizicienii americani Clinton J. Davisson și Lester H. Germer și independent de către fizicianul englez George Paget Thomson, prin experiențe de difracție de electroni.



- Experimental s-au obținut figuri de difracție pentru electroni care loveau o țintă metalică.

- Principala aplicație a difracției de electroni este microscopul electronic.



Verificați-vă cunoștințele

- Care este ipoteza pe care a propus-o De Broglie?
- Cum a fost confirmată ipoteza lui De Broglie?
- Calculați lungimea de undă De Broglie asociată electronilor accelerați într-un tub de raze X, de o tensiune $U = 50 \text{ kV}$. Se vor lua cazurile: a) nerelativist; b) relativist.
- Ce viteză are un electron a cărui lungime de undă De Broglie este: a) 1 pm ; b) 1 nm ; c) $1 \mu\text{m}$; d) 1 mm ?
- Ce tensiune de accelerare va determina o lungime de undă De Broglie a electronului de 500 nm ?
- Dacă lungimea de undă De Broglie asociată unui electron este egală cu diametrul unui nucleu atomic (10 fm), care este energia cinetică (în MeV) a electronului?

7. Realizați un referat cu una din următoarele teme:

- Aplicații ale microscopiei electronice.
- Tehnica pregătirii probelor în microscopia electronică.
- Istoria microscopului.

8. Care este lungimea de undă De Broglie asociată unui electron cu energia cinetică de 5 KeV ?

9. Care este lungimea de undă De Broglie a unui proton accelerat din repaus la o tensiune de 300 kV ?

10. Ce viteză are un electron pentru care lungimea de undă asociată lui este egală cu lungimea de undă Compton a acestuia ($0,0242 \text{ \AA}$)?

11. Care este lungimea de undă De Broglie a unui electron accelerat de o diferență de potențial de 500 V . Dar a unui proton accelerat de aceeași diferență de potențial?

O particulă, din punct de vedere clasic, poate fi privită ca o concentrare în timp și spațiu a energiei și a altor proprietăți. Ea ocupă în fiecare moment o singură poziție, care nu poate fi ocupată în același timp de o altă particulă. Unda, pe de altă parte, își distribuie proprietățile într-un spațiu întins și un timp îndelungat, iar aceeași poziție în spațiu poate fi ocupată în același timp de două sau mai multe unde.

Mărimile fizice care descriu cele două entități, tratate distinct în mecanica clasică, sunt: poziția și impulsul pentru particulă și amplitudinea și lungimea de undă (sau frecvența) pentru undă. La nivel microscopic mișcările corpusculară și ondulatorie sunt delimitate net. La nivel microscopic însă diferențele se estompează și mișcarea unei microparticule prezintă simultan caracter corpuscular și ondulatoriu. Ca urmare a capacității limitate de măsurare nu se pot determina simultan proprietăți distincte ale unei particule (poziție, impuls) sau ale unei unde. Când sunt utile informații privind impulsul și energia este convenabilă descrierea corpusculară, iar când se urmăresc informații despre poziție și timp este utilă reprezentarea ondulatorie.

La nivel microscopic capacitatea de măsurare este limitată chiar de modul în care experimentatorul își construiește experimentul. Ceea ce acesta vrea să măsoare influențează stările cuantice ale particulelor astfel încât se constată imposibilitatea măsurării simultane a unor perechi de mărimi precum impulsul și poziția microparticulei sau energia și timpul.

În primul caz de exemplu să imaginăm un experiment prin care s-ar dori măsurarea simultană a poziției și impulsului unei microparticule cu sarcină electrică. Determinarea unui anumit impuls al particulei se poate realiza prin accelerarea acesteia într-un câmp electric. La ieșirea din acest câmp particula va avea o

anumită viteză câștigată în câmpul accelerator deci și un anumit impuls, indiferent dacă acesta este calculat în limitele mecanicii clasice sau a celei relativiste. Ce se poate spune însă despre poziție? Pe unde a trecut particula. Pentru stabilirea poziției particulei ar trebui ca aceasta să fie făcută să treacă printr-un orificiu îngust. Cu cât orificiul este mai apropiat de dimensiunile particulei cu atât mai siguri vom fi de locul prin care aceasta trece. În acest caz însă nu vom mai ști mare lucru despre impulsul particulei. Aceasta va interacționa cu atomii paravanului în care este practicat orificiul. Sub influența acestor interacțiuni impulsul particulei se modifică. Aceasta a condus la formularea de către Werner Heisenberg a *principiului de incertitudine*.

În formulare matematică acest principiu stabilește pentru impuls-poziție că:

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{h}{4\pi}, \quad \Delta p_y \Delta y \geq \frac{h}{4\pi}, \quad \Delta p_z \Delta z \geq \frac{h}{4\pi}$$

unde: (p_x, p_y, p_z) sunt componentele impulsului, iar (x, y, z) sunt coordonatele de poziție, iar pentru timp-

$$\text{energie } \Delta E \Delta t \geq \frac{h}{4\pi}.$$

Dualismul tratării ondulatorii/corpusculare a radiației electromagnetice reiese și din faptul că relația de incertitudine poate fi demonstrată pe baza formalismului ambelor teorii și a celei ondulatorii dar și a mecanicii cuantice. Semnificația principiului lui Heisenberg, care nu-și regăsește corespondent în mecanica clasică este aceea că, în cazul unor perechi de mărimi fizice, ca cele din exemplele anterioare, determinarea experimentală simultană este limitată, precizia ei neputând coborâ dincolo de un factor de ordinul de mărime al constantei Planck.

Întrebarea dacă lumina este o undă sau un flux de particule nu este nouă, iar aspecte ale acestei întrebări au fost tratate în clasa a XI-a și în acest manual. Teoria ondulatorie a luminii întrevăzută de Grimaldi începe să-și facă loc odată cu tratarea ondulatorie a reflexiei și refracției de către Huygens. Experimentele de interferență ale lui

Thomas Young, de la începutul secolului al XIX-lea, precum și experimentele de difracție ale lui Fresnel și Fraunhofer au oferit un suport major teoriei ondulatorii care, treptat, a înlocuit teoria corpusculară a lui Newton.

Demonstrația matematică a lui James Clark Maxwell a confirmat, în 1864, că lumina are o natură

electromagnetică și se propagă sub formă de unde. După descoperirea undelor electromagnetice de către Hertz, sfârșitul secolului al XIX-lea părea a nu mai pune la îndoială natura ondulatorie a luminii. Atâta doar că unele fenomene, precum efectul fotoelectric și mai apoi efectul Compton, nu puteau fi explicate pe baza acestei teorii.

După cum am văzut în lecțiile anterioare, explicarea acestor efecte a făcut necesar apelul la ipoteza de cuantificare a lui Planck și la ipoteza corpusculară a luminii.

A rezultat astfel că, într-o serie de fenomene (difracție, interferență – fig. 1), predomină caracterul ondulatoriu, în timp ce altele (efectul fotoelectric, efectul Compton – fig. 2) pot fi explicate doar pe baza conceptului de foton.

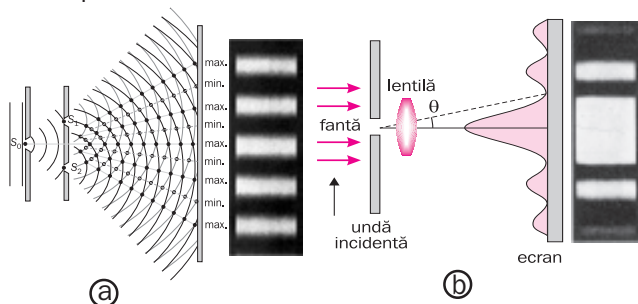


Fig. 1. Fenomene interpretabile prin caracterul ondulatoriu al luminii a) interferență, b) difracție.

Rezultatul final este că trebuie să acceptăm ambele modele – ondulatoriu și corpuscular – și să admitem că natura luminii nu poate fi complet descrisă doar de una din cele două ipostaze ale sale – să acceptăm deci că lumina are o natură duală.

Compatibilitatea dintre fotoni și undele electromagnetice ar putea fi descrisă extinzând discuția privind dualitatea undă-particulă la întreg spectrul electromagnetic. Considerând în acest caz, de pildă, radioundele cu o frecvență de 2,5 MHz, un foton cu această frecvență ar avea o energie de doar 10^{-8} eV,

2.4.3.

Abordarea corpusculară sau ondulatorie a microparticulelor

Dacă în cazul radiației electromagnetice cuantificarea se manifestă prin considerarea proprietăților corpusculare alături de cele ondulatorii în cazul particulelor (electroni, protoni, neutroni, atomi etc) cuantificarea constă în existența proprietăților ondulatorii alături de cele corpusculare.

Ideea generalizării la electronii din atom a proprietăților ondulatorii ale fotonilor a lui De Broglie a dus la extinderea dualității undă-particulă de la radiația

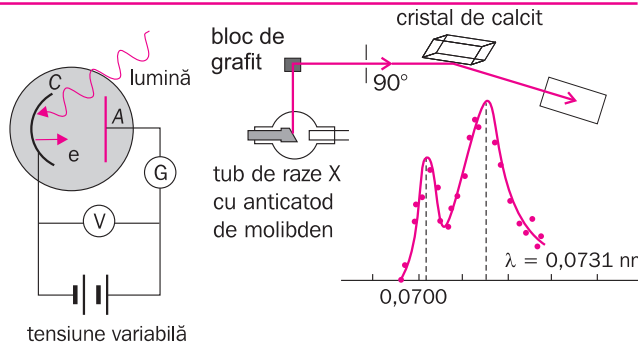


Fig. 2. Fenomene interpretabile prin caracterul corpuscular al luminii: a) efect fotoelectric, b) efect Compton.

energie prea mică pentru a putea fi detectată. Un detector sensibil ar produce un semnal detectabil abia la recepția a 10^{10} astfel de fotoni. La un asemenea număr de fotoni, detecția unuia singur devine practic imposibilă, caracterul ondulatoriu fiind dominant. La frecvențe mai mari (lungimi de undă mai mici), în domeniul vizibil apare posibilă observarea atât a caracteristicilor ondulatorii cât și a celor corpusculare (fotonice). Lumina poate evidenția spectre de interferență, dar și producerea de fotoelectroni.

La frecvențe încă și mai mari, natura fonică devine mai evidentă comparativ cu cea ondulatorie. De exemplu, este foarte ușor de detectat un foton de raze X, în timp ce difracția sau interferența acestora sunt mai greu de observat. În cazul particulelor γ , cu lungimi de undă încă și mai scurte, fenomenele ondulatorii sunt și mai greu de pus în evidență. Tot spectrul de radiații electromagnetice poate fi descris prin una din aceste două forme. La o extremă, undele electromagnetice pot fi descrise ca rezultatul interferenței unui mare număr de fotoni, ceea ce face adecvată o descriere ondulatorie în timp ce, la cealaltă extremă, descrierea poate face apel la fotoni individuali, când energiile acestora sunt mari, iar lungimile de undă foarte mici.

electromagnetică la microparticule. Legătura celor două tipuri de proprietăți este asigurată de constanta Planck prin relațiile:

– pentru fotoni: $E = h\nu$ (1) și respectiv $p = \frac{h}{\lambda}$ (1')

– pentru microparticule: $\nu = \frac{E}{h}$ (2) și respectiv $\lambda = \frac{h}{p}$ (2')

De Broglie atribuie fiecărei particule de energie E și

impuls \vec{p} care se deplasează liber o undă plană de forma:

$$\Psi(\vec{r}, t) = A e^{2\pi i \left(vt - \frac{\vec{r}}{\lambda} \right)}$$

unde \vec{r} este vectorul de poziție al unui punct al spațiului, iar t este timpul. Introduscând în unda plană expresiile frecvenței și lungimii de undă date de relațiile (2) și (2') se obține:

$$\Psi(\vec{r}, t) = A e^{\frac{2\pi i}{h}(Et - p\vec{r})}$$

relație care poartă numele de undă De Broglie.

Ideea unei corelări între mișcarea unei particule și un fenomen ondulatoriu asociat, străină mecanicii clasice a fost confirmată la scurt timp de experimentele de difracție de electroni ale lui Davisson și Germer. Un experiment similar a fost realizat de G.P. Thomson care a utilizat o pulbere cristalină (fig. 3) prin care a obținut inele de difracție în acord cu relația Bragg. ($2d \sin \phi = n\lambda$).

Experimente similare de difracție au fost realizate cu fascicule de atomi și molecule (Stern și Estermann), cu fascicule de neutroni termici sau cu mezoni π . Obținerea aceluiași rezultat în cazul difracției în care nu erau utilizate fascicule de particule ci particule individuale a arătat că nu era vorba de un efect colectiv

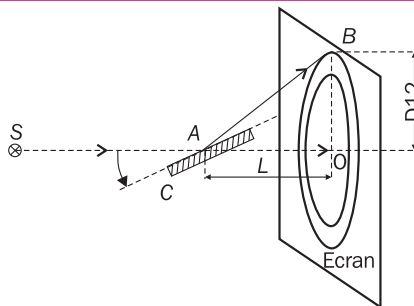


Fig. 3.
Diagrama
experimentului
Thomson.

ci fiecare particulă individuală prezenta proprietăți ondulatorii.

Legătura dintre particule și funcția de undă de Broglie asociată este una de natură statistică, iar interpretarea acceptată dată acestei funcții de undă este cea dată de Max Born, care consideră funcția de undă $\Psi(\vec{r}, t)$ o amplitudine de probabilitate.

În acest fel legătura dintre cele două aspecte ale radiației și microparticulei, ondulatorie și corpusculară este o legătură de tip statistic. **Probabilitatea de localizare a unui foton într-un anumit punct este egală cu intensitatea unei luminoase în acel punct** (calculată prin metodele opticii ondulatorii), iar **probabilitatea de a localiza un electron într-un punct este dată de unda De Broglie asociată stării respective**.

Rezumat

- La nivel microscopic mișcarea unei microparticule prezintă simultan caracter corpuscular și ondulatoriu.
- Principiul lui Heisenberg identifică perechi de mărimi fizice (exemplu: energie-timp; poziție-impuls) care nu pot fi determinate experimental simultan dincolo de un factor de mărimea constantei Planck.
- Experimente precum interferența sau difracția au evidențiat caracterul ondulatoriu al undei electromagnetice în timp ce efectul Compton pe cel corpuscular. Natura fonică este evidentă la frecvențe

mari în timp ce cea ondulatorie este preponderentă la frecvențe mici.

- Ideea asocierii fenomenelor ondulatorii microparticulelor a fost evidențiată de experimentele de difracție de electroni ale lui Davisson și Germer și cele ale lui Thomson.
- Semnificația modulului pătrat al funcției de undă ($\Psi(\vec{r}, t)$) dată de Max Born este aceea de amplitudine de probabilitate.



Verificați-vă cunoștințele

1. Enunțați principiul de incertitudine al lui Heisenberg. Ce semnificații au relațiile între perechile de mărimi: (poziție, impuls) și (timp, energie)?
2. Care este importanța în dezvoltarea fizicii a lucrărilor lui De Broglie și a experimentelor lui Davisson și Germer, și a celor ale lui Thomson. Structurați ideile într-un referat.

3. Identificați principalele repere istorice ale formulării: a) teoriei electromagnetice a luminii; b) teoriei corpusculare.
4. Funcția de undă $\Psi(\vec{r}, t)$ apare ca rezultat al ecuației lui Ervin Schrödinger. Realizați o documentare privind această ecuație și aplicațiile ei unidimensionale – efectul tunel.

- 3.1. Spectre
- 3.2. Experimentul Rutherford.
Modelul planetar al atomului
- 3.3. Experimentul Franck-Hertz
- 3.4. Modelul Bohr
- 3.5. *Atomul cu mai mulți electroni
- 3.6. Radiațiile X
- 3.7. *Efectul LASER



Capitolul 3

FIZICĂ ATOMICĂ

Introducere

Conceptul de atom a apărut în antichitatea greacă prin lucrările filozofilor Leucip din Elea și Democrit din Abdera. El era cunoscut drept cărămida fundamentală de construcție a materiei. Abia prin lucrările chimiștilor Lavoisier, Dalton și Mendeleev – care au fundamentat legea de conservare a materiei, legile combinațiilor chimice și legea periodicității elementelor chimice atomul trece din sfera filozofiei în cea a cunoașterii științifice. Anii 1807 – 1857 conduc la dezvoltarea teoriei cinetice a gazelor începută cu două secole mai înainte prin lucrările lui Robert Boyle și Edme Mariotte.

Teoria gazelor, la care și-au dat concursul printre alții Gay-Lussac, Joule și Clausius, are la bază conceptul de atom, fără însă a propune un model sau o structură a acestuia. Independent de teoria gazelor ideea de atom pătrunde în fizică și în teoria electricității, prin legea echivalențelor electrolitice formulată de Faraday în 1834. Cu toate acestea, până în ultimii ani ai secolului al XIX-lea nu se ajunsese în fizică la o teorie privind structura atomului. Fapte experimentale importante care aveau să conducă la primele modele de atom au venit din studiile de spectrometrie.

3.1. Spectre

3.1.1. Spectre – caracteristici, clasificări, determinări experimentale

Orice corp din natură, după cum știți de la studiul radiației electromagnetice, absoarbe și emite continuu radiație în anumite domenii de frecvență (lungimi de undă). Totalitatea radiației absorbite sau emise de corp constituie **spectrul de absorbție sau emisie** al corpului. În anumite condiții emisia poate fi în domeniul vizibil ceea ce face posibilă observarea directă a acesteia.

Dicționar

Spectroscopie: Metodă experimentală care constă în analiza radiației prin intermediul unor aparate optice (spectroscop, spectrograf), având drept principală componentă optică o prismă sau o rețea de difracție.

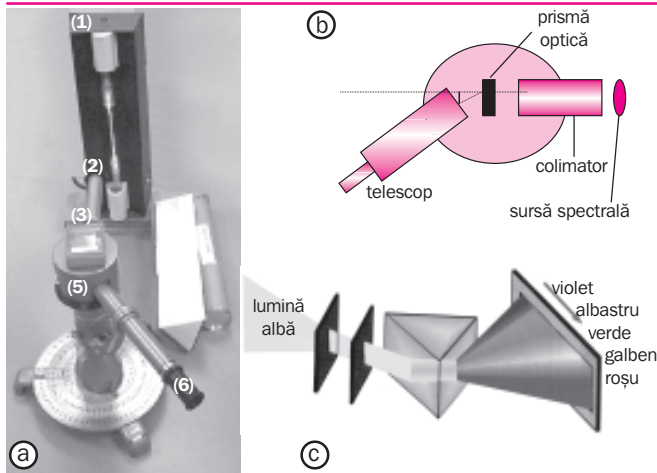


Fig. 1. Spectroscopul cu prismă optică (a). Deplasarea telescopului acestuia sub diferite unghiuri pentru înregistrarea maximelor de difracție (b) și spectrul luminii albe observat cu ajutorul unei prisme optice (c). (imaginea color – fig. 1 coperta IV)

Spectroscopul (fig. 1a) are ca principale componente:

- sursa spectrală (1) – emițătorul de radiație;
- fanta (2) - dacă fanta este de formă dreptunghiulară, imaginea acesteia va fi observată sub forma unor linii colorate numite linii spectrale;
- colimatorul (3) - are rolul de a modifica forma spectrului într-una rectangulară cu margini clare prin ajustarea ferestrei acestuia. Lentila colimatorului menține mărimea și forma fascicolului de lumină colimat;
- dispozitivul de ghidare al colimatorului (4) - permite deplasarea acestuia sub diferite unghiuri;
- dispozitivul de separare a componentelor spectrale ale substanței analizate (5) - prismă optică (fig. 1c) sau rețea de difracție sunt elementele care separă componentele radiației după lungimea de undă a acestora ;
- dispozitivul de vizare (luneta) (6) - permite vizualizarea și focalizarea componentelor luminii în câmpul vizual al lunetei.

Pozițiile liniilor spectrale se determină prin suprapunerea peste imaginea acestora a imaginii unei riglete ale cărei diviziuni sunt trasate pe o placă transparentă. Dacă aparatul spectral formează, prin intermediul unui sistem optic, imaginea reală a fantei pe o placă fotografică, acesta poartă numele de *spectrograf*.

În cazul rețelei de difracție, care constă dintr-un număr mare de fante înguste și paralele aflate la o aceeași distanță (d) una față de alta, maximele de difracție sunt localizate la unghiuri date de legea Bragg:

$$d \sin \theta = n\lambda \quad (n = 0, 1, 2, 3...),$$

unde n este ordinul maximului de difracție.

Avantajul utilizării unei rețele de difracție cu o valoare mică a constantei rețelei, este dispersia fină a liniilor spectrale.

Clasificări: Spectrele pot fi:

- **spectre de emisie** - este analizată lumina provenită de la o sursă (vapori, gaze sau corpuri solide aduse în stare de incandescență) (fig. 2a,b),
- **spectre de absorbție** - este analizat spectrul luminii albe după trecerea acestuia printr-un mediu absorbant - substanța ale cărei proprietăți sunt studiate (fig. 2c).

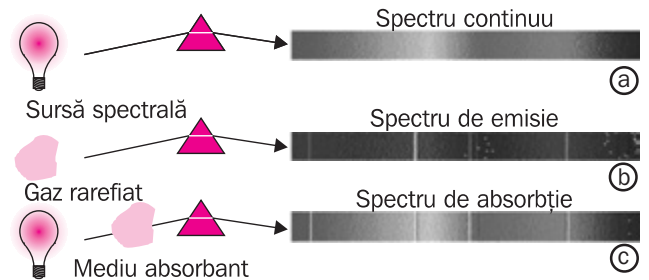


Fig. 2. Spectre continue, spectre de emisie și de absorbție.

Atât spectrele de emisie, cât și cele de absorbție se împart, din punct de vedere al aspectului în:

- spectre de linii (aparțin atomilor și ionilor lor),
- spectre de bandă (aparțin moleculelor) și
- spectre continue (sunt emise de sistemele cu densitate mare, cum sunt corpurile solide și lichide).

Spectre de emisie

Obținerea spectrului de emisie al unui corp necesită ca acesta să fie chiar sursa radiațiilor. În cazul spectrului de emisie al hidrogenului, se poate folosi ca sursă spectrală un tub de sticlă vidat (tub Geissler – fig. 3a) în care se introduce hidrogen la presiune scăzută.

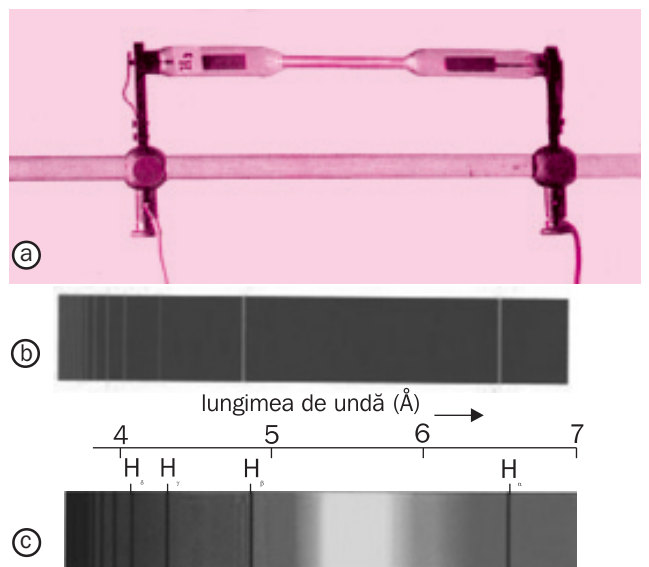


Fig. 3. Tub Geissler (a). Spectrul de emisie (b) și cel de absorbție al hidrogenului (c). (imaginea color – fig. 2 coperta IV)

Aplicând o tensiune electrică între electrozii metalici ai tubului, se produce o descărcare electrică în gaz. Prin intermediul unui spectroscop, poate fi vizualizat spectrul hidrogenului (fig. 3b). Înlocuind tubul Geissler cu o lampă cu vapori de mercur sau de sodiu, se obțin spectre de emisie ale mercurului sau sodiului (fig. 4a și b).



Fig. 4. Spectrul de emisie al mercurului (a) și al sodiului (b). (imaginea color – fig. 4 coperta IV)

Spectre de absorbție

În cazul obținerii spectrelor de absorbție, în calea fasciculului luminii albe de la o sursă (1) se intercalează substanța de studiat (2) (fig. 5).

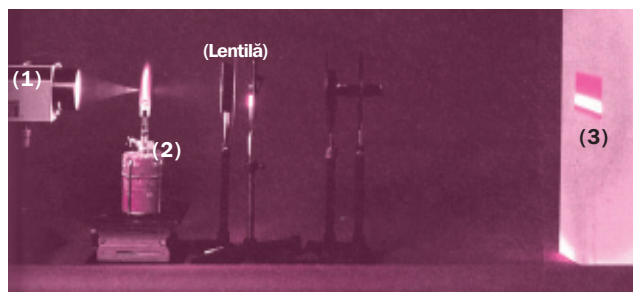


Fig. 5. Dispozitiv experimental care permite obținerea spectrului de emisie al sodiului.

Fasciculul de lumină albă din dispozitivul reprezentat în fig. 5 este focalizat de o lentilă asupra flăcării. Plasând în flacără o bucată de clorură de sodiu, în spectrul continuu obținut pe ecran – în locul liniei spectrale a sodiului – de fapt două linii galbene foarte apropiate (fig. 4a) se obțin două linii negre. Acestea sunt datorate lipsei din spectru a radiației cu lungimea de undă respectivă.

Spectrul de absorbție variază ca aspect în funcție de grosimea stratului absorbant. Cu cât stratul absorbant este mai gros, cu atât mai întunecate și mai largi apar benzile, până când unele dintre acestea se pot contopi într-o singură bandă.

Spectrele, fie de emisie, fie de absorbție, sunt constituite întotdeauna din aceleași linii spectrale, linii caracteristice fiecărui element. Ele corespund emisie sau absorbției unei radiații electromagnetice cvasimonocromatice. După cum se observă, în spectrul de emisie al hidrogenului (fig. 3b), apar patru linii. Aceleași linii apar și în spectrul de absorbție (fig. 3c). Datorită stricteții valorilor acestor linii, se spune că ele sunt cuantificate. Ca urmare a faptului că spectrele de linii sunt caracteristice fiecărui element se pot identifica elementele constitutive ale unui corp prin intermediul **analizei spectrale**.

Figura 6 reprezintă o porțiune din spectrul Soarelui. Liniile de absorbție (liniile negre) din spectru, poartă numele de linii Fraunhofer. Ele apar ca urmare a absorbției de către elementele componente ale atmosferei solare a radiației cu lungimile de undă respective.

Spectrul solar între 4300 – 4399 Angströmi (Å) ($1\text{Å}=10^{-10}\text{ m}$)



Fig. 6. Spectru Soarelui este un spectru continuu în care se evidențiază liniile Fraunhofer.

Laborator

Măsurarea lungimilor de undă discrete ale hidrogenului și sodiului

Materiale necesare:

- spectroscop (1)
- lampă de descărcare în gaze (hidrogen, sodiu) (2)
- suport pentru tub (3)
- sursă de tensiune (4)

1. Punerea la punct a spectroscopului

- Se reglează luneta spectroscopului pentru infinit, după care fanta colimatorului trebuie reglată astfel încât vizată prin luneta fără prismă, aceasta să apară clar.



Fig. 7. Spectroscop.

2. Etalonarea scalei spectroscopului

- Pentru etalonare se utilizează un tub cu heliu cu descărcare luminescentă, care se așază în fața colimatorului.
- Se observă în lunetă și se notează poziția liniilor mai luminoase din spectrul heliului. În tabelul 1 sunt indicate lungimile de undă caracteristice ale liniilor spectrale observate.

Tabel 1. Lungimile de undă ale liniilor spectrale ale heliului

Nr.	Linie spectrală	λ (nm)
1.	linie roșie slabă	706,5
2.	linie roșie intensă	657,8
3.	linie galbenă intensă	587,6
4.	prima linie verde din cele 2 separate slabă	501,6
5.	a doua linie verde din cele 2 separate slabă	492,2
6.	linie verde închis intensă	471,3
7.	linie albastră intensă	447,1
8.	linie violet intensă	402,6
9.	linie violet slabă	388,9

- Se ridică curba de etalonare a scalei (pe ordonată se notează lungimile de undă ale liniilor vizate, pe abscisă - diviziunile scalei) (fig. 8).

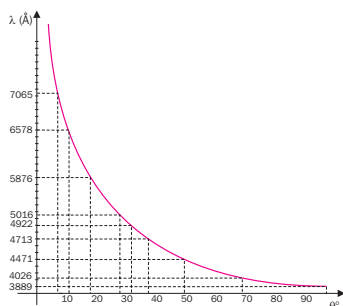


Fig. 8.

Cu ajutorul curbei de etalonare se pot determina lungimile de undă ale oricărei linii din spectru.

Determinarea lungimii de undă a unor linii necunoscute

A. La hidrogen – procedură:

- Tubul de descărcare în gaz este conectat la o sursă de înaltă tensiune.
- Se aranjează spectroscopul astfel încât brațul colimatorului să fie adiacent tubului de descărcare în gaz. Privind prin colimator trebuie să observați o suprafață rectangulară luminoasă formată de fanta din capătul colimatorului.
- Se aranjează brațul telescop al spectroscopului astfel încât acesta să fie aliniat cu colimatorul.
- Se focalizează ocularul telescopului pentru ca imaginea obținută să fie clară. Rotirea ocularului permite centrarea fantei pe câmpul vizual.

- Se ajustează scala spectroscopului, fără a mișca telescopul sau colimatorul, astfel încât aceasta să indice gradația „0”. Dacă acest lucru nu este posibil, se citește indicația având grijă ca toate măsurătorile să fie raportate relativ la valoarea citită.

- Se deplasează încet telescopul în sens orar până când se observă o serie de linii strălucitoare și se înregistrează locația fiecărei linii. Dacă aceasta nu se observă se ajustează focalizarea lentilei colimatorului.
- Se înregistrează locațiile liniilor spectrale într-un tabel de tipul:

Tabel 2.

Linia caracteristică	Locația liniei	λ (nm) măsurat	λ (nm) așteptat
roșu			656,28
cyan			486,13
albastru			434,05
violet			410,17

- Pe curba de etalonare se trec pozițiile liniilor spectrale și se citesc valorile măsurate ale lungimilor de undă.
- Se compară cu valorile așteptate din tabelul 2.

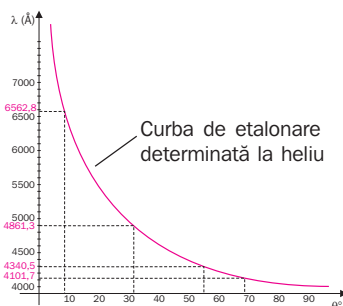


Fig. 9.

A. La mercur

- Se înlocuiește lampa de hidrogen cu una de mercur. Se așteaptă câteva minute pentru ca lampa să-și atingă luminozitatea maximă.
- Se realizează procedura de la experimentul precedent.
- Se măsoară pozițiile pe rigleta ocularului a liniilor spectrale. Se completează datele în coloana 2 din tabelul 3.
- Pe cale grafică se determină lungimile de undă ale liniilor spectrale ale mercurului (fig. 4) și se compară cu cele așteptate (tabelul 3).

Tabelul 3. Lungimile de undă ale liniilor spectrale ale mercurului

Linia caracteristică	Locația liniei (X)	λ (nm) măsurat	λ (nm) așteptat
roșu slab			758,96
galben			576,96
verde intens			546,07
albastru intens			435,83
violet			404,65

În 1885, Balmer (fig. 10) studiind spectrul de emisie al hidrogenului, corespunzător zonei vizibile, a găsit o expresie care, fără nici un sprijin teoretic, permitea calcularea lungimilor de undă ale liniilor acestuia. Expresia este:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

unde R este constanta Rydberg, având valoarea $1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, iar n este număr natural cu valoare $n > 2$. Pentru $n = 3$, se obține lungimea de undă a primei linii spectrale, pentru $n = 4$, a celei de a doua ș.a.m.d.



JOHANN JAKOB BALMER
(1825 - 1828)

Fig. 10. Fizician și matematician elvețian; a descoperit, în 1885, legea de distribuție a liniilor spectrale din domeniul vizibil ale hidrogenului.

Mai târziu, Lyman a găsit o formulă similară celei date de Balmer, care permite calcularea lungimilor de undă ale liniilor hidrogenului care apar în domeniul ultraviolet:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

unde n ia valori întregi mai mari ca 1. Pentru $n = 2$, se obține prima linie a acestei serii; pentru $n = 3$, a doua linie ș.a.m.d.

În același mod, Paschen, Brackett și Pfund au găsit serii în regiunea infraroșu. Lungimile de undă ale acestora sunt date de expresiile:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 4, 5, 6, \dots \text{ (seria Paschen)}$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 5, 6, 7, \dots \text{ (seria Brackett)}$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 6, 7, 8, \dots \text{ (seria Pfund)}$$

Se observă că toate aceste expresii pot fi înglobate într-una singură:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right)$$

unde $n_i < n_f$ sunt numere întregi. În raport cu valoarea lui n_i se obține una sau alta din seriile spectrale ale hidrogenului.

Concluzie: Spectrele de linii sunt corelate cu proprietăți structurale ale elementului. Aceasta semnifică existența unei anumite structuri a atomului elementului respectiv. Care sunt aceste corelații și ce informații asupra atomului sunt furnizate de către spectrele elementelor vom vedea în următoarele lecții.

Exemplu

Electronul dintr-un atom de hidrogen face o tranziție de pe nivelul de energie $n = 2$ pe nivelul fundamental ($n = 1$). Care este lungimea de undă și frecvența fotonului emis? Se dă constanta Rydberg $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$.

Rezolvare

Utilizând expresia seriei Lyman:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = \frac{3R}{4}$$

se obține $\lambda = \frac{4}{3R} = 121,5 \text{ nm}$.

Frecvența fotonului emis este:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = 2,47 \cdot 10^{15} \text{ Hz}.$$



Lectură

Spectre și structura Universului

Radiația electromagnetică reprezintă singurul mesaj ajuns la Pământ de la stelele îndepărtate, iar posibilitatea citirii și interpretării ei poate oferi date privind un moment al istoriei stelei respective. De asemenea, ea poate oferi date privind temperatura, compoziția sau viteza relativă cu care steaua respectivă se deplasează față de Pământ.

Temperatura. Dacă urmăriți ce se întâmplă cu o bucată de cărbune ajuns în sobă, veți observa că se modifică culoarea

acestuia, devenind pe rând roșu, oranj, galben și mai apoi aproape alb. Acest lucru se întâmplă datorită faptului că spectrul continuu de emisie depinde de modificarea temperaturii. Culoarea unei stele depinde în același mod de temperatură (fig. 3, coperta IV).

Compoziția chimică. Pe la 1814, Joseph Fraunhofer a descoperit existența liniilor de absorbție (liniile negre) din spectrul luminii solare. Aceste linii se datoresc unor elemente

chimice care absorb radiația cu lungimea de undă respectivă. Astfel, în spectrul luminii solare s-au găsit liniile de absorbție ale hidrogenului, fierului, calciului și ale heliului, încă necunoscut la acea vreme pe Pământ.

Mișcarea unei stele. În 1842, Johann Christian Doppler a pus în evidență faptul că, în cazul observării fenomenelor ondulatorii (sunetul, lumina), frecvența undei se modifică – dacă sursa sau observatorul au o deplasare relativă una față de altul. Fenomenul a fost numit **efect Doppler**. Să presupunem că fronturile de undă părăsesc sursa de lumină la intervale de timp date de perioada T . Dacă sursa se depărtează de observator cu viteza v , atunci – în intervalul de timp dintre două creste succesive al undei – sursa se deplasează pe distanța vT , ceea ce face să crească timpul necesar pentru ca o creastă de undă să ajungă de la sursă la observator. Se poate arăta că lungimea de undă receptată de observator este diferită față de cea de la sursă dacă, fie sursa, fie observatorul sunt în mișcare. Relațiile sunt: $\lambda' = \lambda(1 + v/c)$

dacă ele se apropie, sau $\lambda' = \lambda(1 - v/c)$ dacă ele se depărtează.

Dacă aceleași elemente chimice care se găsesc în Soare se regăsesc și în stelele îndepărtate, ar trebui ca spectrele lor de absorbție să fie similare. În 1868, sir William Huggins a arătat că liniile întunecate din spectrele câtorva stele mai strălucitoare sunt ușor deplasate către roșu sau către albastru (fig. 5, coperta IV). De pildă, lungimea de undă a fiecărei linii întunecate a stelei Capella este mai mare cu 0,01% decât lungimea de undă corespunzătoare, din spectrul solar. Această deplasare spre roșu arată că steaua Capella se depărtează de noi cu o viteză de 0,01% din viteza luminii, adică, cu 30 km/s.

Analiza spectrelor unor stele și nebuloase îndepărtate a arătat că acestea se îndepărtează de noi. Constelația Fecioarei se îndepărtează cu o viteză de 1200 km/s, în timp ce Hidra are o viteză de îndepărtare de 60000 km/s. Concluzia astronomilor a fost că Universul se află în expansiune.

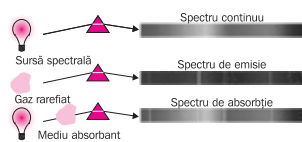
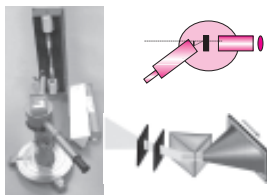
Rezumat

- Spectroscopia reprezintă o metodă de analiză a radiației prin intermediul unor aparate optice având drept principală componentă optică o prismă sau o rețea de difracție.

- Spectrometrele au ca principale componente: luneta, colimatorul, sistemul de ghidare al acestuia și elementul dispersiv (prismă sau rețea de difracție).

- Spectrele elementelor după structură pot fi spectre continue sau discrete, iar după producere se pot clasifica în spectre de emisie sau de absorbție.

- Spectrele de emisie au ca sursă chiar elementul de studiat în timp ce în cazul celor de absorbție se realizează absorbția radiațiilor cu anumite lungimi de



undă din spectrul continuu al unei surse de către elementul de studiat.

- Studiind spectrele hidrogenului în diferite domenii de frecvență au fost identificate expresii de calcul ale liniilor spectrale ale acestora.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right),$$

unde $n_i < n_f$ sunt numere întregi, iar R poartă numele de constanta Rydberg și are valoarea $1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$

- Serii spectrale poartă numele descoperitorilor lor: Balmer ($n_i = 2, n_f = 3, 4, \dots$); Lyman ($n_i = 1, n_f = 2, 3, 4, \dots$), Paschen ($n_i = 3, n_f = 4, 5, \dots$), Brackett ($n_i = 4, n_f = 5, 6, \dots$) sau Pfund ($n_i = 5, n_f = 6, 7, \dots$).

- Existența liniilor spectrale ale elementelor chimice, cuantificată și mereu aceeași, indiferent de combinațiile în care acestea intrau conduce la rezultatul unei structuri atomice.



Verificați-vă cunoștințele

1. Identificați care dintre următoarele perechi de date ($n_i; n_f$) descriu seriile spectrale:

- (a) Lyman, (b) Balmer (c) Paschen
(d) Brackett (e) Pfund

- (A) (5; 6, 7, ...), (B) (3; 4, 5, ...), (C) (2; 3, 4, ...);
(D) (1; 2, 3, 4, ...), (E) (4; 5, 6, ...)

2. Stabiliți, utilizând formula corespunzătoare, lungimile de undă ale primelor trei linii din seria Balmer.

3. Calculați lungimile de undă ale primelor patru linii, din spectrul atomului de hidrogen, situate în ultraviolet.

4. Dacă valoarea constantei lui Rydberg din formula lui Balmer ar fi fost $R_H = 2 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, în ce parte a spectrului ar fi fost localizată această serie?

Dar dacă $R_H = 0,5 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$?

5. Să se calculeze lungimile de undă ale primelor două linii spectrale din seriile Paschen și Brackett.

6. Ce frecvență corespunde ultimei linii din seria Lyman a hidrogenului? Dar din seriile Balmer, Paschen și Brackett?

7. Realizați un referat cu tema: „Informații date de spectrele stelelor privind structura universului“.

3.2.1.

Experimente care au condus la formularea modelului Rutherford al atomului

După cum s-a văzut în lecția anterioară studiile spectrelor atomice au evidențiat, prin regularitățile prezentate, necesitatea existenței unei anumite structuri a atomilor. Răspunsul la întrebări precum: „Care sunt componentele constituente ale atomului?” și „Spre ce structură conduc aceste componente?” au necesitat și alte investigații experimentale.

Pași înainte în identificarea elementelor constitutive ale atomului s-au realizat prin descoperirea razelor catodice și a razelor canal.

Razele catodice. Un gaz închis într-un tub de sticlă vidat (tub Crookes) prevăzut cu doi electrozi cărora li se aplică o tensiune electrică suficient de mare, devine, la presiuni joase de doar câțiva milimetri coloană de mercur, bun conducător de electricitate (fig. 1a). Experimentele realizate au arătat că, în câmpul electric aplicat, radiațiile produse erau deviate spre placa pozitivă, deci erau purtătoare de sarcină electrică negativă. Aceste radiații au fost numite *radiații catodice*.

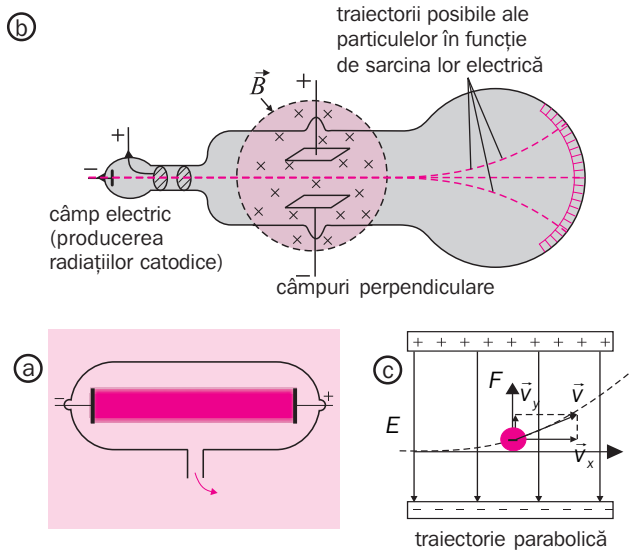


Fig. 1. Tub Crookes (a), aparatul lui J. J. Thomson pentru cercetarea radiației catodice (b), devierea unei particule de sarcină electrică negativă într-un curent electric (c).

Natura razelor catodice a fost clarificată de J. J. Thomson în 1897, cu ajutorul unui tub vidat în care a creat două câmpuri, unul magnetic și unul electric, perpendiculare între ele (fig. 1b).

Din echilibrarea efectelor celor două câmpuri, Thomson a putut calcula sarcina specifică (q/m) a particulelor ce intrau în componența radiațiilor catodice. Aceasta era de peste 1000 de ori mai mare decât cea întâlnită în experimentele de electroliză a apei pentru atomul de hidrogen. În plus, era constantă și independentă de gazul utilizat. Din aceste observații și măsurători, Thomson a dedus faptul că razele catodice nu erau atomi cu sarcină electrică, ci particule noi, rezultate din fragmentarea atomului. Aceste particule au fost numite *electroni*.

Razele canal. Descoperirea razelor canal (raze pozitive) de către Goldstein, în 1886, a condus la ideea că, în anumite împrejurări, atomii pot pierde electroni, formând ioni pozitivi. La aplicarea câmpului electric, ionii pozitivi sunt accelerați spre catod. Dacă aceștia întâlnesc în drumul lor prin tub un catod perforat (fig. 2), îl traversează dând naștere unor raze numite: „raze pozitive” sau „raze canal”. Fiind alcătuite din ioni pozitivi, ele depind de gazul care se găsește în tub. Dacă gazul este hidrogenul, raportul q/m are valoarea cea mai mare dintre cele cunoscute pentru acest tip de raze. Aceasta a sugerat că ionul pozitiv al atomului de hidrogen era o altă particulă fundamentală a atomului: protonul.

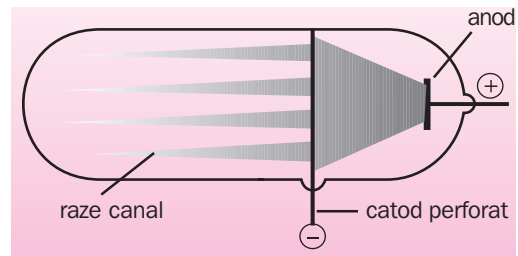


Fig. 2. Dispozitiv de producere a razelor canal (raze pozitive).

Modelul lui Thomson. Pe baza neutralității electrice a atomului, după identificarea electronilor, Thomson presupune existența în atom a sarcinii electrice pozitive. Cum electronii s-au dovedit a fi atât de ușori, rezulta că cea mai mare parte a masei atomului trebuia să fie asociată cu electricitatea pozitivă și, de aceea, aceasta trebuia să ocupe partea cea mai mare din volumul atomic. Thomson și-a imaginat atomul ca pe o sferă materială de electricitate pozitivă, în interiorul

căreia se găseau electronii, în număr suficient pentru ca ansamblul rezultat să fie neutru din punct de vedere electric.



JOSEPH J. THOMSON
(1856-1940)

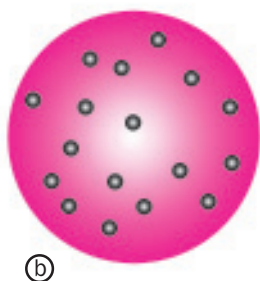


Fig. 3. Laureat al premiului Nobel pentru fizică în 1906, Thomson face dovada experimentală a existenței electronului (a) și fundamentează un prim model structural al atomului (b).

Deși explica existența sarcinilor electrice de semne diferite în atom, modelul lui Thomson nu putea răspunde întrebărilor ridicate de structura de linii a spectrelor atomice. Modificarea acestui model s-a produs ca efect al experimentelor de împrăștiere realizate de Ernest Rutherford (fig. 4) și a colaboratorilor săi Hans Geiger și Ernst Marsden.



ERNEST RUTHERFORD
(1871 – 1937)

Fig. 4. Laureat al premiului Nobel pentru chimie (1908). Prin intermediul experiențelor sale de împrăștiere a particulelor alfa pe foițe metalice, a descoperit existența nucleului atomic, dând un model al acestuia care-i poartă numele și explică rezultatele acestei împrăștiere.

3.2.2. Experimentul Rutherford

Cel mai bun procedeu de cercetare a structurii atomului îl constituie sondarea acestuia cu ajutorul particulelor rapide: electroni relativisti, particule alfa (α - ioni de heliu He^{2+}). În experimentul Rutherford, un fascicul de particule alfa de înaltă energie este trimis asupra unor foițe metalice de cupru, plumb, aur etc. (fig. 5). Traversarea substanței de către fluxul de particule determina devierea acestora de la traiectoria inițială. În experiment, se măsoară deviațiile suferite de aceste particule. Din valorile acestor deviații se pot obține informații privind structura atomului.

Potrivit modelului Thomson era de așteptat ca fasciculul de particule alfa trecând prin foițe metalice să fie slab deviate de substanța din atom, producând pe ecran o pată fluorescentă, coliniară cu fasciculul. Rezultatul surprinzător al acestor experimente a fost că, în afară de pata centrală, apăreau și altele, laterale datorate unor devieri la unghiuri mult mai mari decât prevedea teoria ciocnirilor. Deci, dacă marea majoritate a particulelor alfa treceau practic nedeviate prin foițele metalice existau și particule care sufereau devieri la unghiuri mari neconcordanțe cu modelul propus de Thomson. Acestea erau particulele care nu se încadrau în prevederile modelului. Aceste considerente l-au făcut pe Rutherford să propună un nou model de atom.

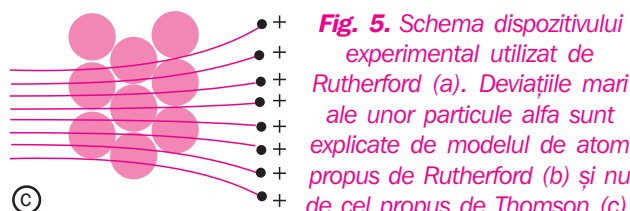
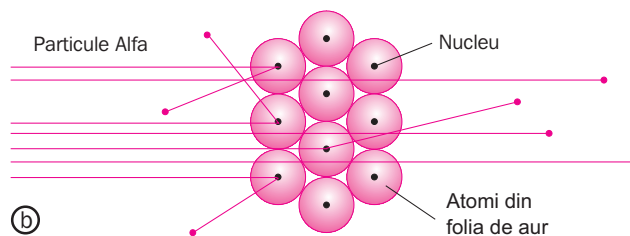
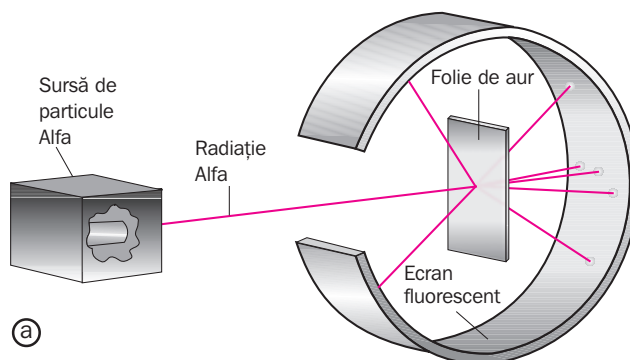


Fig. 5. Schema dispozitivului experimental utilizat de Rutherford (a). Deviațiile mari ale unor particule alfa sunt explicate de modelul de atom propus de Rutherford (b) și nu de cel propus de Thomson (c).

Pentru a explica devierea particulelor alfa la unghiuri mari, Rutherford a considerat că în atom acestea erau obligate să se ciocnească cu o structură de masă mare ce conținea sarcina pozitivă. El a localizat această structură în centrul atomului într-o „granulă” pe care a numit-o **nucleu**. În nucleu se găsește concentrată aproape întreaga masă a atomului. Din deplasarea nedeviată a majorității particulelor alfa prin foiță el a concluzionat că dimensiunile nucleului sunt mult mai mici comparativ cu cele ale atomului. Atomul nu era în opinia lui o sferă cu masa și sarcina uniform distribuite. Datele experimentale indicau faptul că raza nucleului este de circa 10^4 ori mai mică decât cea a atomului. Deci acesta este aproape gol.

Cum masa atomică a elementelor avea o valoare mai mare decât cea calculată pe baza numărului de protoni din nucleu, tot Rutherford a sugerat că nucleul mai conținea și alte particule de masă aproape egală cu cea a protonilor, dar neutre din punct de vedere electric – **neutronii**. Neutronul a fost descoperit experimental abia în 1932, de Chadwick.

În jurul nucleului, pe orbite circulare, în modelul de atom propus de Rutherford, se deplasează electroni, menținuți în atom de forțe electrostatice care se manifestă între sarcinile negative ale acestora și sarcina pozitivă a nucleului (fig. 6). Deoarece modelul de atom propus de Rutherford este foarte asemănător mișcării de revoluție a planetelor în jurul Soarelui, a fost numit și **modelul planetar al atomului**.

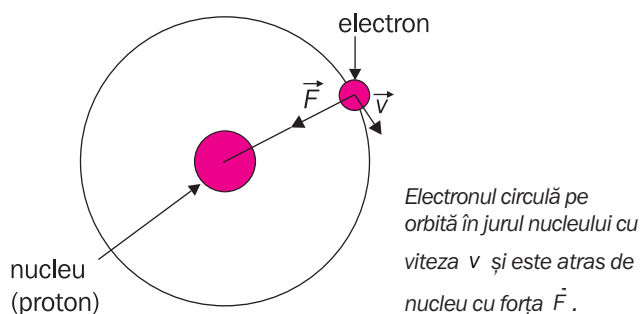


Fig. 6. Reprezentare a atomului în accepția lui Rutherford (reprezentarea nu este la scară).

Cum poate fi însă descrisă din perspectiva fizicii clasice interacțiunea electron-nucleu?

Să considerăm pentru simplitate atomul de hidrogen. Nucleul acestuia este format dintr-un proton în jurul căruia se deplasează pe o traiectorie circulară un electron cu sarcina electrică egală în modul, dar de

semn contrar celei a protonului. Forța de atracție electrică care acționează din partea protonilor din nucleu asupra electronului este:

$$F_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (1)$$

unde e reprezintă sarcinile electronului și protonului din nucleu, ϵ_0 este permitivitatea electrică a vidului, iar r , raza orbitei (distanța proton – electron). Această forță, care joacă rol de forță centripetă, determină o mișcare circulară a electronului. Aplicând principiul fundamental al dinamicii clasice ($F = ma$) pe direcția de acțiune a forței centripete și ținând cont că accelerația centripetă este:

$$a = \frac{v^2}{r} \quad (2)$$

rezultă:
$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = ma = m \frac{v^2}{r}. \quad (3)$$

Expresia (3) poate fi scrisă și sub forma:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}, \quad (4)$$

unde s-a putut evidenția energia cinetică a electronului.

Energia totală a electronului aflat pe orbită cuprinde atât componenta cinetică, cât și cea potențială. Energia potențială este dată de produsul dintre potențialul câmpului electric al protonului în locul în care se găsește electronul și sarcina electrică a celui din urmă.

$$E_p = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}, \quad (5)$$

Energia totală a electronului în atom este:

$$E_t = E_c + E_p = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (6)$$

Se observă că energia cinetică a electronului pe orbită este jumătate din cea potențială. Din dependența de raza orbitei pe care se deplasează electronul, a energiilor cinetică, potențială și totală (fig. 7) se observă că energia electronului este maximă când acesta se găsește foarte departe de nucleu. Dacă energia totală scade înseamnă că el se apropie de nucleu.

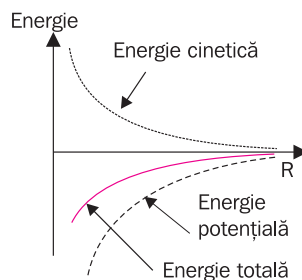


Fig. 7. Dependența de rază a energiilor cinetică, potențială și totală a electronului în modelul planetar.

Deși modelul planetar al atomului explică rezultatele experimentului Rutherford el nu furnizează însă o explicație privind existența liniilor spectrale. De ce atomii unui anumit element emit doar anumite lungimi de undă și absorb exact la aceleași lungimi de undă?

Mai mult, din punctul de vedere al electrodinamicii clasice, se știe că o sarcină electrică în mișcare accelerată emite energie. Electronul, prin deplasarea sa în atom pe o orbită circulară, deci având o accelerație centripetă dată de relația (2), trebuie să emită energie.

Aceasta ar determina în timp scăderea energiei electronului, ceea ce ar atrage după sine căderea acestuia pe nucleu (fig. 8). Și din acest punct de vedere modelul propus de Rutherford nu este convenabil, atomul descris de el este instabil.

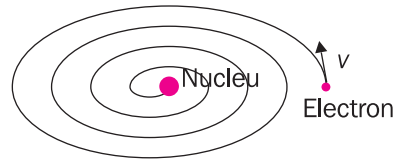
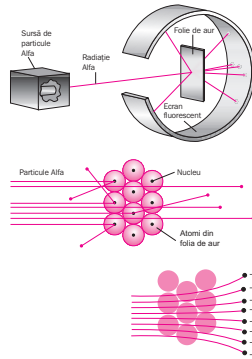


Fig. 8.
Instabilitatea electronului în atom.

Rezumat

• Experimentul Rutherford constă în împrăștierea unui fascicul de particule alfa pe foițe metalice subțiri. Experimental, pe lângă un număr mare de particule care trec nedeviate prin atom, a unui număr mult mai mic deviate la unghiuri mici au evidențiat și un număr mai mic de particule deviate la unghiuri foarte mari.



Acest rezultat nu putea fi explicat pe baza modelului Thomson al atomului.

• Rutherford propune un model planetar al atomului în care electronii se deplasează pe orbite circulare în

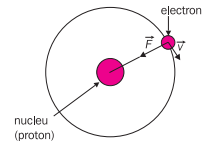
jurul unui nucleu solid, conținând sarcina pozitivă, nucleu de dimensiuni mult mai mici decât cea a atomului.

• Energia cinetică calculată pentru electronul aflat pe orbita atomică este:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

• Energia lui potențială este $E_p = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$, iar cea totală $E_t = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$.

• Principala deficiență a modelului planetar este instabilitatea acestuia în limitele teoriei electrodinamicii clasice potrivit căreia, orice sarcină electrică în mișcare accelerată emite energie.



Verificați-vă cunoștințele

1. Dacă „mărimea“ nucleului în modelul Rutherford este 10^{-15} m, care va fi forța electrostatică cu care se resping doi protoni aflați la această distanță?
2. Într-un experiment de împrăștiere Rutherford, o particulă α , cu sarcina $+2e$ și energia cinetică de 8 MeV, ciocnește frontal nucleul unui atom de aur, cu sarcina electrică $Q = 79e$. Considerând nucleul fix în spațiu, determinați distanța minimă de apropiere dintre cele două particule.
3. O particulă alfa de 4,78 MeV emisă de un nucleu de ^{230}Ra ciocnește frontal un nucleu de uraniu ce conține un număr de 92 protoni.
 - a) La ce distanță de nucleu se apropie particula alfa?
 - b) Presupunând că nucleul de uraniu, în urma ciocnirii rămâne în repaus, iar distanța minimă la care particula alfa s-a apropiat de nucleu este mult mai mare decât raza acestuia, determinați forța de respingere care acționează asupra particulei alfa din partea nucleului la distanța minimă de apropiere față de acesta.

4. O particulă alfa incidentă pe o țintă de plumb (nucleul unui atom de plumb conține 82 de protoni), ciocnește frontal un atom al țintei. Distanța minimă la care particula alfa se apropie de nucleu este $6,5 \cdot 10^{-14}$ m (punct situat mult în afara nucleului).
 - a) Determinați energia potențială a particulei alfa în câmpul nucleului de plumb când aceasta atinge distanța minimă față de acesta. Exprimați rezultatul în jouli și în electron volți.
 - b) Care a fost energia cinetică inițială a particulei alfa?
 - c) Care a fost viteza inițială a particulei?

Se dau masa particulei alfa $6,67 \cdot 10^{-24}$ kg.
5. În cazul modelului planetar al atomului de hidrogen estimați ordinul de mărime al vitezei electronului pe orbită. Se dau masa electronului $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg, sarcina electrică a electronului și protonului în valoare absolută ($e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C), permitivitatea electrică a vidului $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ C²/Nm² și raza atomului 10^{-10} m.

O lucrare a lui Philipp Lenard publicată în 1902 avea să constituie începutul unei serii de experimente care au permis, în final, punerea în evidență de către James Franck și Gustav Hertz a existenței nivelelor de energie ale electronilor în atom.

Experimentul Lenard. Lenard a utilizat o triodă vidată în care distanța catod - grilă era mult mai mică decât distanța grilă - anod. A introdus în triodă mercur sub formă de vapori la presiune scăzută și a urmărit într-un circuit similar celui din figura 2a variația curentului anodic în funcție de potențialul electric al grilei. Potențialul anodic este menținut în circuit la o valoare mai mică decât cea a catodului.

Dicționar

Triodă: dispozitiv electronic (fig. 1) format dintr-o incintă de sticlă vidată în care se găsesc trei electrozi: catod (C), grilă (G) și anod (A). Prin efect termoelectric sunt emiși electroni. Grila este o sită metalică cu un potențial variabil. Ea are rol de comandă în sensul că potențialul ei față de catod permite sau nu trecerea fasciculului de electroni și înregistrarea lui la anod.

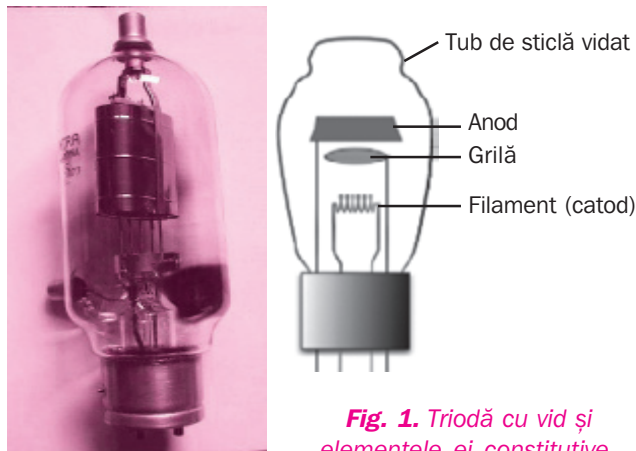


Fig. 1. Triodă cu vid și elementele ei constitutive.

Faptul că distanța catod-grilă era mult mai mică decât distanța grilă-anod este semnificativ deoarece o distanță mică grilă-catod scade probabilitatea interacțiunii electronilor accelerați cu atomii de mercur în acest spațiu. Distanța mai mare la care este poziționată grila în raport cu anodul, crește probabilitatea interacțiunilor în spațiul grilă-anod.

În cazul unui potențial pozitiv al grilei față de cel al catodului electronii sunt accelerați între catod și grilă. Trecând în spațiul grilă-anod aceștia suferă ciocniri cu atomii de mercur determinând ionizări ale acestora. Ionii pozitivi de mercur sunt accelerați în câmpul electric grilă-anod. Ionii de Hg^+ colectați la anod ca urmare a neutralizării lor de către electroni duc la apariția curentului anodic.

Pe graficul curent-tensiune de grilă (fig. 2b) se observă că acest curent nu apare decât de la o anumită tensiune numită **potențial de ionizare**. Acesta determină câștigarea de către electroni, în câmpul grilă-catod a unei energii cinetice suficiente pentru a produce ionizarea mercurului.

$$eV_G = \frac{mv^2}{2}$$

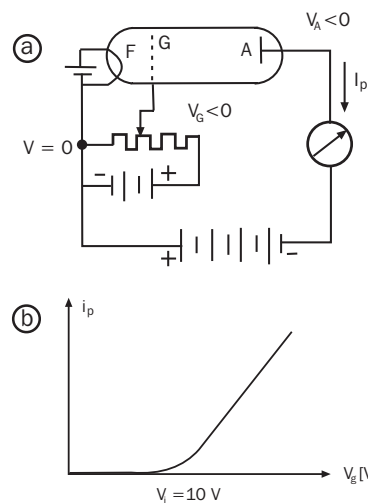
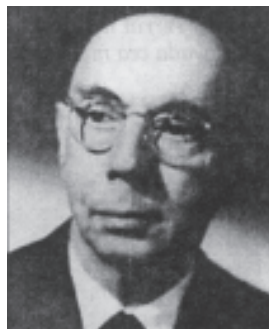


Fig. 2. Schema dispozitivului utilizat de Lenard pentru determinarea potențialului de ionizare al mercurului (a) și dependența de potențialul de grilă al curentului anodic (b).

Încercând experimente similare și cu alte elemente Lenard obține același potențial de ionizare ca cel obținut pentru mercur. Rezultatul însă nu este plauzibil.

Analizând experimentele lui Lenard, James Franck și Gustav Hertz au arătat că, atunci când a încercat să determine potențialul de ionizare al altor elemente, Lenard a utilizat pentru vidarea triodei o pompă cu mercur. Rezultatul utilizării acesteia era impurificarea cu mercur a incintei triodei. Aceasta făcea ca indiferent de elementul pe care-l introducea în triodă, Lenard să măsoare tot potențialul de ionizare al mercurului din incintă. Utilizând o pompă cu ulei, Franck și Hertz au putut să măsoare potențialul de ionizare și al altor elemente.

Pornind de la experimentul lui Lenard, Franck și Hertz (fig. 3) au urmărit între 1913 și 1914 realizarea unor modificări experimentale care să permită studiul interacțiunii electronilor cu atomii de mercur și cu cei ai altor elemente.



JAMES FRANCK
(1882-1969)



GUSTAV HERTZ
(1887-1975)

Fig. 3. Au evidențiat experimental, în 1913, existența stărilor excitate în atomul de mercur, fapt ce a dus la confirmarea teoriei cuantice. Pentru acest experiment, ei au primit în anul 1925 premiul Nobel în fizică.

Pentru aceasta ei aduc o modificare triodei utilizate de Lenard mutând grila în apropierea anodului (fig. 4a). În acest fel, se poate transfera energie de la electroni la atomii gazului pe parcursul accelerării acestora în câmpul dintre grilă și catod.

Circuitul exterior al dispozitivului utilizat de ei era format dintr-o sursă de tensiune variabilă care asigura variația potențialului grilei. Prin intermediul său este modificată intensitatea câmpului electric accelerator dintre catod și grilă. În experiment, prin efect termoelectric, sunt eliberați electroni din catod. Aceștia sunt accelerați de potențialul pozitiv al grilei. La mică distanță de grilă se găsește anodul. Potențialul acestuia este ușor negativ față de cel al catodului. Un ampermetru măsoară intensitatea curentului din anod.

Reprezentând grafic variația curentului anodic (I_A) în funcție de tensiunea catod- grilă (U_{CG}) Franck și Hertz au observat în cazul mercurului o serie de maxime separate de diferențe de potențial de 4,9 V (fig. 4c).

După cum apare din graficul $I_A = I_A(U_{CG})$, electronii emiși de catod, accelerați de tensiunea electrică catod-grilă, trec de aceasta ajungând la anod unde vor determina curentul I_A măsurat de ampermetru. Când tensiunea de accelerare atinge 4,9 V are loc o scădere bruscă a curentului anodic, urmată de o nouă creștere a intensității curentului anodic și o nouă scădere bruscă la un potențial al grilei egal cu dublul valorii de 4,9 V și așa

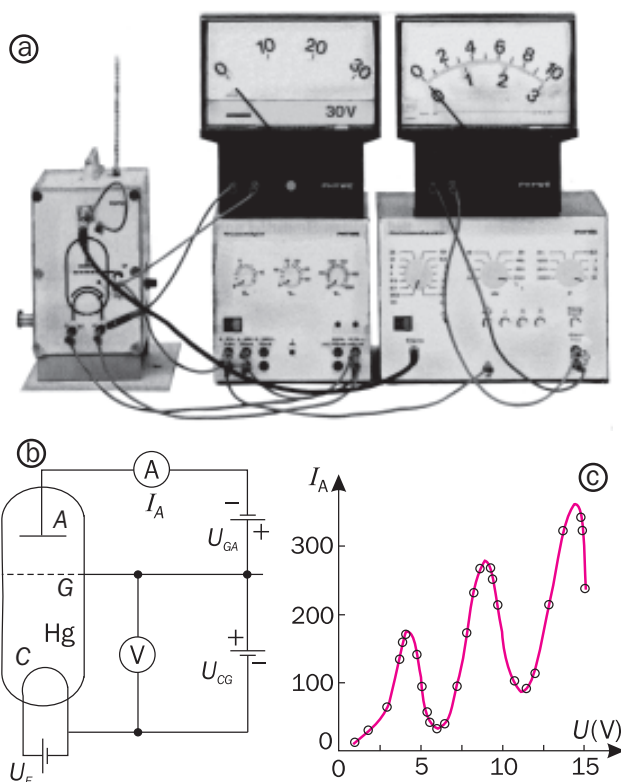


Fig. 4. Dispozitivul pentru realizarea experimentului Franck și Hertz (a) și schema acestuia (b). Rezultatele obținute de Franck și Hertz în experimentul lor. Se observă creșterea curentului de colector și scăderea bruscă, cu o regularitate de 4,9 eV (c).

mai departe. Maximele următoare apar odată cu creșterea de un număr întreg de ori a potențialului de 4,9 V.

În explicarea rezultatului experimentului, Franck și Hertz pleacă de la ciocnirile pe care le pot suferi electronii cu atomii de mercur.

- Dacă electronul ciocnește elastic atomul de mercur, a cărui masă este mult mai mare decât masa sa proprie, el nu va pierde practic energie. Cum din punctul de vedere al modelului planetar al atomului cea mai mare parte din masa atomului se găsește în nucleu, ciocnirile elastice între electron și atom au loc cu nucleul.

- Dacă are însă loc o ciocnire inelastică electronul va pierde energie în cursul ciocnirii. În cazul acestui tip de ciocnire teoria ciocnirilor spune că pierderea de energie este maximă când particulele care se ciocnesc au mase egale. Deci astfel de ciocniri se produc cu electronii din atom.

Ce se întâmplă cu interacțiunea electron-atom de mercur în cursul experimentului? După cum sugerează experimentul, ciocnirile electron-atom de mercur sunt

elastice până la atingerea valorii de 4,9 V. Până la această tensiune electronul nu pierde energie în cursul ciocnirilor putând astfel trece prin sita grilei și participa la curentul anodic. Când potențialul pe grilă crește, crește și intensitatea curentului anodic; tot mai mulți electroni emiși de catod au suficientă energie pentru a depăși câmpul electric de frânare dintre grilă și anod.

La 4,9V, ciocnirile suferite de electroni cu atomii devin inelastice producându-se scăderea energiei electronului. Un astfel de electron nu mai ajunge la anod deoarece nu poate învinge diferența de potențial dintre grilă și anod. Primul maxim corespunde electronilor care, pe parcursul catod-grilă suferă o singură ciocnire (în care cedează energie unui electron din atomul de mercur). Odată cu creșterea potențialului pozitiv al anodului, curentul la anod crește din nou, tot mai mulți electroni – după ciocnirea inelastică cu atomii de mercur – câștigă suficientă energie pentru a depăși câmpul decelerator grilă-anod. Cel de-al doilea maxim corespunde electronilor care au suferit două ciocniri cu doi electroni din doi atomi de mercur.

Hertz a arătat experimental că, în momentul în care atomul primește de la electron o energie de 4,9 eV (în cazul mercurului) acesta emite radiații cu lungimea de undă de 254 nm, linie spectrală care se regăsește în spectrul de emisie al mercurului.

Motivul pentru care Franck și Hertz au utilizat vapori de mercur în locul hidrogenului este faptul că cel din

urmă se combină, formând molecula de hidrogen. În acest fel, o parte din energia pierdută în ciocnirile inelastice ale electronilor cu hidrogenul gazos determină separarea moleculelor de hidrogen în atomi. Aceasta complică analiza curentului măsurat la colector.

Deși atomii de mercur au 80 de electroni în păturile electronice, doar doi dintre aceștia sunt mai slab legați în atom (electronii periferici). Cu acești electroni au loc ciocnirile inelastice.

Experimentul a fost realizat și cu alte gaze. De exemplu la neon (fig. 5) se observă creșterea curentului anodic urmată de scăderea bruscă a acestuia, în funcție de tensiunea aplicată, cu o regularitate de aproximativ 18,7 V.

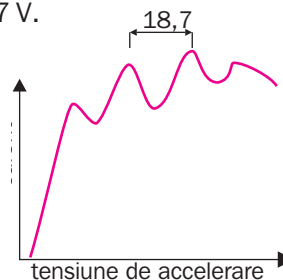


Fig. 5. Experimentul Franck și Hertz cu neon (rezultat experimental).

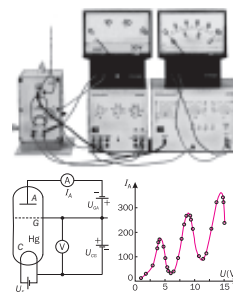
Concluzie: Explicația acestui experiment este coerentă în ipoteza că atomul nu poate lua de la electron decât o energie perfect determinată. Deci absorbția de energie de către electronii aflați în atomi este cuantificată și depinde de tipul atomului.

Rezumat

- Continuând experimentele propuse de Lenard, James Franck și Gustav Hertz realizează un experiment utilizând o triodă modificată, cu grila în imediata apropiere a anodului. Ei obțin o serie de maxime a curentului anodic repetate regulat cu diferite perioade în funcție de gazul studiat. În cazul mercurului acestea apar la multiplii întregi de 4,9 V.
- Explicația dată face apel la ciocnirile electron-atom de mercur. Acestea sunt elastice până la atingerea valorii de 4,9 V (ciocniri electron - nucleu), când devin inelastice (ciocniri electron-electron).

Primul maxim corespunde electronilor care pe parcursul catod-grilă suferă o singură ciocnire (în urma căreia cedează energie unui electron din atomul de mercur) și este însoțit de o emisie a unei radiații cu lungimea de undă de 254 nm (linie spectrală din spectrul de emisie al mercurului).

Cel de-al doilea maxim corespunde electronilor care suferă două ciocniri inelastice cu doi atomi etc.



Verificați-vă cunoștințele

1. Utilizând cunoștințele din această lecție și din capitolele anterior studiate explicați: a) efectul termoelectric; b) funcționarea unei triode; c) metoda de măsurare a potențialului de ionizare a mercurului utilizată de Lenard; d) eroarea experimentală făcută de Lenard în măsurarea potențialului de ionizare al altor elemente decât mercurul.

2. Caracterizați ciocnirea : a) elastică; b) inelastică suferită de electron cu atomul de mercur.
3. Ce fenomene au loc în dispozitivul utilizat de Franck și Hertz care conduc la dependența curent-tensiune dată de fig. 4c?
4. Care este semnificația, din punctul de vedere al structurii atomului, a experimentului realizat de Franck și Hertz?

La începutul secolului al XX-lea fizicienii se confruntau cu incapacitatea fizicii clasice de a explica existența liniilor spectrale caracteristice ale elementelor, iar în singurul model atomic care răspundea unora dintre observațiile experimentale ale vremii, modelul planetar, atomul era, din punctul de vedere al electrodinamicii clasice, instabil.

În 1913, Niels Bohr (fig. 1) a reușit să conceapă o explicație asupra liniilor spectrale ale elementelor, explicație care a eliminat și instabilitatea atomului din modelul propus de Rutherford.



NIELS BOHR
(1885-1962)

Fig. 1. Fizician danez, laureat al premiului Nobel în 1922. A perfecționat modelul atomic propus de Rutherford, realizând o formă cuantificată a acestuia.

Explicația lui Bohr aplicată atomului de hidrogen se baza pe următoarele presupuneri:

1. În atom, electronul se deplasează pe orbite circulare, în jurul nucleului, sub influența forței coulombiene, care joacă rol de forță centripetă.

2. Doar anumite orbite electronice sunt stabile. Pe aceste orbite stabile (numite orbite staționare), electronul nu absoarbe și nu emite energie sub formă de radiație. Aceste orbite reprezintă nivelele de energie permise ale electronului, în atom.

3. Emisia de radiație din atomul de hidrogen are loc la salturile electronului de pe orbite permise, cu energie mai mare, pe alte orbite, cu energie mai mică. Frecvența radiației emise la trecerea electronului de pe o orbită staționară pe alta este dată de expresia:

$$E_i - E_f = h\nu, \quad (1)$$

unde: E_i este energia stării inițiale, E_f este energia stării finale, iar h este constanta Planck (fig. 2). Relația (1) poartă numele de formula lui Planck.

4. Mărimea orbitei staționare permise este determinată de o condiție impusă momentului cinetic

orbital al electronului, potrivit căreia orbitele permise sunt acelea în care momentul cinetic orbital al acestora este un multiplu întreg de $h/2\pi$.

$$mvr = \frac{nh}{2\pi}, \text{ unde } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

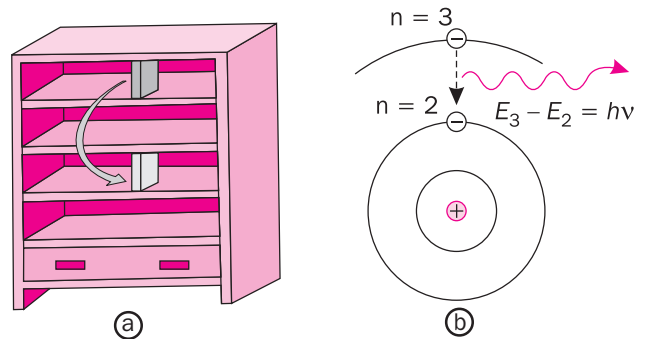


Fig. 2. O carte pe raft posedă energie potențială gravitațională. La mutarea ei dintr-un raft în altul, variația energiei potențiale este bine determinată (a). În atom, lucrurile se petrec asemănător. Electronii ocupă nivele bine determinate de energie permise, iar la trecerea de pe un nivel pe altul energia primită sau cedată este bine determinată (b).

Momentul cinetic se măsoară în J·s, iar direcția și sensul vectorului moment cinetic sunt date conform regulilor de construcție a oricărui produs vectorial.

Dicționar

Moment cinetic orbital (\vec{L}): Este definit în raport cu un punct material și reprezintă mărimea fizică dată de produsul vectorial dintre vectorului de poziție (\vec{r}) al vectorului impuls și vectorul impuls (\vec{p}) al punctului material de masă m .

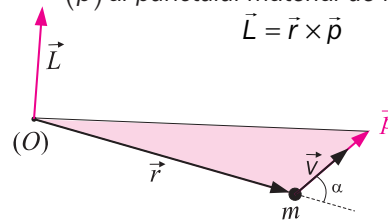


Fig. 3. Momentul cinetic al unui punct material.

Cu aceste presupuneri care au fost reunite în două principii (1+2) și (3) și o condiție de cuantificare (4), Bohr a reușit să calculeze energiile permise și lungimile de undă ale liniilor spectrale ale atomului de hidrogen.

Să vedem care sunt implicațiile postulatelor Bohr și a condiției de cuantificare impusă momentului cinetic orbital asupra razelor atomice și energiei electronilor în atom.

Considerând traiectoria electronului în jurul nucleului circulară, rezultatele calculului energiei electronilor în atom pot fi preluate din cadrul modelului planetar propus de Rutherford. În acest caz valoarea calculată a energiei cinetice a electronului pe orbită este:

$$E_c = \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (3)$$

cea potențială:

$$E_p = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (4)$$

iar energia totală este:

$$E_t = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (5)$$

Condiția de cuantificare arată că nu toate orbitele sunt permise, ci numai cele pentru care este satisfăcută condiția dată de relația (2). Exprimând viteza din această relație și înlocuind-o în relația (3) se obține:

$$r = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \cdot n^2 = r_0 n^2, \quad (6)$$

unde cu r_0 am notat raza primei orbite electronice Bohr.

Din relația (6) se observă că nivelele electronului în atomul de hidrogen sunt permise numai pentru o serie de raze care cresc în raportul 1:4:9:16 etc. (fig. 4).

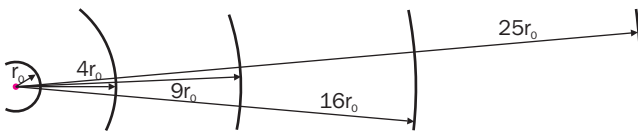


Fig. 4. Diagrama razelor permise ale electronilor în atomul de hidrogen.

Valoarea razei primei orbite Bohr calculate conduce la:

$$r_0 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m.}$$

Revenind la expresia determinată în modelul Rutherford pentru calculul energiei totale (5) și înlocuind raza cuantificată (6), se obține:

$$E_{(n)} = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{k}{n^2} \quad (7)$$

Înlocuind valorile numerice ale mărimilor ce intră în relația (7) și făcând calculele în electron-volți, se poate scrie:

$$E_{(n)} = -\frac{13,6}{n^2} \text{ eV.} \quad (8)$$

Energia minimă, a stării electronice fundamentale, pe care poate să o aibă electronul în atomul de hidrogen, este:

$$E_1 = -13,6 \text{ eV.} \quad (9)$$

Următorul nivel de energie are valoarea:

$$E_2 = \frac{E_1}{4} = -3,4 \text{ eV.}$$

Celelalte valori energetice ale nivelelor electronice permise sunt reprezentate în diagrama din figura 5.

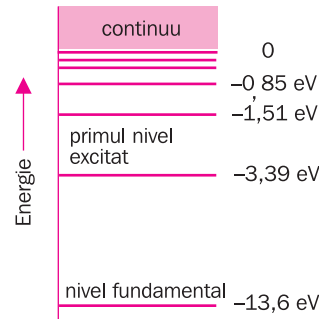


Fig. 5. Nivele energetice ale atomului de hidrogen.

După cum se observă în figura 5, energia electronului în atom se consideră a fi negativă. Ea devine egală cu zero în atomul ionizat, caz în care electronul se consideră a se afla la o distanță infinită față de nucleu (este liber).

Presupunând că electronul efectuează o tranziție de pe un nivel energetic superior n ($n > 2$) pe cel de-al doilea nivel energetic ($m = 2$), energiile electronului pe cele două orbite calculate cu relația (8) dau:

$$E_n = -\frac{k}{n^2} \quad (9) \quad \text{și} \quad E_m = -\frac{k}{2^2} \quad (10)$$

Introducând valorile celor două energii în formula

lui Planck (1), se obține:

$$-\frac{k}{n^2} + \frac{k}{2^2} = h\nu \quad (11)$$

de unde:

$$\nu = \frac{k}{h} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (12)$$

Cum $\nu = \frac{c}{\lambda}$, înlocuind în relația (12), obținem:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{k}{hc} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (13)$$

unde:
$$\frac{k}{hc} = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} = R \quad (14)$$

poartă numele de constanta Rydberg și este constanta care apare în formula lui Balmer.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

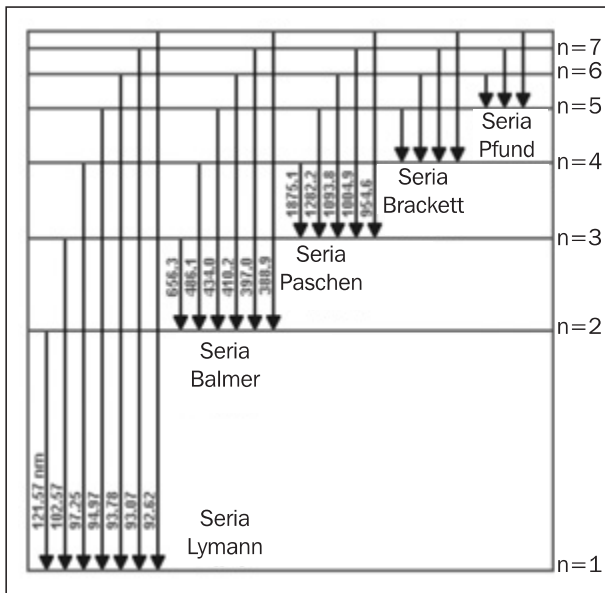


Fig. 6. Diagrama nivelurilor de energie Bohr, cu evidențierea tranzițiilor permise din seriile spectrale ale atomului de hidrogen.

În acest fel, modelul Bohr a explicat într-un mod strălucit spectrul atomului de hidrogen.

Rezultatele sale au fost confirmate de experimentul Franck-Hertz care, în cadrul acestui model, și-a clarificat semnificația de energie cuantificată a electronilor în

atom. În acest context se explică atât linia de emisie a mercurului de la 254 nm cât și necesitatea energiei de 4,9 eV pentru realizarea ciocnirii inelastice. Aceasta este energia necesară electronului aflat în atom pentru a realiza tranziția energetică între cele două nivele de energie permise.

Exemple

1. Seria Balmer a atomului de hidrogen corespunde unei tranziții electronice pe nivelul energetic $n = 2$. Care este lungimea de undă maximă emisă și energia fotonului respectiv?

Rezolvare

Lungimea de undă maximă a unui foton emis în seria Balmer rezultă din tranziția de pe nivelul $n = 3$ pe nivelul $n = 2$.

Din expresia dată de Balmer:

$$\frac{1}{\lambda_{\max}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) = \frac{5}{36} R$$

se obține $\lambda_{\max} = 656,3 \text{ nm}$, lungime de undă aflată în regiunea roșie a spectrului vizibil. Energia fotonului corespunzător este:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 1,89 \text{ eV}.$$

2. În cazul problemei anterioare, care va fi lungimea de undă minimă a unui foton emis în seria Balmer?

Rezolvare

Lungimea de undă minimă o are fotonul care efectuează tranziția de pe nivelul $n = \infty$ pe $n = 2$. În acest caz, expresia lui Balmer devine:

$$\frac{1}{\lambda_{\min}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\infty} \right) = \frac{R}{4},$$

$$\text{deci } \lambda_{\min} = \frac{4}{R} = 364,6 \text{ nm}.$$

3.4.4.

Extensii ale modelului Bohr asupra atomilor hidrogenoizi

Teoria lui Bohr asupra atomului de hidrogen a reprezentat un succes, nu numai datorită furnizării unor explicații privind liniile spectrale ale hidrogenului (permițând obținerea teoretică a formulei lui Balmer și a celorlalte serii spectrale ale hidrogenului, care nu se află în domeniul vizibil), nu numai datorită determinării constantei lui Rydberg, a calculului nivelurilor energetice ale electronilor în atomul de hidrogen și a razelor permise

ale acestor orbite, ci și prin faptul că a oferit un model, asupra felului cum arată atomul.

Succesul teoriei lui Bohr a fost reflectat și în explicarea atomilor hidrogenoizi (atomi cu un singur electron orbital: He^+ , Li^{2+} , Be^{3+} etc.). În cazul acestor atomi, ca urmare a creșterii sarcinii pozitive a nucleului de Z ori (unde Z este numărul de protoni din nucleu) constanta lui Rydberg devine: $R_z = Z^2 R_H$ (15)

unde cu R_H s-a notat constanta lui Rydberg în cazul hidrogenului. Relația de calcul al nivelului energetic n într-un atom hidrogenoid va fi:

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{8\varepsilon_0^2h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad \text{cu } n = 1, 2, 3, \dots \quad (16)$$

unde mărimile fizice păstrează semnificațiile din paragrafele anterioare.

3.4.5. Undele De Broglie și modelul Bohr al atomului de hidrogen

Potrivit regulii de cuantificare din teoria lui Bohr, în atomul de hidrogen sunt permise doar orbitele pentru care este adevărată relația:

$$mvr = n \frac{h}{2\pi} \quad (18)$$

Luând în considerare ipoteza lui De Broglie care asocia unei particule o undă, a cărei lungime de undă (λ) este dată de relația:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}. \quad (19)$$

Condiția de cuantificare (18) poate fi scrisă:

$$2\pi r = n \frac{h}{mv} = n\lambda, \quad (20)$$

unde $n = 1, 2, 3, \dots$

Potrivit relației (20), lungimea de undă a fenomenului ondulatoriu asociat electronului din atomul Bohr, se cuprinde de un număr întreg de ori în lungimea orbitei (fig. 7).

Lungimile de undă ale liniilor spectrale ale atomilor hidrogenoizi vor putea fi calculate din relația:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{mZ^2e^4}{8\varepsilon_0^2h^3c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (17)$$

Deși s-a încercat extinderea teoriei Bohr și în cazul atomului cu mai mulți electroni, rezultatele nu au reprezentat un succes.

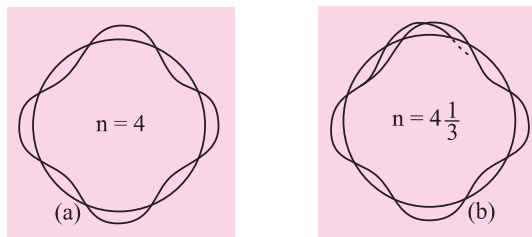


Fig. 7. Orbită posibilă (a) și, respectiv, imposibilă (b), conform postulatului lui Bohr.

În acest fel, prin aplicarea teoriei undelor electronilor din atom, De Broglie a reușit să explice apariția numărului cuantic n din teoria lui Bohr ca și consecință a producerii undelor staționare. Acesta a fost unul dintre argumentele convingătoare al comportării ondulatorii a electronilor în atom.

Rezumat

• Postulatele Bohr afirmă:

1. În atom, electronul se deplasează pe orbite circulare, în jurul nucleului.

2. Doar anumite orbite electronice sunt stabile. Pe aceste orbite stabile (numite orbite staționare), electronul nu absoarbe și nu emite energie sub formă de radiație.

3. Emisia de radiație are loc la salturile electronului de pe orbite permise, cu energie E_i mai mare, pe alte orbite permise, cu energie E_f mai mică. Frecvența radiației emise la trecerea electronului de pe o orbită staționară pe alta satisface relația: $E_i - E_f = h\nu$.

4. Mărimea orbitei staționare permise este determinată de o condiție impusă momentului cinetic orbital al electronului, potrivit căreia orbitele permise sunt acelea în care momentul cinetic orbital este un multiplu întreg de $\frac{h}{2\pi}$ adică: $mvr = \frac{nh}{2\pi}$

• Aplicarea condiției de cuantificare Bohr energiei totale a electronului calculate în modelul planetar și razei

atomice conduc la: $E_{(n)} = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2h^2n^2} = -\frac{k}{n^2}$

și respectiv: $r = \frac{\varepsilon_0h^2}{\pi me^2} n^2 = r_0 n^2$.

• O confirmare a modelului a venit din regăsirea relațiilor de calcul a seriilor spectrale a atomilor de hidrogen

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{k}{hc} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

și determinarea constantei Rydberg, $\frac{k}{hc} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2h^3c} = R$.

• O confirmare a venit din posibilitatea extinderii modelului în cazul atomilor hidrogenoizi

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{8\varepsilon_0^2h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \text{ și calculul lungimilor de undă ale}$$

$$\text{liniilor spectrale ale acestora } \frac{1}{\lambda} = \frac{mZ^2e^4}{8\varepsilon_0^2h^3c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right).$$

Apariția numărului cuantic n din condiția de cuantificare dată de Bohr este o consecință a fenomenului ondulatoriu postulat de De Broglie pentru electron.



Verificați-vă cunoștințele

1. Ce modificări survin în modelul Bohr, pentru explicarea atomilor hidrogenoizi?
2. Ce ipoteză a propus de Broglie și ce explică ea?
3. Explicați de ce atomul Rutherford nu este staționar.
4. Care din postulatele lui Bohr contravin fizicii clasice?
5. Cum definiți următorii termeni?
a) salt cuantic; b) energie de ionizare;
c) nivel de energie; d) stare fundamentală.

6. Un atom de hidrogen emite un foton cu lungimea de undă de 657,7 nm. Între ce nivele a avut loc tranziția?

7. Care este energia de ionizare a unui atom de hidrogen aflat: a) în stare fundamentală? b) excitat, pe nivelul $n = 3$?

8. Care este lungimea de undă a fotonului emis de un atom de hidrogen, la tranziția electronului său de pe nivelul $n = 4$ pe nivelul $n = 2$?

9. Arătați că viteza electronului pe cea de-a n -a orbită

Bohr este dată de expresia $v_n = \frac{ke^2}{nh}$.

10. Care este energia fotonului care, absorbit de atomul de hidrogen, îi produce o tranziție de pe nivelul:

a) $n = 2$ pe nivelul $n = 4$; b) $n = 3$ pe nivelul $n = 6$.

11. Calculați razele primelor trei orbite staționare ale atomului de hidrogen, în modelul Bohr.

12. Calculați perioada de rotație a electronului pe prima și cea de-a doua orbită Bohr. Care vor fi vitezele unghiulare în cele două cazuri?

13. Energia de ionizare a unui electron de pe nivelul K al cuprului este 8979 eV, iar cea de pe nivelul L este 951 eV. Determinați lungimea de undă a emisiei cuprului (de pe nivelul L pe K).

14. Un atom de beriliu triplu ionizat (Be^{3+}) se comportă asemănător unuia de hidrogen, cu excepția faptului că sarcina nucleului său este de patru ori mai mare ca a protonului. Determinați utilizând modelul Bohr:

a) Care este nivelul fundamental al energiei electronului rămas în atom?

b) Care este energia de ionizare a Be^{3+} ? Comparați-o cu energia de ionizare a electronului din atomul de hidrogen.

c) Dacă pentru atomul de hidrogen lungimea de undă a fotonului emis la trecerea electronului de pe nivelul $n = 2$ pe cel fundamental este $\lambda_1 = 122\text{nm}$, care este lungimea de undă λ_2 emisă în aceeași tranziție în atomul Be^{3+} ?

d) Pentru un anumit nivel n , în ce raport sunt razele nivelului respectiv în atomul Be^{3+} și în cel de hidrogen?

15. Calculați, utilizând datele furnizate de această lecție, momentul cinetic al electronului în atomul de hidrogen dacă acesta se află pe nivelul său energetic fundamental. Dar în cazul He^+ ? Comparați rezultatele.

16. Care este momentul cinetic orbital al electronului aflat în atomul de hidrogen pe nivelul cu energie $E = 1,5\text{ eV}$?

17. Utilizând modelul Bohr calculați vitezele electronului pe nivelele $n = 1, 2, 3$ ale atomului de hidrogen. Aceeași problemă în cazul electronilor situați pe nivelele electronice date de aceleași valori n în cazul Li^{2+} ?

18. Dacă timpul de viață (timpul mediu în care un electron se află pe un nivel energetic excitat) al electronului pe primul nivel excitat în atomul de hidrogen este 10^{-8}s , câte rotații complete va efectua acesta pe orbită înainte de a trece pe nivelul fundamental?

19. Potrivit modelului Bohr constanta Rydberg în cazul atomului de hidrogen (R_H) este dată de relația

$$R_H = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c}. \text{ Calculați:}$$

a) R_H (în m^{-1}) și comparați cu valoarea experimentală.

b) Energia (în eV) unui foton a cărui lungime de undă este egală cu R^{-1} (energia Rydberg).

20. a) Calculați raza orbitei și viteza unui electron aflat pe nivelul $n = 99$ și $n = 100$ al atomului de hidrogen.

b) Determinați frecvența electronului pe orbitele de la punctul a).

c) Care este frecvența fotonului emis la trecerea de pe nivelul energetic $n = 100$ pe $n = 99$ al hidrogenului.

d) Comparați procentul frecvenței fotonului de la punctul c) de media frecvențelor orbitale de la punctul b).

21. Care este forța ce acționează din partea nucleului unui atom de hidrogen asupra electronului sau aflat în starea staționară cu numărul cuantic $n = 3$?

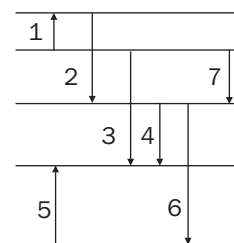
22. Pentru tranzițiile reprezentate în diagrama stărilor energetice ale unui atom, din figura alăturată, indicați care dintre aceste tranziții corespund:

a) emisiei radiației electromagnetice cu lungimea de undă minimă.

b) absorbției radiației electromagnetice cu lungimea de undă maximă.

c) absorbției fotonului cu frecvență minimă.

d) absorbției fotonului cu frecvență maximă.



3.5.1.

Numărul cuantic orbital

Principiul de incertitudine formulat de Heisenberg a arătat imposibilitatea determinării precise a poziției și impulsului unei particule. Aplicată la atom, această teorie elimină conceptul de traiectorie a electronului în atom și o înlocuiește cu cea de orbital – zonă în care poate fi găsit electronul în atom cu o probabilitate semnificativă. În cele ce urmează va fi utilizat conceptul de orbital pentru localizarea electronului în atom.

La câteva luni după publicarea de către Bohr a modelului său atomic, Arnold Sommerfeld a extins și perfecționat acest model, considerând că orbitele electronilor în atom pot fi și eliptice.

Condiția de cuantificare introdusă de Bohr asupra momentului cinetic a introdus numărul cuantic n , care, în modelul său, cuantifica atât energia nivelelor electronice permise ale hidrogenului cât și momentul cinetic al acestuia. Extensiile ulterioare ale modelului au arătat că și nivelele energetice ale altor atomi sunt cuantificate de acest număr, aplicându-se în plus doar o serie de corecții care țineau seama de interacțiunile dintre electroni.

Sommerfeld a reținut numărul cuantic n care, în teoria sa, a fost numit *număr cuantic principal*, dar, în plus, a introdus un nou număr cuantic, l , numit *număr cuantic orbital*. Semnificația acestui nou număr cuantic este legată de momentul cinetic orbital al electronului aflat în câmpul electrostatic al nucleului. Astfel, în noua teorie, momentul cinetic orbital, care reprezintă momentul impulsului, este cuantificat de un alt număr cuantic decât energia electronului pe orbitalul respectiv.

Relația de cuantificare a momentului cinetic orbital este:

$$|\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)} \frac{h}{2\pi} \quad (1)$$

Numărul cuantic orbital l ia valori întregi cuprinse între 0 și $(n - 1)$.

Potrivit acestui model, fiecare nivel energetic este format din tot atâtea subnivele câte arată numărul său cuantic principal (n) (fig. 1).

La o valoare E_n a energiei corespund n orbitali posibili. Potrivit diagramei din fig. 2:

- nivelului $n = 1$ îi corespunde un singur subnivel, $l = 0$.
- nivelului $n = 2$ îi corespund subnivelele $l = 0$ și $l = 1$.
- nivelului ($n = 3$) îi corespund subnivelele $l = 0$; $l = 1$ și $l = 2$.

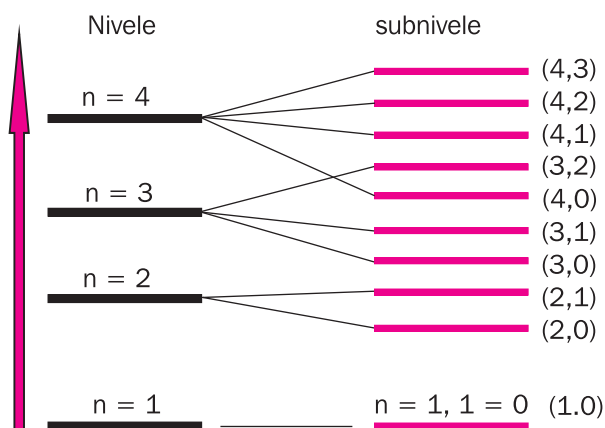


Fig. 1. Diagramă de niveluri și subnivele în atomul cu mai mulți electroni.

În tabelul 1 sunt sintetizate simbolurile nivelelor energetice (date de numărul cuantic principal n) și ale subnivelelor (date de numărul cuantic orbital l).

n	Simbol nivel	l	Simbol subnivel
1	K	0	s
2	L	0,1	s, p
3	M	0,2	s, p, d
4	N	0,3	s, p, d, f
5	O	0,4	s, p, d, f, g

Prin cuantificarea valorii momentului cinetic orbital, este cuantificată forma orbitalului. Astfel orbitalii de tip s au formă sferică, ceilalți orbitali (p, d, f) au forme mai complicate fiind direcționați spațial după anumite axe (fig. 3).

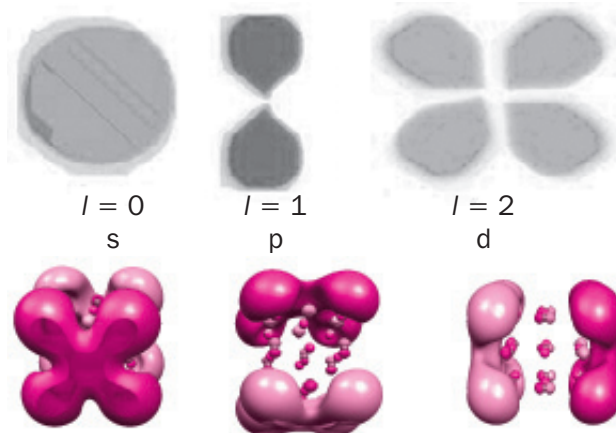


Fig. 2. Forme ale orbitalilor atomici. (Reprezentarea nu este la scară).

După cum s-a arătat în paragraful anterior, fiecare orbital poate fi definit de numerele cuantice n și l , primul cuantificând energia, iar cel de-al doilea momentul cinetic al electronului, pe orbitalul respectiv. Nivelele de energie permise în atom, tranzițiile dintre aceste nivele și liniile spectrale asociate acestor tranziții discutate până acum nu presupuneau existența unui câmp magnetic extern. Dacă însă acest câmp magnetic există, se produce o „despicare” a nivelelor de energie atomice într-un număr mai mare de subnivele. Faptul poate fi observat și în cazul liniilor spectrale ale tranzițiilor dintre subnivele. Această despicare poartă numele de *efect Zeeman* (fig. 3). Forma și numărul despicărilor reprezintă „semnătura” prezenței câmpului magnetic și a intensității acestuia.

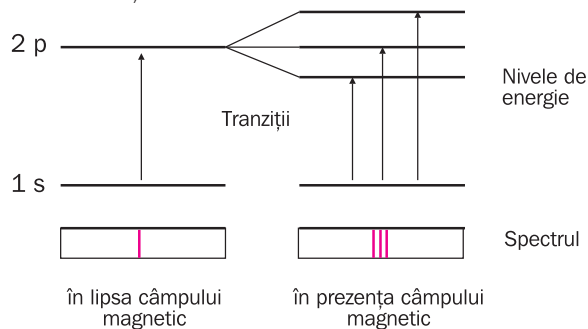


Fig. 3. Efectul Zeeman.

Despicarea în câmp magnetic a liniilor spectrale ale unui gaz, indică modificarea ușoară (fig. 4) a energiei electronului în atom, în câmp magnetic extern.

Pentru explicarea acestei observații a fost introdus un nou număr cuantic, notat cu m_l , numit *număr cuantic magnetic*. Explicația introducerii numărului cuantic magnetic este aceea că momentul cinetic orbital al electronului nu este cuantificat numai în modul, cum apare în relația (1), ci și în orientare. În acest fel se pune condiția ca proiecția acestuia pe o direcție oarecare (Oz) să ia valori distincte (fig. 4). Acestea sunt date de relația:

$$L_z = m_l \frac{h}{2\pi} \quad (2)$$

iar orientarea acestuia se calculează cu relația:

$$\cos \alpha_m = \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}}$$

Valorile posibile ale lui m_l sunt cuprinse între $-l$ și $+l$, deci pentru fiecare număr cuantic l vor exista $(2l + 1)$ orientări posibile ale momentului cinetic orbital.

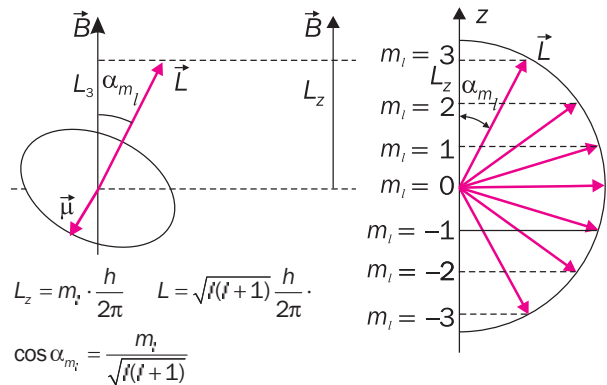


Fig. 4. Numărul cuantic magnetic cuantifică orientarea orbitalilor în câmp magnetic extern.

Electronul, ca particulă cu sarcină electrică, în deplasarea sa orbitală, se comportă ca un dipol magnetic. Momentul acestui dipol este orientat perpendicular pe planul orbitei și este antiparalel cu momentul cinetic orbital, datorită sarcinii negative a electronului. Momentul magnetic orbital al electronului este dat de relația:

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}, \quad (3)$$

unde cu e și m_e s-au notat sarcina și, respectiv, masa electronului. Aplicând relația (1) de cuantificare a modului momentului cinetic orbital, rezultă:

$$|\vec{\mu}| = -\frac{e}{2m_e} \sqrt{l(l+1)} \frac{h}{2\pi} \quad (4)$$

și
$$\mu_z = -\frac{e}{2m_e} m_l \frac{h}{2\pi} = -m_l \mu_B. \quad (5)$$

Mărimea:
$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e} \quad (6)$$

poartă numele de *magnetonul Bohr - Procopiu* (fig. 5) și are valoarea $\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ A} \cdot \text{m}^2$.



ȘTEFAN PROCOPIU
(1890 – 1972)

Fig. 5. Fizician, profesor universitar și inventator român, a descoperit, printre altele, Efectul Procopiu de depolarizare a luminii.

Alegerea axei Oz ca direcție de cuantificare a momentului cinetic nu are nici o semnificație într-un spațiu izotrop. Dacă însă atomul se află într-un câmp magnetic extern de inducție \vec{B} , interacțiunea dintre acest câmp magnetic și momentul magnetic orbital determină reorientarea acestuia. Energia potențială de interacțiune magnetică este dată de relația:

$$E_{\text{mag}} = -\mu_z B = \frac{eh}{4\pi m_e} m_l B = \mu_B m_l B. \quad (7)$$

Relația (7) arată că energia potențială de interacțiune magnetică este cuantificată. Aceasta se va adăuga energiei totale a electronului aflat pe orbitalul respectiv, modificându-i valoarea. În acest fel, în locul unui singur nivel de energie apar $(2l + 1)$ subnivele, având valorile: $-\mu_B l B$; $-\mu_B (l - 1)B, \dots, 0, \mu_B B, \dots, \mu_B (l - 1)B$; $\mu_B l B$, (fig. 6).

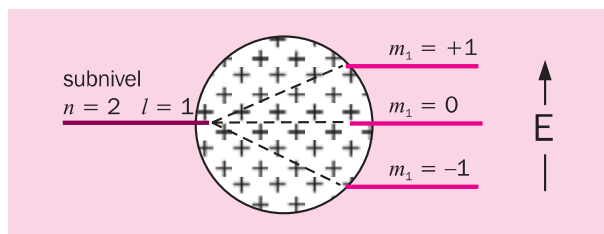


Fig. 6. Aplicarea unui câmp magnetic extern determină o multiplicare a subnivelelor, pentru nivelul $n = 2$; subnivelul $l = 1$.

Efectul Zeeman poate fi interpretat în termeni de precesie a vectorului moment cinetic orbital în câmp magnetic, similară precesiei axei de rotație a unui titirez în câmp gravitațional (fig. 7).

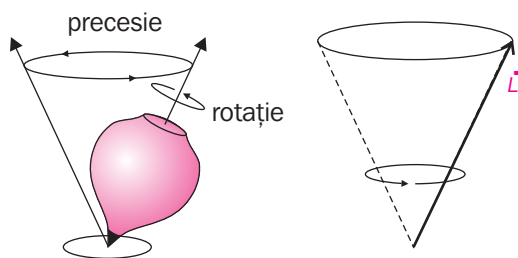


Fig. 7. Mișcare de precesie a unui titirez (a) oferă un model al precesiei momentului cinetic orbital în câmp magnetic (b).

Concluzie: Cuantificarea momentului cinetic al electronului în atom restricționează forma (prin numărul cuantic l) și orientarea orbitalilor (prin numărul cuantic magnetic m_l).

Exemplu

În modelul atomului cu mai mulți electroni, considerați un atom de hidrogen al cărui electron are numerele cuantice: $n = 3, l = 2, m_l = 2$. Determinați: a) energia electronului; b) modulul și orientarea momentului cinetic orbital.

Rezolvare

a) Energia electronului în modelul atomului cu mai mulți electroni se calculează pe baza modelului Bohr, de la care s-a preluat numărul cuantic principal (n) care cuantifică energia. Potrivit modelului Bohr energia electronului aflat pe orbitalul $n = 3$ este:

$$E_3 = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{3^2} = -\frac{13,6}{3^2} [\text{eV}] = 1,51 \text{ eV}.$$

b) În starea $l = 2$, momentul cinetic orbital este:

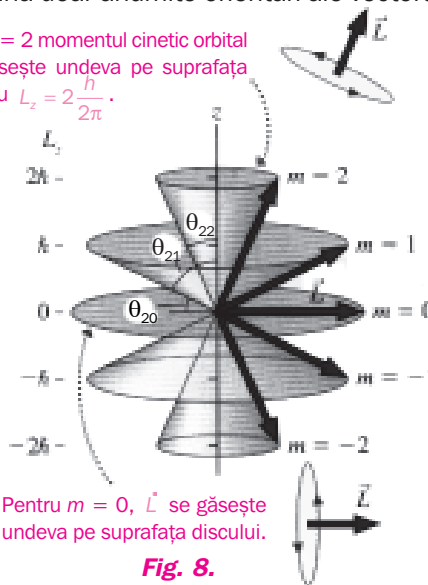
$$L = \sqrt{l(l+1)} \frac{h}{2\pi} = \sqrt{6} \frac{h}{2\pi} = 1,22h.$$

Orientarea orbitalului electronic este dată de

$$L_z = m_l \frac{h}{2\pi}, \text{ cu } -2 \leq m_l \leq 2.$$

Aceste condiții asupra momentului cinetic orbital (\vec{L}) determină doar anumite orientări ale vectorului.

Pentru $m = 2$ momentul cinetic orbital \vec{L} se găsește undeva pe suprafața conului cu $L_z = 2 \frac{h}{2\pi}$.



Pentru $m = 0$, \vec{L} se găsește undeva pe suprafața discului.

Fig. 8.

$$\text{Pentru } m_l = 2 \Rightarrow L_z = 2 \frac{h}{2\pi} = \frac{h}{\pi}.$$

Înclinarea momentului cinetic orbital, în raport cu axa câmpului magnetic extern, orientat arbitrar după direcția Oz, este:

$$\begin{aligned} \theta_{22} &= \cos^{-1} \left(\frac{L_z}{L} \right) = \cos^{-1} \left(\frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}} \right) = \cos^{-1} \left(\frac{2}{\sqrt{6}} \right) = \\ &= \cos^{-1} \left(\frac{2}{2,45} \right) = \cos^{-1} (0,816) \simeq 79^\circ. \end{aligned}$$

Măsurători efectuate cu spectrometre cu rezoluție fină au evidențiat că liniile spectrale ale gazelor sunt de fapt formate din perechi de linii foarte apropiate, chiar și în absența unui câmp magnetic extern. Această despicare a liniilor spectrale este cunoscută ca **structura fină a liniilor spectrale**.

Ea a fost evidențiat experimental de O. Stern și W. Gerlach într-un experiment care de atunci le poartă numele.

În experiment, atomii de argint (fig. 9a), vaporizați în vid (C) trec printr-un câmp magnetic neuniform, câmp mai intens în partea superioară și mai slab în cea inferioară (vezi îndepărtarea liniilor de câmp fig. 9b). Acest câmp neuniform exercită forțe diferite asupra polilor Nord și Sud al dipolilor magnetici atomici. Asupra unui atom ce posedă un moment magnetic nenul ($\vec{\mu}$) vor acționa din partea câmpului magnetic extern două forțe, diferite dacă momentul magnetic nu este orientat pe direcție orizontală. În funcție de orientarea momentului magnetic forța dominantă va fi orientată în sus sau în jos ceea ce determină deplasarea ascendentă sau descendentă a atomului respectiv. Ca urmare, la trecerea prin câmp fasciculul este împărțit în trei grupe: atomii deviați în sus, atomii nedeviați și cei deviați în jos.

În 1927, experimentul Stern-Gerlach a fost utilizat pentru măsurarea momentului magnetic al atomilor de hidrogen ($n=1, l=0$). În acest caz atomii nu ar trebui să aibă moment magnetic și deci să nu fie deviați. Experimentul a evidențiat devierea atomilor după două direcții (fig. 9c,d).

Datorită acestei devieri s-a tras concluzia că atomii de hidrogen au moment magnetic. Acest moment magnetic nu se datora însă momentului cinetic orbital care era nul ($L=0$). Mai mult, în loc să se obțină un număr impar de devieri, ca în cazul atomilor de argint, potrivit valorilor impare pe care le poate avea numărul cuantic magnetic ($2l+1$ - valori), apăreau numai două valori simetrice.

Explicația acestor observații, confirmată ulterior, s-a bazat pe ipoteza că **electronul are un moment magnetic propriu**.

Existența momentului magnetic al electronului impune concluzia existenței unui moment cinetic propriu al acestuia. În 1925 S. Goudsmith și G. Uhlenbeck au introdus conceptul de **spin al electronului**, care a impus introducerea unui nou număr cuantic - **numărul cuantic de spin** (s) care caracterizează momentul cinetic propriu al electronului (numit **moment cinetic de spin**).

Relația de cuantificare a momentului cinetic de

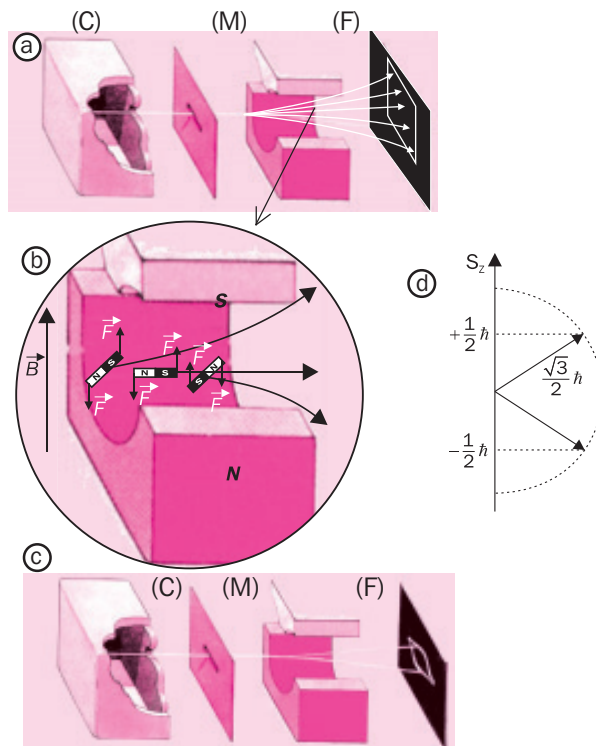


Fig. 9. Diagrama dispozitivului utilizat de Stern și Gerlach în experimentul cu atomi de argint (a). Orientările dipolilor magnetici atomici în câmpul magnetic neuniform (b). Experimentul Stern-Gerlach cu atomi de hidrogen (c) și cele două orientări ale acestora (d).

spin este:

$$|\vec{S}| = \sqrt{s(s+1)} \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (8)$$

unde $s = \frac{1}{2}$.

Proiecția (S_z) a acestui moment cinetic pe o axă arbitrară este cuantificată de **numărul cuantic magnetic de spin** m_s , prin relația:

$$S_z = m_s \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (9)$$

unde m_s are $2s + 1 = 2$ valori:

$$m_s = -\frac{1}{2} \quad \text{și} \quad m_s = \frac{1}{2} \quad (10)$$

Ca și în cazul mișcării orbitale a electronului, momentului cinetic de spin îi este atașat un moment magnetic de spin dat de relația:

$$\vec{\mu}_s = \frac{2e}{2m_e} \vec{S} \quad (11)$$

a cărei proiecție pe o axă arbitrară este:

$$\mu_{sz} = \frac{eh}{2\pi m_e} m_s = 2\mu_B m_s \quad (12)$$

$$\text{unde } \mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e} \quad (13)$$

Cauza despicării nivelelor de energie ale atomilor în lipsa câmpului magnetic o constituie interacțiunea dintre momentul magnetic propriu (de spin) al electronului și câmpul magnetic creat de mișcarea orbitală a acestuia.

Concluzie: Experimentul Stern-Gerlach a confirmat faptul că electronii în atom posed pe lângă moment cinetic orbital și un moment cinetic propriu. Experimentul a confirmat cuantificarea spinului electronic în două orientări posibile.

Exemplu

Determinați energia de interacțiune a unui electron în starea $l=0$ situat într-un câmp magnetic extern cu inducția $B=2T$.

Rezolvare

Energia de interacțiune magnetică este dată de:

$E_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$, dar momentul cinetic este datorat în acest caz spinului electronului, momentul cinetic orbital fiind nul ($l = 0$). Dacă considerăm \vec{B} pe direcția pozitivă a axei Oz, interacțiunea magnetică este: $E_{mag} = -\mu_z B$.

Componenta pe direcția Oz a momentului magnetic μ_z este data în funcție de S_z .

$$\mu_z = \frac{2e}{2m_e} S_z = \frac{eh}{2\pi m_e} m_s$$

de unde $E_{mag} = -\mu_z B = -\frac{eh}{2\pi m_e} m_s B = \pm 1,86 \cdot 10^{-23} J$

Valoarea pozitivă a energiei corespunde lui $m_s = \frac{1}{2}$, iar cea negativă lui $m_s = -\frac{1}{2}$.

3.5.4. Principiul lui Pauli aplicat atomului cu mai mulți electroni - configurații electronice

Principiul lui Pauli. Dacă primele trei numere cuantice se referă la orbitali și stabilesc numărul, forma și orientarea acestora, al patrulea număr cuantic, m_s , se referă direct la electronii care ocupă acești orbitali.

Tabel recapitulativ – numere cuantice

Număr cuantic	Nume	Valori posibile	Semnificație
n	principal	1, 2, 3, ...	nivel energetic
l	orbital	0, 1, ..., (n-1) (tip de orbital: s, p, d, f)	subnivel energetic
m_l	magnetic orbital	-l, ..., 0, ..., l	orientarea orbitalului
m_s	magnetic de spin	-1/2; +1/2	comportarea electronului

Ocuparea de către electroni a nivelelor de energie permise din atom este stabilită de **principiul de excluziune al lui Pauli**.



WOLFGANG PAULI
(1900 – 1958)

Fig. 10.
Laureat al premiului Nobel pentru fizică în anul 1945, pentru descoperirea principiului de excluziune.

Dicționar

Principiul de excluziune: principiu din mecanica cuantică privind structura atomului care afirmă că într-un atom nu pot exista doi electroni cu aceleași patru numere cuantice.

Ca rezultat al valorilor permise de numerele cuantice, se pot trage câteva concluzii:

1. Orbitalii de tip s apar în toate subnivelele, orbitalii de tip p apar începând cu nivelul doi, d cu nivelul trei și f cu nivelul patru.

În consecință:

- primul nivel: $n = 1, l = 0$ (orb. s)

- al doilea nivel: $n = 2; \begin{cases} l = 0 \text{ (orb. s)} \\ l = 1 \text{ (orb. p)} \end{cases}$

- al treilea nivel: $n = 3; \begin{cases} l = 0 \text{ (orb. s)} \\ l = 1 \text{ (orb. p)} \\ l = 2 \text{ (orb. d)} \end{cases}$

- al patrulea nivel: $n = 4; \begin{cases} l = 0 \text{ (orb. s)} \\ l = 1 \text{ (orb. p)} \\ l = 2 \text{ (orb. d)} \\ l = 3 \text{ (orb. f)} \end{cases}$

În cazul numărului cuantic magnetic m_l , acesta poate lua, în funcție de valoarea numărului cuantic orbital l , următoarele valori (tabel 2).

Tabel 2

Orbital s ($l = 0$)	Orbital p ($l = 1$)	Orbital d ($l = 2$)	Orbital f ($l = 3$)
$m_l = 0$	$\begin{cases} m_l = -1 \\ m_l = 0 \\ m_l = +1 \end{cases}$	$\begin{cases} m_l = -2 \\ m_l = -1 \\ m_l = 0 \\ m_l = +1 \\ m_l = +2 \end{cases}$	$\begin{cases} m_l = -3 \\ m_l = -2 \\ m_l = -1 \\ m_l = 0 \\ m_l = +1 \\ m_l = +2 \\ m_l = +3 \end{cases}$
1 orbital	3 orbitali	5 orbitali	7 orbitali

Forma orbitalilor de tip p este sugerată în figura 11.

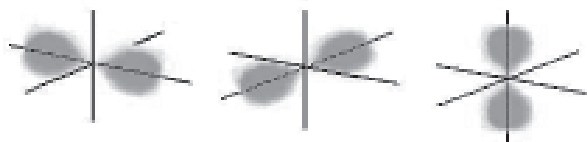


Fig. 11. Cele trei orientări posibile ale orbitalilor de tip p ($p_x \rightarrow m_l = -1$; $p_y \rightarrow m_l = 0$; $p_z \rightarrow m_l = +1$).

În ceea ce privește numărul cuantic de spin, din principiul lui Pauli, rezultă că pe fiecare subnivel pot fi cel mult doi electroni cu spin opus.

Aceasta face ca nivelele de tip s să poată fi ocupate cu maximum doi electroni, cele de tip p cu șase, cele de tip d cu zece, iar cele de tip f cu cel mult paisprezece electroni. În general, pe fiecare subpătură intră un număr maxim de electroni care se poate calcula cu relația:

$$2(2l + 1), \quad \text{unde } l = 0, 1, 2, \dots$$

Pentru o anumită valoare a numărului cuantic principal n , numărul maxim de electroni de pe nivelul respectiv este dat de relația:

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2.$$

Pe primul orbital, $1s$ ($n = 1, l = 0; m_l = 0$), vor exista doi electroni: primul cu: ($n = 1, l = 0, m_l = 0, m_s = +1/2$), iar al doilea cu ($n = 1, l = 0, m_l = 0, m_s = -1/2$).

Pe al doilea nivel ($n = 2$) (fig. 12) pot fi până la 8 electroni, 2 pe substratul $2s$ și 6 pe substratul $2p$, câte 2 pentru fiecare orientare posibilă (p_x, p_y, p_z) ș.a.m.d.

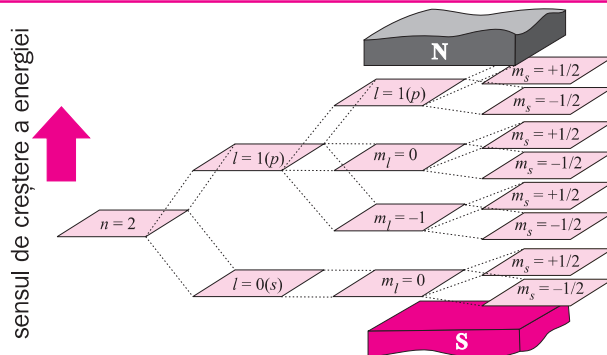


Fig. 12. Reprezentarea despicării succesive a nivelului energetic $n = 2$ asociată diferitelor numere cuantice.

Configurații electronice

Notăția unei configurații electronice a unui element este dată de un șir de numere, litere și exponenți ai acestora, de tipul $1s^2, 2s^2, 2p^6$ unde: prima cifră indică nivelul ($n = 1, 2$, etc), litera indică subnivelul ($l = 0$ (s), $l = 1$ (p), ...), iar exponentul indică numărul de electroni de pe subnivelul respectiv. Suma tuturor exponenților va da numărul total de electroni din atom. Acesta trebuie să coincidă cu numărul de protoni din nucleu (Z) pentru un atom neutru.

Stabilirea configurației electronice se face începând cu ocuparea celui mai de jos subnivel, $1s$, și continuă în ordinea crescătoare a energiilor. Din calculul energiilor diferitelor subnivele a rezultat că pentru $n > 3$ energiile unei pături se întrepătrund cu cele ale altei pături (fig. 13). Potrivit acestei schemei, ordinea de ocupare cu electroni a subnivelelor electronice este: $1s; 2s; 2p; 3s; 3p; 4s; 3d; 4p; 5s; 4d; 5p; 6s; 4f; 5d; 6p$ etc.

Această ordine explică proprietățile atomilor așa cum au fost aceștia organizați în tabelul elementelor al lui Mendeleev.

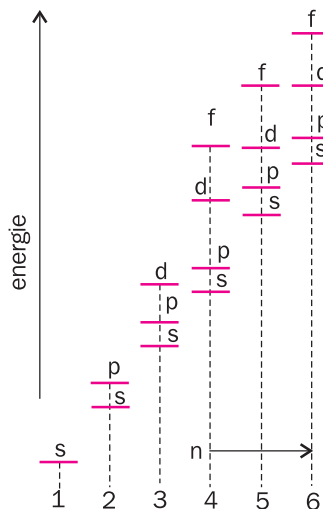
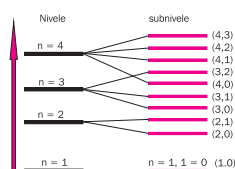


Fig. 13. Ordinea orbitalilor într-un atom.

Rezumat

• Numărul cuantic principal n cuantifică nivelele energetice din atom – ia valori întregi pozitive și este preluat din modelul atomului Bohr.

• Numărul cuantic orbital cuantifică momentul cinetic orbital al electronului în câmpul electrostatic al nucleului. Relația de cuantificare este:



$$|\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)}$$

Numărul cuantic orbital ia valori întregi cuprinse între 0 și $(n-1)$. Prin cuantificarea valorii momentului cinetic orbital, este cuantificată forma orbitalului - orbitalii de tip s au formă sferică, orbitalii p , d , f au forme mai complicate fiind direcționați spațial.

• Numărul cuantic magnetic orbital (m_l) - cuantifică orientarea orbitalului în câmp magnetic extern. Prin intermediul lui se pune condiția ca proiecția momentului cinetic orbital pe o direcție oarecare să ia valori distincte.

• Proiecția moment cinetic de spin pe o axă arbitrară este cuantificată de numărul cuantic magnetic de spin m_s , prin relația:

$$m_s = -\frac{1}{2}; \quad m_s = \frac{1}{2}$$

unde m_s are $2S + 1 = 2$ valori.

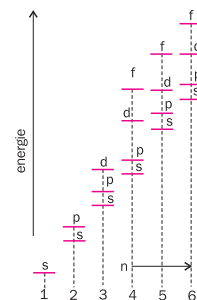
Momentul cinetic de spin a fost evidențiat experimental de experimentul Stern-Gerlach.



• Principiul lui Pauli (principiul de excluziune) se referă la structura atomului și afirmă că într-un atom nu pot exista doi electroni cu aceleași patru numere cuantice. El oferă rețeta ocupării cu electroni a nivelelor și subnivelelor atomice. Pentru o anumită valoare a numărului cuantic principal n , numărul maxim de electroni de pe nivelul respectiv este dat de relația:

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2$$

• Notația unei configurații electronice a unui element este dată de un șir de numere, litere și exponenți ai acestora, de tipul: $1s^2 2s^2, 2p^6$ unde: prima cifră indică nivelul ($n = 1, 2$, etc), litera indică subnivelul ($l = 0$ (s), $l = 1$ (p) etc.), iar exponentul, numărul de electroni de pe subnivelul respectiv. Suma tuturor exponenților dă numărul total de electroni din atom.



Verificați-vă cunoștințele

1. Ce îmbunătățiri a adus Sommerfeld modelului Bohr?
2. Enunțați principiul lui Pauli?
3. Zirconiu ($Z = 40$) are 2 electroni neîmperecheați pe substratul d . Care sunt valorile posibile pentru l și s , ale fiecărui electron? Care este configurația electronică a zirconului?
4. Ce valori iau numerele cuantice l și m_l pentru cel de-al patrulea nivel energetic al atomului de hidrogen?
5. Stabiliți numărul electronilor în atomul în care:
 - a) sunt ocupate straturile K și L , substratul $3s$ și jumătate din substratul $3p$;
 - b) sunt ocupate straturile K , L și M , substraturile $4s$, $4p$ și jumătate din substratul $4d$.
 - c) Care sunt elementele care, în stare neutră, au numărul de electroni identificați la punctele (a) și (b)?
6. a) Reprezentați pe o diagramă toate seturile de numere cuantice posibile ale stărilor unui electron în atomul de hidrogen pentru $n = 5$. b) Câte combinații sunt posibile? c) Care sunt energiile acestor stări?

7. Câte seturi de numere cuantice sunt posibile pentru un electron pentru care:

- a) $n = 1$; b) $n = 2$; c) $n = 3$; d) $n = 4$.

Verificați rezultatul arătând că numărul de seturi obținut este egal cu $2n^2$.

8. Identificați elementele ale căror configurații electronice sunt:

- a) $1s^2 2s^2 2p^5$
- b) $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p$

9. Identificați elementele ale căror configurații electronice sunt:

- a) $1s^2 2s^2 2p^4 3d$
- b) $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^8 4s^2$

Stabiliți dacă în configurațiile anterioare atomul este în stare fundamentală sau în stare excitată.

10. Care este configurația electronică a stărilor fundamentale ale atomilor:

- a) Mg; b) Sr; c) Ba; d) Si; e) Ge; f) Pb?

3.6.1. Descoperirea radiațiilor X

Era în 1895 când Röntgen (fig. 1), studiind fluorescența substanțelor sub acțiunea radiațiilor catodice generate într-un tub Crookes, a observat apariția unei luminescențe, pe un ecran pe care era depus un strat de platino-cianură de bariu. Această fluorescență apărea chiar dacă ecranul se afla la mai mulți metri distanță de tubul Crookes sau chiar dacă cel din urmă era învelit în hârtie neagră. Concluzia lui Röntgen a fost că efectul era datorat unei misterioase radiații, pe care a și numit-o *radiație X*.



WILHELM CONRAD RÖNTGEN
(1845-1925)

Fig. 1. Fizician german, primul laureat al premiului Nobel pentru fizică (1901) – pentru descoperirea radiațiilor X.

Dictionar

Tub Crookes (tub de descărcare în gaze rarefiate) este confecționat din sticlă. Tubul conține doi electrozi (catod și anod) între care se aplică o tensiune electrică. Ca rezultat al ionizării gazului din tub, ionii pozitivi lovesc catodul provocând emisia electronilor din catod. La rândul lor, aceștia bombardează pereții de sticlă ai tubului și determină pe de o parte încălzirea acestuia, iar pe de altă parte producerea de raze X de energie scăzută - raze moi. Acestea depind de presiunea gazului din tub. Utilizarea unui catod curbat, pentru focalizarea fasciculului de electroni pe un anod din metal greu, produce raze X dure, cu lungimi de undă scurte și energie mare.

Experimente ulterioare au evidențiat că radiația descoperită se propagă cu o viteză egală cu viteza luminii și nu este deviată de câmpuri electrice sau magnetice, deci nu este constituită din particule purtătoare de sarcină electrică. Ulterior, Max von Laue a demonstrat că aceste radiații, numite astăzi și *radiații Röntgen*, sunt unde electromagnetice cu lungimi de undă cuprinse între aproximativ 0,01 și 100 Å (angstromi) ($1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$).

În anii ce au urmat, Röntgen a studiat puterea de penetrare a acestor radiații, prin diferite materiale, și a observat că produc fenomene de ionizare a aerului. Puterea lor de penetrare este invers proporțională cu lungimea de undă. Razele cu lungimi de undă lungi, apropiate de banda ultravioletă, sunt cunoscute sub denumirea de *radiații X moi*, iar cele scurte, apropiate de domeniul radiației gama, se numesc *radiații X dure*.

3.6.2. Mecanisme de producere a radiațiilor X

Radiațiile X sunt produse prin interacțiunea electronilor cu energii înalte, cu atomii unei ținte metalice aflate într-o incintă de sticlă vidată (fig. 2).

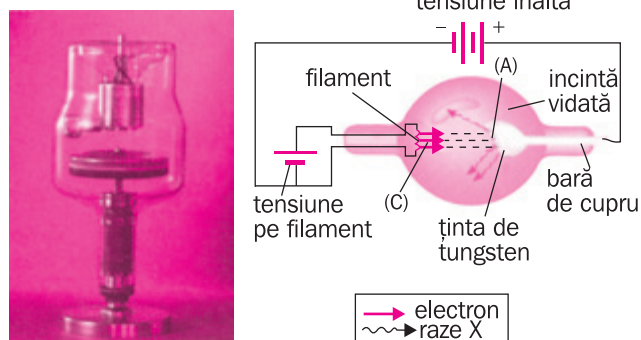


Fig. 2. Tub de raze X (a) și diagrama constructivă a lui (b).

O îmbunătățire a tubului Crookes a fost realizată de David Coolidge (în 1913). În tubul său electronii sunt obținuți prin încălzirea la incandescență a unui filament aflat în imediata vecinătate a catodului (C). Acesta emite electroni care sunt accelerați de o diferență de potențial electric creată între cei doi, electrozi, de câteva zeci de mii de volți. Electronii, având astfel o energie cinetică mare, lovesc ținta depusă pe anod (A) (de exemplu, tungsten) producând o emisie electromagnetică al cărei spectru este dat în figura 3.

După cum apare în figură, spectrul este format dintr-o componentă continuă, peste care se suprapun valori caracteristice (maximele notate cu K_{α} și K_{β}). Aceste două tipuri de spectre se datorează unor mecanisme diferite de producere: unul produce *radiația X de frânare* (spectrul continuu), iar celălalt, *radiația X caracteristică* (spectrul discret).

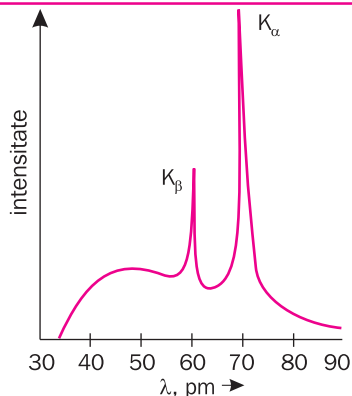


Fig. 3. Spectrul radiației X emise de o țintă metalică.

A. Radiația X de frânare

În interiorul țintei metalice, electronii de mare viteză își pot pierde energia, în urma interacțiunilor cu atomii țintei. Un electron care trece prin vecinătatea unei sarcini pozitive (nucleul unui atom al țintei), sau negative (electron din atom) va fi deviat de la traiectoria inițială. Frânarea produsă depinde de distanța de trecere (b) a electronului pe lângă sarcina electrică respectivă (fig. 4). Frânarea electronului determină pierderea de energie de către acesta.

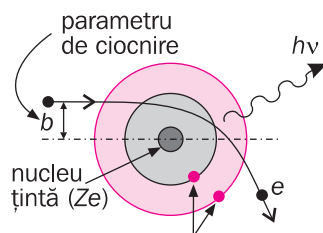


Fig. 4. La trecerea prin vecinătatea unui nucleu, în urma unei interacțiuni de tip coulombian, traiectoria electronului este modificată.

Fiind parte a spectrului electromagnetic, ca și lumina, radiația X poate fi considerată ca având și un caracter corpuscular, fotoni - cuante X - a căror energie este dată de relația:

$$E = hv \quad (1)$$

Acești fotoni pot avea orice energie – între zero și o valoare maximă, atinsă în cazul în care întreaga energie cinetică a electronului incident este pierdută ca radiație X de frânare. Din această cauză, spectrul radiației emise este continuu.

Transferul maxim de energie dintre electroni și radiația X emisă este:

$$E_c = eU, \quad (2)$$

unde U reprezintă tensiunea la care electronul a fost accelerat. Această energie se regăsește în energia fotonului emis:

$$eU = hv_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \quad (3)$$

În acest caz, frecvența fotonului X este maximă, iar lungimea de undă a radiației de frânare este minimă:

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}. \quad (4)$$

Motivul pentru care nu toți electronii au această lungime de undă este acela că nu toți electronii își pierd energia într-o singură ciocnire, ci în mai multe ciocniri prin care vor fi emise radiații cu lungimi de undă diferite.

Forma spectrului radiației X de frânare nu depinde de natura țintei, ci doar de tensiunea de accelerare (fig. 5).

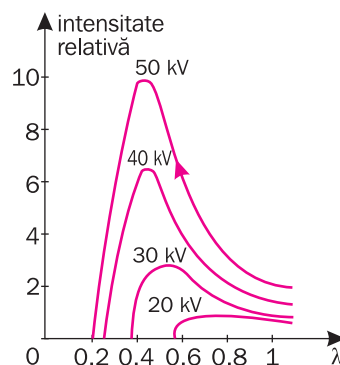


Fig. 5. Familie de spectre ale radiației X de frânare, obținute pentru valori diferite ale tensiunii de accelerare.

B. Radiația X caracteristică

Al doilea proces de emisie a radiației X este cel în care electronul ionizează atomul țintei scoțând un electron de pe un nivel interior al acestuia (fig. 6). În această situație, are loc o rearanjanare a electronilor păturilor superioare. Aceștia vor face salturi, ocupând nivelele interioare rămase libere. Ca urmare, sunt emise cuante ale căror energii corespund diferențelor de energie ($h\nu$) dintre nivelele electronice între care sunt realizate tranzițiile.

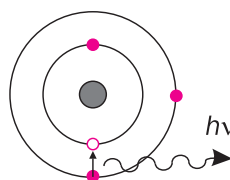


Fig. 6. Mecanism de emisie a radiației X caracteristice. Locul gol rămas în urma ciocnirii dintre electronul atomic și cel incident este ocupat prin rearanjanarea celorlalți electroni din atom.

Lungimea de undă (λ) a radiației X caracteristice este dată de legea Moseley:

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{k_1^2} - \frac{1}{k_2^2} \right), \quad (5)$$

unde R este constanta Rydberg pentru hidrogen, Z este numărul atomic al elementului emițător, iar σ este o constantă (constantă de ecranare) care se determină experimental (de exemplu $\tau = 7,5$ pentru linia tranziției de pe nivelul electronic M pe L). În cazul ilustrat de relația (5), tranziția electronului a avut loc de pe nivelul cuantic k_1 pe nivelul k_2 .

Potrivit relației (5), liniile spectrale care apar ca urmare a acestui mecanism depind de numărul atomic (Z) al elementului, deci sunt o caracteristică a atomului emisiv.

Dacă în urma interacțiunii electronului cu atomul țintă electronii de pe straturile inferioare sunt scoși din atom, locul lor va fi luat de electronii de pe straturile superioare care se vor rearanja pentru ca atomul să ajungă în starea fundamentală. Dacă lipsa unui electron apare pe stratul K, atunci reocuparea acestui strat se poate face cu electroni de pe straturile L, M, N. Aceasta duce la apariția liniilor K_{α} , dacă electronul efectuează tranziția de pe nivelul L pe nivelul K; K_{β} dacă tranziția electronului este de pe nivelul M pe K etc. În cazul în care reocuparea se face pe nivelul electronic L, linii caracteristice vor fi notate L_{α} , dacă tranziția are loc de pe nivelul M pe nivelul L, etc.

Estimarea energiei unui electron incident

Să considerăm doi electroni aflați pe nivelul K al unui atom cu număr atomic Z . Fiecare electron îl va ecrana parțial pe celălalt, față de nucleu. Dacă Z este sarcina nucleului, sarcina nucleară efectivă „văzută” de un electron este $Z_{ef} = (Z - 1)$. Energia unui electron pe nivelul n al atomului de hidrogen este dată de relația:

$$E_n = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n^2} \right) \text{ cu } n = 1, 2, 3 \dots \quad (6)$$

Ținând cont de existența celui alt electron și de sarcina nucleului, relația (6) poate fi modificată:

$$E'_n = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} Z_{ef}^2 \left(\frac{1}{n^2} \right) = -Z_{ef}^2 E_0, \quad (7)$$

unde $E_0 = 13,6 \text{ eV}$.

Deci energia nivelului fundamental ($n = 1$) este:

$$E_K = -(Z - 1)^2 \cdot (13,6 \text{ eV}) \quad (8)$$

Similar, se poate estima energia unui electron aflat pe un nivel L sau M. Diferența dintre energiile celor două nivele între care are loc tranziția este egală cu energia a fotonului emis.

Exemplu

Estimați energia caracteristică a unei radiații X emise de o țintă de tungsten, la o tranziție de pe nivelul M ($n = 3$) pe nivelul K ($n = 1$). Se da numărul atomic al tungstenului $Z = 74$.

Rezolvare

Utilizând relația (8), se determină energia unui electron de pe nivelul K:

$$E_K = -(74 - 1)^2 \cdot 13,6 \text{ eV} = -72,5 \text{ keV}$$

Electronul de pe nivelul M ($n = 3$) este supus unei sarcini nucleare efective determinate de diferența dintre sarcina nucleului și numărul de electroni de pe nivelele stărilor date de $n = 1$ și $n = 2$. Deoarece sunt 8 electroni pe nivelul $n = 2$ și un singur electron pe $n = 1$ se obține $Z_{ef} = Z - 9$. Energia electronului pe nivelul M va fi:

$$E_M = Z_{ef}^2 E_3 = -(Z - 9)^2 \frac{E_0}{3^2} = 6,38 \text{ keV}.$$

Deci energia unei cuante X emise este:

$$E_M - E_K = -6,38 \text{ keV} - (-72,5 \text{ keV}) = 66,1 \text{ keV}.$$

$$\text{Din } E_M - E_K = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

$$\text{se obține: } \lambda = \frac{hc}{E_M - E_K} = 0,0188 \text{ nm}.$$

3.6.3. Aplicații ale radiațiilor X

A. Aplicații medicale

Când corpul uman este expus la radiații X, oasele, cu greutate atomică mai mare decât țesuturile moi, absorb în mai mare măsură radiațiile și apar distinct pe filmele radiografice. Cu cât țesutul este mai dens, cu atât mai întunecată este imaginea (fig. 7).

Radiațiile X provoacă fluorescența anumitor materiale (platinocianură de bariu, sulfură de zinc), proprietate pe baza căreia au și putut fi descoperite. Dacă filmul fotografic este înlocuit cu un ecran pe care s-a depus un material fluorescent, structura obiectelor opace poate fi observată direct - tehnica poartă numele de *fluoroscopie*. Alături de radiodiagnostic, fluoroscopia este un mijloc utilizat pentru diagnosticarea unor maladii interne.



Fig. 7. Radiografia unei mâini.

Razele X sunt utilizate și în tratamentul medical în tratarea cancerului.

B. Aplicații industriale

O caracteristică importantă a radiațiilor X este puterea de ionizare.

Dicționar

Putere de ionizare: Mărimă fizică ce caracterizează capacitatea unei radiații de a interacționa cu mediul pe care-l străbate ionizându-l. Puterea de ionizare este direct proporțională cu energia radiației.

Această proprietate oferă și o metodă de măsurare a energiei radiației X. Când acestea trec printr-o camera de ionizare (vezi §5.4.2), se produce un curent electric proporțional cu energia fasciculului.

Radiația X se utilizează pentru testarea nedistructivă a unor piese metalice și identificarea defectelor de structură a unor materiale. Emisia de radiații X este asigurată în acest caz de surse radioactive precum sunt cele de Cobalt 60 și Cesium 137 (vezi capitolul V).

C. Aplicații științifice

Ca mijloc de cercetare, radiațiile X au permis confirmarea experimentală a teoriei cristalografice prin metoda difracției de raze X. Ideea acestui tip de studii i-a aparținut lui Max von Laue care în 1912 a sugerat că, dacă atomii dintr-un cristal formează rețele spațiale, atunci cristalul ar trebui să se comporte ca o rețea în care vor avea loc fenomene de difracție similare celor produse la trecerea luminii printr-o rețea de difracție optică. Condiția producerii unui astfel de fenomen este ca radiația incidentă pe o astfel de rețea să aibă o lungime de undă comparabilă cu distanța dintre doi atomi vecini ai rețelei. Radiația X, cu lungimi de undă de ordinul Ångströmilor, îndeplinește condiția.

În cazul difracției de raze X fasciculul este difuzat de planuri cristaline diferite (fig. 8b). Pentru o radiație

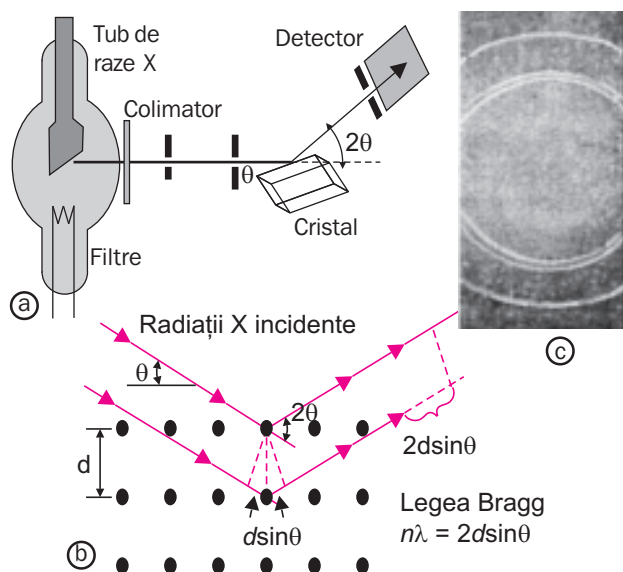


Fig. 8. Schema de principiu a sistemului de difracție de raze X (a), diagrama difracției (b), figura de difracție (c).

incidentă sub un unghi θ , pe rețeaua cristalină, diferența de drum parcursă de razele difuzate de două planuri cristaline învecinate este $2d\sin\theta$, unde d este distanța dintre planuri. Obținerea maximelor de difracție respectă condiția Bragg:

$$2d\sin\theta = n\lambda, \text{ unde } n = 1, 2, 3, \dots \quad (9)$$

Folosind metoda difracției, poate fi identificată structura substanțelor cristaline. Metoda poate fi aplicată și pulberilor cu o structură moleculară regulată. Ea permite identificarea compușilor chimici și stabilirea mărimii particulelor ultramicroscopice.

Exemplu

Dacă distanța dintre două planuri în cristalul de calcit este 0,314 nm, care sunt unghiurile de incidență sub care se obțin maximele de difracție de ordinul 1 și 3, pentru o radiație cu $\lambda = 0,07$ nm?

Rezolvare

Din condiția lui Bragg: $2d\sin\theta = n\lambda$, pentru maximum de ordinul 1 se ia $n = 1$, de unde rezultă:

$$\sin\theta = \frac{\lambda}{2d} = 0,111 \text{ și } \theta = 6,37^\circ,$$

iar pentru maximum de ordinul 3, se ia $n = 3$;

$$\text{rezultă: } \sin\theta = \frac{3\lambda}{2d} = 0,333 \text{ și } \theta = 19,5^\circ.$$

Difracția de raze X pe macromolecule biologice se poate realiza prin cristalizarea materialului biologic dizolvat inițial într-un solvent (de obicei o soluție supersaturată de apă). Schemele de difracție obținute din diferite unghiuri furnizează informații despre componentele și distribuția atomilor în moleculă. Informațiile sunt culese pe difractograme (fig. 9). Tehnica este utilizată în determinarea structurii tridimensionale a unor macromolecule.

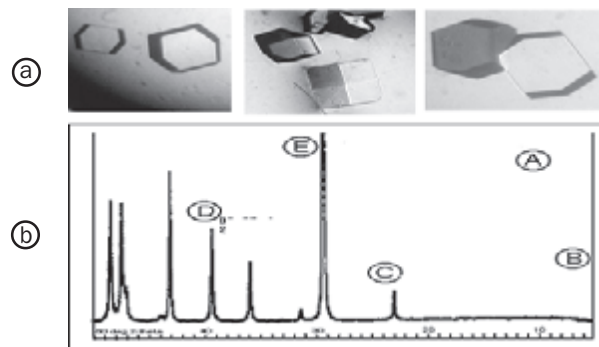


Fig. 9. Proces de cristalizare (a) și difractogramă (b).

În acest fel s-a putut determina structura unui mare număr de molecule biologice precum: acizii nucleici, proteine etc.

Măsurile de protecție față de radiațiile X

Ca urmare a mării lor penetrabilități și a energiei mari pe care aceste radiații le pot depune în țesuturile organismelor vii în lucrul cu radiații X trebuie luate măsuri severe de protecție, de la limitarea timpului lucrat în mediul radioactiv respectiv pentru a nu se depăși dozele maxime admise (vezi § 5.4.3) la utilizarea unor echipamente de protecție sau a unor ecrane de protecție din plumb. În multe situații lucrul cu fascicule de radiații X este preluat de instalații robotizate cu comandă de la distanță.

Pentru calculul dozelor de expunere sau realizat pachete de program de calcul (INTERWINER, SHIELD

etc.) ce utilizează algoritmi de calcul complicați ce țin seama de geometria sistemului și o serie de alți factori caracteristici zonei iradiate.

O serie de măsuri legislative stabilesc condițiile de lucru cu surse de radiații X, normele de protecție a personalului expus precum și marcarea caracteristică a zonelor expuse la radiație (fig. 10). S-au realizat echipamente de detecție a radiației (vezi §5.4).



Fig. 10.
Semnalizarea radiației X.

Temă: Utilizând surse variate, realizați un studiu bibliografic cu tema „Radioprotecție la radiația X”.

Rezumat

- Radiațiile X fac parte din spectrul radiațiilor electromagnetice și au lungimi de undă cuprinse între circa 0,01 și 100 Å.
- Există două mecanisme de producere evidențiate și în spectrul acestora după cum radiația X este: de frânare sau caracteristică.
- Radiația X de frânare - în urma interacțiilor cu nucleele unei ținte metalice, electronii de mare viteză își pot pierde energia suferind o frânare dependentă proporțional de distanța de trecere pe lângă nucleu. Spectrul radiației X de frânare este continuu.
- Lungimea de undă (λ) a radiației X caracteristice este dată de legea Moseley:

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{k_1^2} - \frac{1}{k_2^2} \right)$$

(R - constanta Rydberg, Z - numărul atomic al elementului emițător, σ - constantă de ecran, k_1, k_2 niveluri între care au loc tranziția).

- Energia electronului pe un nivel n , ecranat de N electroni poate fi estimată cu relația:

$$E_n = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} Z_{ef}^2 \left(\frac{1}{n^2} \right) \text{ cu } n = 1, 2, 3, \dots; Z_{ef} = (Z - N)^2.$$

- Radiațiile X își găsesc numeroase aplicații în industrie pentru controlul nedistructiv al materialelor (defectoscopie), medicină și cercetarea fundamentală prin difracție de raze X.



Verificați-vă cunoștințele

1. Care este viteza de deplasare a unui electron a cărui energie cinetică este transferată integral unui foton de raze X cu lungimea de undă $\lambda = 0,2 \text{ nm}$? Dar unuia cu $\lambda = 0,3 \text{ pm}$?
2. Care este tensiunea de accelerare minimă, necesară pentru a produce raze X cu lungimea de undă $\lambda = 0,05 \text{ nm}$?
3. Un electron este accelerat într-o diferență de potențial de 30 kV. Care este lungimea de undă minimă a radiației X de frânare produse?
4. Calculați utilizând legea lui Moseley:
a) lungimea de undă a liniei K_α pentru cobalt ($Z = 27$);
b) diferența energiilor de legătură a electronilor K și L în cazul vanadiului ($Z = 23$). Constantele necesare calculului se găsesc în acest capitol.
5. Când tensiunea de accelerare aplicată unui tub de raze X crește de la valoarea $U_1 = 10 \text{ kV}$ la $U_2 = 20 \text{ kV}$, diferența dintre lungimea de undă a liniei K_α și lungimea de undă minimă a spectrului continuu crește de $n = 3$ ori. Determinați numărul atomic Z al elementului anticatodului. Constantele necesare calculului se găsesc în acest capitol.

6. Lungimile de undă ale liniei K_α , pentru două elemente, sunt 250 pm și respectiv 179 pm. Care sunt aceste elemente?
7. Extremele zonei spectrale a radiațiilor X sunt considerate aproximativ 10^{-8} m și 10^{-13} m . Care sunt tensiunile de accelerare necesare pentru a produce radiații X de frânare cu aceste lungimi de undă?
8. Spațiul dintre planurile cristaline ale atomilor de nichel este de 0,352 nm. Sub ce unghi apare maximul de difracție Bragg de ordinul 2, pentru raze X obținute prin accelerarea electronilor la o tensiune de 15 kV.
9. Iodura de potasiu are o constantă a rețelei $d = 0,296 \text{ nm}$. Care este lungimea de undă a radiației X monocromatice care prezintă un maxim de difracție de ordinul unu când unghiul de incidență este $\theta = 7,6^\circ$?
10. Pentru ce element, trecerea unui electron de pe nivelul $n = 3$ pe $n = 1$, determină o emisie de raze X cu lungimea de undă de 0,101 nm?

Potrivit postulatelor lui Bohr electronii unui atom pot primi sau emite radiație doar de anumite frecvențe, corespunzătoare energiilor ce separă stările permise ale acestora în atom (E_1, E_2, E_3, \dots). Ca urmare, electronii vor suferi procese de **excitare** (trecerea de pe un nivel energetic inferior pe unul superior) sau **dezexcitare** (trecerea de pe un nivel energetic superior pe unul inferior) (fig. 1). În cazul acestor tranziții energia schimbată de electron este egală cu diferența energetică dintre nivele: ($E_2 - E_1; E_3 - E_1; E_3 - E_2$ etc.). Această variație a energiei electronului se face pe baza absorbției unui foton de energie ($h\nu$) - în cazul excitării, sau a emisieii unui foton de aceeași energie dacă tranzițiile se realizează între aceleași două nivele energetice.

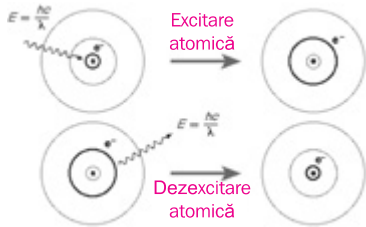


Fig. 1.
Schemă reprezentând procese de excitare și dezexcitare atomice.

Să urmărim mai în detaliu aceste procese.

A. Excitarea

Un atom aflat în stare fundamentală, cu nivelele energetice complet ocupate cu electroni, în ordinea descrisă în modelul atomului cu mai mulți electroni, este iluminat cu un spectru larg de radiație electromagnetică. În acest caz atomul poate trece într-o stare energetic superioară prin absorbția din fascicul, de către unul dintre electronii atomului a unui foton care să-i permită trecerea pe un nivel energetic superior permis, neocupat (fig. 1a).

B. Dezexcitarea prin emisie spontană

Un atom aflat pe o stare excitată (există cel puțin un electron care se află pe un nivel energetic superior celui pe care l-ar ocupa în atomul aflat în stare fundamentală), prezintă o anumită probabilitate de dezexcitare în urma căreia, prin emisia unui foton de energie corespunzătoare diferenței dintre cele două stări energetice permise, trece în starea energetic inferioară. Trecerea se face prin tranziția electronului de pe nivelul excitat pe un nivel energetic inferior, neocupat. O astfel de tranziție se numește *tranziție spontană* (fig. 1b). O valoare tipică a **timpului mediu de viață** (τ) al unui atom

în stare excitată - **timpul mediu în care atomul poate rămâne în starea respectivă** - este de circa 10^{-8} s.

Dacă notăm cu p probabilitatea de tranziție pentru un sistem de atomi identici, aceasta poate fi definită de:

$$p = -\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dt} \quad (1)$$

unde cu N s-a notat numărul de atomi din starea excitată, atomi capabili de a realiza tranziția, iar cu dN numărul de atomi care au realizat tranziția în intervalul de timp infinitesimal dt . Semnul minus semnifică scăderea numărului de atomi în starea excitată. În cazul în care probabilitatea este constantă în timp, relația (1) poate fi scrisă sub forma:

$$\frac{dN}{N} = -p \cdot dt \quad (2)$$

care, prin integrare:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\int_0^t p \cdot dt \quad (3)$$

va da:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -pt \quad (4)$$

sau:

$$N = N_0 e^{-pt}. \quad (4')$$

Cu N_0 s-a notat numărul de atomi aflați în stare excitată la momentul $t = 0$.

De multe ori, în locul probabilității de tranziție (p) se utilizează timpul mediu de viață:

$$\tau = \frac{1}{p} \quad (5)$$

Relația (4') devine:

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (6)$$

Relația (6) are un caracter foarte general, fiind valabilă pentru toate tranzițiile din sistem, indiferent de natura acestora și de interacțiunile suferite de sistemul respectiv.

C. Dezexcitare prin emisie indusă

În 1917, Einstein a prezis existența unui proces de dezexcitare prin emisie indusă. În ce constă un astfel de mecanism de dezexcitare? Să presupunem un atom aflat într-o stare excitată E_2 (fig. 2). În mod normal există un timp mediu de viață al atomului în stare excitată după care poate avea loc dezexcitarea prin emisia spontană a unui foton de energie corespunzătoare ($h\nu = E_2 - E_1$). Dacă însă, incident pe atom, trece un foton de energie $h\nu = E_2 - E_1$, această trecere va

determina creșterea probabilității de tranziție a atomului din starea excitată (E_2) în starea fundamentală (E_1), prin emisia unui foton de aceeași energie ($h\nu$). Fotonul emis va fi în fază cu fotonul incident și poate la rândul lui stimula emisia altor fotoni, de către atomi aflați în aceleași stări excitate (fig. 2).

Acest tip de proces poartă numele de **emisie indusă** și stă la baza efectului laser (**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation).

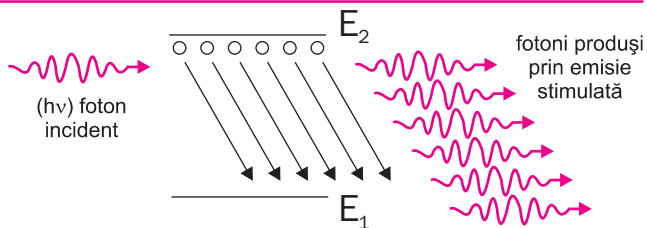


Fig. 2. Schemă reprezentativă a procesului de emisie stimulată.

Laborator

Studiul caracteristicilor radiației laser

Materiale necesare:

- laser;
- banc optic;
- lentile convergente;
- lamă cu fețe plan paralele;
- ecran.

I. Se realizează dispozitivul experimental din fig. 3. Pe ecran se observă figura de interferență.

Concluzie: Fascicul este *coerent* (radiația emisă este în fază).

II. Se observă lumina produsă de laser.

Concluzie: Fasciculul este aproape *monocromatic* (domeniu foarte îngust de lungimi de undă).

III. Se urmărește propagarea fasciculului.

Concluzie: Fasciculul este *directional* (este emis sub forma unui fascicul paralel).

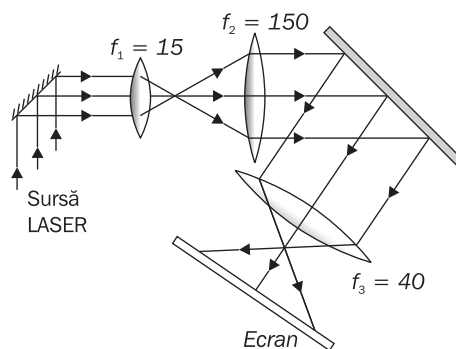


Fig. 3.



Fig. 4. Fascicule laser.

3.7.2.

Producerea efectului laser - tipuri de lasere

Paragraful anterior a descris modul în care au loc tranzițiile atomice, fie prin absorbția unui foton, fie prin emisia stimulată a acestuia de către atom. Ambele procese sunt la fel de probabile. În general, într-un sistem de atomi aflat la echilibru termic, cea mai mare parte dintre aceștia se găsesc în stare fundamentală (de energie minimă), un număr mic aflându-se într-o stare energetică excitată. În această situație, un fascicul de lumină incident pe sistemul de atomi va produce cu predilecție excitarea atomilor din starea fundamentală, determinând o creștere globală a energiei sistemului.

Dacă însă situația ar putea fi inversată astfel încât, în sistem, cea mai mare parte dintre atomi să se găsească într-o stare excitată, atunci fasciculul de fotoni va produce cu predilecție emisia stimulată, determinând o scădere globală a energiei sistemului și emisia de

fotoni de aceeași energie.

Condițiile de generare a efectului laser sunt:

- 1.** Sistemul trebuie să se afle într-o stare de **inversie de populație**.
- 2.** Starea excitată a sistemului trebuie să fie o stare metastabilă.
- 3.** Fotonii emiși trebuie reținuți în sistem un timp suficient de lung pentru a permite stimularea emisieii atomilor excitați.

Laserele sunt de mai multe tipuri constructive, clasificări ce țin de obicei de starea de agregare a mediului emisiv. Astfel, pot fi lasere cu mediu solid (laser cu rubin), gazos (laser Heliu-Ne, laser CO₂, cu excimeri - amestecuri de gaze reactive (Cl, Fl) cu gaze inerte (Ar, Kr, Xe)), lichid (laser cu coloranți) sau semiconductor (diode semiconductoare).

Dicționar

Inversie de populație: stare a unei populații de atomi în care numărul de particule aflate în starea excitată este mai mare decât numărul de particule aflate în starea fundamentală. Operațiunea care produce inversia de populație poartă numele de **pompaj**.

Stare metastabilă: stare al cărei timp de viață este mai mare decât timpul mediu de viață al unei stări excitate (10^{-8} s). În cazul stărilor metastabile timpul de viață poate ajunge de ordinul a 10^{-3} s sau chiar la câteva secunde.

Îndeplinirea celor trei condiții impuse producerii efectului laser este realizată de diferite medii și diferite sisteme de pompaj (sistem de realizare a inversiei de populație).

1. În cazul unui mediu solid, pompajul este de obicei obținut prin iradierea cu o sursă luminoasă puternică – **pompaj optic**. În acest caz lumina produsă, de exemplu de un blitz cu xenon (emite lumină albă) este absorbită de către atomii mediului care trec în starea excitată (fig. 5). Tuburile care realizează pompajul sunt închise într-o structură metalică reflectorizantă pentru a amplifica efectul (nu apar în figură). Un laser cu un astfel de pompaj produce un fascicul laser pulsabil.

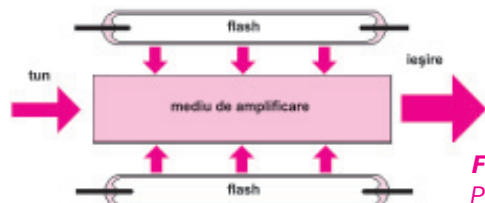


Fig. 5.
Pompaj optic.

Un exemplu de laser care funcționează în acest fel este laserul cu rubin sintetic (fig. 6). Rubinul este alumina cristalină (Al_2O_3) în care o mică parte din ionii Al^{3+} au fost înlocuiți cu ioni de crom, Cr^{3+} . Acești ioni sunt cei care dau culoarea rubinului și cei care produc inversia de populație.

Lumina din regiunea verde și albastră a spectrului este absorbită de ionii de crom. Electronii acestora vor trece pe nivelele metastabile (fig. 6c). Tranzițiile de pe nivelele notate cu F pe cele notate cu E și respectiv (M) sunt tranziții neradiative ce nu duc la emisia de lumină ci la dispariția surplusului de energie sub formă de căldură. Timpul de viață al electronilor pe nivelele metastabile este de circa 4 milisecunde, iar emisia se realizează cu o lungime de undă de 694,3 nm (roșie). Fotonii emiși prin acest mecanism, vor stimula emisia de fotoni de pe alte nivele metastabile ducând la creșterea în cascadă a fenomenului.

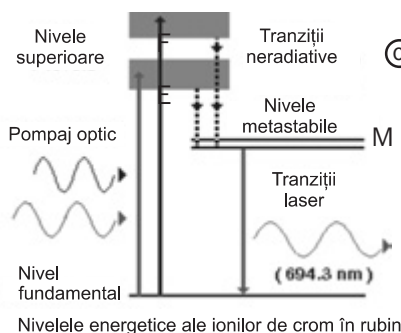
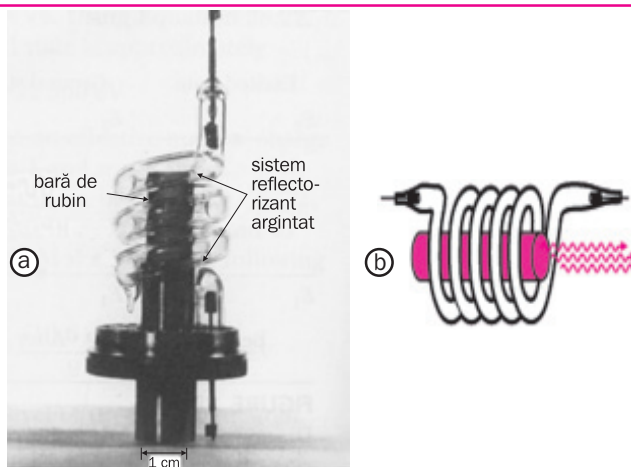
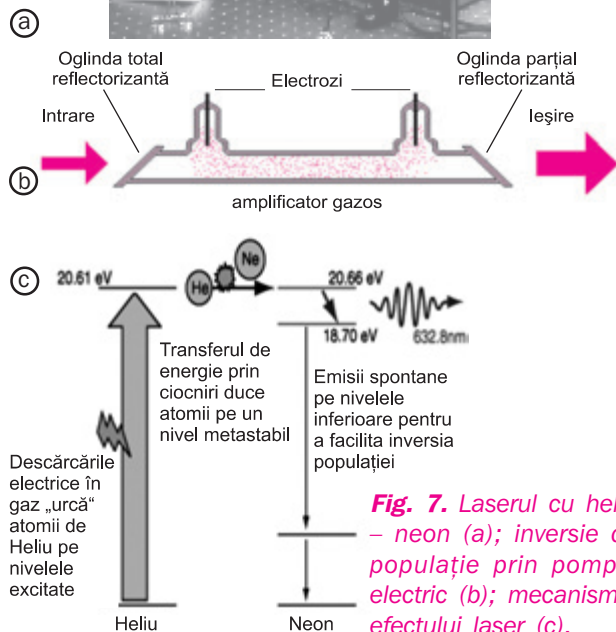
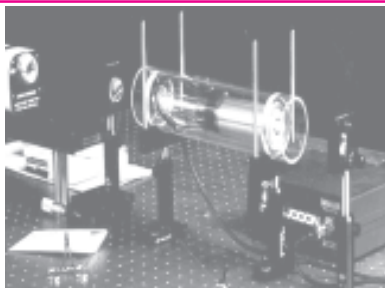


Fig. 6.
Laser cu cristal de rubin (a); sistemul de pompaj optic (b); diagrama nivelurilor de energie între care se produce efectul (c).

2. În cazul unui mediu amplificator gazos – închis într-un tub în care se produce o descărcare electrică – inversia de populație se realizează prin **pompaj electric** (fig. 7b). Acesta asigură energia de excitare, dar mecanismul prin care se produce inversia de populație depinde de gazul supus excitării. În multe lasere cu gaz ferestrele laterale sunt înclinate la un unghi egal cu unghiul Brewster. Ca urmare aceste ferestre permit transmiterea fascicolului polarizat fără pierderi prin reflexie. Un exemplu este laserul cu heliu-neon (fig. 7).

Atomii responsabili pentru emisia stimulată sunt atomii de neon. Ei se introduc, în amestec cu atomii de heliu, într-un tub de câțiva milimetri grosime, cu lungime de câțiva zeci de centimetri (fig. 7a).

Descărcarea electrică determină trecerea atomilor de heliu în stare excitată. În urma ciocnirilor aceștia excită atomii de neon pe un nivel metastabil, realizând inversia de populație. O dată începută emisia stimulată, aceasta este întreținută prin intermediul unor oglinzi situate în capetele tubului laser. Acestea permit treceri repetate ale fotonilor prin amestecul atomic, determinând alte emisii stimulate. Oglinzile laserului nu reflectă de obicei toate lungimile de undă ci doar pe cele la care acesta operează. Una dintre ele reflectă aproape toată lumina în timp ce cealaltă reflectă între 20% și 98% din lumina incidentă, restul, cea transmisă



constituie fasciculul laser. În urma acestui proces de amplificare se produce un fascicul laser cu lungimea de undă $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ (lumină roșie). Laserele de acest tip sunt capabile să producă fie un fascicul laser pulsant, fie unul continuu dependent de modul în care se realizează pompajul. Incinta în care este produs efectul laser contribuie la realizarea unui fascicul îngust și îmbunătățește puritatea spectrală a radiației. Ea

păstrează o singură lungime de undă atenuându-le rapid pe celelalte, care, deși produse de mediul activ laser nu apar în fasciculul de ieșire.

De la construirea primului laser, în 1960, tehnologia laser s-a dezvoltat foarte mult apărând și alte tipuri de lasere.

În funcție de impactul distructiv asupra organismului laserele se împart în patru mari clase:

I. cu nivele de risc nedecelabile, nu au impact direct asupra vederii (de exemplu - laserele scannerelor codurilor de bare).

II. de mică putere - protecția persoanei este realizată prin simpla reacție de aversiune a ochiului la lumină.

III. de putere medie - sunt lasere care pot afecta ochiul doar la contactul direct al acestuia cu fasciculul laser.

IV. de mare putere – pot afecta organismul indiferent de condiții.

În cazul utilizării surselor LASER din clasele III și IV protecția personală se poate realiza prin utilizarea ecranului cu filtru de protecție și a ecranelor de protecție.

Zonele expuse sunt marcate distinct (fig. 8).



Fig. 8.
Semnalizare
LASER.

În cazul laserelor de mare putere utilizate industrial sau în alte domenii, există măsuri specifice de protecție a personalului stabilite prin lege.

Temă: Utilizând cuvinte cheie, precum „Laser protection”, identificați pe internet produse oferite pentru protecția la radiația LASER.

3.7.3.

Aplicații

Datorită proprietăților sale laserul și-a găsit aplicații variate în domenii precum tehnologiile militare, telecomunicații, medicină, cercetare fundamentală sau utilizare casnică. Iată câteva dintre acestea:

1. Spectroscopie laser – Intensitatea luminoasă mare obținută pentru un fascicul îngust, bine colimat îl face extrem de sensibil la detectarea diferitelor tipuri de molecule în concentrații foarte mici (părți per milion).

Utilizarea laserului oferă mari avantaje în măsurarea frecvențelor liniilor spectrale și deci a înțelegerii proceselor atomice.

2. Fotochimie – unele sisteme laser pot fi modelate să producă pulsuri de lumină extrem de scurte (de

ordinul picosecundelor (10^{-12} s) sau a femtosecundelor (10^{-15} s), utilizate în inițierea unor reacții chimice. Acest sistem permite detectarea unor specii moleculare puternic reactive, intermediare în reacțiile chimice, cu un timp scurt de viață. Metoda este utilă în particular în biochimie în analiza structurii și funcțiilor unor proteine.

3. Fuziunea nucleară (vezi cap.V) – Unele dintre cele mai puternice aranjamente de lasere multiple și amplificatori optici sunt utilizate pentru a produce pulsuri cu intensități extrem de mari, dar foarte scurte trimise din toate direcțiile asupra unor probe de tritium și deuterium (izotopi grei ai hidrogenului) pentru obținerea reacției de fuziune (vezi §5.6).

4. În domeniul militar – s-au construit sisteme laser antirachetă destinate distrugerii țintelor în aer, prin intermediul sistemelor de sateliți chiar imediat după lansarea lor de pe teritoriul inamic. În mod curent unele armate utilizează armament cu indicatori laser pentru îmbunătățirea vizării țintei.

5. În construcții și topografie – dispozitive cu pulsuri laser sunt utilizate pentru determinarea distanțelor pe baza măsurării timpului necesar semnalului reflectat de țintă să ajungă la emițătorul laser care realizează și detecția.

6. Utilizări medicale – fascicule laser puternic colimate și focalizate furnizând energii extrem de mari le fac potrivite ca instrumente de tăiere și cauterizare chirurgicale în intervenții de mare finețe pe țesuturi puternic vascularizate.

7. Utilizări în industrie – industria de automobile utilizează la scară largă lasere CO₂ cu puteri de până la

câțiva kilowați în liniile de asamblare a autovehiculelor ce necesită sudura componentelor cu conductivități termice foarte diferite (de exemplu, suduri între cupru și oțel).

8. Utilizări în comunicații – transmiterea semnalelor laser prin fibre optice prezintă importante avantaje date de caracterul aproape monocromatic al radiației. Aceasta permite menținerea pulsurilor transmise pe distanțe lungi fără distorsionări. În telefonie se pot transmite peste 50 milioane de pulsuri pe secundă suprapunând pe aceeași cale de transmisie peste 600 de convorbiri telefonice simultane.

9. Dispozitive de citire și imprimare laser – În cazul scrierii și citirii compact discurilor, un fascicul laser este trimis, printr-un sistem de lentile și oglinzi (fig. 9), pe disc. Reflectat de disc, fasciculul laser reface drumul inițial până la oglinda semitransparentă, care reflectă o parte din acesta spre detector unde se recrează informația stocată pe disc.

Rezumat

- Excitarea: trecerea unui electron pe un nivel energetic permis superior în atom, prin absorbirea unui foton sau prin alt mecanism prin care îi este furnizată energia necesară.

- Dezexcitarea: trecerea unui atom aflat într-o stare excitată într-o stare cu energie mai joasă prin emisie spontană sau stimulată a unui foton. Numărul de atomi care se dezexcită într-un interval de timp este dat de relația $N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$, unde τ este timpul mediu de viață al atomului în stare excitată.

- Emisia indusă: emisia de către un atom aflat în stare excitată a unui foton la trecerea unui foton incident cu energie egală cu intervalul energetic al orbitalilor între care are loc tranziția.

- Efectul laser constă în emisia unei radiații

monoenergetice de către o populație de atomi aflată în aceeași stare excitată la trecerea pe același nivel de energie. Efectul are loc dacă:

- sistemul se află într-o stare de inversie a populației
- starea excitată este una metastabilă
- fotonii sunt menținuți în sistem suficient timp pentru a produce stimularea.

- Pompajul este procesul de realizare a inversiei de populații (pompaj optic, electric etc.).

- Tipuri de laseri: - laserul cu rubin; laserul cu He-Ne; laserul cu microunde (maserul).

- Caracteristicile radiației laser: coerența fasciculului; monocromatic; direcționalitate.

- Aplicații: cercetare, industrie, energetică (fuziune nucleară), militar, medicină, comunicații, dispozitive de citire și imprimare.



Verificați-vă cunoștințele

1. Care din următoarele afirmații este adevărată?

a) O tranziție spontană în atom se face prin trecerea unui electron de pe starea fundamentală pe o stare energetică superioară.

b) Probabilitatea de tranziție p , pentru un sistem de atomi identici, este dată de expresia: $p = \frac{dN}{N \cdot dt}$.

c) Efectul laser poate fi produs dacă cea mai mare parte dintr-un sistem de atomi identici se găsesc în stare excitată.

d) Efectul laser se produce dacă electronii aflați în stare excitată au un timp de viață mai mic decât timpul mediu

de viață al stării excitate.

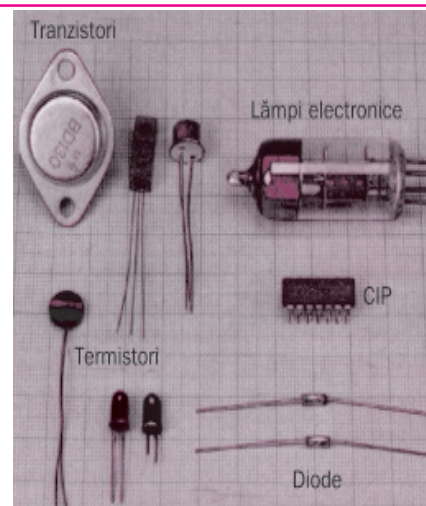
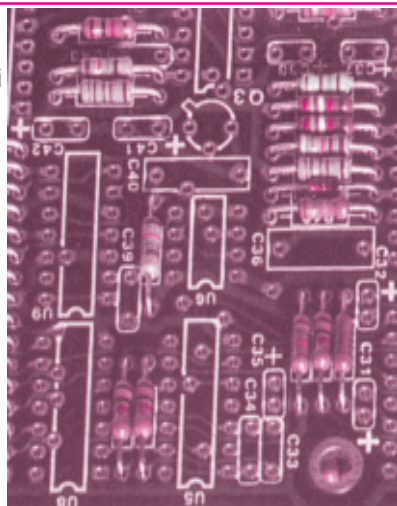
2. Completați textul lacunar:

Pentru realizarea emisie stimulate, fotonul incident trebuie să aibă o energie cu diferența de energie dintre din atom. În cazul laserului He-Ne, pompajul se realizează prin care vor determina trecerea de într-o stare

3. Realizați un referat cu tema „Alte tipuri de LASER”.

4. Realizați un referat cu tema „O aplicație a laserului” – domeniul de aplicare este la libera voastră alegere.

- 4.1. Conducția electrică în metale și semiconductori.
Semiconductori intrinseci și extrinseci
- 4.2. Dioda semiconductoră.
Redresarea curentului alternativ
- 4.3. *Tranzistorul cu efect de câmp.
Aplicații
- 4.4. *Circuite integrate



Capitolul 4

SEMICONDUCTOARE

APLICAȚII ÎN ELECTRONICĂ

4.1.

Conducția electrică în metale și semiconductori. Semiconductori intrinseci și extrinseci

4.1.1.

Structuri cristaline

Corpurile solide anorganice pot fi clasificate în corpuri *cristaline* și *amorf*. Corpurile cristaline sunt constituite prin repetiția periodică, spațială (pe trei direcții) a componentelor lor (ioni, atomi, molecule) dând naștere la rețele cristaline.

Între particulele componente ale acestor cristale se pot manifesta legături de tip: ionic, covalent, metalic sau Van der Waals. Dintre aceste tipuri de legături chimice, cele care interesează în capitolul de față, asigurând structurile cristaline studiate, sunt legătura covalentă și metalică.

Legătura covalentă. Este legătura în care atomii vecini își pun în comun fiecare câte un electron de valență formând perechi de astfel de electroni. Legătura nu permite asocierea unei sarcini electrice nete unuia dintre atomii cristalului. Potrivit principiului de superpoziție la formarea legăturii, spinii celor doi electroni care ocupă același orbital vor fi antiparaleli. Energia de legătură a unui cristal covalent este mare ceea ce conferă acestora proprietăți precum: temperatură de topire și duritate mari, maleabilitate și conductivitate electrică scăzute.

Legătura metalică. Legătura este datorată electronilor liberi ai unui metal. Atomii metalelor se ionizează ușor, eliberând electronii de valență mai slab legați. Aceștia formează un „gaz” de electroni care se deplasează liberi prin structura ionică a metalului și aparțin întregii rețele. Legătura metalică este caracterizată de *delocalizarea electronilor*, deosebire fundamentală față de celelalte tipuri de legături chimice.

Tipul de legătură chimică ce se manifestă între componentele unui cristal determină proprietățile cristalului. Una dintre acestea este *conductibilitatea electrică*. Ea este caracterizată de mărimea fizică numită *conductivitate electrică*.



Dicționar

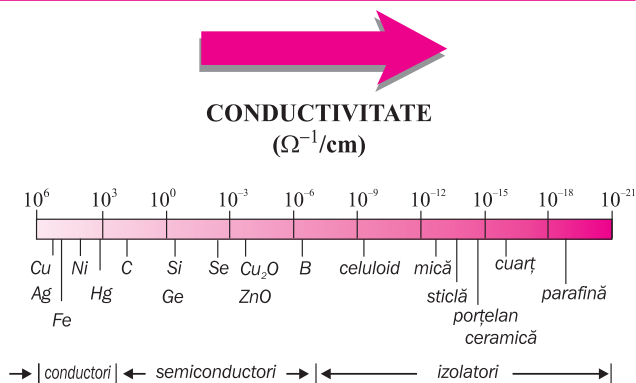
Conductibilitate electrică: Proprietatea unor corpuri de a fi străbătute de un curent electric atunci când li se aplică din exterior o tensiune electrică continuă.

Conductivitate electrică: mărime ce caracterizează conductibilitatea electrică a corpurilor. Este inversul rezistivității electrice. În S.I. se măsoară în $\Omega^{-1}m^{-1}$.

În raport cu această proprietate corpurile solide se clasifică în: metale (conductori) și nemetale (semiconductori și izolatori) (fig. 1).

La temperatura camerei conductivitatea electrică a unui conductor tipic este de ordinul a $10^6 \Omega^{-1}m^{-1}$, iar a unui izolator este de circa $10^{-17} \Omega^{-1}m^{-1}$. Semiconductorii au conductivități electrice cuprinse între cele două valori.

Fig. 1. Conductivități electrice ale unor corpuri ($\Omega^{-1}cm^{-1}$).



4.1.2. Conductibilitatea electrică

Intensitatea curentului electric printr-o secțiune a unui conductor se exprimă prin relația:

$$I = \frac{Q}{\Delta t} \quad (1)$$

Ea poate fi scrisă în funcție de: sarcina electrică individuală a purtătorilor – q ; densitatea de sarcină electrică (n – numărul de sarcini electrice din unitatea de volum); viteza medie de deplasare a acestora v și secțiunea mediului conductor S):

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{Nq}{t} = \frac{nVq}{t} = \frac{nqSvt}{t} = nqvS,$$

unde, în relațiile intermediare intervin: N – numărul de purtători de sarcină electrică ce participă la conducție; V – volumul mediului conductor, t – intervalul de timp în care sarcina electrică parcurge lungimea l a mediului conductor (fig. 2).

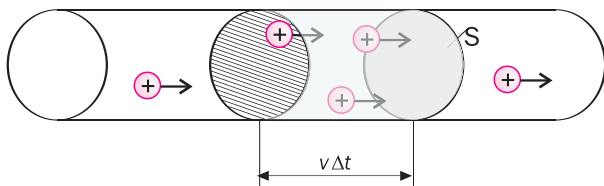


Fig. 2.

Împărțind expresia (1) la suprafața secțiunii normale (S), se obține mărimea fizică numită *densitate de curent* \vec{j} .

Dicționar

Densitate de curent (\vec{j}): mărime fizică exprimată prin intensitatea curentului ce străbate unitatea de suprafață transversală a unui conductor.

$$|\vec{j}| = \frac{I}{S} \quad (2)$$

Este o mărime vectorială, dată de produsul scalarilor (nq) cu vectorul viteză \vec{v} .

$$\vec{j} = nq\vec{v}.$$

Dacă la conducție participă două tipuri de sarcini electrice (una pozitivă și alta negativă), densitatea de curent se calculează ca sumă a densităților de curent ale celor două tipuri de sarcini:

$$\vec{j} = \vec{j}_+ + \vec{j}_- = n_+q_+\vec{v}_+ + n_-q_-\vec{v}_- \quad (3)$$

Direcția vectorului \vec{j} este dată de direcția vitezei, dar sensul depinde de semnul sarcinii electrice (fig. 3).

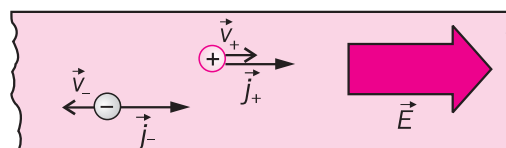


Fig. 3. Direcția și sensul vectorilor densitate de curent, pentru sarcinile pozitive și negative.

Observație: Densitățile de curent, \vec{j}_+ și \vec{j}_- ale celor două tipuri de particule au același sens.

Viteza v de deplasare a sarcinilor electrice în mediul conductor este proporțională cu intensitatea câmpului electric aplicat E .

$$v = \mu E, \quad (4)$$

unde constanta de proporționalitate poartă numele de *mobilitate electrică* (μ).

Dicționar

Mobilitate electrică (μ): mărime fizică numeric egală cu viteza imprimată unei sarcini electrice de un câmp electric având intensitatea egală cu unitatea.

În S.I. mobilitatea se măsoară în $\frac{m^2}{V \cdot s}$ (metri pătrați pe volt-secundă).

Înlocuind în relația (3) expresiile vitezelor sarcinilor pozitivă și negativă în funcție de mobilitățile acestora, rezultă:

$$j = (n q \mu_+ E + n_- q_- \mu_-) E \quad (5)$$

sau vectorial:

$$\vec{j} = (n q \mu_+ + n_- q_- \mu_-) \vec{E}. \quad (5')$$

Pentru un curent creat de n tipuri diferite de particule încărcate cu sarcini electrice, densitatea de curent are expresia generală:

$$\vec{j} = \left(\sum_{i=1}^n n_i q_i \mu_i \right) \vec{E} = \sigma \vec{E}, \quad (6)$$

unde σ reprezintă *conductivitatea electrică*.

Înlocuind în relația (6), scrisă sub formă scalară, pe j și E cu expresiile lor date de relațiile:

$$j = \frac{I}{S} \text{ și } E = \frac{U}{l} \quad (7)$$

se obține:

$$\frac{I}{S} = \sigma \cdot \frac{U}{l} \Leftrightarrow \frac{U}{I} = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{S}. \quad (8)$$

Raportul $\frac{U}{I}$ reprezintă rezistența electrică a mediului conductor (R). Scriind: $R = \rho \frac{l}{S}$, unde cu ρ s-a notat rezistivitatea conductorului, rezultă conductivitatea: $\sigma = \frac{1}{\rho}$.

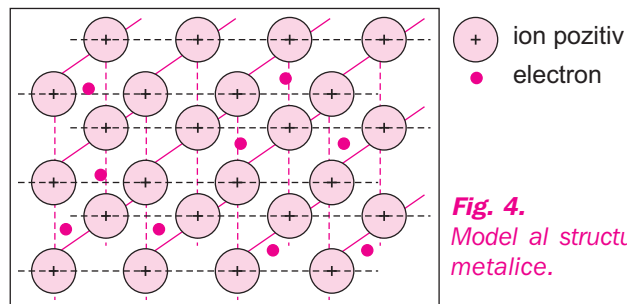
4.1.3. Conducția electrică în metale

Atomii care formează structuri metalice prezintă o configurație electronică cu un număr mic de electroni de valență (potențiale de ionizare mici și electronegativitate redusă). Acestea sunt:

- metalele alcaline 3Li , ${}^{11}Na$, ${}^{19}K$, ${}^{37}Rb$, ${}^{51}Cs$, ${}^{87}Fr$ – un singur electron de valență,
- metalele grele ${}^{29}Cu$, ${}^{30}Zn$, ${}^{47}Ag$, ${}^{48}Cd$, ${}^{79}Au$ – între 1 și 3 electroni de valență.

Potrivit lui Bloch (1928) un metal poate fi modelat ca fiind format din două subsisteme:

- ioni pozitivi aflați într-o structură cristalină periodică (ioni care oscilează în jurul propriilor poziții de echilibru);
- electroni liberi, proveniți în urma ionizării din electroni de valență, care ocupă spațiile dintre ioni și se deplasează liber în cristal (fig. 4).



Aplicând acest model să vedem cum poate fi caracterizată conducția unui metal?

În lipsa unui câmp electric extern, electronii liberi au o mișcare haotică, dependentă de temperatură în

cursul căreia se ciocnesc cu alți electroni liberi sau cu ionii rețelei. La aplicarea unui câmp electric extern, peste această mișcare se suprapune o mișcare dirijată de forța coulombiană a câmpului extern ($\vec{F} = -e\vec{E}$).

Acesta provoacă accelerarea electronilor. Aplicând principiul fundamental $F = ma$, unde m este masa electronului, rezultă accelerația acestuia:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m}. \quad (9)$$

Cum nu toate particulele se mișcă la fel, pentru studiul acestei mișcări se definesc mărimile medii – *drum liber mijlociu* (λ) și *timp mediu* (τ).

Dicționar

Drum liber mijlociu (λ): drumul mediu pe care-l străbate o particulă între două ciocniri consecutive.
Timp mediu (τ): timpul în care o particulă parcurge un drum egal cu drumul liber mijlociu.

Considerând u viteza medie a mișcării dezordonate a electronilor liberi, iar λ drumul liber mijlociu, timpul mediu între două ciocniri este:

$$\tau = \frac{\lambda}{u} \quad (10)$$

În acest interval de timp, pe direcția forței, viteza electronului devine:

$$v_r = a\tau = \frac{eE}{m} \cdot \frac{\lambda}{u} \quad (11)$$

În medie, viteza electronului pe această direcție (viteza de drift v) este:

$$v = \frac{1}{2} v_f = \frac{1}{2} \frac{e\lambda}{mu} E = \mu \bar{t} \quad (12)$$

unde μ este mobilitatea electronilor în metal. Densitatea de curent în acest caz este:

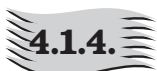
$$j = nev = \frac{ne^2\lambda}{2mu} E \quad (13)$$

Comparând cu relația (6) rezultă expresiile conductivității și rezistivității electrice a unui metal:

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda}{2mu} \quad (14)$$

și respectiv
$$\rho = \frac{2mu}{ne^2\lambda} \quad (15)$$

La o temperatură dată, m , u , n , e și λ sunt constante, deci și rezistivitatea electrică (ρ) este constantă. Creșterea temperaturii determină o creștere a vitezei u a mișcării dezordonate, ceea ce duce la modificarea rezistivității electrice. Acest model simplu, intuitiv, nu explică însă toate proprietățile curentului electric în metale.



4.1.4. Semiconductori intrinseci și extrinseci - conducția

În cazul semiconductoarelor, legăturile realizate între elementele componente ale cristalului sunt de tip covalent. Materiale cu proprietăți semiconductoare pot fi elementele chimice pure (Ge, Si), dar și compuși (peste 600). Germaniul și siliciul (grupa a IV-a a sistemului periodic) sunt caracterizați de patru electroni de valență. Aceștia sunt puși în comun cu electronii proveniți de la alți patru atomi vecini formând patru legături covalente, foarte puternice (în siliciu energia de legătură este 4,65 eV/atom).

Din punctul de vedere al structurii, semiconductorii pot fi:

- **intrinseci** - „puri”, formați din atomi de același tip
- **extrinseci** - impurificați (dopați) cu elemente donoare sau acceptoare de electroni.

A. Semiconductori intrinseci

La temperatura de 0 K, toate legăturile covalente care determină structurarea cristalului semiconductor sunt complete, neexistând purtători de sarcină liberi. Într-un cristal semiconductor căruia i se aplică o tensiune electrică, la 0 K nu apare curent electric.

Prin încălzirea semiconductorului, energia termică este distribuită atomilor rețelei sub formă de energie de vibrație. În urma ciocnirii unui atom aflat în vibrație, cu un electron de valență, o parte din energie este cedată

Exemplu

Un fir cu lungimea $l = 10$ m, la capetele căruia se aplică o diferență de potențial $U = 5$ mV, are rezistivitatea electrică $\rho = 2,5 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$. Știind că sarcina electronului $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ C și concentrația electronilor liberi $n = 8,4 \cdot 10^{28} m^{-3}$, să se calculeze:

- mobilitatea μ a electronilor liberi;
- viteza de drift a electronilor;
- timpul în care un electron străbate întreaga lungime a conductorului.

Rezolvare

a) Într-un conductor metallic, în care conducția electrică este realizată de electroni densitatea curentului

este: $j = ne\mu E = \sigma E = \frac{1}{\rho} E$. Rezultă că:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = ne\mu \Rightarrow \mu = \frac{1}{nep} = 2,9 \cdot 10^{-3} m^2/Vs$$

$$b) v = \mu E = \mu \frac{U}{l} = 1,45 \cdot 10^{-6} m/s$$

$$c) t = \frac{l}{v} = 19,14 \text{ ore.}$$

celui din urmă. Acesta părăsește atomul. În urma lui rămâne o lipsă de sarcină negativă, numită „gol” echivalentă unei sarcini pozitive. Procesul poartă numele de **generare termică de perechi electron-gol**. Procesul invers de **recombinare** a perechilor electron-gol duce la reformarea legăturilor covalente. Indiferent de temperatură se stabilește un echilibru dinamic între cele două procese astfel încât concentrațiile de goluri (p) și electroni (n) sunt egale.

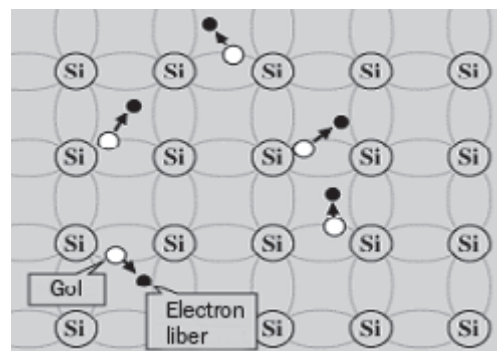


Fig. 5. Electroni și goluri în cristalul de siliciu.

Conducția electrică în semiconductorul intrinsec

La aplicarea unei tensiuni electrice unui cristal semiconductor, în acesta sunt generați atât un **curent de electroni** cât și **unul de goluri** (fig. 6).

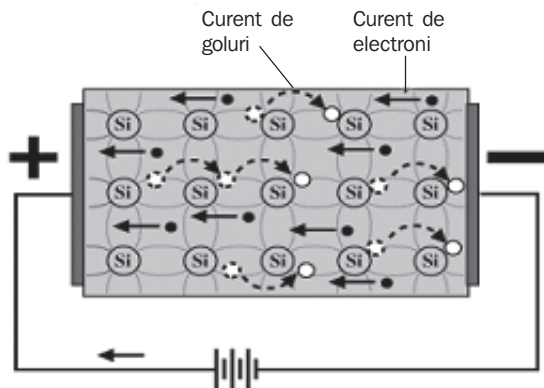


Fig. 6. Mecanisme de conducție în semiconductori intrinseci realizat în urma generării termice a perechilor electron - gol.

Primul este datorat electronilor care părăsesc atomii semiconductorului și se deplasează în câmpul electric creat. Golul lăsat în atom de un astfel de electron este ocupat de un alt electron liber din rețea care, la rândul lui lăasă în urmă un alt gol și așa mai departe. În acest fel apare un alt mecanism de conducție numit *conducție de goluri*. Apare astfel o migrare a golurilor prin material, în sens opus celei a electronilor liberi. Diferența dintre cei doi curenți este că, în timp ce curentul de electroni are loc printre atomii rețelei, cel de goluri are loc în chiar ionii acesteia, fiind implicați orbitalii de valență ai atomului respectiv.

În semiconductoare conducția electrică se produce, prin două mecanisme:

- antrenarea purtătorilor de sarcină de către un câmp electric - *curent de drift*;
- deplasarea purtătorilor de sarcină dintr-o regiune a semiconductorului în care concentrația acestora este mai mare către regiuni cu concentrație mai mică - *curent de difuzie*.

Pentru ambele tipuri de curenți trebuie ținut seamă de cele două tipuri de purtători de sarcină electrică: electroni și goluri.

În cazul curentului de drift, aplicarea unui câmp electric extern asupra cristalului semiconductor imprimă purtătorilor de sarcină o viteză medie pe direcția câmpului electric proporțională cu intensitatea acestuia:

$$\vec{v}_- = -\mu_- \vec{E} \text{ și respectiv } \vec{v}_+ = \mu_+ \vec{E},$$

unde: \vec{v}_- , \vec{v}_+ sunt vitezele de drift ale electronului și golului; μ_- , μ_+ sunt mobilitățile electronului și golului, iar \vec{E} este intensitatea câmpului electric.

Densitatea de curent este suma densităților curentului de goluri: $\vec{j}_+ = ep\vec{v}_+$ și respectiv de electroni: $\vec{j}_- = -en\vec{v}_-$. Cu p și n s-au notat concentrația golurilor și respectiv a electronilor. Întrucât purtătorii de sarcină

în semiconductorul intrinsec sunt generați termic, în perechi, concentrațiile lor sunt egale: $p = n = n_i$. Densitatea curentului de drift se poate scrie:

$$\vec{j} = \vec{j}_+ + \vec{j}_- = pe\vec{v}_+ + n(-e)(-\vec{v}_-) = n_i e (\vec{v}_+ + \vec{v}_-)$$

Înlocuind vitezele medii în funcție de mobilitățile celor două tipuri de sarcini μ_+ și μ_- rezultă:

$$\vec{j} = n_i e (\mu_+ + \mu_-) \vec{E} = \sigma \vec{E},$$

unde σ este conductivitatea electrică $\sigma = ne(\mu_+ + \mu_-)$.

Observație: Notațiile diferite pentru v_+ și v_- și respectiv pentru μ_+ și μ_- reflectă faptul că, în semiconductor, valorile acestor mărimi sunt diferite.

Curenții de difuzie sunt datorati prezenței unor concentrații neuniforme de electroni sau goluri, în semiconductor existând tendința de uniformizare a distribuțiilor acestora. Acești curenți determină variații ale densității curentului în semiconductor. Rolul acestor curenți scade pe măsura uniformizării concentrațiilor.

Exemplu

Concentrația intrinsecă a purtătorilor de sarcină într-un monocristal de germaniu este $n_+ = n_- = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, iar mobilitățile acestora sunt $\mu_- = 0,36 \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$ și $\mu_+ = 0,17 \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$. Să se afle rezistivitatea monocristalului.

Rezolvare

Înlocuind valorile numerice în expresia conductivității electrice a semiconductorului pur rezultă:

$$\sigma = en(\mu_+ + \mu_-) = 2,16 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{2,16} = 0,463 \Omega \cdot \text{m}.$$

B. Semiconductori extrinseci

Impurificarea cristalului unui semiconductor cu o fracțiune mică de atomi ai unei substanțe dintr-o altă grupă a tabelului periodic (elemente *pentavalente* sau *trivalente*) produce modificări importante proprietăților electrice ale acestuia (fig. 7).

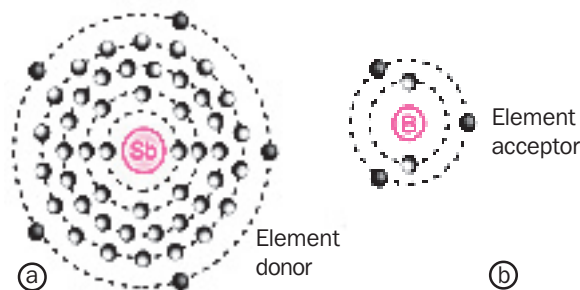


Fig. 7. Impurități pentavalente (a) și trivalente (b).

Semiconductori de tip-n. Impurificarea (doparea) cu un element **pentavalent**, de exemplu antimoniu, arseniu sau fosfor produce un semiconductor de tip-n (negativ) printr-un surplus de un electron introdus de către fiecare atom pentavalent. Prin impurificare atomii ai donorului iau locul în cristal unor atomi ai cristalului pur. Elementul pentavalent poartă numele de *donor de electroni* (fig. 8a).

Semiconductori de tip-p. Impurificarea cu un element **trivalent**, ca de pildă bor, aluminiu sau galiu produce un semiconductor de tip-p (pozitiv). Ionul trivalent, pentru a-și completa octetul acceptă un electron liber rezultat prin generare termică pe care-l pune în comun cu un atom vecin din cristalul semiconductor. Din această cauză elementul trivalent se numește și **acceptor de electroni**. Acceptarea electronului liber din cristal crează acestuia un surplus de goluri (fig. 8b).

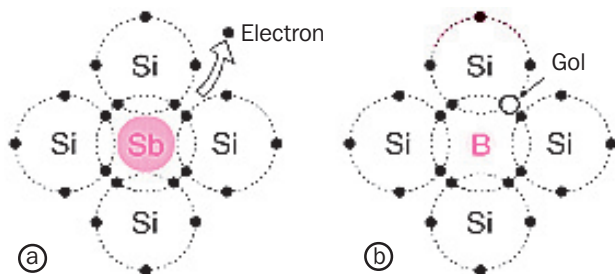


Fig. 8. Impurificare pentavalentă (a) și trivalentă (b).

La temperaturi normale numărul de electroni care devin liberi contribuind la curent este mic în semiconductoarele intrinseci comparativ cu cele extrinseci. Doparea cu impurități introduce un exces de sarcini electrice de un anumit tip; goluri în semiconductoarele de tip *p* și electronii în cele de tip *n*.

Conducția electrică - în semiconductori extrinseci

Densitatea de curent, în cazul semiconductorului extrinsec, este suma densităților de curent datorate golurilor și electronilor liberi, dar de această dată concentrațiile acestora (*p*) și respective (*n*) sunt diferite, parte din acestea vor fi generate termic, în număr egal, parte sunt datorate impurităților donoare sau acceptoare introduse. Densitatea de curent datorată curenților de drift, este:

$$\vec{j} = \vec{j}_+ + \vec{j}_- = pe\vec{v}_+ + n(-e)(-\vec{v}_-) = e(p\vec{v}_+ + n\vec{v}_-).$$

Dacă mobilitățile celor două tipuri de sarcini sunt μ_+ și μ_- , rezultă:

$$\vec{j} = e(p\mu_+ + n\mu_-)\vec{E} = \sigma\vec{E}.$$

Conductibilitatea electrică σ a cristalului semiconductor extrinsec este:

$$\sigma = e(p\mu_+ + n\mu_-).$$

I. Conducția în semiconductori de tip-n. În cazul semiconductorilor de tip *n*, notând cu N_d concentrația donorilor, va exista pe unitatea de volum a semiconductorului un surplus (N_d) de electroni. Atomii impurității donoare de electroni introduc în cristal nivele de valență suplimentare în care electronii sunt mai slab legați în atomul de impuritate decât electronii de valență ai atomilor cristalului intrinsec. Din această cauză, acești electroni sunt primii care preiau energia de vibrație a rețelei și sunt puși în libertate. În urma lor nu sunt produse goluri, ceilalți patru electroni ai impurității satisfacându-și octetul cu câte un electron de la alți patru atomi vecini. Odată cu creșterea temperaturii se produce întâi generarea termică a electronilor situați pe orbitalii de valență ai donorului. Fenomenul, dependent de temperatură, poartă numele de **generare termică extrinsecă a electronilor**. Și fenomenul invers este posibil, astfel încât se stabilește echilibrul dinamic între generarea extrinsecă și recombinare. La o anumită temperatură (temperatura de epuizare) se ajunge la ionizarea tuturor donorilor. În acest caz concentrația totală a electronilor liberi este egală cu concentrația donorilor.

$$n = N_d$$

Peste această temperatură începe generarea intrinsecă, când sunt generați termic perechi electron-gol în concentrație n_i . În acest caz concentrația totală a electronilor liberi este: $n = n_i + N_d$, iar a golurilor din orbitalii de valență este: $p = n_i$. În această situație spunem că în semiconductor electronii liberi sunt purtători de sarcină majoritari, iar golurile purtători de sarcină minoritari. Dacă temperatura continuă să crească astfel încât concentrația $n_i \gg N_d$ semiconductorul cu donori trece în regim de conducție intrinsecă.

II. Conducția în semiconductori de tip-p. În cazul semiconductorilor de tip *p*, notând cu N_a concentrația acceptorilor, va exista pe unitatea de volum un surplus N_a de goluri introduse de acceptori. Energia electronului pe orbitalul de valență a impurității acceptoare este mai mică decât energia necesară pentru a fi liber în rețea. De aceea electronii generați termic vor ocupa acești orbitali, producându-se un transfer de goluri între orbitalii de valență ai impurității și cei ai atomilor cristalului. Fenomenul, dependent de temperatură, poartă numele de **generare termică extrinsecă a golurilor**. În acest caz se produce un exces de goluri, electronii legați în impu-

rități neparticipând la conducție. Și fenomenul invers are loc, pentru o anumită temperatură realizându-se echilibrul dinamic între transferul de goluri dintre cele două tipuri de orbitali de valență. Odată cu creșterea temperaturii se ajunge ca, la o anumită temperatură (temperatură de epuizare), toți acceptorii să fie ionizați. În acest caz care concentrația de goluri este egală cu concentrația acceptorilor:

$$p = N_a.$$

Peste această temperatură începe generarea intrinsecă, când sunt generați termic perechi electron-gol în concentrație n_i . În acest caz concentrația totală a golurilor de pe orbitalii de valență este: $p = n_i + N_a$, iar a electronilor liberi din cristal este: $n = n_i$. În această situație spunem că în semiconductor golurile sunt

purtători de sarcină majoritari, iar electronii minoritari. Dacă temperatura continuă să crească astfel încât concentrația $n_i \gg N_a$ semiconductorul cu acceptori trece în regim de conducție intrinsecă.

Câteva proprietăți ale semiconductorilor îi fac utili în aplicațiile electronice:

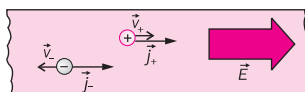
- cantitatea de impurități introdusă în rețeaua cristalină poate fi controlată;
- comportarea semiconductorilor impurificați poate varia în funcție de factori externi precum temperatura, lumina, câmpurile electrice sau magnetice;
- este posibilă crearea unui mare număr de dispozitive electronice pasive sau active pe baza variațiilor concentrațiilor de impurități și a modalităților de dopare;
- au dimensiuni mici.

Rezumat

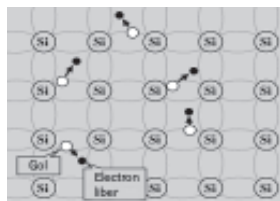
- Legătura metalică este datorată electronilor de valență ai atomilor metalului care, la temperaturi normale sunt delocalizați în sensul că ei aparțin întregii structuri atomice a rețelei metalice.
- Pentru un curent de particule cu sarcini electrice diferite, densitatea de curent este:

$$\vec{j} = \left(\sum_{i=1}^n n_i q_i \mu_i \right) \vec{E} = \sigma \vec{E}$$

(σ – conductivitate electrică)



- Conductivitatea electrică a unui metal este: $\sigma = \frac{ne^2\lambda}{2m\mu}$.
- Legătura covalentă este legătura în care atomii vecini își pun în comun fiecare câte un electron. Legătura nu permite asocierea unei sarcini electrice nete unuia dintre atomii cristalului.
- Semiconductor intrinsec – semiconductor format din atomi de același fel. Într-un semiconductor intrinsec are loc generarea termică de perechi electron-gol, și recombinare. Concentrațiile de goluri (p) și cele de electroni (n) sunt egale.
- Conducția în semiconductor intrinsec este datorată electronilor și golurilor.



Densitatea de curent (\vec{j}) este:

$$\vec{j} = \vec{j}_+ + \vec{j}_- = pe\vec{v}_+ + n(-e)(-\vec{v}_-) = n_i e(\vec{v}_+ + \vec{v}_-).$$

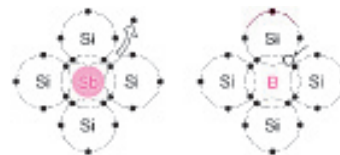
În funcție de mobilitățile (μ_+) și (μ_-), celor două tipuri de sarcini densitatea de curent este:

$$\vec{j} = n_i e(\mu_+ + \mu_-) \vec{E} = \sigma \vec{E},$$

unde σ este conductivitatea electrică:

$$\sigma = ne(\mu_+ + \mu_-)$$

- Semiconductorii extrinseci sunt semiconductorii impurificați cu elemente:



- pentavalente – donori de electroni \Rightarrow semiconductor de tip-n sau
- trivalente – acceptori de electroni \Rightarrow semiconductor de tip-p.

- Conducția electrică în semiconductorii extrinseci de tip-n la o temperatură mai mică decât temperatura de epuizare este datorată electronilor cu o concentrație $n \ll N_d$ (concentrația donurilor). Peste temperatura de epuizare la conducție participă și perechile electron-gol generate termic. Concentrația totală a electronilor liberi (purtători majoritari) este: $n = n_i + N_d$, iar a golurilor (purtători minoritari) este: $p = n_i$. Pentru temperaturi la care $n_i \gg N_d$, semiconductorul cu donori trece în regim de conducție intrinsecă.

- Conducția electrică în semiconductorii extrinseci de tip-p cu o concentrație a acceptorilor N_a , la temperaturi coborâte este asigurată de goluri până la ionizarea tuturor acceptorilor. Peste această temperatură are loc generarea intrinsecă, concentrația totală a golurilor (purtători de sarcină majoritari) fiind: $p = n_i + N_a$, iar a electronilor (purtători de sarcină minoritari): $n = n_i$. Pentru temperaturi la care $n_i \gg N_a$ semiconductorul trece în regim de conducție intrinsecă.



Verificați-vă cunoștințele

1. Legătura ionică este rezultatul atracției particulelor de sarcini electrice de semn contrar. Există și alte tipuri de legături moleculare de natură electrică sau există alte tipuri de interacțiuni implicate? Explicați.
2. Molecula de hidrogen H_2^+ conține doi nuclei de hidrogen și doar un singur electron. Ce fel de legătură moleculară este responsabilă de această structură? Explicați.
3. Ce factori determină dacă un material este un conductor sau un izolator electric? Explicați.
4. Un atom de zinc izolat are o configurație electronică $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 4s^2, 3d^{10}$. Cum poate fi zincul conductor dacă substratul său de valență este plin? Explicați.
5. De ce materialele bune conductoare termice sunt bune conductoare electrice?
6. Care este caracteristica principală a unui material care se comportă ca o impuritate donoare pentru semiconductori ca Si sau Ge? Dar pentru a fi un acceptor?
7. Calculați rezistivitatea unui monocristal de siliciu intrinsec, dacă la temperatura $T = 300$ K concentrația intrinsecă a purtătorilor este $n_+ = n_- = 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, iar mobilitățile sunt $\mu_+ = 0,05 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ și $\mu_- = 0,12 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.
8. Există câteva metode de a elimina electroni de la suprafața unui semiconductor. Pot fi golurile eliminate la rândul lor de la suprafață? Explicați.
9. Care este viteza de drift a electronilor într-un conductor de argint cu secțiunea $S = 3,14 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ străbătut de un curent $I = 5 \text{ mA}$, dacă fiecărui atom îi corespunde un singur electron de conducție. Se dau: masa molară $\mu = 107,8 \text{ kg/kmol}$, densitatea $\rho = 10,5 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, constanta lui Avogadro N_A și sarcina electronului.
10. Un conductor metallic ce se deplasează cu viteza $v_0 = 20 \text{ m/s}$, perpendiculară pe secțiunea lui, este frânat brusc până când viteza v se reduce la jumătate. Stabiliți numărul electronilor de conducție care trec prin unitatea de suprafață a secțiunii, dacă rezistivitatea conductorului metallic este $\rho = 1,55 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$, sarcina electronului $e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ și masa acestuia este $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$. Se consideră capetele conductorului legate de un conductor de rezistență neglijabilă.
11. Un conductor metallic cu lungimea $l = 10 \text{ m}$, la capetele căruia s-a aplicat o tensiune $U = 300 \text{ V}$, prezintă o mobilitate a electronilor de conducție de $4,78 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. În cât timp străbate electronul lungimea conductorului?



Lectură

Conform modelul Bohr al atomului, energia electronilor în atom este cuantificată, trecerea electronului dintr-o stare energetică în alta necesitând transferul unor valori bine determinate de energie. În atom, electronii cei mai depărtați de nucleu ocupă nivelul energetic numit – de valență. Următorul nivel energetic în ordine crescătoare, pe care-l poate ocupa electronul în structura atomică a cristalului se numește nivel de conducție. În acest caz electronul este liber în cristal participând la curentul electric. Diferența de energie dintre nivelul de valență și cel de conducție reprezintă valori energetice interzise electronului de unde îi vine și numele de bandă interzisă.

În orice solid, pentru a se produce conducție electrică, trebuie să existe electroni liberi pe nivelele de conducție. Această energie poate fi furnizată prin: încălzire, iradiere sau prin intermediul câmpurilor electrice.

Diferențele dintre cristalele conductoare, izolatoare și semiconductoare pot fi evidențiate prin figurarea nivelelor de energie ocupate de electroni în corpul solid. Să presupunem formarea unui corp solid pur, din atomi identici

aflați inițial la distanță mare unul de altul. În acești atomii electronii sunt situați pe orbitali cu energii identice (fig. 11a), când distanța dintre atomi ajunge la ordinul de mărime a distanțelor interatomice din solid (fig. 11b), ca urmare a interacțiunii coulombiene, nivelele de energie ale orbitalilor electronilor se multiplică dând nivele cu energii apropiate, dar distincte ce formează benzi de energie (fig. 11).

Dicționar

Bandă de valență: totalitatea nivelelor de energie provenite din interacțiunea coulombiană a electronilor de valență.

Banda de conducție: totalitatea nivelelor energetice posibile ale electronilor liberi în cristal.

Banda interzisă: zonă de separație energetică dintre banda de valență și cea de conducție. Cuprinde nivele energetice interzise electronilor.

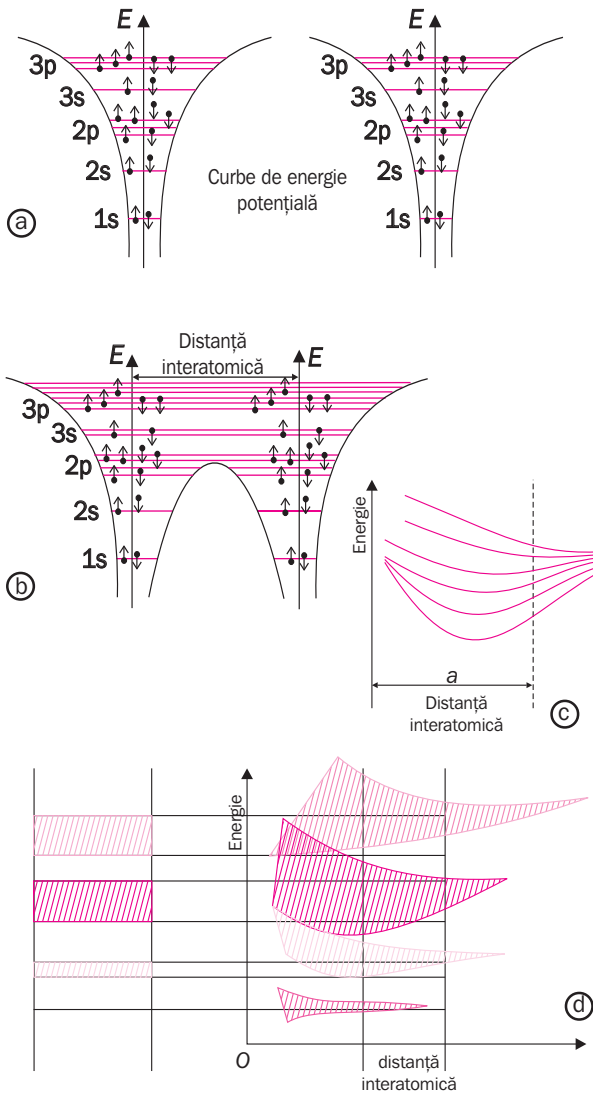


Fig. 11. Nivele energetice ale electronilor și ocuparea acestora în atomi independenți (a), multiplicarea nivelelor energetice la formarea cristalului datorită interacțiunii coulombiene (b și c) și formarea benzilor de energie (d).

Dacă cristalul este format din N atomi, o bandă de tip s va avea N nivele pe care le pot ocupa $2N$ electroni, câte doi electroni cu spini opuși pentru fiecare nivel. O bandă tip p este formată din $3N$ nivele pe care le pot ocupa $6N$ electroni, etc.

Trecerea unui electron din banda de valență în cea de conducție are loc numai dacă electronul primește o energie echivalentă diferenței energetice dintre cele două benzi.

Dacă urmărim proprietățile elementelor din grupa a IV-a (fig. 12) constatăm că o bandă interzisă de 5,5 eV plasează carbonul în grupa izolatoarelor în timp ce valori 1,1 eV și respectiv 0,7 eV, plasează siliciul și respectiv germaniul în grupa semiconductorilor.

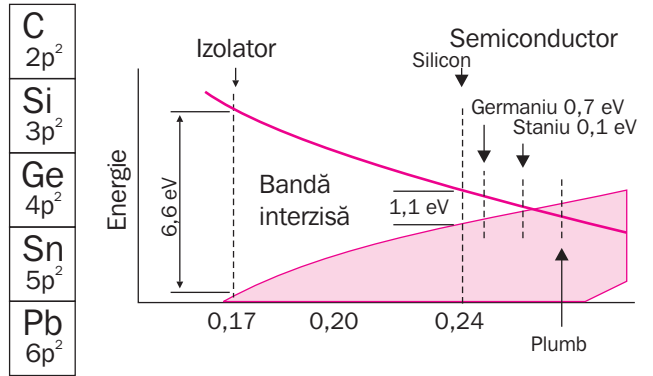


Fig. 12. Variația lărgimii benzii interzise în cazul cristalelor din grupa a IV-a.

Lărgimea benzii interzise permite clasificarea corpurilor solide potrivit conducerii acestora:

- izolatoare – banda interzisă are valoare mare (este dificilă trecerea electronilor în banda de conducție).
- conductoare – banda de valență se suprapune în regiunea ei superioară cu regiunea inferioară a benzii de conducție (electroni liberi care participă la conducție).
- semiconductori – lățimea benzii interzise este mică (creșterea temperaturii peste 0 K furnizează unor electroni din banda de valență suficientă energie pentru escaladarea benzii interzise).

Modificări în structura benzii interzise a semiconductorilor extrinseci. Impurificarea introduce în banda interzisă a semiconductorilor, nivele energetice suplimentare datorate impurităților.

- Electronul suplimentar al atomului unei impurități donoare ocupă în banda interzisă un nivel energetic apropiat de banda de conducție (fig. 13a). Acest nivel energetic nu aparține întregului cristal, ci este localizat doar în vecinătatea atomilor de impuritate (linie întreruptă). La temperatura camerei electronii de pe aceste nivele trec, practic în totalitate, în banda de conducție.

- În cazul semiconductorului de tip p , legătura covalentă nesatisfăcută a atomilor acceptori introduce în banda interzisă nivele energetice apropiate de banda de valență (fig. 13b), localizate în vecinătatea atomilor de impurități. La temperatura camerei nivelele acceptoare ale tuturor atomilor acceptori sunt practic ocupate de electroni din banda de valență care vor lăsa în urma lor goluri (fig. 13).

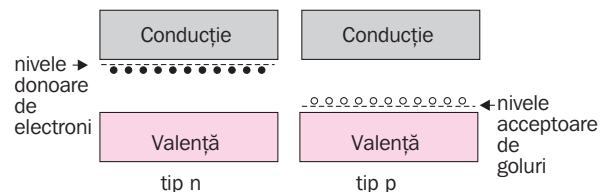


Fig. 13. Nivele suplimentare în semiconductorii extrinseci de tip-n (a) și de tip-p (b).

Când se realizează contactul dintre un semiconductor de tip-p și unul de tip-n, se obține ceea ce se numește o joncțiune p-n. Comportarea unui astfel de dispozitiv este diferită față de comportarea oricăruia dintre materialele semiconductoră care realizează contactul. Dispozitivul reprezintă o diodă semiconductoră.

O joncțiune p-n se poate realiza prin difuzia la temperaturi înalte a unui tip de impuritate care schimbă zonal conducția inițială a unui semiconductor extrinsec. De exemplu, într-un semiconductor de tip-n difuzia unui acceptor de electroni într-o concentrație care să schimbe purtătorul majoritar de sarcină duce la realizarea în același cristal a două tipuri diferite de semiconductori. În zona de contact se formează o joncțiune cu grosimi cuprinse între 10^{-6} și 10^{-7} m.

Pentru a înțelege formarea joncțiunii p-n să ne imaginăm două porțiuni semiconductoră, una de tip n și una de tip p (fig. 1a) realizate în același material semiconductor. Electronii liberi din zona n și golurile din zona p (purtători de sarcină mobili, majoritari în cei doi semiconductori) pot trece inițial de o parte și alta a joncțiunii (fig. 1b). Când aceștia se întâlnesc se neutralizează. Ca urmare, în joncțiune scade concentrația purtătorului de sarcină mobil, majoritar (electroni, respectiv goluri). Odată cu dispariția purtătorilor mobili din joncțiune, ionii de impurități din cei doi semiconductori (ionii negativi în semiconductorul de tip-p și ionii pozitivi în semiconductorul de tip-n) care nu pot părăsi structura rețelei cristalului semiconductor determină apariția unui câmp electric al joncțiunii (\vec{E}_j). Acesta are tendința de a păstra joncțiunea liberă de sarcina electrică mobilă majoritară din cele două zone semiconductoră (fig. 1d), favorizând în schimb difuzia purtătorilor minoritari (electroni în p și goluri în n)

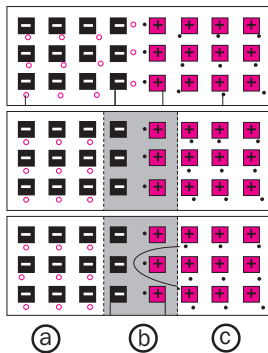


Fig. 1. Părțile componente (a), cuplarea fizică a semiconductorilor și migrarea sarcinilor libere (b), realizarea joncțiunii sărăcită în sarcini libere care se opune continuării trecerii acestora (c).

proveniți prin generare termică. Odată joncțiunea formată, electronii din regiunea de tip-n nu vor mai putea migra fiind respinși de ionii negativi din regiunea p și atrași de ionii pozitivi din regiunea n. Similar se întâmplă cu golurile din regiunea p atrase de ionii negativi din p și respinse de cei pozitivi din n.

Joncțiunea acționează ca o barieră, blocând trecerea oricărui curent al purtătorilor majoritari de sarcină. Principalele procese fizice care au loc în joncțiune p-n la echilibru pot fi examinate calitativ în figura 2.

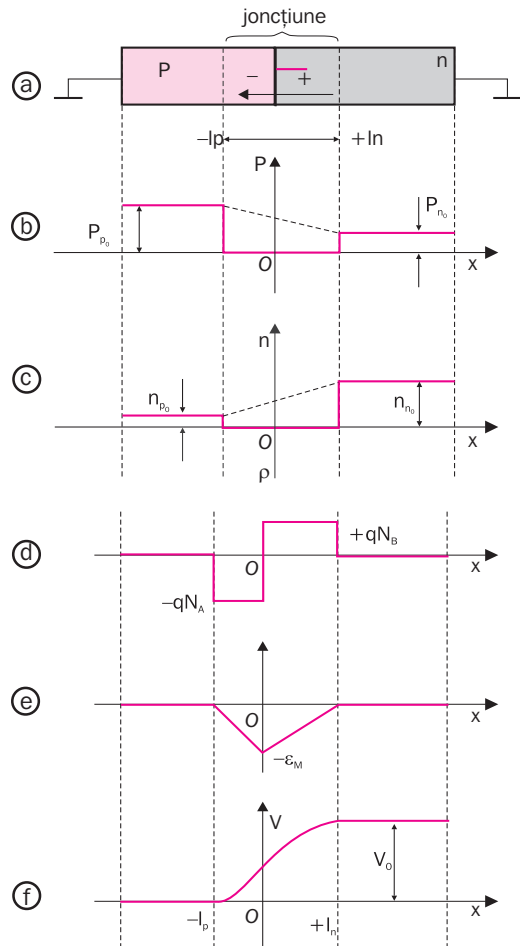


Fig. 2. (a); concentrațiile de goluri în regiunea p, în joncțiune și în n (b); concentrațiile electronilor liberi în p, în joncțiune și în n (c); excesul de sarcină fixă negativă și pozitivă datorată impurităților acceptoare și donoare în joncțiune (d). Câmpul electric produs de sarcinile fixe din joncțiune, ioni donori/acceptori (e); variația potențialului electric (V) de-a lungul semiconductorului (f).

Un semiconductor în care s-a realizat o joncțiune $p-n$ constituie o diodă semiconductoare. Ea lasă curentul să treacă numai într-un singur sens. De fapt, chiar numele de diodă provine de la grecescul *diodas*, care înseamnă trecere. Într-o diodă semiconductoare, reprezentată în circuit ca în fig. 4c, 5c semiconductorul de tip p este reprezentat prin săgeată, iar cel de tip n prin bara verticală.

A. Polarizare directă

Dacă joncțiunii $p-n$ i se aplică o tensiune directă U prin conectarea bornei plus a generatorului de tensiune la regiunea p a acesteia, iar a bornei minus la regiunea n , prin joncțiune va acționa un câmp electric extern \vec{E} . Aceasta se suprapune câmpului electric intern \vec{E}_0 , dintre sarcinile spațiale imobile date de ionii de impurități din joncțiune. Cele două câmpuri au sensuri contrare. Intensitatea câmpului rezultat scade ceea ce permite trecerea purtătorilor mobili majoritari prin joncțiune (golurile, din p în n , și electronii din n în p). Aceasta duce la apariția unui proces de recombinare.

Purtătorii majoritari care dispar în urma acestei recombinații sunt înlocuiți de goluri și, respectiv, electroni furnizați de generatorul de tensiune care alimentează dioda.

Creșterea câmpului electric extern poate determina compensarea totală a sarcinii ionilor din cele două zone ale joncțiunii, ceea ce determină dispariția acesteia. În acest moment, conductivitatea joncțiunii devine egală cu a semiconductorului.

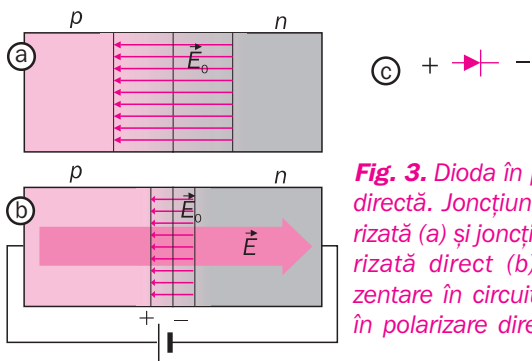


Fig. 3. Dioda în polarizare directă. Joncțiune nepolarizată (a) și joncțiune polarizată direct (b). Reprezentare în circuit a diodei în polarizare directă (c).

B. Polarizare inversă. În cazul aplicării unei polarități inverse a tensiunii, câmpul electric extern (\vec{E}) are același sens cu câmpul intern al joncțiunii (\vec{E}_0). Acest lucru duce la scăderea numărului de purtători majoritari care străbat joncțiunea. Intensitatea curentului datorat purtătorilor majoritari devine neglijabilă, comparativ cu cea a purtătorilor minoritari generați

termic în joncțiune. Aceștia vor difuza prin joncțiune și, întâlnind sarcinile majoritare de semn contrar din zonele adiacente joncțiunii, se vor recombină cu acestea, determinând creșterea grosimii joncțiunii.

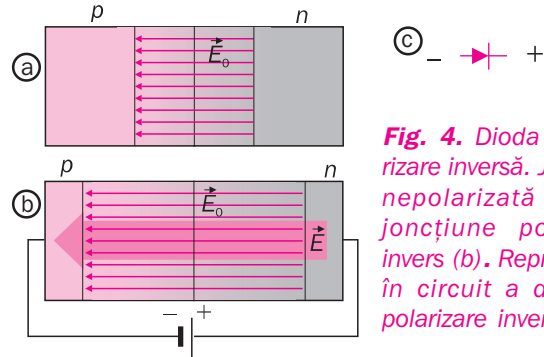


Fig. 4. Dioda în polarizare inversă. Joncțiune nepolarizată (a) și joncțiune polarizată invers (b). Reprezentare în circuit a diodei în polarizare inversă (c).

În acest fel, polarizările directă și inversă a joncțiunii duc la modificarea rezistenței interne a acesteia (R_i), (scădere, în primul caz, și creștere în cel de-al doilea). Astfel se explică conducția unidirecțională a curentului. Rezistența internă $R_i = \Delta U / \Delta I$ are o valoare foarte mare ($10^4 - 10^5 \Omega$) în polarizare inversă și o valoare de doar câțiva ohmi în polarizare directă.

Caracteristica curent – tensiune a diodei

În polarizare directă tensiune necesară funcționării diodei este mică (de exemplu de circa 0,7 volți în cazul siliciului) (fig. 5). Această tensiune este necesară pentru declanșarea în joncțiune a procesului de combinare între goluri și electroni. După cum apare pe caracteristică în polarizare directă variația intensității curentului cu tensiunea aplicată este de tip exponențial.

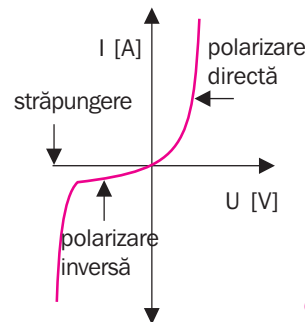


Fig. 5. Variația cu tensiunea aplicată a intensității curentului prin joncțiunea $p-n$.

O diodă ideală în polarizare inversă determină blocarea curentului. Diodele reale lasă să treacă curenți a căror intensități sunt de ordinul a câtorva microamperi.

La aplicarea unei tensiuni inverse suficient de puternice dioda permite trecerea curentului, fenomen numit străpungere. De obicei însă, tensiunea de străpungere este mult mai mare decât cea la care poate fi supusă dioda în circuit.

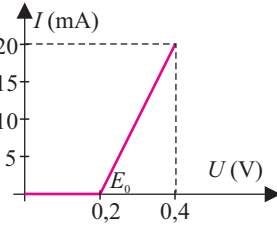
Exemplu

Fiind dată caracteristica ideală curent - tensiune a unei diode semiconductoră, să se determine:

- tensiunea E_0 de deschidere a diodei;
- rezistența dinamică a diodei (R_d);
- rezistența statică a diodei, când prin ea trece un curent $I_0 = 20$ mA;
- ecuația caracteristicii curent - tensiune a diodei.

Rezolvare

- Tensiunea de deschidere a unei diode (E_0) este tensiunea de la care încolo trece curent prin diodă. În cazul diagramei considerate: $E_0 = 0,2$ V
- Rezistența dinamică (R_d) se definește ca raportul $\frac{\Delta U}{\Delta I}$, când prin diodă circulă curent. Alegând $\Delta U = 0,2$ V, se obține din grafic $\Delta I = 20$ mA.



$$\text{Deci } R_d = \frac{\Delta U}{\Delta I} = 10 \Omega.$$

c) Rezistența statică a diodei este raportul U / I la o anumită valoare a intensității curentului prin diodă. Astfel, la $I_0 = 20$ mA, tensiunea $U_0 = 0,4$ V, deci:

$$R_s = \frac{U_0}{I_0} = 20 \Omega$$

d) Ecuația caracteristică curent - tensiune este ecuația dreptei ce dă variația curentului în raport cu tensiunea în polarizare directă. Din expresia rezistenței dinamice se obține, pentru această porțiune: $\Delta I = \frac{\Delta U}{R_d}$

Când I variază între $I = 0$ și o valoare maximă, tensiunea variază între tensiunea de deschidere E_0 și o valoare maximă. Se obține:

$$I = \frac{1}{R_d}(U - E_0), \text{ pentru } U > E_0. \text{ Pentru } U < E_0 \Rightarrow I = 0.$$

Diodele pot fi utilizate la protecția dispozitivelor electronice în care inversarea sursei de curent ar putea determina distrugerea acestora. Introducerea unei diode blochează trecerea curentului de la baterie dacă aceasta a fost poziționată greșit.



Lectură

Joncțiunea p-n în teoria benzilor de energie

Din perspectiva teoriei benzilor de energie joncțiunea pn este reprezentabilă prin plierea benzilor de conducție și valență la trecerea prin joncțiune. Efectul câmpului electric poate fi pus intuitiv în evidență dacă se asimilează purtătorii de sarcină cu niște particule grele care se deplasează pe o suprafață denivelată. După cum se observă din figura 6, suprafața pe care trebuie să se deplaseze golurile se află la un nivel mai scăzut în p decât în n. Pentru a trece prin joncțiune golurile trebuie să escaladeze diferența de nivel energetic. Doar golurile cu suficientă energie vor putea depăși joncțiunea. Pe de altă parte, golurile din p sunt favorizate în coborârea pantei în p. Efectul câmpului electric asupra electronilor, datorită sarcinii negative a acestora, este invers. Suprafața pe care se deplasează electronii se poate obține prin inversarea profilului suprafeței pe care se deplasează golurile (fig. 6). Din această reprezentare se observă că în joncțiune câmpul electric frânează deplasarea purtătorilor mobili majoritari, favorizând-o pe cea a minoritariilor.

Joncțiune p-n polarizată direct. Din punctul de vedere al benzilor de energie, polarizarea directă determină o scădere a pantei joncțiunii ceea ce permite electronilor majoritari din n deplasarea prin joncțiune și recombinarea cu golurile din imediata vecinătate a acesteia din zona p. Odată depășită joncțiunea electronul se va putea deplasa din gol, în gol către terminalul pozitiv (fig. 6b).

Joncțiunea p-n polarizată invers. Din punctul de vedere al benzilor de energie în polarizare inversă creșterea

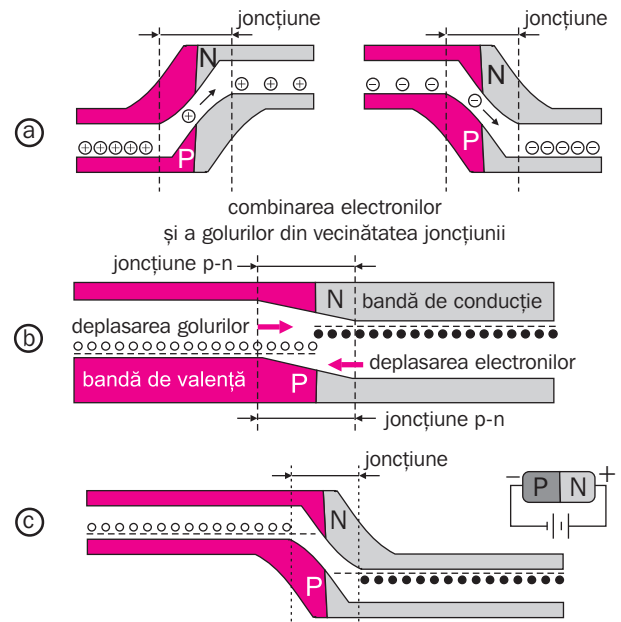


Fig. 6. Deplasarea purtătorilor mobili majoritari și minoritari în joncțiunea p-n (a), Benzile de energie în joncțiunea p-n polarizată direct (b) și invers (c).

grosimii joncțiunii este echivalentă creșterii pantei dintre benzile de energie în cele două tipuri de semiconductoră. Aceasta blochează și mai mult trecerea electronilor din zona n în zona p, energiile acestora fiind și mai mari (fig. 6c).

Dicționar

Redresare: transformare a curentului alternativ în curent continuu.

Laborator**A. Redresarea monoalternanță****Materiale necesare:**

- transformator coborâtor de tensiune
- diode semiconductoare
- rezistor
- osciloscop catodic

Se realizează montajul din fig. 7a. Prin această conectare, tensiunea din secundarul transformatorului, a cărei imagine este vizualizată pe osciloscop (fig. 7b – sus), se aplică diodei semiconductoare.

- Curentul trece prin diodă doar în polarizare directă (alternanță pozitivă).
- În cazul alternanței negative, dioda nu permite trecerea curentului.
- Variația în timp a tensiunii culese pe rezistorul de sarcină este dată în fig. 7b – jos.

Concluzie: Dioda permite obținerea, dintr-o tensiune alternativă, a unei tensiuni periodice de același semn.

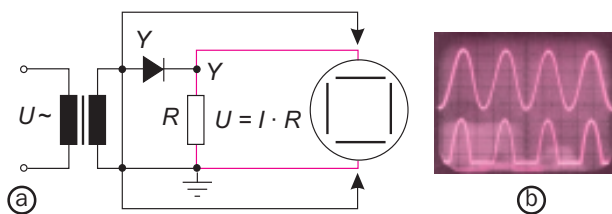


Fig. 7. Redresor monoalternanță (a), vizualizarea la osciloscop a tensiunii alternative (b) - sus și a tensiunii redresate (b) - jos.

B. Redresarea ambelor alternanțe – montaj cu două diode

- Se realizează montajul din fig. 8a.
- Tensiunea alternativă, la bornele secundarului transformatorului este vizualizată pe osciloscop fig. 8b.
- În timpul alternanței pozitive, potențialul punctului A este mai mare decât al punctului C, care, la rândul său este mai mare decât potențialul punctului B.
 - Dioda D_1 este polarizată direct, funcționează ca un comutator închis (k_1).
 - Dioda D_2 este polarizată invers, funcționează ca un comutator deschis (k_2) (fig. 9a).

În general, circuitele de redresare conțin elemente de circuit unidirecționale, cum este dioda. Prin diodă trece curent în polarizare directă (funcționează ca un comutator închis), în cazul polarizării inverse, prin diodă nu trece curent (funcționează ca un întrerupător deschis).

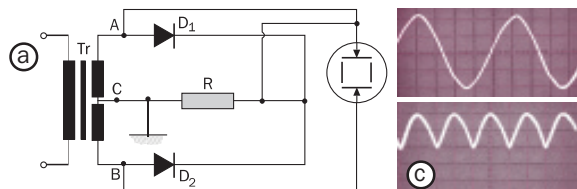


Fig. 8. Redresarea ambelor alternanțe cu două diode semiconductoare – schema montajului (a), imaginea tensiunii de redresat (b) și a celei redresate (c).

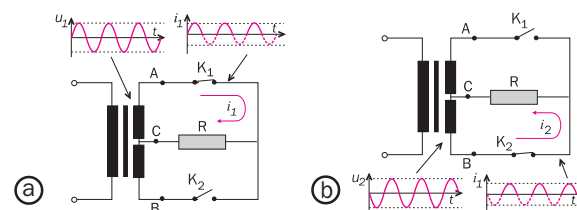


Fig. 9. Principiul de redresare a curentului alternativ cu un montaj cu două diode: redresarea alternanței pozitive (a) și a celei negative (b).

- În timpul alternanței negative, potențialul în punctul A este mai mic decât în C, care, la rândul său, este mai mic decât în B.
 - Dioda D_1 este polarizată invers - funcționează ca un comutator deschis (k_1).
 - Dioda D_2 este polarizată direct, funcționează ca un comutator închis (k_2), (fig. 9b).
- Imaginea tensiunii redresate observate la osciloscop este dată în fig. 8c.

Concluzie: Montajul cu două diode permite obținerea, dintr-o tensiune alternativă, a unei tensiuni periodice de același semn.

C. Redresarea ambelor alternanțe – montaj în punte

- Se realizează montajul din fig. 10a.

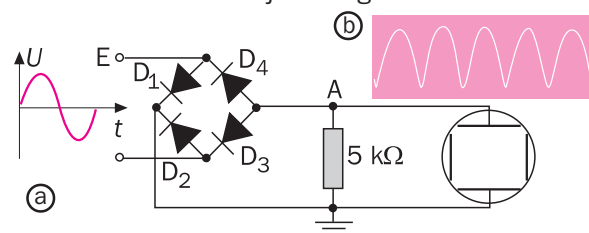


Fig. 10. Redresor în punte (a) și imaginea pe osciloscop a tensiunii redresate (b).

- Puntea este realizată cu ajutorul a patru diode dispuse astfel încât, pentru o alternanță, curentul trece prin perechea de diode D_1 și D_3 , iar pentru cealaltă alternanță prin D_2 și D_4 (fig. 10).

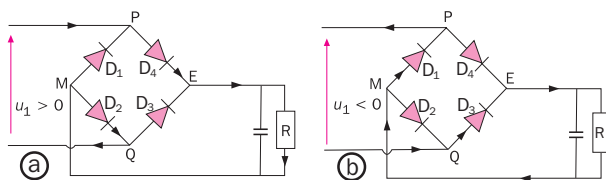


Fig. 10. Sensul curentului prin puntea de redresare, în alternanța pozitivă (a) și în cea negativă (b).

Concluzie: Puntea de diode permite obținerea, dintr-o tensiune alternativă, a unei tensiuni periodice de același semn. Utilizarea unui condensator legat în paralel cu o rezistență de sarcină permite netezirea tensiunii redresate. Acest ansamblu formează un filtru de netezire capacitiv.

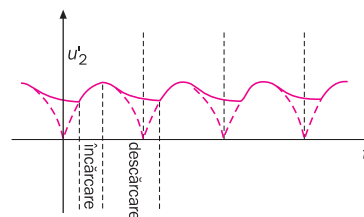


Fig. 11. Descărcarea condensatorului prin rezistor.

Rezumat

- Dioda semiconductoră este un dispozitiv în care în același cristal se schimbă într-o regiune îngustă tipul de conducție. Se formează o joncțiune p-n
- Joncțiunea p-n se caracterizează prin:
 - sărăcire în purtători mobili, majoritari de sarcină;
 - câmp electric propriu al joncțiunii, creat de ionii impurităților (ficsi) din cristal;
 - parcurgerea joncțiunii de curentul purtătorilor de sarcină minoritari;
 - variația cu temperatura a grosimii joncțiunii.

- Polarizare directă – joncțiunea p-n polarizată direct permite trecerea curentului. Joncțiunea se îngustează.
- Polarizare inversă – joncțiunea p-n polarizată invers nu permite trecerea curentului.
- Redresare: transformare a curentului alternativ în curent continuu.
- Poate fi redresată o singură alternanță a curentului alternativ, sau ambele (montaj cu două diode sau în punte).

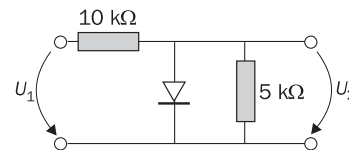


Verificați-vă cunoștințele

1. Care din următoarele elemente nu poate constitui impuritate pentru un semiconductor de tip p ?
a) aluminiu; b) indiu; c) bor; d) galiu; e) antimoniu.
2. Care din următoarele afirmații referitoare la semiconductori sunt adevărate:
a) Semiconductorii se clasifică în semiconductori de tip p și n , după grupa de valență a ionilor cu care se face impurificarea; b) Semiconductorii de tip p au ca sarcini majoritare golurile și minoritare electronii; c) Semiconductorii de tip n sunt impurificați cu atomi acceptori de electroni iar cele de tip p cu atomi donori de electroni; d) Sarcinile majoritare în semiconductorul de tip n sunt golurile.
3. Dacă un semiconductor prezintă o impurificare omogenă cu elemente pentavalente și trivalente în concentrații egale, care va fi tipul conducției majoritare?
a) de tip p ; b) de tip n ; c) ambele, în mod egal.
5. Care dintre următoarele afirmații referitoare la o diodă semiconductoră polarizată sunt adevărate?
a) în polarizare directă, plusul sursei este conectat la regiunea p a diodei; b) în polarizare inversă, câmpul electric extern aplicat are sens invers câmpului electric intern. c) în polarizare directă, grosimea joncțiunii crește, față de cazul diodei nepolarizate. d) în polarizare inversă,

curentul purtătorilor minoritari este mult mai mare decât curentul purtătorilor majoritari. e) în polarizare directă, se produce difuzia golurilor din p în n , urmată de recombinarea acestora cu electronii, sarcinile pierdute prin recombinare fiind compensate de sursă. f) la tensiuni directe mari, se produce străpungerea diodei.

6. Pentru circuitul din figură incluzând o diodă semiconductoră ideală (cu rezistență nulă, în polarizare directă), U_1 și U_2 reprezintă tensiunile de intrare și, respectiv, de ieșire. Realizați diagrama $U_2 = f(U_1)$.



8. Descrieți un experiment prin care ați putea trasa caracteristica curent-tensiune a unei diode semiconductoră. Realizați o diagramă a circuitului.
9. Descrieți două moduri în care se pot redresa ambele alternanțe ale curentului. Realizați diagramele circuitelor respective și stabiliți de fiecare dată sensul curentului prin rezistorul de sarcină. Figurați forma curentului la intrarea și la ieșirea sistemului de redresare.
10. Explicați rolul unui filtru capacitiv și modul său de funcționare. Ați putea realiza același lucru folosind o bobină?

Scurt istoric. Tranzistorul este considerat de mulți una dintre cele mai mari invenții ale istoriei moderne, fiind componenta cheie a majorității dispozitivelor electronice. Primele patente ale tranzistorului cu efect de câmp au fost înregistrate în Germania în 1928 de J. E. Lilienfeld și în 1934 de O. Heil, dar abia în 1947 W. Shockley, J. Bardeen și W. Brattain au reușit cu certitudine să realizeze un tranzistor. Dezvoltarea rapidă a tranzistorului a făcut ca în următorii 20 de ani acesta să înlocuiască în montajele electronice tuburile cu vid, iar mai apoi a făcut posibilă apariția circuitelor integrate.

Shockley, Bardeen și Brattain au primit premiul Nobel în fizică “pentru cercetările lor asupra semiconductorilor și descoperirea efectului tranzistor”.

Clasificare. Clasificări ale tranzistorilor pot fi făcute după: semiconductorul folosit (germaniu, siliciu, galiu, arseniu etc); structură (TB, TEC-J, TEC-MOS etc.) purtătorul mobil de sarcină electrică majoritar (n-p-n, p-n-p, canal-n, canal-p), putere (joasă, medie, mare), utilizare (amplificare, comutare etc.) și alți parametri. Astfel, un tranzistor poate fi descris ca: siliciu, TB, n-p-n, de mică putere, comutator etc.

4.3.1.

Efectul tranzistor - tranzistorul bipolar (TB)

Tranzistoarele bipolare cu două joncțiuni, sunt numite astfel deoarece regimul lor de conducție este asigurat atât de purtătorii de sarcină majoritari cât și de cei minoritari. Au fost primele tranzistoare produse industrial. Ele sunt dispozitive electronice alcătuite dintr-un monocristal semiconductor în care se realizează două joncțiuni p-n în două configurații posibile – p-n-p sau n-p-n (fig. 1). Regiunile extreme cu același tip de conducție poartă numele de *emitor* (E) și respectiv *colector* (C), iar regiunea centrală se numește bază (B).

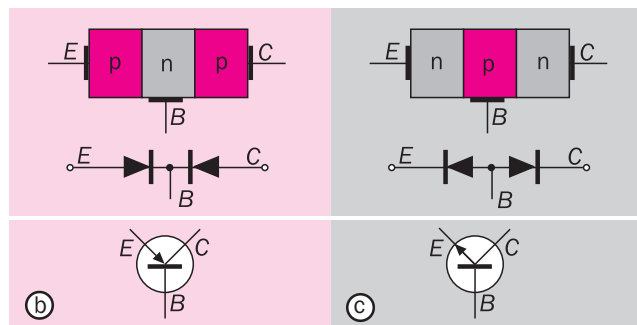


Fig. 1. Diferite tipuri de tranzistori (a). Configurația tranzistorilor p-n-p și n-p-n (b) și simbolurile de reprezentare ale acestora în scheme electronice (c).

Cele două joncțiuni ale tranzistorului pot fi comparate cu două diode conectate ca în figură. Curentul are astfel posibilitatea să treacă fie de la emitor și colector spre bază (p-n-p), fie de la bază prin emitor și colector (n-p-n).

Grosimea bazei este, din construcție, foarte mică (câțiva microni), ceea ce determină comportamentul special al tranzistorului.

Conexiunile tranzistorului la cele trei părți componente ale cristalului semiconductor sunt utilizate: două pentru intrare și două pentru ieșire. În acest fel, în montaje, unul dintre terminale este comun rezultând: montaj - bază comună, emitor comun sau colector comun.

Regimul de funcționare al unui tranzistor p-n-p în conexiune - bază comună, cu joncțiunile emitor-bază polarizată direct și joncțiunea bază-colector polarizată invers este prezentat în figura 2.

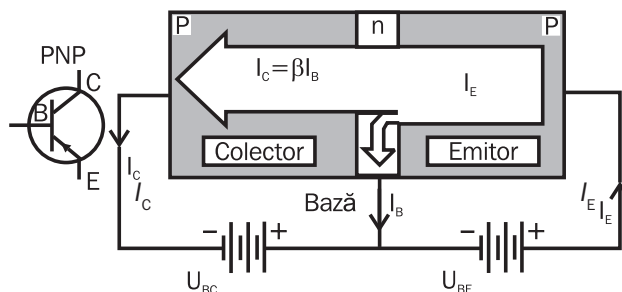


Fig. 2. Tranzistor p-n-p în montaj bază comună (a) și efectul tranzistor, reprezentat de principalii curenți (b).

Joncțiunea emitor-bază, polarizată direct, este străbătută de un curent puternic de purtători majoritari (goluri în p), din zona semiconductoră de tip-p în cea de tip-n. Aici golurile devin purtători minoritari. Polarizarea inversă a joncțiunii bază-colector, favorizează trecerea purtătorilor minoritari, deci a golurilor injectate în bază de către emitor. În bază, procesul de recombinare între golurile injectate din emitor și electroni (purtători

majoritari în bază), datorită grosimii mici a acesteia, este slab. Procesul de recombinare duce la o scădere slabă a concentrației electronilor în bază, suplinită de electronii veniți prin borna bazei, de la sursa de alimentare. Între 98-99% din golumile provenite de la emitor trec în

colector, formând curentul de colector. Acesta nu depinde, practic, de tensiunea dintre bază și colector (tensiune de colector). El este comandat prin modificarea tensiunii dintre bază și emitor (tensiune de emitor).

4.3.2. Modelarea funcționării tranzistorului cu efect de câmp

„Tranzistorul cu efect de câmp” - (TEC) este un dispozitiv care s-a dezvoltat având aceeași acțiune cu a tranzistorului bipolar. Denumirea provine de la faptul că un curent electric slab care intră printr-unul dintre electrozi crează un câmp electric în restul tranzistorului. Acest câmp urmărește semnalul de intrare controlând un al doilea curent ce traversează restul tranzistorului. Câmpul modulează cel de-al doilea curent care-l imită pe primul dar care poate fi substanțial mai mare.

Tranzistoarele cu efect de câmp (TEC), numite câteodată și tranzistoare unipolare deoarece utilizează un singur tip de sarcină în conducție, fac parte din două mari familii: TEC cu joncțiune (TEC-J) și TEC cu poartă izolată (TEC-PI). Cele din urmă mai sunt cunoscute și sub denumirea TEC cu metal-oxid-semiconductor (TEC-MOS).

TEC-J. Tranzistorul cu efect de câmp cu joncțiune (TEC-J) este un dispozitiv care conține două materiale semiconductoare și o singură joncțiune. El are trei electrozi numiți: sursă (s), drenă (d) și poartă sau grilă (g). Materialul semiconductor care face legătura între drenă și sursă este numit canal. Canalul este făcut dintr-un tip de semiconductor în timp ce poarta, care înconjoară canalul ca o centură, este făcută din alt tip de semiconductor. TEC-J este identificat după tipul materialului canalului: TEC-J cu canal *n* (fig. 3a) sau TEC-J cu canal *p* (fig. 3b).

Din punct de vedere constructiv (fig. 3c) tranzistorul, realizat într-un semiconductor de tip-*p*, cuprinde o secțiune în formă de U (dar mult mai plată) dintr-un semiconductor de tip *n*, în centrul căreia este o zonă realizată dintr-un semiconductor de tip *p*. Zonele de tip *n* și *p* pot fi inversate, dispozitivul funcționând în același fel, dar curentul fiind datorat golumilor. În partea superioară a cristalului semiconductor sunt atașați trei electrozi, corespunzând celor trei zone de impurificare.

La aplicarea unei tensiuni între drenă și sursă (U_{ds}), dispozitivul este străbătut de un curent (I_{ds}). Ca urmare a modului în care se comportă electronii în joncțiunea formată la interfața celor două materiale semiconductoare curentul circulă doar printr-un canal îngust la baza structurii în formă de U.

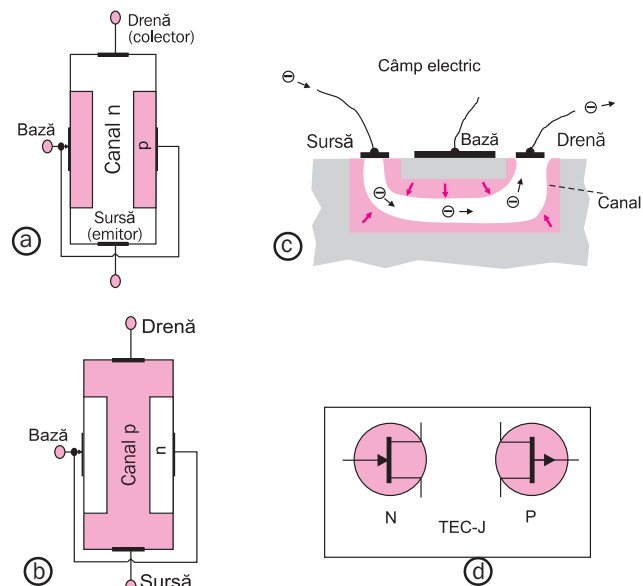


Fig. 3. TEC-J cu canal-*n* (sarcinile electrice mobile, majoritate în canal sunt electronii (a)). TEC-J cu canal-*p* (sarcinile electrice mobile, majoritate în canal sunt golumile (b)). Schema constructivă a unui TEC-J (c) cu dispunerea reală a canalului. Simboluri ale TEC-J în scheme electronice. Săgeata este poziționată pe electrodul porții și arată materialul de tip *n*.

Caracteristicile TEC-J. Parametrii unui tranzistor sunt curentii care-l traversează și tensiunile aplicate între electrozi. Caracteristicile sunt reprezentări grafice a variației a doi parametri când ceilalți sunt menținuți constanți. Dacă se introduce un al treilea parametru, pentru ale cărui valori constante se construiesc variațiile celorlalți doi, se obține o familie de caracteristici. Caracteristicile TEC-J se împart în: **caracteristici de ieșire** $I_{ds} = I_{ds}(U_{ds})$ când tensiunea grilă-sursă (U_{gs}) este constantă (fig. 4a) și **de transfer** $I_{ds} = I_{ds}(U_{gs})$ cu U_{ds} constant (fig. 4b).

Caracteristica de ieșire (fig. 4a). Pentru tensiuni U_{ds} mici, I_{ds} (curentul drenă-sursă) variază aproape liniar cu tensiunea, TEC-J comportându-se ca un reostat, a cărui rezistență variabilă este controlată de tensiunea aplicată ($U_{ds} < 0,1$ V). În acest domeniu tranzistorul poate fi utilizat ca amplificator de semnal.

Pentru tensiuni U_{ds} mai mari, se disting: o zonă neliniară (II), o zonă de saturație (III) în care I_{ds} variază foarte slab cu U_{ds} și o zonă de străpungere (IV), caracterizată printr-o creștere abruptă a curentului. Utilizat în regiunea de tensiune înaltă (IV) TEC-J acționează ca o comandă a sursei de curent – regim de comutație.

Caracteristica de transfer (fig. 4b). Caracteristica de transfer a TEC-J este utilă pentru stabilirea câștigului (proporțional cu panta curbei de transfer) și identificarea regiunii lineare.

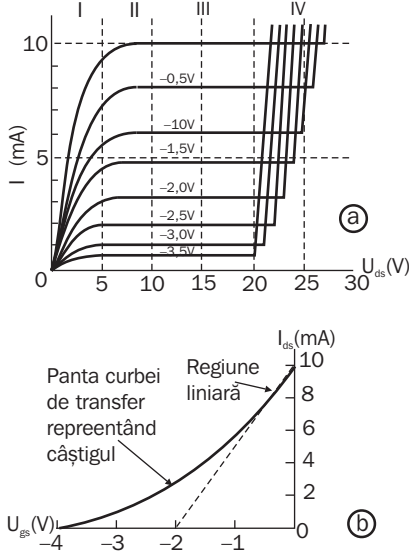


Fig. 4. Caracteristici de ieșire $I_{ds}=f(U_{ds})$ la $U_{gs} = \text{const.}$ Curbele din grafic sunt caracteristici unui TEC-J cu semnal scăzut. La tranzistoarele de putere curbele sunt similare, dar curenții sunt de ordinul zecilor de amperi (în loc de zeci de miliamperi) (a). Caracteristică de transfer $I_{ds} = I_{ds}(U_{gs})$ la $U_{ds} = \text{const.}$ (b).

Funcționarea TEC-J. La contactul celor două tipuri de semiconductori în zona canalului se formează o joncțiune p-n, deci o zonă sărăcită în purtătorii de sarcină majoritari, mobili. Ca în orice joncțiune, în polarizare directă dimensiunile acesteia scad, iar în polarizare inversă cresc. Variația dimensiunilor zonei sărăcite în sarcini mobile din jurul porții determină variația ariei secțiunii canalului și deci a intensității curentului (I_{ds}) care poate trece prin acesta. Efectul poate fi produs:

- de variația tensiunii drenă-sursă (U_{ds}) (fig. 5 I);
- de variația tensiunii pe poartă (U_{gs}) (fig. 5 II).

Polarizarea inversă a joncțiunii, determină îngustarea treptată a canalului și ștrangularea acestuia peste o anumită valoare a tensiunii drenă-sursă (U_{ds}) când curentul drenă-sursă (I_{ds}) este saturat.

La tensiuni U_{ds} mari, creșterea I_{ds} este abruptă datorită străpungerii. La capătul de lângă drenă al joncțiunii poartă-canal apare o multiplicare în avalanșă a purtătorilor de sarcină.

TEC-PI. Tranzistoarele cu efect de câmp cu poartă izolată (fig. 6) diferă de TEC-J prin faptul că, în acest caz poarta este izolată de semiconductor printr-un strat

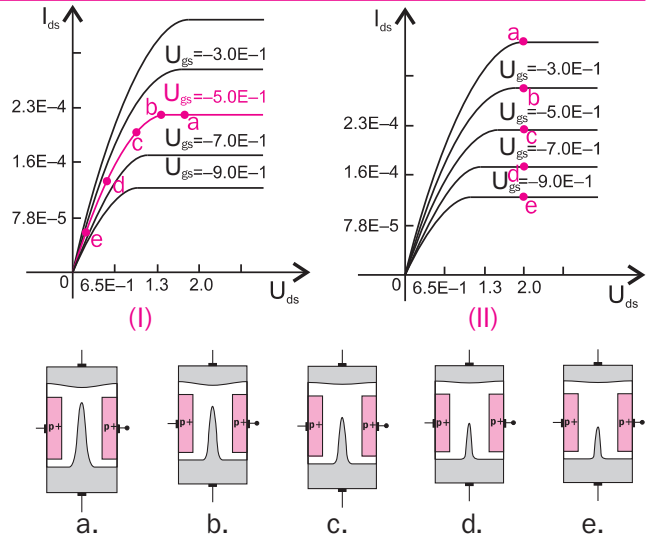


Fig. 5. Operarea TEC-J: în cazul unei tensiuni constante pe poartă (I) și în cazul unei tensiuni drenă-sursă constante (II). Este reprezentat și profilul de sarcină spațială din canal (a, b, c, d, e), pentru tensiunile de polarizare marcate pe caracteristica (II) $I_{ds} = I_{ds}(U_{gs})$.

de oxid de siliciu. Rezultatul este un dispozitiv cu impedanță mare de intrare (de ordinul a $10^{15} \Omega$) care permite o amplificare a semnalului cu interferențe minime din partea sursei de semnal. Dispozitivele cele mai utilizate de acest tip sunt cunoscute sub denumirea de TEC-MOS.

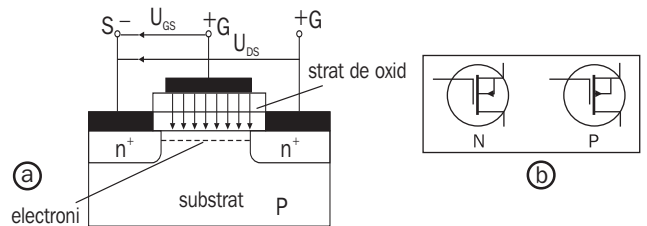


Fig. 6. Schemă constructivă a unui TEC-MOS cu grilă pozitivată în raport cu sursa (a) și reprezentare în schemele de circuit (b).

În TEC-MOS conducția se produce la suprafața semiconductorului. Proprietățile conductive sunt controlate de un câmp electric ce ia naștere ca urmare a aplicării unei tensiuni pe poartă.

• Când $U_{gs} \leq 0$ regiunile sursei și dreinei, împreună cu regiunea dintre acestea, formează două joncțiuni p-n legate în opoziție. Indiferent de polaritatea tensiunii aplicate între cele două, una dintre joncțiuni este polarizată invers, blocând calea de conducție.

• Când $U_{gs} > 0$ în stratul de oxid de sub poartă ia naștere un câmp electric orientat dinspre metal (grila), câmp care respinge de la interfață goliurile, măbind concentrația electronilor minoritari. Peste o anumită valoare a tensiunii (U_{gs}) numită tensiune de prag (U_p),

concentrația electronilor la interfață devine mai mare decât concentrația golumilor inversând tipul de conductivitate. Acest strat superficial dintre drenă și sursă - strat de inversie sau canal indus (aici, canal n) asigură conducția electrică între drenă și sursă.

Aplicarea unei tensiuni între drenă și sursă (U_{ds}), permite trecerea unui curent (I_{ds}) având sensul corespunzător polarității tensiunii U_{ds} . Dacă, după formarea canalului, mărim tensiunea U_{gs} , conductanța canalului crește. Un număr mai mare de electroni se acumulează în canal. Deci conductanța canalului este comandată de tensiunea U_{gs} , prin intermediul câmpului electric dintre grilă și substrat.

4.3.3. Aplicații

A. Tranzistoare în regim de amplificare

Dicționar

Amplificator: dispozitiv utilizat în scopul reproducerii unui semnal electric de intrare cu intensitate mărită. Amplificatorul poate fi de tensiune, de curent sau de putere.

Capacitatea de amplificare poate fi exprimată prin rapoarte ale unor mărimi similare de intrare și ieșire ale dispozitivului amplificator numite „câștig de tensiune/curent/putere”.

Tranzistorul poate fi utilizat pentru amplificare reglându-i regimul de funcționare în limitele variației liniare a parametrilor urmăriți. Primele amplificatoare cu tranzistori utilizau tranzistori bipolari (TB) de tip p-n-p sau n-p-n. Acțiunea amplificatoare a unui astfel de tranzistor poate fi demonstrată pe un circuit de tipul celui din fig. 7a. Este vorba de un montaj cu emitor comun în care rezistorul R din bază are rolul de protecție a tranzistorului împotriva unor curenți prea mari. După cum apare în caracteristica $I_c = f(I_B)$ (fig. 7b), o variație de ordinul zecimilor de miliamper a curentului în bază

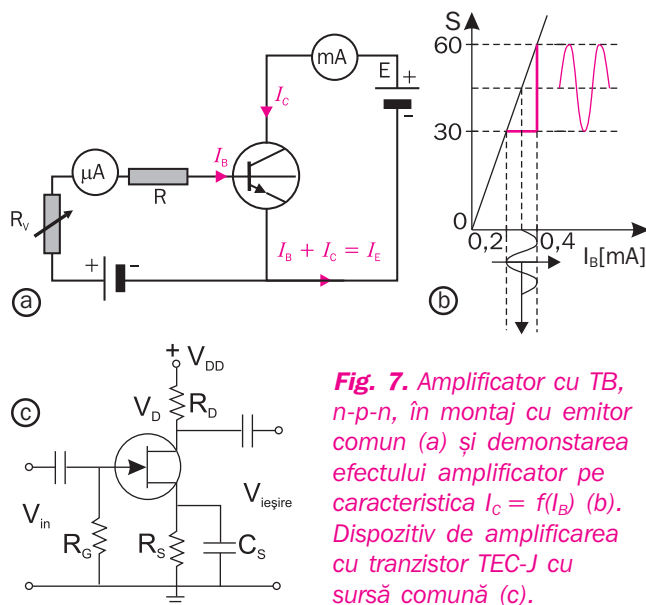


Fig. 7. Amplificator cu TB, n-p-n, în montaj cu emitor comun (a) și demonstrarea efectului amplificator pe caracteristica $I_c = f(I_B)$ (b). Dispozitiv de amplificarea cu tranzistor TEC-J cu sursă comună (c).

determină variații de ordinul zecilor de miliamperi ale curentului din colector.

Apariția TEC și mai ales a TEC-MOS a impus utilizarea acestora în circuitele de amplificare. Cea mai utilizată configurație de amplificare pentru un tranzistor TEC-J este cea cu sursă comună (fig. 7c).

B. Tranzistoare în regim de oscilație

Tranzistorul unijonțiune. Un tranzistor unijonțiune de tip n (fig. 8a) este realizat prin implantarea unei mici zone de tip p într-o bară dintr-un cristal de tip-n. Dispozitivul are două baze și un emitor necentrat pe bară.

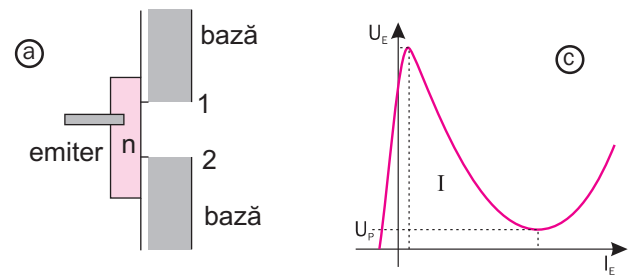


Fig. 8. Tranzistor unijonțiune de tip n (a) și reprezentarea acestuia în schemele de circuit (b). Caracteristica $I_E = f(U_E)$ (c).

Caracteristica $U_E = f(I_E)$ a unui astfel de tranzistor prezintă o zonă în care scăderea tensiunii pe emitor (I) determină o creștere a curentului (fig. 8c). Această zonă face posibilă utilizarea tranzistorului unijonțiune ca un oscilator (fig. 9a).

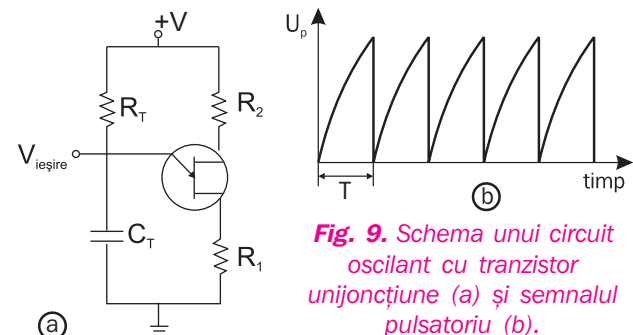


Fig. 9. Schema unui circuit oscilant cu tranzistor unijonțiune (a) și semnalul pulsatoriu (b).

Un circuit oscilant (fig. 9a) permite obținerea unui semnal pulsatoriu prin încărcarea condensatorului până la atingerea tensiunii de prag (U_p), de producere a descărcării. Perioada semnalului depinde de valorile rezistenței și condensatorului din circuit și scade cu scăderea rezistenței.

Importanța unui astfel de circuit este aceea că principiul lui se regăsește în unele circuite neurale. Este cazul, fibrelor de legătură ale nodului sino-atrial din partea dreaptă superioară a inimii care participă la declanșarea impulsurilor inimii regularizându-i bătăile. Viteza de relaxare a acestui oscilator este variabilă, și poate crește ca răspuns la efort sau alarmare. În situații în care, urmare a unor boli, parametrii de funcționare a sistemului biologic descris devin nesatisfăcători pot fi utilizate astfel de circuite drept stimulatori cardiaci.

C. Tranzistoare în regim de comutație

Tranzistorul poate conduce sau nu dependent de valorile parametrilor acestuia. În cazul unui TB, n-p-n (fig. 10), polarizarea pozitivă a bazei în raport cu emiterul determină creșterea joncțiunii. Ca urmare în tranzistor nu circulă curent. Tranzistorul se comportă ca un comutator deschis. Un puls de tensiune în circuitul bază-emitor care negativază baza în raport cu emiterul va determina scăderea grosimii joncțiunii bază emiter și trecerea curentului prin circuitul bazei, deci și prin cel al colectorului.

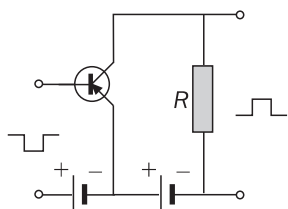


Fig. 10. Schemă de circuit cu TB, p-n-p, în regim de comutație.

În dispozitivul de comutație din figura 11, cunoscut sub numele de comutator negator, când A este la un potențial pozitiv tranzistorul conduce, iar când A este zero sau negativ, tranzistorul nu conduce. Dacă prin „0” reprezentăm o tensiune joasă, iar prin „1” o tensiune ridicată funcționarea dispozitivului este redat de tabelul din figura 11b.

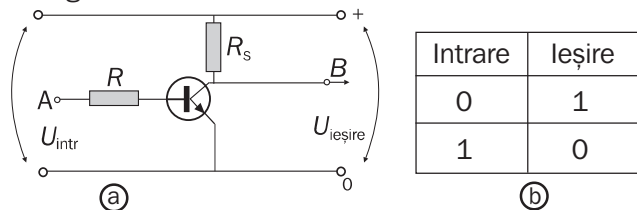


Fig. 11. Comutator negator cu TB, n-p-n (a), tabel de funcționare (b) și reprezentare grafică în circuit (c).

TEC sunt utilizate în regim de comutație ca urmare a posibilității de închidere sau deschidere a canalului în funcție de tensiunea aplicată pe poartă. Modificarea dimensiunilor canalului până la blocare determină sau nu trecerea curentului prin tranzistor. Tranzistoarele cu efect de câmp cel mai utilizate în comutație sunt cele de tip TEC-MOS, care au avantajul unui consum mult mai redus de energie.

Porți logice cu tranzistori

Tranzistorul în regim de comutație reprezintă cel mai simplu exemplu a ceea ce se numește o *poartă logică*.

Poarta logică este un circuit care modifică impulsurile care ajung la el, urmând operațiunile definite de algebra lui Boole. Sistemele utilizate folosesc doar două nivele de tensiuni: prezența acesteia (1) și absența ei (0).

Primele porți logice ce utilizau TB-uri în diferite structuri de comutație. În fig. 12 este reprezentat un comutator cu două intrări, A și B, și o ieșire. Tabelul de adevăr (fig. 12b) descrie toate combinațiile posibile ale intrărilor și ieșirilor comandate de poartă. Se vede că ieșirea este în starea „1” când *nici intrarea A, nici intrarea B* nu sunt polarizate.

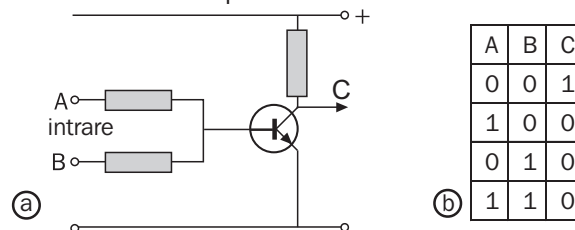


Fig. 12. Comutator cu două intrări și o ieșire (a) și tabelul de funcționare (b).

În poarta „ȘI” (fig. 13), A și B sunt intrări, iar C este ieșire. Sistemul poate fi descris de două comutatoare grupate în serie. El va funcționa doar când ambele comutatoare sunt închise.

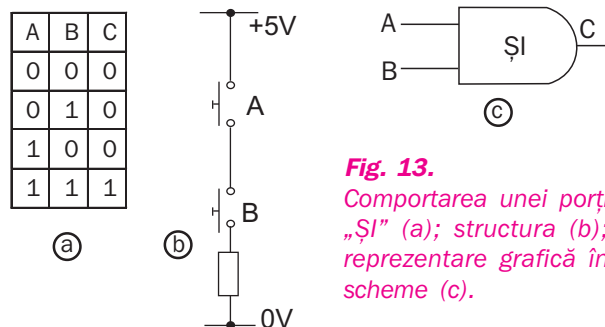
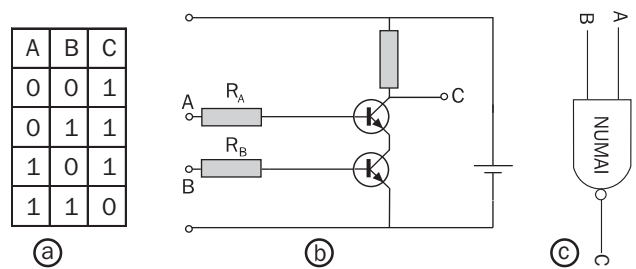
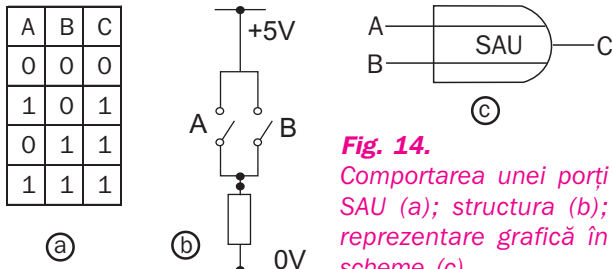


Fig. 13. Comportarea unei porți „ȘI” (a); structura (b); reprezentare grafică în scheme (c).

Poarta „SAU” (fig. 14) poate fi privită ca două comutatoare A și B legate în paralel. Indiferent care dintre comutatoarele A sau B sunt închise circuitul este parcurs de curent.

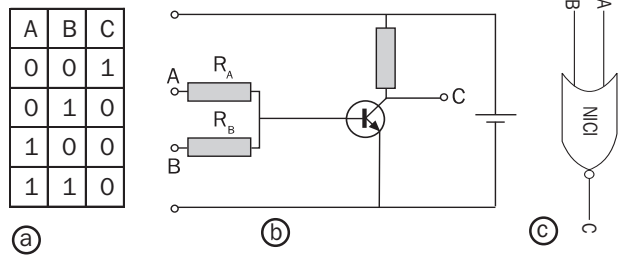


Alte două porți utilizate sunt porțile „NUMAI” (fig. 15) și „NICI” (fig. 16).

Poarta logică „NUMAI” transmite semnalul când fie A, fie B, fie ambele au semnal.

Poarta logică „NICI” transmite semnalul (1) atunci când nici intrarea A nici intrarea B nu dau semnal ridicat (fig. 16).

Fig. 16. Comportarea unei porți NICI (a); structura (b); reprezentare grafică în scheme (c).



Rezumat

- Tranzistoarele bipolare (TB), cu conducția asigurată atât de purtătorii de sarcină majoritari cât și minoritari sunt dispozitive electronice alcătuite dintr-un monocristal semiconductor în care se realizează două joncțiuni p-n în două configurații posibile – p-n-p sau n-p-n.
- Efectul tranzistor constă în comandarea semnalului de ieșire prin intermediul semnalului de intrare al dispozitivului.
- TEC sunt tranzistoare unipolare, și pot fi: cu joncțiune (TEC-J) și cu poartă izolată (TEC-PI) sau (TEC-MOS). TEC-J are trei electrozi: sursă, grilă, poartă.

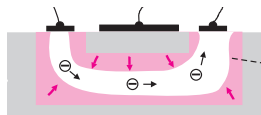
- Caracteristicile TEC-J. sunt: de ieșire $I_{ds} = I_{ds}(U_{ds})$ și de transfer $I_{ds} = I_{ds}(U_{gs})$.
- La TEC-MOS conducția este la suprafața semiconductorului. Aplicarea unei tensiuni între drenă și sursă (U_{ds}), permite trecerea unui curent (I_{ds}) având sensul corespunzător polarității tensiunii U_{ds} . Curentul I_{ds} este controlat de tensiunea U_{gs} , când aceasta depășește valoarea de prag U_p .
- Aplicații: în circuite de amplificare, oscilație și comutație.



Verificați-vă cunoștințele

1. Explicați efectul tranzistor în cazul tranzistorului n-p-n cu bază comună.

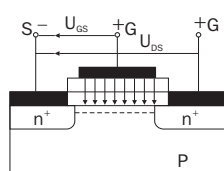
2. Urmărind figura alăturată descrieți TEC-J cu canal-p și funcționarea acestuia.



3. Desenați caracteristica de ieșire a unui TEC-J și stabiliți zonele distincte de funcționare. Caracterizați aceste zone.

4. Pentru unul dintre tranzistoarele învățate, alegeți domeniul de funcționare pentru care tranzistorul este în regim de amplificare. Cum se produce amplificarea semnalului?

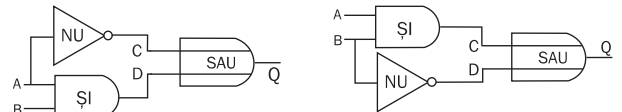
5. Urmăriți diagrama alăturată a unui TEC-MOS.



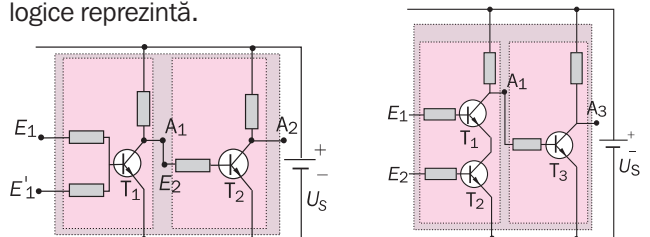
- Identificați părțile componente.
- Identificați mărimile caracteristice.
- Descrieți funcționarea tranzistorului.

6. Explicați regimul de oscilație al unui tranzistor unijoncțiune.

7. Completați tabellele de adevăr ale circuitelor logice:



8. Analizați următoarele circuite și stabiliți ce tip de porți logice reprezintă.



9. Arătați, utilizând tabellele de adevăr, că o poartă „NUMAI” se comportă ca o poartă „ȘI” legată de una „NU”.

4.4.1. Definire și clasificare

Un circuit integrat (cip) este un mic dispozitiv electronic care are la bază un material semiconductor. Primele circuite integrate au fost realizate în deceniul cinci al secolului trecut de către Jack Kilby și Robert Noyce. La baza acestora a stat producerea pe scară largă a tranzistoarelor care a făcut posibilă trecerea la integrare - construirea a mai mult de un tranzistor într-un singur cristal semiconductor. Tehnologiile actuale permit construirea a până la 10^7 tranzistoare pe cm^2 de cristal, cu dimensiuni cuprinse între câțiva mm^2 și $3,5 \text{ cm}^2$. Materialul semiconductor cel mai utilizat este siliciul datorită perfecțiunii cristalelor și a lărgimii benzii interzise. În dispozitive speciale sunt utilizate și alte elemente sau compuși semiconductori (Ge, GaAs, SiC etc.).

Clasificare

1. După tipul semnalului procesat cipurile se împart în: *analogice* (procesează semnale continue), *digitale* (utilizează matematica binară - cu valori unu - semnal și zero - lipsa acestuia) și *cu semnal mixt* (combină circuite analogice cu cele digitale).

2. După modul de realizare cipurile pot fi:

- monolitice - formate din dispozitive semiconductoare și alte componente realizate în strat subțire la suprafața unui material semiconductor;
- hibride - formate din dispozitive semiconductoare individuale și componente pasive aflate pe aceeași placă de circuit.

4.4.2. Concepte de bază ale integrării

A. Integrarea tranzistoarelor bipolare

Obținerea, pe același cristal semiconductor extrinsec a mai multor tranzistoare se poate realiza prin schimbarea succesivă a tipului de conducție (fig. 2a). În cristallul semiconductor apar astfel structuri de tip tranzistor însă acestea sunt scurtcircuitate prin substratul de siliciu dopat de la bază. Soluția o constituie adăugarea unui strat suplimentar de dopant (fig. 2b).

Fig. 2. Diagrama producerii TB, p-n-p în același cristal de siliciu: tranzistoarele sunt scurtcircuitate de semiconductorul comun de tip p (a). O dopare suplimentară a cristallului semiconductor determină formarea unei joncțiuni p-n între terminalele diferitelor tranzistoare din semiconductor. Aceasta blochează trecerea curentului pe una dintre direcții (b), schema echivalentă (c).

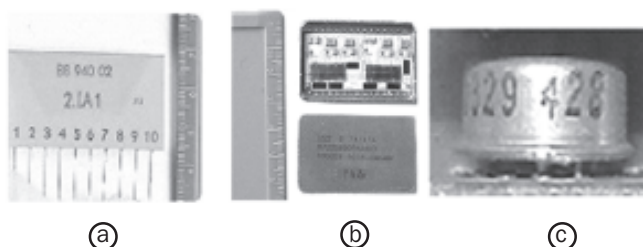
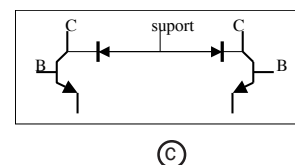
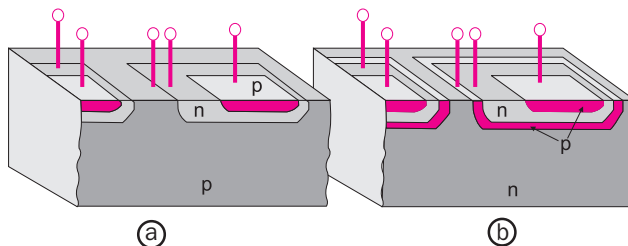


Fig. 1. Primele tipuri de circuite integrate: componente discrete adunate într-un modul (a). Circuit hibrid care asamblează componente individuale, miniaturale, fixate pe un substrat comun și interconectate (b). Circuit integrat monolitic (c).

3. După numărul componentelor electronice pe aceeași unitate, cipurile se împart în cinci clase de integrare cuprinse între cele cu până la 100 componente electronice și cele de ultimă generație cu peste 10^6 componente.

În realizarea unui circuit integrat pot intra componente precum: tranzistoare bipolare (TB), tranzistoare cu efect de câmp (TEC-MOS), izolatoare care separă diferitele componente și alte elemente (condensatoare, rezistoare, diode). Deși astăzi circuitele integrate conțin în majoritate TEC-MOS, pentru înțelegerea conceptelor de bază ale integrării vom considera la început integrarea TB.



Supradoparea pentru schimbarea succesivă a purtătorului mobil majoritar, determină o cale unică de variație a rezistivității (în jos – fig. 2) care limitează posibilitățile de proiectare ale tranzistorilor din circuit. Problema este rezolvată de tehnologia stratului epitaxial¹.

Dicționar

Epitaxie: proces de depunere a unui strat subțire dintr-un material pe un substrat de același fel (de obicei, dar nu neapărat), astfel încât structura să nu se modifice (cristalul se continuă fără a-și modifica orientarea).

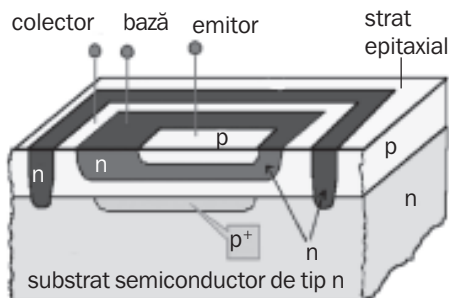


Fig. 3. Diagrama secțiunii transversale a unui circuit integrat. Se observă stratul epitaxial în care este structurat tranzistorul și inelul de tip n care-l delimitează.

Procesul de depunere epitaxială începe cu substratul de siliciu (în fig. 3 - dopat n) în care este difuzat un dopant p. Acesta formează stratul îngropat pe care se depune stratul epitaxial de dopant p care reprezintă colectorul tranzistorului. În jurul ariei care delimitează viitorul tranzistor este difuzat profund în structura siliciului un inel închis de tip n cu rolul de a izola tranzistorii între ei. Indiferent de polaritatea tensiunilor colectorilor tranzistorilor vecini, una dintre cele două joncțiuni p-n este întotdeauna polarizată invers. În final sunt difuzate, în stratul epitaxial, regiunile bazei (n) și ale emiterului (p).

Conectarea Tranzistoarelor - Una dintre cele mai importante probleme care se pune în cazul unui circuit integrat este realizarea conexiunilor dintre tranzistoarele care-l compun, dintre acestea și alte componente.

Din cele trei conexiuni ale fiecărui tranzistor, una, cea a colectorului se realizează de obicei, prin intermediul stratului îngropat, încă înainte de depunerea stratului epitaxial. Aceasta deoarece colectorii sunt adesea conectați direct la sursa de tensiune (fig. 4b). Principiul realizării conexiunilor din partea superioară a circuitului integrat este sugerat în diagrama din fig. 4a.

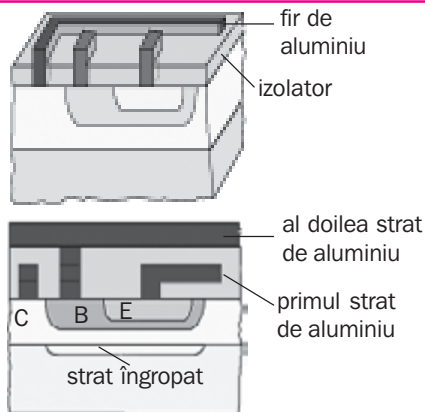


Fig. 4. Principiul realizării conexiunilor într-un circuit integrat (a). Depuneri succesive de izolanț și metal pentru realizarea conexiunilor (b).

Pentru aceasta:

- se depune un strat izolanț (de exemplu SiO_2 , - este ușor de produs și compatibil cu semiconductorul de siliciu - sau polimeri);
- se dau găuri în stratul izolanț, acolo unde se dorește realizată conexiunilor;
- se depune o peliculă metalică (aluminiu, tungsten sau cupru),

În acest fel, pot apare conexiuni suprapuse. Depășirea acestui obstacol necesită depunerea mai multor straturi metalice despărțite de straturi izolatoare.

Materialele utilizate au mare importanță în obținerea caracteristicilor urmărite prin proiectare. De exemplu; geometria rețelei de conectare și rezistivitatea aluminiului ($\rho = 2,7 \mu\Omega\text{cm}$) determină o anumită rezistență R, a circuitului. Pe de altă parte, între liniile conductoare vecine, despărțite de dielectric apar capacități parazite (C). Cele două, determină o constantă de timp RC care limitează superior viteza de propagare a semnalului. Metalizările cu aluminiu, izolate cu SiO_2 restricționează frecvența de operare a circuitului integrat la circa 1 GHz (gigahertzi). Necesitatea creșterii vitezei de operare a impus micșorarea rezistenței prin utilizarea depunerilor metalice de cupru ($\rho = 1,7 \mu\Omega\text{cm}$).

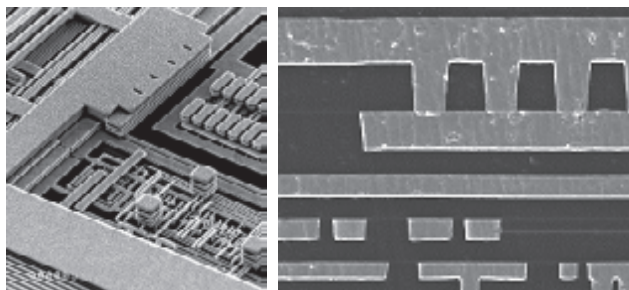


Fig. 5. Matricea celor 7 straturi metalice de tungsten și cupru ale unui cip IBM (a) și depunerile izolatoare dintre acestea, văzute în secțiune transversală (b). În această imagine mărită tranzistorii nu se văd. Ei se găsesc sub interconexiunile de tungsten (dreapta jos).

B. Integrarea TEC- MOS

Primele cipuri aveau integrate câteva sute de TB. Mai târziu, au apărut și cipurile în tehnologii MOS. Întârzierea s-a datorat problemelor ridicate de stabilitatea tranzistorului (de exemplu a tensiunii de prag). Aceasta suferea modificări în timpul operării datorită dielectricului porții care conținea cantități mici de elemente alcaline.

Tehnologiile MOS s-au dezvoltat datorită consumului mare pe care îl au circuitele integrate cu tranzistoare bipolare chiar și atunci când nu funcționează. Circuitele TEC-MOS au consumuri mici, dar la rata mare de creștere a numărului de tranzistoare pe unitatea de suprafață problema consumului a devenit semnificativă. Puterile disipate de cip înainte de anul 2000 erau de 1 - 2 W pentru ca cele de azi să fie de peste 10 ori mai mari. La o arie a cip-ului de circa 1 cm², o putere disipată de 1 W/cm² este o valoare tipică, de exemplu pentru plita unui încălzitor electric. Buna funcționare a unui cip necesită menținerea temperaturii acestuia sub 80°C. Consumul unui cip devine astfel o problemă majoră de proiectare.

Tranzistorii cu efect de câmp, TEC-MOS diferă de TB – nu numai prin funcțiile de bază ci și prin modul în care se realizează integrarea acestora în cristalul de siliciu.

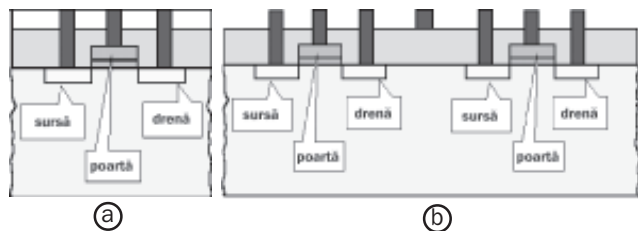


Fig. 6. Diagrama secțiunii printr-un TEC-MOS – grosimea porții dielectrice este sub 10 nm, iar dimensiunile laterale ale sursei, porții și drenelor sunt sub 1 μm (a). Diagramă incorectă a integrării TEC-MOS în același substrat de siliciu (b).

Problemele în realizarea integrării sunt datorate posibilității apariției unor „tranzistori paraziți”. Dacă prin spațiul dintre tranzistori trece un conductor pe deasupra stratului izolator (fig. 6b) acesta poate avea ocazional un potențial ridicat. Drena tranzistorului din stânga împreună cu sursa tranzistorului din dreapta vor forma „tranzistorul parazit” utilizând stratul izolator ca dielectric al porții, iar firul metalic de deasupra ca electrod al porții. Dimensiunile fiind mici, tensiunea de prag poate fi atinsă ceea ce va determina trecerea unui curent pe acolo pe unde acesta nu ar trebui să existe. În același fel pot apărea condensatori paraziți, diode parazite sau alte elemente.

Soluția este creșterea locală a grosimii dielectricului izolator (fig. 7).

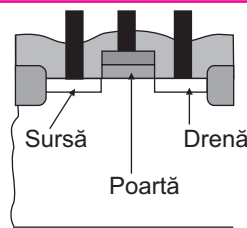


Fig. 7. Modificările de grosime ale stratului izolator determină creșterea tensiunii de prag peste valori ce nu pot fi atinse în circuit.

Construirea interfețelor și a suprafețelor ce nu sunt plane constituie o problemă majoră a integrării. Ea apare nu numai din evitarea elementelor parazite funcționale ci și din necesitatea construirii în cip a unor condensatoare cu capacități electrice relativ mari - să spunem de circa 50 fF (femto Farazi). Pentru un astfel de condensator, deoarece stratul dielectric de SiO₂ nu se poate subția oricât (circa 5 nm), fără a apărea efecte de străpungere, este necesară o suprafață mare a electrozilor (de câțiva μm²). Aceasta ar duce la creșterea mărimii cip-ului (fig. 8a). Soluția este ondularea condensatorului (fig. 8b).

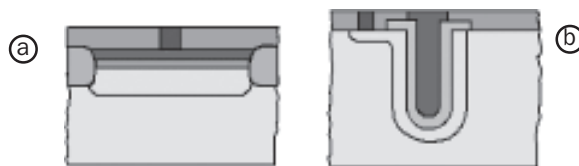


Fig. 8. Condensator plan (a) și ondulat în substratul CI (b).

Integrarea pe scară mare nu mai poate fi o tehnologie planară ci una tridimensională atât datorită elementelor tridimensionale cât și a interfețelor.

Caracteristica curentului sursă-drenă funcție de tensiunea pe poartă este aproximativ simetrică (mai puțin semnul tensiunii) (fig. 9a) în cazul TEC-MOS cu canal n sau p.

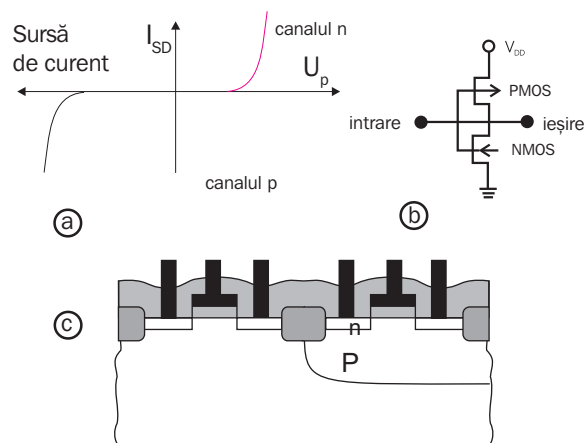


Fig. 9. Caracteristica curentului sursă-drenă funcție de tensiunea pe poartă - curba roșie este caracteristică TEC-MOS cu canal-n, iar cea gri TEC-MOS cu canal-p (a) și gruparea în serie a celor două tranzistoare – schemă electrică (b) și diagramă constructivă (c).

Pentru o anumită tensiune a porții mai mari decât tensiunea de prag unul dintre tranzistoare este deschis, iar celălalt închis. În acest fel dacă se grupează în serie un TEC-MOS-n cu unul p nu va exista nici un curent în regim static, ci doar o mică componentă dinamică a curentului în momentul în care are loc comutația. Un astfel de circuit este un invertor utilizat printre altele și în circuitele logice (fig. 9c).

4.4.3. Procese tehnologice implicate în realizarea circuitelor integrate

Realizarea circuitelor integrate reprezintă un proces tehnologic complex cuprinzând numeroase faze; între care: creșterea monocristalelor semiconductoare, realizarea straturilor subțiri, impurificarea controlată și alte prelucrări intermediare.

Obținerea monocristalelor semiconductoare în stare cât mai pură are ca fază primară obținerea materialului policristalin la capătul unui lanț de transformări de tipul:

cuarțită → siliciu metalurgic → triclor silan (SiHCl_3) → siliciul policristalin.

Monocristalul semiconductor poate fi obținut din siliciu policristalin prin creștere în: topitură (a); fază gazoasă (b); soluții concentrate (c).

La creșterea în topitură monocristalele sunt trase dintr-un creuzet cu material policristalin folosind ca germen de creștere un monocristal amorsă (fig. 10).

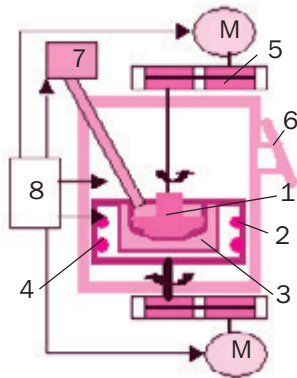


Fig. 10. Creșterea monocristalelor în topitură; principiul instalației: siliciu topit (1); creuzet de cuarț (2), creuzet de grafit (3), sistem de încălzire (4), sistem de rotire și tragere ascendentă (5), urmărirea creșterii - sistem de vizare directă sau circuit TV (6), sistem de dopare controlată pentru impurificare (7), calculator de proces pentru reglarea parametrilor (8).

Temă: Identificați părțile componente și rolurile acestora în creșterea monocristalelor.

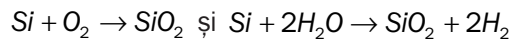
Topirea zonală are la bază diferența existentă la temperatura de solidificare între concentrația de echilibru a unei impurități în fază solidă sau în fază lichidă. Topind o cantitate de material semiconductor, și apoi răcind-o treptat, impuritățile tind să se concentreze în faza lichidă fiind eliminate din zona de solidificare.

Temă: Pe baza unor surse bibliografice realizați un referat cu tema „Procedee de creștere a cristalelor semiconductoare“.

Dependent de polarizare, TEC-MOS-p va fi închis dacă tensiunea pe poartă este diferită de zero sau TEC-MOS-n va fi închis dacă tensiunea pe poartă este zero. În ambele cazuri celălalt tranzistor este deschis. Producerea unui astfel de dispozitiv se poate realiza similar modului în care s-a procedat în cazul integrării TB.

Straturile subțiri, metalice, semiconductoare, dielectrice, magnetice etc. pot fi utilizate ca elemente pasive (rezistori, condensatori), pot realiza conexiuni între diferite componente, pot constitui elemente de mascare în vederea impurificării selective sau ca strat protector.

Formarea acestor straturi în cazul oxidării termice utilizează reacțiile:



Prima reacție este realizată în prezența oxigenului, iar cea de-a doua în prezența vaporilor de apă.

Prin corodarea unor ferestre în stratul de oxid se poate realiza impurificarea selectivă, stratul de oxid rămas acționând ca o mască protectoare împotriva impurităților pentru suprafețele necorodate. Straturile trebuie să fie cât mai uniforme, să urmărească relieful plachetei și să nu introducă defecte.

Depunerea straturilor subțiri cu anumite configurații implică utilizarea unor măști în configurația dorită.

O secțiune printr-o memorie de 16 Mb DRAM (DRAM = Dynamic Random Access Memory) utilizată în computerele anilor 1991 (fig. 11a) ilustrează problemele ridicate de adăugarea mai multor straturi metalice. Acestea determină ondularea suprafeței ceea ce face ca grosimea dintre două straturi să varieze considerabil. Realizarea conexiunilor implică în acest caz gravarea pe adâncimi variabile. Soluția a reprezentat-o planarizarea suprafeței „polizare mecano-chimică” al cărei efect este vizibil în cazul memoriilor DRAM de 64 Mb (fig. 11b).

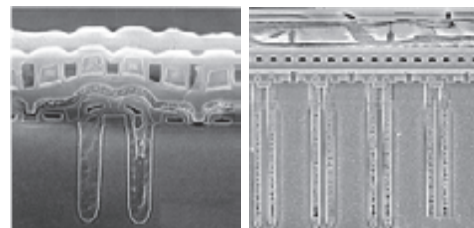


Fig. 11. Secțiune transversală printr-o memorie DRAM de 16 Mb (a) și una de 64 Mb (b), ambele Siemens.

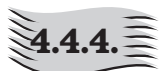
Impurificarea controlată se poate realiza prin procese precum difuzie sau implantare ionică.

Difuzia atomilor de impuritate în rețeaua cristalină a semiconductorului ca urmare a unui gradient de concentrație are loc la temperaturi înalte și poate fi **substituțională** sau **interstițială**. În primul caz atomul de impuritate ia locul unui atom al semiconductorului care căpătând suficientă energie părăsește rețeaua, iar în cel de-al doilea ocupă un loc

între atomii rețelei pe care o deformează. Procesul de difuzie este dependent de temperatură, coeficientul de difuzie (caracteristic fiecărui material), rețeaua în care se produce difuzia sau timpul de difuzie.

Implantul ionic constă în bombardarea semiconductorului cu ioni cu energie suficientă pentru a pătrunde în material, unde sunt neutralizați.

Produsul este utilizat cu precădere în tehnologia MOS și permite un bun control al concentrației.



4.4.4. Utilizări

Circuitele integrate sunt utilizate într-o gamă variată de dispozitive: microprocesoare, echipamente audio-video, automobile. Printre cele mai avansate sunt microprocesoarele care controlează totul de la computere la telefoane celulare și cuptoare digitale cu microunde. Memoriile digitale sunt un alt exemplu de familie de cip-uri utilizate în domenii variate civile sau militare. Exemple de aplicații comerciale sunt: imprimanta cu cerneală, accelerometrul care declanșază airbagul la automobile etc.

Circuitele analogice sunt utilizate în construirea de senzori, circuite de putere, amplificatoare operaționale, iar cele digitale la memorii, porți logice și alte dispozitive.

În deceniul 8 al secolului trecut s-au dezvoltat circuite integrate ale căror funcții logice și conectare pot fi programate de utilizator, nu fixate de fabricant. Aceasta permite unui singur cip să fie programat a implementa diferite tipuri de funcții cum ar fi porți logice, registre etc.

Avantajele unui cip sunt: costul scăzut deoarece componentele unui cip sunt imprimate unitar și nu construite bucată cu bucată și performanța ridicată, deoarece consumul energetic este mic, iar operarea rapidă.

Temă: Identificați utilizări ale circuitelor integrate și rolul acestora în cadrul echipamentelor din gospodăria proprie.

Rezumat

- Circuit integrat – dispozitiv electronic care are la bază un material semiconductor conținând integrate în același bloc: tranzistori, rezistoare, condensatoare, bobine etc.
- Procesul tehnologic de realizarea circuitelor integrate conține etape precum:

- creșterea microcristalelor;
- impurificarea;
- realizarea straturilor subțiri.
- impurificarea controlată (prin difuzie sau implant ionic) și alte etape intermediare.



Verificați-vă cunoștințele

1. Din surse variate, clasificați circuitele integrate după:
 - a) tipul semnalului procesat
 - b) modul de realizare
 - c) numărul componentelor electronice pe unitatea de suprafață.În fiecare caz în parte faceți o scurtă caracterizare.
2. În cazul obținerii pe același cristal semiconductor a mai multor tranzistoare pot apare scurtcircuite între componente. Care sunt modalitățile de evitare a acestora?
3. La fabricarea cipului în tehnologia TEC-MOS pot apare „tranzistori sau alte elemente parazite”. Cum pot fi evitate astfel de situații?

4. Ce este un proces de depunere epitaxială? Descrieți procedura.
5. Cum este realizată conectarea tranzistoarelor într-un circuit integrat?
6. Descrieți soluția de configurare a unui condensator în circuitele integrate. Justificați răspunsul.
7. Descrieți principalele etape de construcție ale unui circuit integrat.
 - A. Creșterea monocristalelor
 - B. Realizarea straturilor subțiri
 - C. Impurificarea controlată

- 5.1. Proprietățile generale ale nucleului
- 5.2. Energia de legătură a nucleului. Stabilitatea nucleului
- 5.3. Radioactivitate. Legile dezintegrării radioactive
- 5.4. Interacțiunea radiației nucleare cu substanța. Detecția radiațiilor nucleare. Dozimetrie
- 5.5. Fisiunea nucleară. Reactorul nuclear
- 5.6. Fuziunea nucleară
- 5.7. *Acceleratoare nucleare
- 5.8. *Particule elementare



Capitolul 5

FIZICĂ NUCLEARĂ

Anul 1896, marchează nașterea fizicii nucleare. Este anul în care, în mod întâmplător, Becquerel a descoperit radioactivitatea.

Pe când cerceta emisia radiațiilor de către corpurile fluorescente, el a observat că o sare de uraniu, pe care o folosea în experiențele sale, impresiona hârtia fotografică, chiar dacă aceasta era învelită în hârtie

neagră. Au urmat o serie de experiențe care l-au dus la concluzia că atomii de uraniu au o proprietate specifică, care mai târziu a fost numită *radioactivitate*. Proprietatea a fost evidențiată și în cazul altor elemente.

O serie de alte informații asupra istoriei dezvoltării fizicii nucleare le veți afla studiind acest capitol.

5.1. Proprietățile generale ale nucleului

Nucleele elementelor sunt formate din două tipuri de particule: *protoni* și *neutroni*. Singura excepție este nucleul atomului de hidrogen, care este un proton. În descrierea unora dintre proprietățile nucleului sunt utilizate mărimile: număr atomic (Z), număr de neutroni (N), număr de masă (A).

Dicționar

Număr atomic (Z): numărul de protoni din nucleu.
Număr de masă (A): numărul de nucleoni (protoni plus neutroni) din nucleu.

Potrivit recomandărilor făcute de International Union of Pure and Applied Chemistry (IUPAC), prezentarea caracteristicilor unui element se face conform schemei din figura 1, dat pentru calciu.

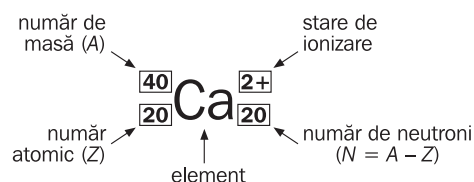


Fig. 1. Caracteristicile calciului (model de prezentare IUPAC).

De cele mai multe ori, numărul de neutroni nu se specifică, acesta putându-se calcula cu relația:

$$A = Z + N.$$

Noi vom utiliza notația simplificată A_ZX , unde cu X s-a notat elementul chimic.

În fizica nucleară se folosește termenul de „nuclid” pentru desemnarea unei anumite specii nucleare caracterizate prin anumite valori ale lui Z și A . Nuclizii care au aceleași valori pentru unul dintre numerele caracteristice A , Z și N au denumiri specifice (tabelul 1).

Tabelul 1.

Caracteristica	Denumire	Exemple
același Z	izotopi	$^{11}_6\text{C}$; $^{12}_6\text{C}$; $^{13}_6\text{C}$; $^{14}_6\text{C}$.
același N	izotoni	$^{14}_6\text{C}$; $^{15}_7\text{N}$; $^{16}_8\text{O}$; $^{17}_9\text{F}$
același A	izobari	$^{14}_6\text{C}$; $^{14}_7\text{N}$; $^{14}_8\text{O}$,
aceleași Z, N, A	izomeri	diferențele sunt doar energetice

Abundențele naturale ale acestor elemente diferă. De exemplu, în cazul carbonului, 98,9% îl reprezintă izotopul $^{12}_6\text{C}$, în timp ce izotopul $^{13}_6\text{C}$ reprezintă doar 1,1%. Unii izotopi nu se găsesc în natură, ci sunt produși doar în laborator, în urma unor reacții nucleare. Abundența naturală este în strânsă legătură cu stabilitatea nucleelor ce se va discuta în lecția următoare.

A. Sarcina electrică și descoperirea neutronului

Sarcina electrică a protonului din nucleu este: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C. Ea are aceeași valoare, dar semn contrar sarcinii electrice a unui electron din învelișul electronic al atomului. Când numărul electronilor ce formează învelișul electronic este același cu al protonilor din nucleu (Z), atomul este neutru din punct de vedere electric. Neutronul nu are sarcină electrică. Deși existența sa fusese prevăzută de Rutherford, neutronul a fost descoperit mai târziu de Chadwick.

Metoda prin care Chadwick (fig. 2) a evidențiat existența neutronilor utiliza o sursă de particule α plasată de o parte a unei foițe de beriliu. De cealaltă parte era amplasat un detector care înregistrează prezența oricărui ion (fig. 3).



SIR JAMES CHADWICK
(1891-1974)

Fig. 2.
Fizician englez laureat al premiului Nobel în anul 1935, pentru descoperirea neutronului.

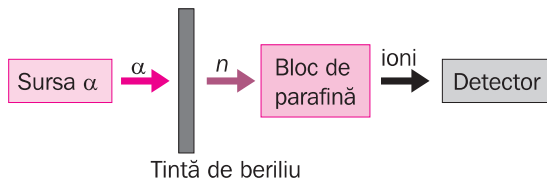


Fig. 3. Schema experimentului lui Chadwick.

Detectorul a înregistrat doar câteva impulsuri. Când însă între foița de beriliu și detector s-a așezat un bloc de parafină, numărul ionilor detectați a crescut foarte

mult. S-a demonstrat că acești ioni sunt protoni, iar explicația emisiei lor este ciocnirea și transferul de energie care are loc, în blocul de parafină, între particule incidente, lipsite de sarcină electrică (ce nu puteau fi înregistrate de detector), și nucleele de hidrogen. Cum aceste particule reușeau să pună în mișcare, în urma ciocnirii, protonii pe care-i extrăgeau din blocul de parafină, însemna că masele lor erau de același ordin de mărime. Aceste particule erau neutronii.

B. Masa nucleului

Una dintre cele mai vechi metode de determinare a masei nucleului, egală cu diferența dintre masa atomică și masa electronilor din învelișul electronic, se bazează pe utilizarea spectrografului de masă (fig. 3). Un astfel de dispozitiv a fost realizat în 1907 de Thomson.

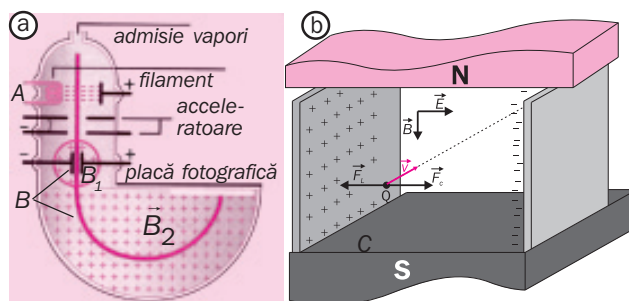


Fig. 4. a) Spectrograful de masă; (A) – sursa de ioni; (B) – sistemul de câmpuri electric și magnetic; (C) – sistemul de înregistrare; **b)** Traiectoria unui ion în câmpuri electric și magnetic perpendiculare, la echilibrul celor două forțe – coulombiană (\vec{F}_c) și Lorentz (\vec{F}_L).

Sursa de ioni produce ionii pozitivi ai elementului a cărui masă atomică se măsoară. Producerea ionilor în spectrograf se face prin descărcare electrică în gaze rarefiate sau prin bombardarea substanței gazoase cu fascicule de electroni. Sarcina ionilor (q) este un multiplu întreg al sarcinii electrice elementare, $q = ne$, cu $n = 1, 2, \dots$. Vitezele ionilor produși sunt însă diferite. Pentru a obține ioni cu aproximativ aceeași viteză (monoenergetici), se utilizează suprapunerea unui câmp electric și a unui magnetic, care acționează perpendicular între ele și perpendicular pe direcția vitezei de deplasare a ionilor. Forțele electrică-coulombiană (neE) și magnetică-Lorentz ($nevB_1$) care acționează asupra ionului în mișcare sunt de sensuri contrare. Prin variația unuia dintre câmpuri, timp în care celălalt este menținut constant, se stabilește echilibrul celor două forțe:

$$neE = nevB_1.$$

Viteza particulei ce iese din zona de acțiune a celor două câmpuri este:

$$v = \frac{E}{B_1}$$

Aici, \vec{E} și \vec{B}_1 reprezintă *intensitatea câmpului electric* și, respectiv, *inducția câmpului magnetic* (fig. 3b).

După accelerarea ionilor la o anumită viteză \vec{v} , fasciculul intră într-un nou câmp magnetic \vec{B}_2 care determină curbarea traiectoriei.

Forța Lorentz datorată câmpului de inducție B_2 joacă rol de forță centripetă. Aplicând principiul fundamental

$F = ma$ și ținând cont că $a = \frac{v^2}{R}$ rezultă:

$$nevB_2 = \frac{Mv^2}{R},$$

unde M este masa particulei.

Din relația anterioară rezultă raza traiectoriei (R):

$$R = \frac{Mv}{neB}$$

Deci raza R a traiectoriei fiecărui tip de ion este diferită, după raportul $\frac{q}{M}$.

La spectrograful de masă, înregistrarea se face cu ajutorul unei plăci fotografice. În cazul spectrometrului înregistrarea se face electric.

Datorită valorilor foarte mici ale maselor atomice s-a ales ca unitate de măsură **unitatea atomică de masă** (u).

Dicționar

Unitate atomică de masă: a 12-a parte a masei izotopului de carbon cu număr de masă 12 (^{12}C).

$$1 u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Datorită faptului că energia de repaus a unei particule este $E_0 = m_0c^2$ (unde c este viteza luminii în vid), este uneori convenabilă exprimarea masei particulei în termeni de energie echivalentă. În particular, este util de cunoscut echivalentul energetic al unității atomice de masă:

$$E_0 = m_0c^2 = (1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}) \cdot (3 \cdot 10^8 \text{ m/s}^2)^2 = 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 9,39 \cdot 10^8 \text{ eV} = 939 \text{ MeV}$$

Tabloul 2. Masele particulelor componente ale atomului

Particula	Masa		
	kg	u	MeV/c ²
proton	$1,6726 \cdot 10^{-27}$	1,007276	938,28
neutron	$1,6750 \cdot 10^{-27}$	1,008665	939,57
electron	$9,101 \cdot 10^{-31}$	$5,486 \cdot 10^{-4}$	0,511

C. Mărimea nucleelor

Din datele experimentale obținute de Rutherford la ciocnirea particulelor alfa cu diferite tipuri de nuclee, utilizând legea de conservare a energiei s-a calculat ordinul de mărime al diametrului nucleului atomic.

În cazul unei ciocniri frontale a unei particule alfa ($2e$) cu un nucleu al unui element cunoscut (Ze) aflat în repaus, energia cinetică a particulei alfa este convertită, în timpul ciocnirii, în energie potențială (fig. 5).

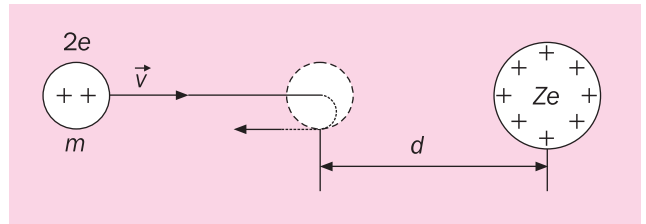


Fig. 5. O particulă alfa ciocnește frontal nucleul unui element. Datorită respingerii electrostatice, particula este oprită la distanța d față de nucleu

Din legea conservării energiei

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e(Ze)}{d} \quad (1)$$

rezultă:

$$d = \frac{Ze^2}{\pi m v^2 \epsilon_0} \quad (2)$$

Pentru aur, particulele alfa s-au apropiat până la $3,2 \cdot 10^{-14}$ m, iar pentru argint, la $2 \cdot 10^{-14}$ m.

Concluzie:

Raza nucleului nu poate fi mai mare de 10^{-14} m.

Din experimente de împrăștiere a fasciculelor de neutroni cu energii de circa 100 MeV (neutroni a căror lungime de undă asociată este de 10^{-15} m) s-a arătat că majoritatea nucleelor au aproximativ o formă sferică a căror rază este dată de relația empirică:

$$r = r_0 A^{\frac{1}{3}},$$

unde r_0 este constantă ($r_0 = 1,2 \cdot 10^{-15}$ m), iar A este numărul de masă.

Dependența razei nucleului de $A^{\frac{1}{3}}$ permite să se afirme proporționalitatea dintre numărul de masă A și volumul nucleului ($A \approx r^3$). De aici se poate calcula concentrația nucleonilor în nucleu

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi r^3} \approx 10^{38} \text{ nucleoni/cm}^3.$$

Exemplu

Determinați: a) expresia aproximativă a masei unui nucleu, considerat sferic, al cărui număr de masă este A ; b) volumul acestui nucleu; c) densitatea materialului nuclear.

Rezolvare

a) Vom aproxima că masa unui neutron este egală cu cea a unui proton $m_n = m_p = m$. În această situație, masa nucleului este $m \cdot A$.

b) Considerând nucleul sferic, volumul acestuia se poate scrie: $V = \frac{4}{3} \pi r^3 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A$.

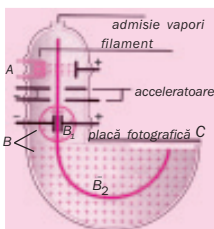
c) Densitatea nucleară va fi dată de expresia:

$$\rho = \frac{mA}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} = \frac{3m}{4\pi r_0^3}$$

Luând $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-15}$ m, iar $m = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg, se obține: $\rho = 2,3 \cdot 10^{17}$ kg/m³, adică de aproximativ $2,3 \cdot 10^{14}$ ori mai mare decât densitatea apei.

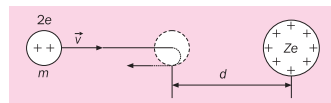
Rezumat

- Nucleele sunt formate din două tipuri de particule, protoni (p), fiecare având o sarcină electrică elementară de semn contrar celei a electronului și neutroni (n), neutri din punct de vedere electric.
- Neutronii și protonii au mase de ordinul a 10^{-27} kg, de circa 1000 de ori mai mari decât



masa electronului. Acestea au putut fi stabilite cu ajutorul spectrografului de masă.

- Dimensiunile nucleelor au fost approximate pe baza experimentelor de împrăștiere Rutherford la circa 10^{-14} m.



Verificați-vă cunoștințele

1. Să se indice care dintre nucleele ${}^{14}_6\text{C}$; ${}^{14}_7\text{N}$; ${}^{14}_8\text{O}$; ${}^{16}_8\text{O}$ sunt izotopi și izobari.
2. Determinați raza aproximativă a unui nucleu de:
a) ${}^4_2\text{He}$; b) ${}^{238}_{92}\text{U}$.
3. Stabiliți numărul atomic al unui nucleu cu raza de $4,36 \times 10^{-15}$ m.
4. Miezul comprimat al unei stele care a intrat în colaps, după explozia unei supernove, poate fi constituit din material nuclear (o astfel de stea poate fi un pulsar sau o stea neutronică). Calculați masa unui pulsar al cărui volum este 10 cm^3 .
5. Comparați razele nucleare ale următoarelor nuclee:
 ${}^2_1\text{H}$; ${}^{60}_{27}\text{Co}$; ${}^{197}_{79}\text{Au}$; ${}^{239}_{94}\text{Pu}$.
6. Calculați diametrul unei sfere formate din material nuclear a cărui masă ar fi egală cu cea a Pământului. Se consideră raza Pământului $R = 6,37 \cdot 10^6$ m, iar densitatea $\rho = 5,52 \cdot 10^3$ kg/m³.
7. Utilizând legea conservării energiei, stabiliți distanța la care se poate apropia de un nucleu de aur (${}^{197}\text{Au}$), aflat în repaus, o particulă alfa cu energia inițială de 0,8 MeV.

8. Determinați numerele de protoni și neutroni din nucleul izotopului ${}^{68}_{29}\text{Cu}$.
9. Cu câți sunt mai mulți neutroni decât protoni în nucleul izotopului de uraniu ${}^{235}_{92}\text{U}$?
10. Care este raportul neutronilor și cel al protonilor din nucleul izotopului ${}^{112}_{48}\text{Cd}$.
11. În baza relației din problema 4, calculați raportul dintre razele izotopilor: aluminiu ${}^{27}_{13}\text{Al}$ și beriliu ${}^8_4\text{Be}$.
12. Calculați diametrele nucleare ale ${}^4\text{He}$, ${}^{40}\text{Ar}$, ${}^{220}\text{Rn}$.
13. Estimați numărul de protoni și neutroni dintr-un metru cub de aer.
14. Care este raportul neutroni / protoni în nucleele: ${}^{63}_{29}\text{Cu}$; ${}^{235}_{92}\text{U}$; ${}^{112}_{48}\text{Cd}$?
15. Nucleele ${}^7_4\text{Be}$ și ${}^7_8\text{Li}$ au numere de masă egale. Prin ce diferă ele?

5.2.1.

Energia de legătură a nucleului

Cunoașterea valorii exacte a maselor protonului și neutronului a permis compararea masei nucleului atomic (M) cu suma maselor tuturor nucleonilor din care acesta este constituit. S-a constatat astfel că masa nucleului (M) este întotdeauna mai mică decât suma maselor nucleonilor componenți.

$$M < Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n \quad (1)$$

Înmulțind relația (1) cu pătratul vitezei luminii (c^2) se obțin energiile de repaus ale nucleului și nucleonilor săi. Să notăm cu W_{leg} diferența de energie:

$$W_{\text{leg}} = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n]c^2 - Mc^2. \quad (2)$$

W_{leg} poartă numele de **energie de legătură a nucleului**.

Dicționar

Energie de legătură a nucleului: lucrul mecanic efectuat pentru a desface un nucleu izolat, aflat în repaus, în nucleoni izolați, aflați în repaus.

De exemplu, deuteriul (izotop al hidrogenului având nucleul format dintr-un proton și un neutron) are masa de repaus a nucleului $M_d = 2,01355u$ (masa atomului de deuteriu este mai mare cu $0,00055u$ valoare care reprezintă masa electronului din atom). Dacă se compară masa acestuia cu suma maselor componentelor date în tabelul 1 din lecția 5.1 rezultă o diferență de masă $M_p + M_n - M_d = 0,00240u$ corespunzătoare unei energii de legătură:

$$W_{\text{leg}} = (M_p + M_n - M_d)c^2 = 3,57 \cdot 10^{-13} \text{J} = 2,22 \text{MeV}$$

Aceasta este energia eliberată la formarea nucleului deuteriului din componentele sale - proton și neutron. Aceeași energie este necesară deuteriului pentru a fi desfăcut în componente (fig.1).

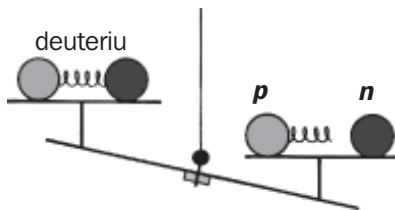


Fig. 1. Dacă energia de repaus a deuteriului este mai mică decât cea a elementelor sale componente, $(m_n)c^2 + (m_p)c^2$, atunci dezintegrarea nu are loc.

O mărime care, alături de energia de legătură, dă informații importante în ceea ce privește stabilitatea nucleelor și proprietățile forțelor nucleare este **energia specifică de legătură (B)**.

Dicționar

Energie specifică de legătură (B): raportul dintre energia de legătură a unui nucleu și numărul de nucleoni care intră în componența acestuia.

$$B = \frac{W_{\text{leg}}}{A}$$

Reprezentând grafic energia specifică de legătură (B) în funcție de numărul de masă (A), pentru toate nucleele, se obține diagrama din fig. 2.

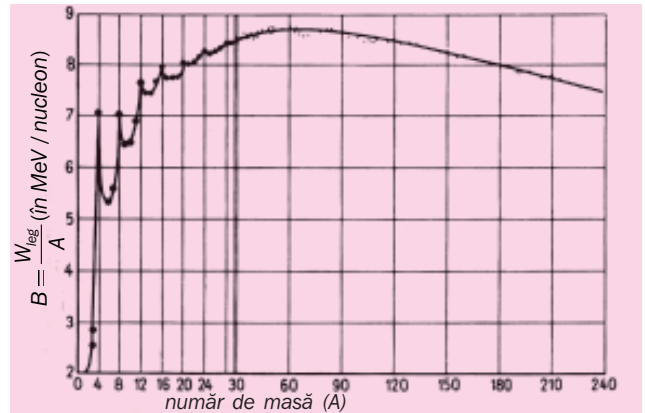


Fig. 2. Variația energiei specifice de legătură (B) în funcție de numărul de masă (A).

Observații:

1. $B(A)$ crește rapid de la $B = 0$, pentru $A = 1$, la $B = 8 \text{ MeV}$ pentru $A = 16$, trece prin maximul de la $8,8 \text{ MeV}$, pentru $A \approx 60$ (^{58}Fe și ^{62}Ni) și scade treptat la aproximativ $7,6 \text{ MeV}$ – pentru ultimul element întâlnit în natură (uraniu).

2. Din valoarea pozitivă a lui B și a energiei de legătură rezultă caracterul atractiv al forțelor nucleare, forțe care compensează respingerea electrostatică dintre protonii nucleului.

3. Din valoarea medie, de aproximativ 8 MeV a energiei specifice de legătură (B), rezultă valoarea intensității interacțiunii nucleare. Dacă comparăm energia specifică de legătură a nucleonului, în nucleul de ^4_2He ($B \approx 7 \text{ MeV}$) cu cea de respingere electrostatică (W_{elst}) a celor doi protoni din acest nucleu, se

constată o diferență de aproximativ un ordin de mărime în favoarea celui dintâi.

$$W_{\text{elst}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \approx 0,7 \text{ MeV}$$

4. Din proporționalitatea energiei de legătură (W_{leg}) cu numărul de masă (A) rezultă proprietatea de saturație a forțelor nucleare.

Dicționar

Saturația forțelor nucleare: proprietatea nucleonului de a interacționa numai cu nucleonii vecini, nu cu toți nucleonii din nucleu.

În cazul în care un nucleon din nucleu ar interacționa cu toți ceilalți ($A - 1$) nucleoni, energia de legătură ar fi proporțională cu A^2 , deoarece:

$$A(A - 1) \simeq A^2$$

Din faptul că energia de legătură maximă este în jurul elementului cu $A = 60$, scăzând de o parte și de alta a acestei valori, rezultă că elementele cu nucleele cele mai puternic legate sunt cele de la mijlocul tabelului periodic al elementelor. Nucleele cu numere de masă mult mai mari sau mult mai mici față de $A = 60$ sunt mai slab legate, permițând producerea proceselor de **fisiune** – în cazul nucleelor grele, sau **fuziune** – în cazul nucleelor ușoare.

Dicționar

Fisiune: proces spontan sau indus (de către neutroni, particule alfa, protoni, radiație gama etc.) în urma căruia un nucleu atomic se divide în două sau mai multe fragmente cu mase comparabile.

Fuziune: reacție nucleară de sinteză a unui nucleu greu, mai stabil, din două nuclee ușoare. Reacția este însoțită de eliberare de energie.

Exemplu

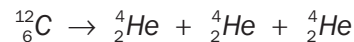
Ce energie medie revine unei particule α , obținută prin dezintegrarea nucleului $^{12}_6\text{C}$ în trei particule α (nuclee de heliu – ^4_2He)? Se dau masele atomilor neutri:

$$M(^{12}_6\text{C}) = 12 \text{ u} \quad \text{și} \quad M(^4_2\text{He}) = 4,0026 \text{ u},$$

iar $(1 \text{ u}) \cdot c^2 = 931,5016 \text{ MeV}$.

Rezolvare:

Reacția nucleară se poate scrie:



Energia de legătură se poate scrie:

$$W_{\text{leg}} = (3m_{^4_2\text{He}} - M_{^{12}_6\text{C}}) \cdot c^2$$

Având, în final, 3 particule identice, energia medie de legătură pe particulă se scrie: $\bar{W} = \frac{W_{\text{leg}}}{3} = 2,42 \text{ MeV}$.

5.2.2.

Stabilitatea nucleului

Faptul că într-un volum mic se află strâns grupați neutroni și protoni care împreună formează nucleul atomic poate părea surprinzător, ținând cont de existența forțelor de respingere electrostatică dintre cei din urmă. Aceste forțe ar putea determina practic „explozia” nucleului. Pentru a putea explica stabilitatea nucleului, trebuie admisă existența unei forțe de atracție, cu rază scurtă de acțiune, care să se manifeste într-un domeniu al cărui ordin de mărime să nu fie mai mare ca raza nucleului.

Proprietăți ale acestor forțe au putut fi puse în evidență în urma experimentelor de împrăștiere de tipul celor realizate de Rutherford. În experimente de ciocnire proton-proton sau neutron-proton prin trimiterea unor fascicule de protoni sau neutroni monoenergetici asupra unor ținte conținând atomi de hidrogen s-a măsurat, cu ajutorul unui detector de protoni, distribuția unghiulară a protonilor împrăștiați. Astfel de distribuții au condus la reprezentări ale energiei potențiale (E_p) de interacțiune p - p de tipul celei din fig. 3.

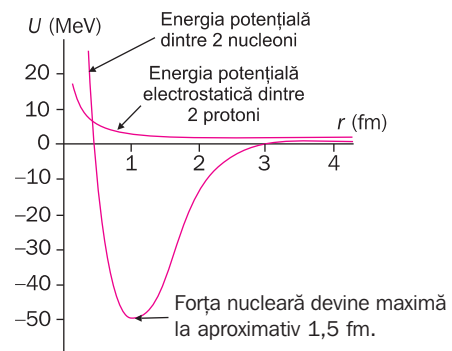


Fig. 3. Variația cu distanța a energiei potențiale de interacțiune dintre nucleoni. În cazul protonilor cele două curbe se apropie.

Figura poate fi interpretată în sensul că:

- la distanțe mari forțele de interacțiune dintre doi protoni sunt de respingere electrostatică;
- la o distanță de circa $3 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ curba prezintă o scădere bruscă ceea ce implică apariția unei forțe puternic atractive – **forța nucleară tare**.

În cazul interacțiunii neutron-proton la distanțe mari nu se exercită interacțiuni între particule, în timp ce, la distanțe de circa $2 \cdot 10^{-15}$ m apar interacțiuni de tip atractiv puternice datorate forțelor nucleare. Deși experimente directe de ciocnire neutron-neutron, nu se pot realiza, datorită imposibilității realizării unor ținte formate din neutroni liberi, interpretarea altor fenomene a condus la concluzia că și între neutroni se manifestă forțe nucleare cu aproximativ aceeași rază de interacțiune (de ordinul a 10^{-15} m).

Concluzii:

- interacțiunea dintre particulele componente ale nucleului ($p-p$; $p-n$ și $n-n$) este realizată prin intermediul unor forțe aproximativ egale. Tăria interacțiunii dintre nucleoni nu depinde de sarcina electrică a acestora - *independența de sarcina a forței nucleare*.
- forțele de atracție dintre nucleoni (forțe nucleare tari) sunt forțe cu rază scurtă de acțiune - de domeniul dimensiunilor nucleului atomic.

Existența forței nucleare tari nu exclude posibilitatea de dezintegrare a nucleelor instabile (nuclee care se autodistrug după un anumit timp, dând naștere altor nuclee). În figura 4 este prezentată distribuția nucleelor în raport cu numărul de neutroni și respectiv, de protoni (Z) care le compun.

Nucleele stabile sunt reprezentate prin căsuțe negre în timp ce nucleele reprezentate prin căsuțe de culoare mai deschisă sunt nuclee instabile. De exemplu, din grupul nucleelor cu $Z = 13$ doar nucleul cu $N = 14$ este stabil în timp ce în grupul nucleelor cu $Z = 14$ sunt trei nuclee stabile, cele cu $N = 14$, $N = 15$ și $N = 16$ (izotopii: $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{29}_{14}\text{Si}$, $^{30}_{14}\text{Si}$) suferă procese de dezintegrare.

Analiza diagramei arată că nuclizii stabili formează un domeniu de stabilitate cu următoarele proprietăți:

- Este liniar pentru nuclizii cu $Z < 20$. În cazul nucleelor ușoare, sunt mai stabile nuclee care conțin un număr egal de neutroni și protoni.
- Se curbează odată cu creșterea numărului atomic (A). Curbarea indică creșterea dezechilibrului neutroni-

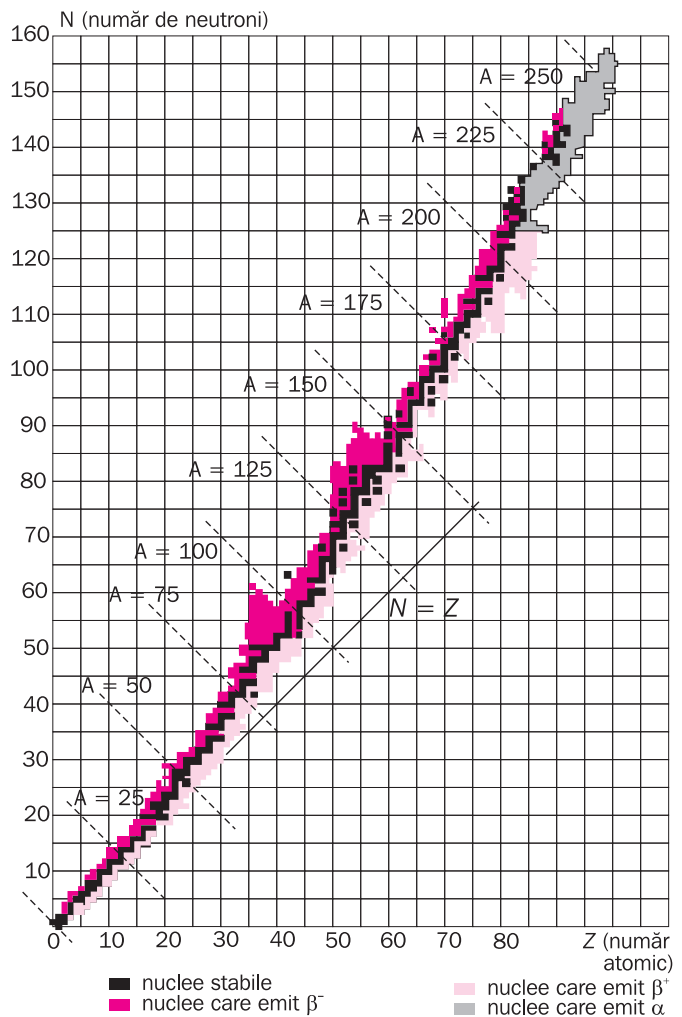


Fig. 4. În această diagramă, fiecare nucleu este reprezentat prin câte un pătrățel.

protoni, în favoarea celor dintâi. În cazul nucleelor grele sunt mai stabile nucleele care conțin un număr mai mare de neutroni. Prin creșterea numărului de protoni, respingerea electrostatică crește. Aceasta are tendința de a determina scăderea coeziunii nucleului până la dezintegrare. Menținerea coeziunii nucleare, impune creșterea numărului de neutroni, care interacționează doar prin intermediul forțelor nucleare tari.

5.2.3. Modelarea structurii nucleului

Pe baza caracteristicilor nucleului discutate în paragrafele anterioare au fost construite modele nucleare, fiecare dintre acestea răspunzând unora dintre proprietățile nucleului.

A. Modelul picătură

Estimarea formei nucleului la cea a unei sfere cu

raza $r = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ și caracterul de saturație a forțelor nucleare a dus la constituirea unei analogii între nucleu și o picătură de lichid - **modelul picătură**. După cum în starea lichidă fiecare moleculă interacționează cu un număr limitat de molecule vecine și în modelul picătură

nucleonii interacționează prin forțe nucleare cu un număr limitat de nucleoni vecini.

Pentru estimarea energiei de legătură a nucleului se pot face următoarele observații:

- în cazul nucleelor cu $A > 20$ energia de legătură medie per nucleon este practic constantă. În acest caz se poate considera că energia de legătură totală este proporțională cu numărul de nucleoni (A). Dacă notăm cu α coeficientul de proporționalitate rezultă:

$$\Delta W_{\text{leg}} = \alpha A,$$

relație în care se presupun toți nucleonii echivalenți.

- nucleonii situați în stratul superficial al nucleului (la contactul cu exteriorul) sunt atrași în nucleu numai dintr-o singură parte. Energia lor de legătură va fi corespunzător mai mică cu un termen proporțional cu aria suprafeței picăturii ($A^{\frac{2}{3}}$). Expresia energiei de legătură se modifică.

$$\Delta W_{\text{leg}} = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}}$$

- respingerea coulombiană dintre protoni determină o scădere a energiei de legătură cu un termen de tipul:

$\gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}$. Proporționalitatea cu Z^2 se datorează faptului că orice proton va interacționa cu oricare alt proton din nucleu (în cazul forțelor coulombiene nu există proprietate de saturație). Cum forțele coulombiene sunt invers proporționale cu pătratul distanței acest lucru a putut fi exprimat prin termenul $A^{-\frac{1}{3}}$.

- În construcția nucleelor atomice se observă o tendință de simetrie a nucleelor ușoare în sensul în care cele mai stabile nucleee sunt cele cu numărul de protoni egal cu numărul de neutroni ($Z = N = \frac{A}{2}$). Abaterea, în orice parte de la condiția anterioară duce la micșorarea energiei de legătură. Aceasta determină

adăugarea unui termen de tipul $\xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}$.

Energia de legătură în acest model este dată de:

$$\Delta W_{\text{leg}} = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}$$

numită și formula semiempirică Weizsacker.

- Coeficienții α , β , γ și ξ sunt obținuți pe cale experimentală și au valorile $\alpha = 15,75$, $\beta = 17,8$, $\gamma = 0,71$, $\xi = 94,8$.

Modelul calculează energiile de legătură ale nucleelor cu A impar și explică unele dintre proprietățile nucleului, printre care fisiunea acestuia. Pentru a se obține și valorile energiilor de legătură ale nucleelor cu A par modelul a fost completat prin adăugarea la ultima relație a unui termen de tipul: $\delta A^{-\frac{3}{4}}$ cu: $\delta = 34 \text{ MeV}$ pentru nucleeele par-pare (Z -par, N -par); $\delta = 0$ pentru nucleeele impare (Z -par, N -impar sau Z -impar, N -par) și $\delta = -34 \text{ MeV}$ pentru nucleeele impar-impare (Z -impar, N -impar).

Modelul picătură nu explică stabilitatea mare a nucleelor cu $A = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$, numite nucleee dublu magice, la fel cum nu explică nici dezintegrarea nucleelor instabile. Acestea sunt explicate de un alt model numit, *modelul nuclear în pături*.

B. Modelul nuclear în pături

Modelul nuclear în pături a fost conceput de Maria Goeppert-Mayer și independent, de Hans Jensen.

Maria Goeppert-Mayer



Hans Jensen



Fig. 5. Laureați ai premiului Nobel în fizică în 1963 pentru activitatea depusă în înțelegerea structurii atomului.

Modelul presupune că fiecare nucleon are în interiorul nucleului o mișcare independentă de tip orbital (similară mișcării electronilor în atom), cu o energie potențială medie datorată forței nucleare tari exercitate de ceilalți nucleoni. Pentru protoni se ia în considerare și forța de respingere coulombiană (fig. 6).

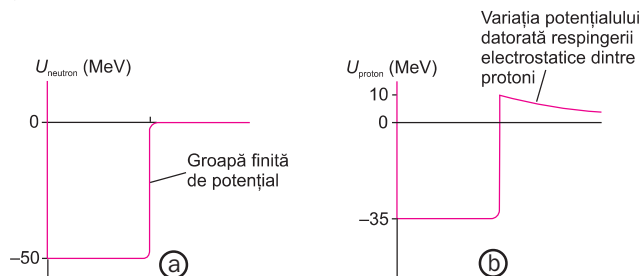


Fig. 6. Dependența de distanță a energiei potențiale medii: în cazul neutronilor - datorită forței nucleare tari (a); în cazul protonilor - datorită forței nucleare tari și a forței de respingere coulombiene (b).

În cazul ocupării cu electroni a orbitalilor atomici este aplicabil principiul excluziunii formulat de Pauli. Același principiu poate explica și completarea cu nucleoni a nivelelor energetice nucleare. Potrivit acestui principiu, aplicat nucleului, pe același nivel nu pot exista doi nucleoni de același tip, având aceleași valori ale numerelor cuantice. Principiul excluziunii pentru nucleu se aplică separat protonilor și separat neutronilor.

Atât neutronul cât și protonul au moment cinetic propriu (spin) și moment magnetic propriu ($\vec{\mu}$). Într-un câmp magnetic exterior cum este cazul câmpului magnetic datorat mișcării electronilor în atom, protonul și neutronul se orientează conform pozițiilor indicate în fig. 7. Numărul cuantic de spin s ia valorile $\pm \frac{1}{2}$, atât în cazul protonului cât și în cel al neutronului.

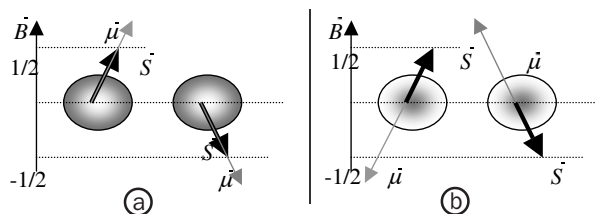


Fig. 7. Orientările posibile ale momentului cinetic (\vec{S}) și a celui magnetic propriu ($\vec{\mu}$) al protonului (a) și al neutronului (b) într-un câmp magnetic extern de inducție \vec{B} .

Dacă se reprezintă stările posibile pentru nucleoni în nucleu sub forma unor nivele energetice neutronice și respectiv protonice într-o groapă de potențial „dublă” (fig. 8), atunci, conform principiului lui Pauli, pe primul nivel neutronic se pot afla 0, 1 sau 2 neutroni de spini opuși. Analog, pe primul nivel protonic.

În cazul nucleelor cu Z mic ($Z < 8$), într-o primă aproximare, datorită numărului mic de protoni, respingerea coulombiană se poate neglija. În această situație nivelele energetice protonice au valori aproximativ egale celor neutronice. Aceste nivele energetice corespund unor valori diferite, distincte pentru diferite tipuri de nucleu. Energiile medii care le separă sunt de ordinul a câtorva MeV. Diagrama energetică a nucleonilor în nucleu, în groapa dublă de potențial se construiește pe baza diagramelor din fig.6 poziționate astfel încât partea lor stângă devine axul central comun al „gropii” (fig. 8a).

Ca regulă nivelele sunt ocupate de jos în sus, corespunzător sensului de creștere al energiei nucleonilor. Apare ca energetic avantajoasă ocuparea simultană a nivelelor nucleonice și a celor protonice, completarea primului nivel fiind urmată de completarea celui de-al doilea etc. Pentru aceste nucleu adâncimea gropilor de

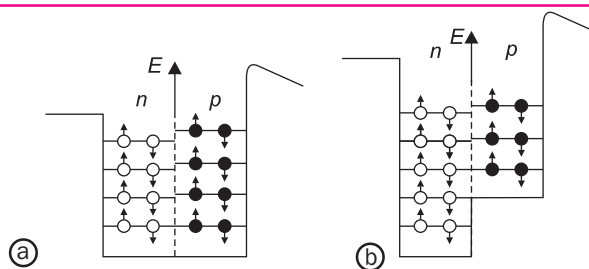


Fig. 8. Ocuparea stărilor energetice ale nucleului de către neutroni și protoni: în cazul nucleelor cu Z mic (a) și al nucleelor cu Z mare (b).

potențial protonică și neutronică este aproximativ aceeași.

În cazul nucleelor cu Z mare, diferențele de energie dintre nivelele protonice sunt mai mari față de diferențele de energie dintre nivelele neutronice ca urmare a respingerii coulombiene. Din cauza numărului mare de protoni aceasta nu mai poate fi neglijată. Devine astfel avantajoasă ocuparea cu predilecție a nivelelor neutronice ceea ce determină existența unui număr mai mare de neutroni comparativ cu cel de protoni. În acest caz adâncimile gropilor de potențial neutronică și protonică sunt diferite, cu un plus în cazul celei neutronice (fig. 8b).

Urmărind diagramele se poate observa că, neexistând nivele energetice inferioare libere care să poată fi ocupate de nucleoni, în cazul nucleelor par-pare (Z-par, N-par) stabilitatea nucleară este maximă. Exemple de astfel de nucleu sunt: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$. Tot nucleu stabile sunt și nucleu par-impair care au un număr impar de neutroni sau un număr impar de protoni (fig. 9).

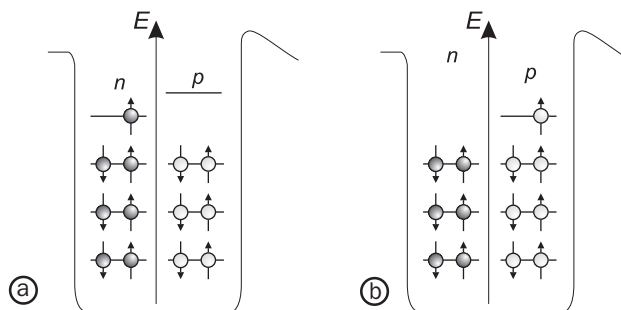


Fig. 9. Nucleu par – impar sunt nucleu cu un neutron (a) sau un proton (b) adițional.

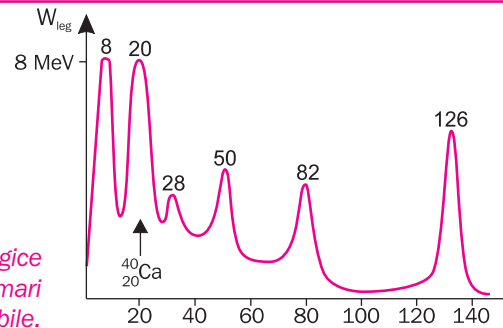
Dacă se compară energiile specifice de legătură ale nucleelor par – pare, se remarcă faptul că valorile cele mai mari le au nucleu care conțin unul din următoarele numere de protoni/neutroni: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (ultimul doar pentru neutroni), numere numite magice. În cazul în care, atât protonii cât și neutronii sunt în număr magic, nucleu este dublu magic. Dintre cei 264 de izotopi stabili, doar 5 au ambele

tipuri de nucleoni într-un număr impar, în timp ce 157 dintre aceștia au ambele particule în număr par. Restul sunt amestecate (par-impar).

Stabilitatea nucleelor par-pare este explicată în modelul păturilor nucleare.

Temă. Realizați un referat cu tema „Modele nucleare“.

Fig. 10. Nucleele dublu magice au energiile de legătură cele mai mari - sunt foarte stabile.



Rezumat

• Energia de legătură (W_{leg}) reprezintă energia necesară desfacerii nucleului în componentele sale:

$$W_{leg} = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n]c^2 - Mc^2$$

• Energia specifică de legătură (B) este raportul dintre energia de legătură și numărul de nucleoni (A) care intră în componența acestuia.

• Proprietățile forței nucleare sunt:

– forță de atracție cu rază mică de acțiune ($\sim 10^{-15}$ m),
– forță saturată – interacțiune cu un număr limitat de nucleoni vecini.

– este de circa 10 ori mai puternică decât forțele de respingere electrostatice dintre protoni.

– este independentă de sarcină.

• Pentru nucleele cu Z mic sunt stabile nucleele al căror număr de protoni este egal cu cel de neutroni.

• Pentru nucleele cu Z mare sunt stabile nucleele cu un număr mai mare de neutroni.

• Modelul nuclear în pături presupune că fiecare nucleon are în interiorul nucleului o mișcare independentă de tip orbital cu o energie potențială medie datorată forței nucleare tari exercitate de ceilalți nucleoni. Pentru protoni se ia în considerare și forța de respingere coulombiană. Nivelele energetice nucleonice cu valori apropiate ale energiei formează pături nucleare, aflate la distanțe energetice mari față de alte pături nucleare. Potrivit principiului de excluziune pe fiecare pătură nucleară se găsește un număr bine determinat de nucleoni.

• Modelul explică stabilitatea mare a nucleelor dublu magice și dezintegrările radioactive.



Verificați-vă cunoștințele

1. Care este energia necesară pentru a descompune nucleul ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ în două particule α și un nucleu de ${}^{12}_6\text{C}$?

Se dau energiile medii de legătură per nucleon:

$B_{\text{He}} = 7,07$ MeV/nucleon; $B_{\text{C}} = 7,78$ MeV/nucleon;

$B_{\text{Ne}} = 8,03$ MeV/nucleon.

2. Un neutron ciocnește elastic un atom de deuteriu aflat în repaus. Care este fracțiunea, din energia inițială, pierdută de neutron, în cazul acestei ciocniri? Se dă masa deuteriului $M = 2,14047$ u (masa neutronului o luați din tabel).

3. Calculați în MeV energia totală de legătură și energia specifică de legătură a nucleelor ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$. Care dintre izotopii heliului este mai puternic legat?

4. Calculați în MeV energia de legătură și energia specifică de legătură a nucleelor: ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{13}_6\text{C}$.

5. Dacă defectul de masă al unuia dintre izotopii carbonului este $0,11302$ u, care este energia de legătura?

6. Desenați diagramele nivelelor de energie a nucleelor cu $A = 14$ din lista următoare: ${}^{14}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{14}_8\text{O}$. Indicați toate nivelele protonice și neutronice ocupate. Care dintre acestea sunt stabile?

7. Care este raportul dintre energia potențială gravitațională și cea nucleară pentru doi neutroni separați de o distanță de 1 fm?

8. Utilizați diagrama energiei potențiale din fig. 3 pentru a estima tăria forței tari de interacțiune dintre doi nucleoni situați la 1,5 fm unul de altul.

9. O pereche de nuclee pentru care $Z_1 = N_2$ și $Z_2 = N_1$ se numesc nuclee oglindă (în cazul lor, numărul atomic și cel de neutroni își schimbă valorile între ele). Măsurători ale energiilor de legătură ale acestor nuclee oglindă evidențiază independența față de sarcină a forțelor nucleare. Calculați diferența dintre energiile de legătură ale două nuclee oglindă: ${}^{15}_8\text{O}$ și ${}^{15}_7\text{N}$.

5.3.1. Tipuri de dezintegrări radioactive

După ce, în 1896, Becquerel (fig. 1) descoperise accidental emisia spontană de radiație a unei sări de uraniu, alți cercetători au arătat că această proprietate care a fost numită *radioactivitate*, nu este proprie doar uraniului, ci și altor elemente.

HENRI BECQUEREL
(1852-1908)


Fig. 1.
Laureați ai premiului Nobel pentru fizică în 1903, pentru descoperirea radioactivității.

PIERRE CURIE
(1859 - 1906)

MARIE CURIE
(1867 - 1934)


Cercetările au arătat că radioactivitatea este consecința procesului de dezintegrare a nucleelor instabile. Pe cale experimentală au fost evidențiate o serie de proprietăți ale radioactivității, precum:

- independența față de combinația chimică în care intră elementul radioactiv,
- independența față de presiune și temperatură, parametri care influențează o reacție chimică, dar care n-au nici un efect asupra radioactivității.

Aceste proprietăți evidențiază faptul că radioactivitatea este un fenomen nuclear, care nu are nici o legătură cu rearanjarea electronilor în învelișul atomic. Aceștia se vor reorganiza abia după producerea dezintegrării radioactive.

Pentru a determina natura radiațiilor produse în dezintegrările radioactive, Rutherford a efectuat o serie

de experiențe de împrăștiere, interpunând diferite foițe din metal pe traseul fascicului emisie radioactive (fig. 2a). În acest mod, el a putut observa că o parte din radiație era reținută de foițe, în timp ce o alta avea o putere de penetrare mult mai mare. Concluzia lui a fost aceea că nu avea de-a face cu o singură radiație. Radiația care a fost reținută a numit-o *alfa* (α), iar cea care a penetrat foițele a numit-o *beta* (β). Experimente ulterioare, realizate cu ajutorul unor câmpuri electrice și magnetice, au scos în evidență că în realitate, radiațiile emise de elementele radioactive erau de trei tipuri, la cele deja menționate adăugându-se și o alta, care nu era deviată de prezența câmpului electric (fig. 2b) sau magnetic (fig. 2c) – radiație *gamma* (γ). Ea are puterea de penetrare mult mai mare decât a radiației β .

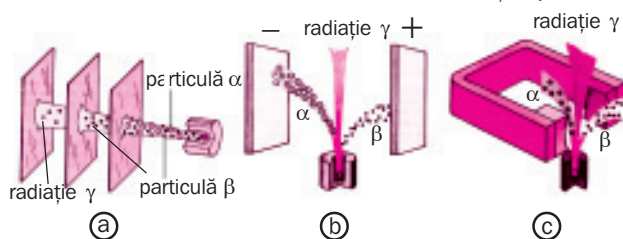


Fig. 2. Penetrarea prin foițele metalice este diferită, în cazul celor trei radiații (a); comportarea lor în câmpuri electrice (b) și magnetice (c) diferă.

Puterea de penetrare (trecerea particulelor prin diferite medii) este diferită în cazul celor trei tipuri de radiații (fig. 2a). O particulă α abia dacă poate penetra o foaie de hârtie, o particulă beta va putea penetra o folie de aluminiu de doar câțiva milimetri, în timp ce radiația gamma poate penetra plumbul cu o grosime de câțiva centimetri.

Studii aprofundate ale dezintegrărilor radioactive au indicat prezența și a altor tipuri de dezintegrări sistematizate în tabelul 2.

Tabelul 1: Tipuri de dezintegrări radioactive

Tranziție	Simbol	Nuclid rezultat
alfa	α	$Z - 2; A - 4$
beta (+)	β^+	$Z - 1; A$
beta (-)	β^-	$Z + 1; A$
captura electronică	CE	$Z - 1; A$
gamma	γ	$Z; A$
tranziție izomeră	TI	$Z; A$
conversie internă	CI	$Z; A$
emisie de neutroni	n	$Z; A - 1$

A. Dezintegrarea alfa (α)

Radiația alfa reprezintă emisia unui nucleu de heliu (${}^4_2\text{He}$). Cauza producerii acestei dezintegrări este numărul prea mare de protoni din nucleu, ceea ce generează o forță de respingere mare. Prin eliminarea celor patru nucleoni, energia de legătură per nucleon a particulei rezultante va fi mai mare decât în cazul particulei inițiale.

Referindu-se la emisia acestei radiații, Soddy a formulat următoarea lege:

Când un nucleu X cu masa atomică A și număr atomic Z emite o particulă α , masa sa descrește cu patru unități, iar sarcina cu două unități:



unde nucleul ${}^4_2 \text{He}$ reprezintă chiar particula denumită alfa (α). Nucleul X se numește *nucleu părinte*, iar nucleul Y *nucleu-fiică*.



Fig. 3. Emisia unei particule α din nucleu.

Condiția necesară pentru producerea dezintegrării α este ca masa nucleului părinte să fie mai mare ca suma maselor nucleului fiică și a particulei α .

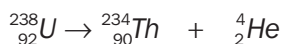
$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M({}^4_2\text{He}) \quad (2)$$

Diferența de masă, exprimată în unități de energie, se manifestă sub forma energiei de dezintegrare (E_α)

$$E_\alpha = [M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M({}^4_2\text{He})]c^2 \quad (3)$$

Partea cea mai mare a acestei energii se regăsește sub formă de energie cinetică a particulei α , restul fiind energia de recul a nucleului fiică.

Un exemplu de astfel de dezintegrare este cea a nucleului ${}^{238}_{92}\text{U}$.



Observație: În scrierea relației (1) se constată că:

a) numărul atomic este același în cei doi membri ai reacției, ceea ce confirmă **conservarea sarcinii electrice**;

b) numărul de masă este același în cei doi membri, ceea ce confirmă **conservarea numărului de nucleoni**.

Exemplu

Radiul, ${}^{226}_{88}\text{Ra}$, se dezintegrează alfa. Determinați:

- elementul fiică produs în urma dezintegrării;
- energia eliberată în urma dezintegrării;
- viteza particulei alfa în ipoteza ca aceasta preia întreagă energie eliberată în dezintegrare.

Masa radiului ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ este 226,025406 u, masa elementului fiică ${}^A_b X$ este 222,017574 u, iar masa particulei α este 4,002603 u.

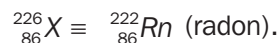
Rezolvare

a) Dezintegrarea α se poate scrie:



unde X este elementul fiică necunoscut. Aplicând conservarea sarcinii, rezultă că acest nucleu are sarcina $88 - 2 = 86$, iar din conservarea numărului de nucleoni se obține $226 - 4 = 222$.

Deci elementul fiică este:



b) Energia eliberată în reacție este:

$$E = \Delta mc^2 = [M_{\text{Ra}} - m_{\text{Rn}} - m_\alpha]c^2 = 4,8 \text{ MeV}$$

c) Dacă energia eliberată în reacție ar fi preluată integral de particula alfa ca energie cinetică (în realitate o parte va fi energia de recul a nucleului radioactiv), aplicând expresia energiei cinetice din mecanica clasică se obține:

$$E = \frac{mv^2}{2} \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2E}{m}} = 1,5 \cdot 10^7 \text{ m/s}.$$

Viteza, deși mare, reprezintă abia 5% din viteza luminii astfel încât se poate utiliza destul de bine energia cinetică nerelativistă.

Vitezele inițiale ale particulelor alfa emise de nucleele radioactive nu diferă prea mult, ele aflându-se în intervalul $1,5 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^7 \text{ m/s}$.

Particulele alfa sunt emise totdeauna cu o energie cinetică bine definită determinată de conservarea impulsului și energiei. Emisia alfa este posibilă prin așa numitul **efect tunel** (fig. 4), energia particulei (4,8 MeV) fiind sub energia impusă de bariera de potențial (circa 9 MeV).

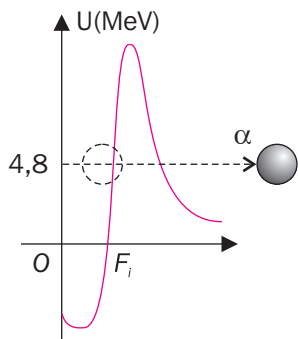


Fig. 4. Efectul de tunelare a barierei de energie potențială de către particula alfa.

B. Dezintegrarea beta (β)

Dezintegrarea beta se produce atunci când raportul neutroni/protoni din nucleu este sau prea mare sau prea mic, ceea ce determină instabilitatea acestuia.

Există două tipuri de dezintegrări beta (β^- , β^+).

- **Dezintegrarea β^- = emisia unui electron de către nucleu**
În formularea lui Soddy, **când nucleul unui element X, a cărui masă atomică este A și al cărui număr atomic este Z, emite o particulă β^- , masa atomică i se modifică extrem de puțin, iar numărul atomic îi crește cu o unitate:**

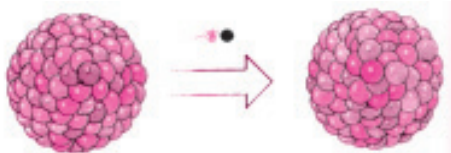
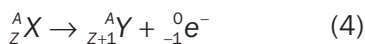
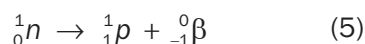
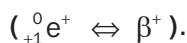


Fig. 5. Emisia unei particule β din nucleu.

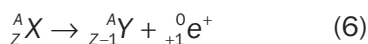
Cum în nucleu nu există electroni, acest tip de emisie nu poate fi interpretat decât ca o transformare a unui neutron în proton:



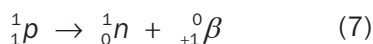
- **Dezintegrarea β^+ = emisia unui pozitron**



În formularea lui Soddy, **când nucleul unui element X, a cărui masă atomică este A și al cărui număr atomic este Z, emite o particulă β^+ , masa atomică i se modifică extrem de puțin, iar numărul atomic scade cu o unitate:**



Cum în nucleu nu există pozitroni, acest tip de emisie nu poate fi interpretat decât ca o transformare a unui proton într-un neutron:



Experimental, s-a constatat că energia radiației beta (β^+ sau β^-) poate avea un spectru continuu de valori (fig. 6), ceea ce contrazice legea conservării energiei,

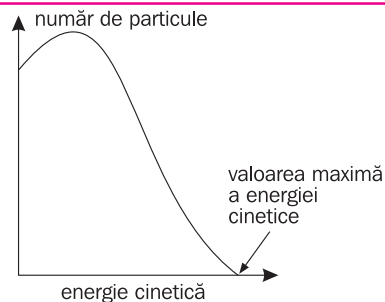
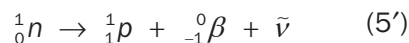
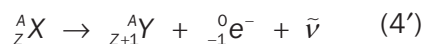


Fig. 6. Spectru β tipic.

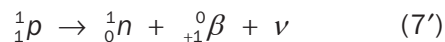
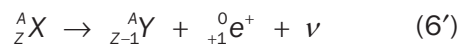
respectată în cazul dezintegrării α . Pentru a explica această proprietate a radiației β , Pauli a propus în 1930 introducerea în membrul drept al reacției de dezintegrare a unei a treia particule, **neutrino**, particulă cu masa de repaus mai mică decât cea a unui electron, și fără sarcină electrică, particulă emisă o dată cu particula β .

În acest fel, energia se distribuie celor două particule, ceea ce explică posibilitatea particulei β de a nu avea o energie bine determinată.

Scrierea corectă a relațiilor (4) și (5), cu respectarea legii de conservare a energiei, este:



Cu $\bar{\nu}$ s-a notat **antiparticula neutrino**. În cazul relațiilor (6) și (7), scrierea corectă, cu respectarea legii conservării energiei, duce la:



Condiția de dezintegrare β este ca masa nucleului părinte să fie mai mare ca suma maselor nucleului fiică și a masei particulei beta (electron/pozitron)

$$M(A, Z) > M(A, Z-1) + m_e \quad (8)$$

Dacă dezintegrarea are loc, atunci diferența de masă exprimată în unități de energie se manifestă sub forma energiei de dezintegrare (E_β).

$$E_\beta = [M(A, Z) - M(A, Z-1) - m_e]c^2 \quad (9)$$

Spre deosebire de dezintegrarea α în care energia se repartizează între două particule (nucleul fiică și particula α) în cazul dezintegrării β energia se repartizează între trei particule (nucleu fiică, particula β , neutrino/antineutrino) determinând un spectru energetic β continuu.

Dezintegrările β^+ și β^- pot fi explicate de modelul nuclear în pături (fig. 7).

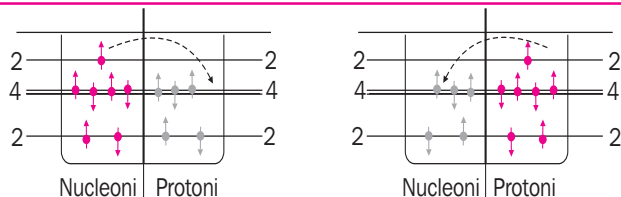


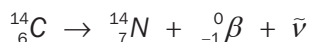
Fig. 7. Dezintegrare β^- a nucleului ^{12}B (a) și dezintegrarea β^+ a nucleului ^{12}N (b) în modelul păturilor nucleare. Ambele nuclee sunt impar – impare.

Exemplu

Determinați energia eliberată în dezintegrarea beta a carbonului $^{14}_6\text{C}$ al cărui produs de dezintegrare este azotul $^{14}_7\text{N}$. Se cunosc: $m_{^{14}_6\text{C}} = 14,003242 \text{ u}$; $m_{^{14}_7\text{N}} = 14,003074 \text{ u}$.

Rezolvare

Ecuția dezintegrării este:



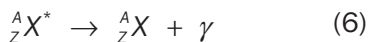
Energia eliberată în reacție este:

$$E = \Delta mc^2 = [m_{^{14}_6\text{C}} - m_{^{14}_7\text{N}}]c^2 = 0,156 \text{ MeV}$$

C. Dezintegrarea gama (γ)

Adesea, nuclee ce rezultă în urma procesului de dezintegrare rămân în stare excitată. În acest caz, nucleul poate trece pe un nivel de energie inferioară sau pe nivelul energetic fundamental, prin emisia unui foton. Procesul este similar emisiei de lumină de către atom. Fotonul emis în cazul acestui proces se numește *radiație gama* (γ) și are energii cu mult mai mari decât cuantele de lumină.

Ecuția bilanț este:



unde $^A_Z X^*$ reprezintă nucleul într-o stare excitată.

Analiza radiației γ emise în urma dezintegrărilor α sau β a arătat că spectrele de energie sunt spectre discrete de linii. Acțiunea unui câmp magnetic asupra emisiilor radioactive α sau β permite determinarea energiilor cinetice ale particulelor emise. Rezultatele experimentale conduc la așa numitele scheme de dezintegrare radioactivă.

În cazul radiului $^{226}_{88}\text{Ra}$, prin emisia unei particule alfa a rezultat ca nucleu fiică randomul $^{222}_{86}\text{Rn}$.

Studiul energetic al particulelor emise a condus la datele furnizate în tabelul 2.

Tabelul 2

Energie cinetică (MeV)	Procent de particule
4,8	94,3
4,6	5,69
4,3	0,01

Tabelul evidențiază faptul că energiile particulelor alfa emise prin dezintegrare pot avea trei valori. Spectrul lor caracteristic va fi un spectru de linii (fig. 8).

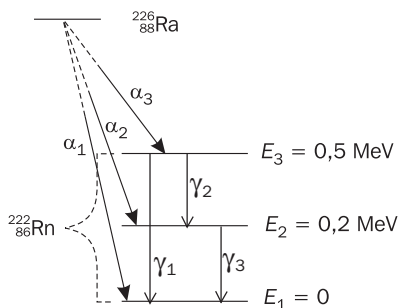


Fig. 8. Dezintegrarea α a radiului $^{226}_{88}\text{Ra}$ și nivelele de energie ale radonului $^{222}_{86}\text{Rn}$.

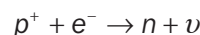
Potrivit schemei de dezintegrare, nucleul fiică poate exista în trei stări energetice. Atribuind arbitrar energia zero nivelului energetic care corespunde stării stabile, energiile primelor două nivele excitate se pot calcula din tabel, rezultând: $E_2 = 4,8 - 4,6 = 0,2 \text{ MeV}$ și $E_3 = 4,8 - 4,3 = 0,5 \text{ MeV}$.

Rezultatul acestui calcul este doar aproximativ, întrucât nu s-a luat în considerare energia de recul a nucleului fiică.

Pe lângă dezintegrările alfa, beta și gama o serie de alte fenomene pot fi responsabile de tranziții ale nucleelor radioactive: captura electronică, conversia internă, tranziția izomeră.

D. Captura electronică

La unele nuclee instabile poate avea loc capturarea unui electron de pe orbitalii atomici de către nucleu. Electronul capturat va determina transformarea unui proton din nucleu în neutron printr-o reacție de tipul:



Fenomenul cunoscut sub numele de captură electronică (CE) (fig. 9) are probabilitate mare de producere în cazul electronilor din imediata vecinătate a nucleului, de obicei de pe pătura K. Sunt însă posibile și capturi electronice de pe pături externe (L). Din această cauză se specifică localizarea electronului capturat sub forma CE_K , CE_L . Neutrino emis în urma tranziției interacționează foarte slab cu nucleele (interacțiunea slabă nucleară) fapt pentru care este extrem de greu de pus în evidență. Producerea efectului poate fi detectată prin înregistrarea emisiei datorate

atomului fiică.

În urma capturii de către nucleu a unui electron de pe păturile interne ale atomului, în pătura respectivă va rămâne un gol (lipsă de electroni). Prezența acesteia determină rearanjarea electronilor în atom ceea ce va produce o emisie X caracteristică.

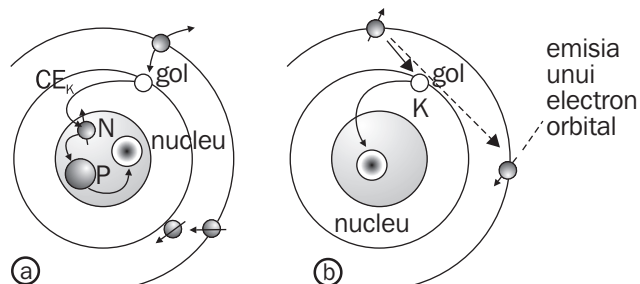


Fig. 9. Captura electronică (a) este urmată de procesul de rearanjare a electronilor orbitali ai atomului (b).

Procesul poate duce la emisia unei radiații X caracteristice sau la emisia unui electron orbital.

Este posibil și un alt mecanism competitiv emisieii radiației X caracteristice, și anume emisia unui electron. Acesta poate fi emis în procesul de rearanjare a electronilor pe păturile atomice și duce la apariția unui nou gol nu neapărat pe nivelul de pe care s-a făcut captura.

De exemplu, dezintegrarea nucleidului ${}^7_4\text{Be}$ are ca nucleu fiică ${}^7_3\text{Li}$ și se poate realiza în paralel prin două tranziții CE care conduc una în starea fundamentală, iar alta într-o stare excitată cu o energie de 480 keV. Dacă dezintegrarea se face prin starea excitată, aceasta este urmată de o emisie γ de 480 keV conform diagramei din figura 10.

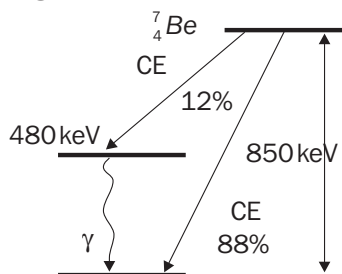


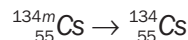
Fig. 10. Dezintegrarea ${}^7_4\text{Be}$.

E. Conversia internă

La unele nuclee energia tranziției radioactive între două stări energetice este cedată unui electron orbital care va fi astfel ejectat din atom. Fenomenul poartă numele de *conversie internă* (CI).

F. Tranziția izomeră

Printr-o astfel de tranziție se obține un nuclid cu același număr de nucleoni A și același număr de protoni Z, dar aflat într-o altă stare energetică inferioară. Nuclidul inițial trebuie să se afle într-o stare energetică superioară numită stare metastabilă. Un exemplu este tranziția izomeră:



În multe cazuri schemele de dezintegrare sunt mai complexe evidențiind mai multe posibilități concurente sau secvențiale de realizare. O schemă de dezintegrare cuprinde ansamblul nivelelor energetice între care au loc tranzițiile radioactive și energiile acestora, tipul tranzițiilor și abundența relativă a tranziției (raportul între numărul de nuclee care realizează tranziția respectivă și numărul total de nuclee care se dezintegrează) în cazul în care sunt posibile mai multe căi de dezintegrare. În construirea unei scheme de dezintegrare trebuie ținut seamă de o serie de reguli:

- în cazul în care prin tranziție Z nu variază, nivele energetice ale nucleidului fiică sunt situate vertical, sub cele ale nucleidului părinte. Dacă Z crește sunt orientate spre dreapta (vezi dezintegrarea α , fig. 8) sau β^- (fig. 11b), iar dacă Z scade sunt orientate spre stânga (vezi dezintegrarea β^+ , fig. 11a, sau CE – fig. 10).
- o ramificare în schema de dezintegrare exprimă existența mai multor posibilități de dezintegrare.

Temă în clasă: În fig. 11 sunt date două exemple de scheme de dezintegrare. Identificați nucleele fiică și nucleele părinte. Identificați căile de dezintegrare și abundențele relative ale acestora.

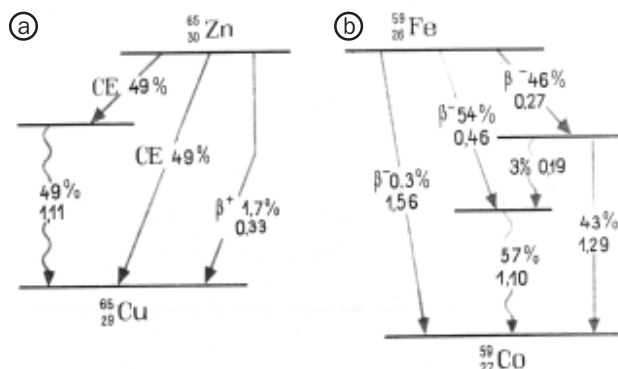


Fig. 11. Scheme de dezintegrare ale: zincului (a) și fierului (b).

5.3.2. Serii radioactive

Prin emisia de către nucleu a unei radiații α , β^- , β^+ , sau în urma CE acesta se transformă într-un nucleu diferit. Noul element poate fi la rândul său radioactiv, dând naștere așa numitelor serii radioactive.

Trei din seriile radioactive (tabelul 3) încep cu nuclee radioactive naturale. Acestea sunt cele două serii ale uraniului și seria toriului, caracterizate prin faptul că elementele de început ale acestor serii au timpi de viață care depășesc timpul de viață al oricărui izotop descendent din familie. Cea de-a patra serie este cea a neptuniului, un element transuranian, care nu se găsește în natură.

Tabelul 3

Seria	Primul izotop	$T_{1/2}$ [ani]	Produs stabil
Uraniu	$^{238}_{92}\text{U}$	$4,47 \cdot 10^9$	$^{206}_{82}\text{Pb}$
Actiniu	$^{235}_{92}\text{U}$	$7,47 \cdot 10^8$	$^{207}_{82}\text{Pb}$
Toriu	$^{232}_{90}\text{Th}$	$1,41 \cdot 10^{10}$	$^{208}_{82}\text{Pb}$
Neptuniu	$^{237}_{98}\text{Np}$	$2,14 \cdot 10^6$	$^{209}_{83}\text{Bi}$

În afara acestor serii radioactive, există și elemente naturale conținând izotopi radioactivi, cum ar fi ^{14}C sau ^{40}K , care nu fac parte din nici o serie radioactivă.

5.3.3. Legea dezintegrării radioactive

Studiul dezintegrărilor radioactive a evidențiat că deși la nivelul individual al unui singur atom par absolut întâmplătoare, la nivelul unei populații de atomi lucrurile nu mai sunt deloc așa. Astfel, într-o probă radioactivă conținând la un moment dat un număr N de nuclee radioactive, s-a arătat că numărul de nuclee (dN) care se dezintegrează într-un interval de timp (dt) este proporțional cu numărul inițial de nuclee (N):

$$dN = -\lambda N \cdot dt, \quad (1)$$

unde λ este o constantă numită *constantă de dezintegrare radioactivă*. Semnul minus semnifică descreșterea în timp a numărului de nuclee radioactive, datorită dezintegrării.

Relația (1) se mai poate scrie și sub forma:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt. \quad (1')$$

Prin integrare pe un interval de timp finit:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \quad (2)$$

se obține:
$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

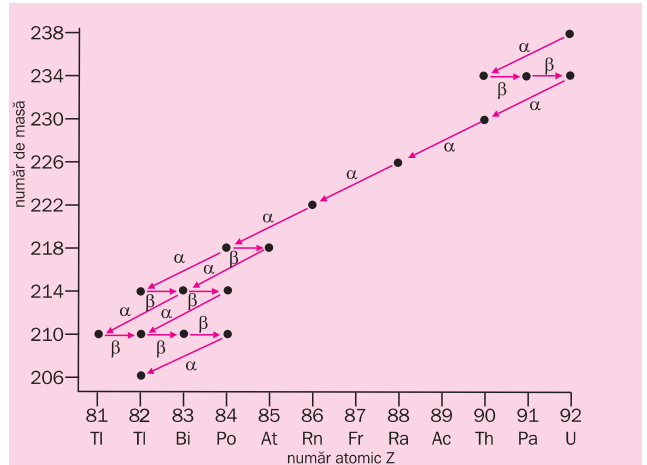


Fig. 12. Diagrama seriei radioactive a uraniului $^{238}_{92}\text{U}$.

Pentru totalitatea celor 90 de elemente naturale și a celor 13 artificiale, se cunosc actualmente peste 1500 de izotopi, dintre care 325 sunt de origine naturală, iar restul sunt izotopi artificiali. Dintre cei 325 de izotopi naturali, 51 sunt instabili, în timp ce izotopii artificiali sunt toți instabili.

sau, introducând timpul mediu de viață (τ), conform celor discutate în cadrul dezexcitării sistemelor atomice, dar considerând de această dată că tranzițiile cuantice au loc în nucleu, relația (3) se scrie și sub forma:

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4)$$

Relația (3) este cunoscută sub numele de *legea dezintegrării radioactive*.

Variația în timp a numărului de nuclee radioactive ale unei probe date este reprezentată în figura 13.

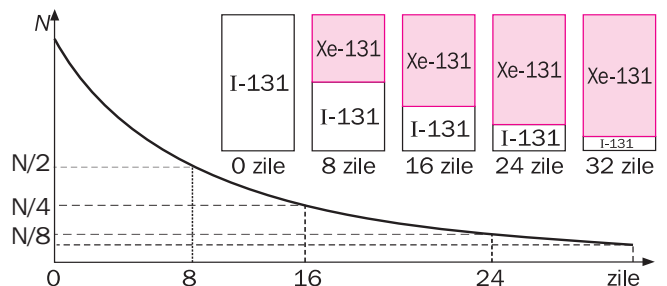


Fig. 13. Dezintegrarea radioactivă a iodului ^{131}I .

Valoarea constantei de dezintegrare radioactivă a unui izotop semnifică viteza de dezintegrare a acestuia. O mărime caracteristică surselor radioactive este **activitatea**.

Dicționar

Activitatea (Λ): viteza de dezintegrare a sursei radioactive.

$$\Lambda = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \quad (5)$$

Potrivit acestei relații, cu cât valoarea constantei de dezintegrare radioactivă este mare, cu atât dezintegrarea va fi mai rapidă. Unitatea de măsură a activității unei surse radioactive, în sistemul internațional, se numește becquerel (Bq).

Dicționar

Becquerel: unitate de măsură a activității radioactive a unei surse, egală cu o dezintegrare pe secundă.

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ dez/s}$$

În practică, este des întâlnită și o altă unitate de măsură, numită curie (Ci).

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

Un parametru util caracterizării unei surse radioactive este **timpul de înjumătățire**.

Dicționar

Timp de înjumătățire ($T_{1/2}$): intervalul de timp după care numărul de nuclee radioactive de același tip dintr-o probă scade la jumătate.

Înlocuind $N = N_0/2$ în relația (3), se obține:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (6)$$

de unde:
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (7)$$

În tabelul următor sunt dați timpii de înjumătățire ai câtorva elemente radioactive:

Element	$^{204}_{82}\text{Pb}$	$^{238}_{92}\text{U}$	$^{235}_{92}\text{U}$	$^{14}_6\text{C}$	^3_1H
$T_{1/2}$	10^{19} ani	$4,5 \cdot 10^9$ ani	$7 \cdot 10^8$ ani	$5,7 \cdot 10^3$ ani	12,3 ani
Element	$^{131}_{53}\text{I}$	$^{212}_{82}\text{Pb}$	$^{239}_{92}\text{U}$	$^{19}_{10}\text{Ne}$	$^{212}_{84}\text{Po}$
$T_{1/2}$	8 zile	10,6 ore	23 min	18 s	$3 \cdot 10^{-7}$ s

Exemplu

O probă radioactivă de radiu $^{226}_{88}\text{Ra}$, conține $5 \cdot 10^{16}$ nuclee. Care este activitatea probei, dacă timpul de înjumătățire este $T_{1/2} = 1600$ ani.

Rezolvare

Transformat în secunde, timpul de înjumătățire este:

$$T_{1/2} = 5 \cdot 10^{10} \text{ s}$$

Constanta de dezintegrare radioactivă va fi:

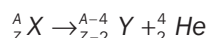
$$\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} = 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$$

Activitatea probei, Λ_0 , este dată de relația:

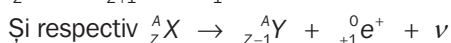
$$\Lambda_0 = \lambda N = 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1} \cdot 5 \cdot 10^{16} = 7 \cdot 10^5 \text{ Bq}$$

Rezumat

- Dezintegrarea radioactivă este procesul prin care se produc modificări ale nucleului atomic ce duc la creșterea stabilității acestuia.
- Dezintegrarea radioactivă poate determina emisia de: particule alfa, beta (+) / (-), sau radiație γ .
- Emisia alfa reprezintă expulzarea din nucleu a unui nucleu de heliu ^4_2He . Ecuația caracteristică este:



- Emisia beta este (β^+) sau (β^-) caracterizate de relațiile:



unde ν este *neutrino*, iar $\bar{\nu}$, *antiparticula* acestuia.

- Emisia gama data de relația: $^A_Z X^* \rightarrow ^A_Z X + \gamma$ însoțește de multe ori dezintegrările alfa sau beta.
- Captura electronică este procesul prin care un electron de pe o pătură interioară a atomului este capturat de

nucleu, unde se produce reacția: $p^+ + e^- \rightarrow n + \nu$.

- Conversia internă - energia tranziției radioactive între două stări energetice este cedată unui electron orbital care este ejectat din atom.
- Tranziția izomeră este o tranziție în care se obține un nuclid cu același număr de nucleoni A și același număr de protoni Z, dar aflat într-o stare energetică inferioară.
- Legea dezintegrării radioactive dă evoluția în timp a nucleelor radioactive dintr-o anumită populație. Relația poate fi scrisă sub forma: $N = N_0 e^{-\lambda t}$, unde N este numărul de nuclee la un moment dat, N_0 este numărul inițial de nuclee, iar λ este constanta de dezintegrare radioactivă.
- Timpul de înjumătățire ($T_{1/2}$) este intervalul de timp în care o populație de nuclee radioactive scade la

jumătate. El este dat de relația: $T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda}$.



Verificați-vă cunoștințele

- Este posibilă o dezintegrare radioactivă în care numărul de masă nu variază? Argumentați.
- Ce particulă a fost expulzată în reacția de dezintegrare în care nucleul părinte este ${}^{239}_{92}\text{U}$, iar nucleul fiică este ${}^{239}_{93}\text{Ne}$.
- În urma cărei dezintegrări nucleul ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ trece în ${}^{235}_{92}\text{U}$?
- Ce element se obține din nucleul izotopului ${}^{238}_{92}\text{U}$ după o dezintegrare α și două dezintegrări β ?
- Un material radioactiv necunoscut, având inițial 3 g, a scăzut după 2 zile la 2,52 g. Care este timpul de înjumătățire al acestui material?

6. Un medicament marcat radioactiv cu ${}^{99}_{43}\text{Tc}$, care are timpul de înjumătățire $T_{1/2} = 6,05$ ore, este înghițit de un pacient abia după trei ore de la preparare. Dacă radioactivitatea inițială a acestuia era de $3 \cdot 10^5$ Bq, care a fost radioactivitatea în momentul înghițirii medicamentului?

7. Timpul de înjumătățire pentru ${}^{131}\text{I}$ este de 8,04 zile.
a) Care este constanta de dezintegrare pentru acest izotop?
b) Care este numărul de nuclee necesare pentru a produce o probă cu o radioactivitate de $0,8 \mu\text{Ci}$?

8. O probă de preparat radioactiv are, la un moment dat, radioactivitatea de 10 mCi, iar după 4 ore, doar 8 mCi.
a) Care este valoarea constantei de dezintegrare?
b) Câți atomi de izotop avea proba cu radioactivitatea de 10 mCi?
c) Care este radioactivitatea probei după 100 de ore de la preparare?

9. Completați următoarele scheme de dezintegrare radioactivă:

- a) ${}^{212}_{83}\text{Bi} \rightarrow ? + {}^4_2\text{He}$; b) ${}^{85}_{36}\text{Kr} \rightarrow ? + {}^0_{-1}\text{e}$;
c) $? \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^{140}_{58}\text{Ce}$; d) ${}^{12}_5\text{B} \rightarrow ? + {}^0_{-1}\text{e}$;
e) ${}^{234}_{90}\text{Th} \rightarrow {}^{230}_{88}\text{Ra} + ?$.

10. O probă radioactivă conține $2,7 \mu\text{g}$ de carbon ${}^{11}\text{C}$ pur, cu un timp de înjumătățire $T_{1/2} = 20,4$ min.
a) Care a fost numărul inițial de nuclee?
b) Care este radioactivitatea inițială a probei?
c) Care este radioactivitatea probei după 5 ore?

11. Dacă masele a doi izotopi sunt:

$m_{56\text{Fe}} = 55,9349$ u și respectiv, $m_{56\text{Co}} = 55,9399$ u, stabiliți prin ce proces se produce dezintegrarea radioactivă, care este nucleul părinte și care este nucleul fiică?

12. Urmărind diagrama din fig. 12, scrieți ecuațiile corespunzătoare dezintegrărilor:

- α , a unui nucleu de radiu 226;
- β , a unui nucleu de toriu 234;
- a transformării nucleului de bismut 214 în nucleu de poloniu 210.

13. Urmărind diagrama din fig. 12, scrieți ecuațiile care reprezintă emisia unei particule:

- α , de către atomul de uraniu 234;
- α , de către atomul de plumb 214.

14. Dându-se diagrama de dezintegrare a plutoniului (fig. 14), să se construiască tabelul de dezintegrare care să cuprindă toate nucleele radioactive provenite din dezintegrarea acestuia.

Nucleu de origine	Număr atomic	Număr de masă	Tipul de emisie
Plutoni			

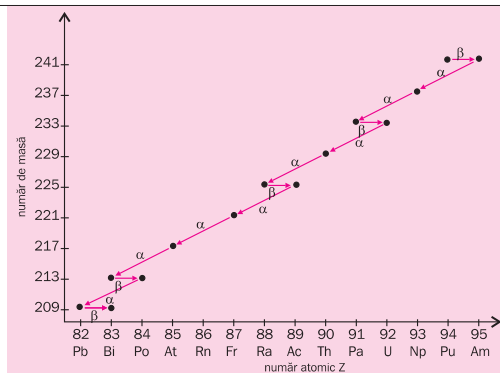
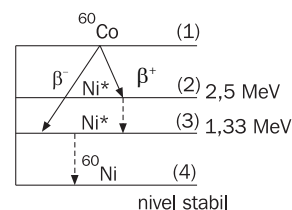


Fig. 14. Diagrama de dezintegrare a plutoniului.

15. Cobaltul 60 (${}^{60}\text{Co}$) utilizat în radioterapie se dezintegrează β după schema alăturată de dezintegrare. Care sunt tipurile de emisii de pe nivelele 2 și 3 pe nivelele inferioare și care sunt lungimile de undă ale radiațiilor emise?



16. Realizați un studiu documentar cu tema „dotări radioactive, principii și utilizare”.

17. Nucleul de bismut ${}^{212}_{83}\text{Bi}$ se dezintegrează α dând naștere nucleului de taliu ${}^{208}_{81}\text{Tl}$.

a) Scrieți ecuația dezintegrării.

b) Particulele α emise au energiile:

$$\epsilon_{\alpha_1} = 5,6 \text{ MeV}; \quad \epsilon_{\alpha_2} = 5,62 \text{ MeV}; \quad \epsilon_{\alpha_3} = 5,76 \text{ MeV};$$

$$\epsilon_{\alpha_4} = 6,05 \text{ MeV}; \quad \epsilon_{\alpha_5} = 6,09 \text{ MeV}.$$

Dacă această reacție este acompaniată de o radiație γ ale cărei energii caracteristice sunt:

$$\epsilon_{\gamma_1} = 0,04 \text{ MeV}; \quad \epsilon_{\gamma_2} = 0,33 \text{ MeV};$$

$$\epsilon_{\gamma_3} = 0,47 \text{ MeV}; \quad \epsilon_{\gamma_4} = 0,49 \text{ MeV};$$

explicați de ce nu au toate particulele α aceeași energie.

c) Reprezentați schematic diagrama de dezintegrare, evidențiind nivelele de energie.

Procesele prin care se produce interacțiunea radiațiilor nucleare cu substanța prezintă caracteristici comune, dar și deosebiri, pentru diferitele tipuri de radiații:

- particule grele purtătoare de sarcină electrică (protoni – p ; nuclee de heliu – α ; ioni grei)
- particule ușoare purtătoare de sarcină electrică (electroni – β^- ; pozitroni – β^+);
- particule neutre (neutroni – n)
- radiație electromagnetică (X , γ).

A. Particule grele purtătoare de sarcină electrică

Interacțiunea particulelor grele purtătoare de sarcină electrică cu componentele atomilor țintei (electroni, nucleu) este de tip coulombian. Se diferențiază două tipuri de ciocniri:

- *electronice* – ciocniri cu electronii atomilor țintă, ciocniri neelastice care determină excitarea sau ionizarea atomilor mediului,
- *nucleare* - ciocniri cu atomii considerați ca ansamblu (este interacțiunea cu câmpul coulombian al atomului, dat de nucleu și ecranat de învelișul electronic al atomului), ciocniri elastice prin care o parte a energiei cinetice și a momentului cinetic al particulei incidente este transferat atomilor țintei.

Cele două tipuri de ciocniri produc efecte diferite asupra radiației incidente (a particulelor grele purtătoare de sarcină electrică). În cazul:

- ciocnirilor electronice - pierderile de energie și unghiurile de împrăștiere sunt mici - „frânare electronică”;
- ciocnirilor nucleare - pierderile de energie și unghiurile de împrăștiere sunt mari - „frânare nucleară”.

Rezultatele experimentale conduc la constatarea că, pentru viteze ale particulelor incidente mai mari (circa 10^6 m/s), pierderea de energie este continuă, iar împrăștierea este redusă. Acest tip de frânare corespunde interacțiunii prioritare cu electronii țintei.

La viteze mai mici intervine frânarea nucleară - pierderea de energie se produce în salturi, iar împrăștierea este mult mai mare. În cazul protonilor sau al particulelor α cu energii de ordinul MeV-ilor, pierderea de energie se datorează frânării electronice, iar împrăștierea – frânării nucleare. Aceasta din urmă are

un rol mult mai important în cazul frânării nucleelor de recul, rezultate din interacțiunile cu protonii și particulele incidente.

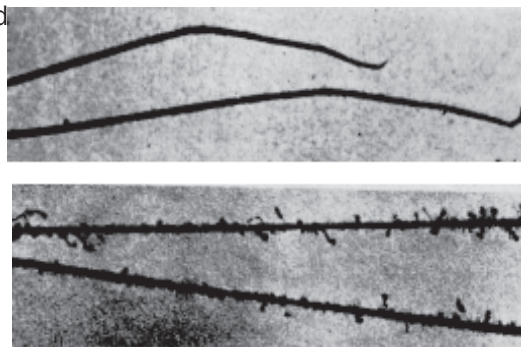


Fig. 1. Urme ale particulelor α emise de o sursă radioactivă observate într-o cameră Wilson.

Urmele lăsa de particule în diferite medii pot fi vizualizate cu „camera cu ceață” (fig. 2).

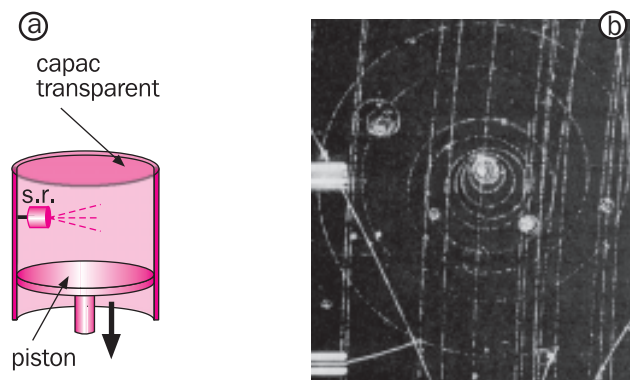


Fig. 2. Camera cu ceață (Wilson) – schemă de principiu (a) și fotografie obținută prin capacul transparent al acesteia (b).

Ideea realizării acestui dispozitiv i-a venit lui Wilson plecând de la observarea fenomenului de producere a norilor. Aceștia se formează prin condensarea picăturilor foarte mici de apă în jurul ionilor produși în atmosferă de radiațiile cosmice sau de radioactivitatea naturală. Camera cu ceață este o incintă cilindrică în care se poate deplasa un piston. În cameră se introduc vapori de apă. Prin deplasarea bruscă a pistonului, are loc o destindere adiabatică a aerului. Vaporii devin suprasaturanți și condensează în jurul ionilor formați la trecerea unei particule. În acest fel, apare o dâră de ceață care marchează traiectoria particulei. Prin iluminare laterală, se pot vizualiza traiectoriile acestora.

În studiul interacțiunii radiației cu substanța procesul dominant de cedare al energiei particulelor din mediul țintă este ionizarea atomilor țintei. În acest caz în studiul comparativ al efectelor interacțiunilor o serie de mărimi se pot dovedi de interes: **densitatea relativă de ionizare, pierderea de energie prin ionizare pe unitate de parcurs, parcursul linear.**

Dicționar

Densitate relativă de ionizare (ionizare specifică): se exprimă prin numărul de ioni produși de o particulă în urma interacțiunii electronice cu atomii țintei.

Pierderea de energie prin ionizare pe unitate de parcurs ($\Delta E/\Delta x$): caracterizează cedarea energiei particulei incidente mediului țintei. Depinde direct proporțional de sarcina particulei și invers proporțional de viteza acesteia.

Parcursul linear: reprezintă drumul mediu străbătut într-o substanță de o particulă purtătoare de sarcină electrică.

Ovariație tipică a densității relative de ionizare cu distanța parcursă este dată în fig. 3 pentru interacțiunea particulelor α cu aerul.

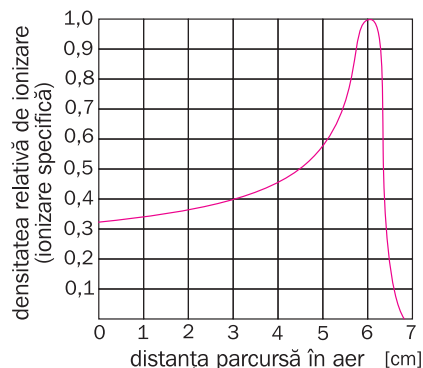


Fig. 3. Variația densității de ionizare produsă de o particulă α în aer.

După ce energia cinetică a particulei α scade sub valoarea energiei de ionizare, particula captează electroni, formând un atom neutru, care se oprește în mediu.

B. Particule ușoare purtătoare de sarcină electrică (β^- , β^+)

Mecanismele de frânare întâlnite în cazul particulelor grele purtătoare de sarcină electrică acționează și în interacțiunea radiațiilor β (β^+ , β^-) cu atomii țintei. Datorită masei mult mai mici a acestor particule, la energii similare cu cele ale particulelor grele, vitezele particulelor β sunt apreciabil mai mari. Consecințe:

- parcursul β^+ și β^- în mediul țintei este mult mai mare;
- împrăștierea în urma ciocnirilor cu electronii din mediu este mult mai mare.

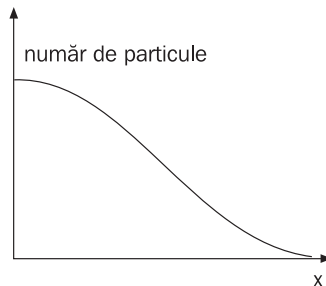


Fig. 4. Variația unui flux de particule monoenergetice în funcție de distanța parcursă.

În cazul particulelor β există încă un mecanism de frânare - pierderea energiei prin radiație. Orice particulă purtătoare de sarcină electrică, care se deplasează accelerat (este cazul deplasării β în câmpul coulombian al atomilor țintei), emite energie sub formă de radiație. Procesul determină frânarea particulei, iar radiația emisă poartă numele de **radiație de frânare**. Efectul devine apreciabil la energii foarte mari ale electronilor.

C. Radiație electromagnetică (X, γ)

Interacțiunea radiațiilor gama cu atomii țintei se realizează prin intermediul a trei mecanisme: efectul fotoelectric, efectul Compton și **generarea de perechi**. Primele două mecanisme au fost studiate în cadrul temelor 2.1 și 2.2, din acest manual. În ce constă însă cel de-al treilea efect - generarea de perechi?

Generarea de perechi – constă în producerea simultană a unei perechi electron-pozitron (antiparticula electronului – având aceeași masă, dar sarcină electrică pozitivă) pe seama unui foton cu suficientă energie. Energia minimă necesară unui foton pentru a crea perechea electron-pozitron este egală cu energia de repaus a celor două particule.

$$E = 2m_0c^2 = 2 \cdot 0,51 \text{ MeV} = 1,02 \text{ MeV}$$

Lungimea de undă a unui foton cu o astfel de energie este de doar 0,0012 nm și el se află în regiunea de radiații γ a spectrului electromagnetic. Dacă în cazul efectelor fotoelectric și Compton fotonul incident își ceda energia electronilor mediului țintă ca energie cinetică sau potențială, generarea de perechi implică transformarea uneori integrală a energiei fotonului în masă de repaus a celor două particule create. Procesul reprezintă o dovadă a relației de echivalență între masă și energie – propusă de Einstein în teoria relativității.

Procesul generării de perechi nu poate avea loc în vid, ci doar în vecinătatea unui atom cu masă mare, care participă la interacțiune pentru asigurarea conservării energiei și impulsului sistemului (fig. 5a). Și procesul invers este posibil procesul de anihilare a pozitronului de către un electron din mediu (fig. 5b). În urma acestui proces apar doi fotoni de energii egale.

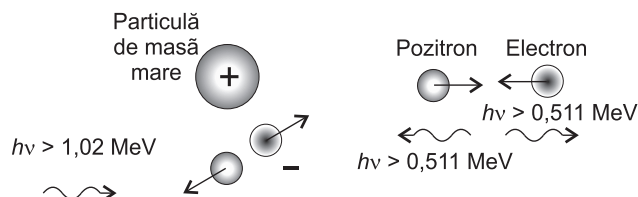


Fig. 5. Producerea perechii electron - pozitron în vecinătatea unei particule masive care participă la proces și a unui foton cu energia de minimum 1,02 MeV (a). Procesul de anihilare electron - pozitron determină formarea a doi fotoni de minimum 0,511 MeV.

Cele trei modalități de interacțiune a radiațiilor puternic energetice X și γ (efectul fotoelectric, efectul Compton și generarea de perechi) nu au probabilități egale de producere. Efectul fotoelectric este predominant în cazul energiilor mici ale fotonilor gama (10 – 100 keV), energii de la care încolo crește ponderea efectului Compton, în timp ce generarea de perechi devine posibilă, la energii de peste 1,02 MeV.

Ca și în cazul electronilor, radiațiile gama nu au un parcurs bine determinat. În cazul radiațiilor fără parcurs bine determinat (β^+ , β^- , X, γ) se poate vorbi de *atenuarea* acestora, după străbaterea unei grosimi x dintr-un anumit mediu (fig. 6).

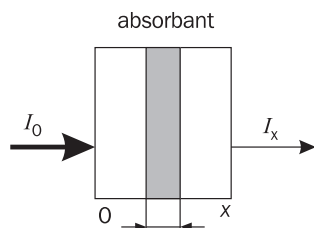


Fig. 6. Atenuarea unui fascicul de radiații într-un material.

Dacă notăm cu I_0 intensitatea fasciculului incident și cu I_x intensitatea acestuia după parcurgerea unei grosimi x din material, se constată experimental că atenuarea $\Delta I = I_0 - I_x$ a fasciculului depinde de:

- grosimea țintei (x),
- numărul atomic (Z) al atomilor țintei,
- densitatea țintei (ρ)
- energia radiației incidente.

Variația dI a intensității fasciculului într-o grosime infinitesimal mică dx a unui material este dată de relația:

$$dI = -\mu I dx \quad (1)$$

unde cu μ s-a notat **coeficientul liniar de atenuare**. Semnul minus indică scăderea intensității fasciculului la trecerea prin material. Relația (1) se poate scrie și

$$\text{sub forma:} \quad \frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (1')$$

$$\text{Integrând:} \quad \int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^x dx \quad (2)$$

$$\text{se obține:} \quad \ln \frac{I_x}{I_0} = -\mu x \quad (3)$$

$$\text{sau:} \quad I_x = I_0 e^{-\mu x} \quad (4)$$

În stabilirea măsurilor de protecție împotriva radiațiilor, este utilă cunoașterea mărimii numită **grosime de înjumătățire** ($x_{1/2}$). Ea reprezintă grosimea dintr-un anumit material care reduce la jumătate intensitatea radiației.

Înlocuind în relația (4) pe I_x cu $\frac{I_0}{2}$ se obține:

$$\frac{I_0}{2} = I_0 e^{-\mu x_{1/2}} \quad (5)$$

$$\text{de unde rezultă:} \quad x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu} \quad (6)$$

Exemplu

Radiația gama monocromatică a radioizotopului $^{198}_{79}\text{Au}$, cu energia de 0,411 MeV, trece printr-o foiță de cupru cu grosimea de 0,02 m. Care este coeficientul liniar de atenuare, dacă intensitatea fasciculului incident, după trecerea prin foiță, a scăzut de cinci ori?

Rezolvare

Utilizând expresia atenuării fasciculului: $I = I_0 e^{-\mu x}$ se obține:

$$\mu = \frac{\ln \frac{I_0}{I}}{x} = 80,47 \text{ m}^{-1}.$$

D. Particule neutre (neutroni)

Neutronii, lipsiți de sarcină electrică, interacționează cu mediul prin ciocniri cu nucleele. Acesta este și motivul pentru care sunt particule foarte penetrante.

Energia cinetică a neutronului incident determină tipul de interacțiune produsă cu nucleele țintă.

- La energii cinetice foarte mari (peste 10 MeV) se produc reacții nucleare în urma cărora apar particule purtătoare de sarcină electrică și fotoni – care vor interacționa cu mediul prin mecanismele descrise anterior.

- Neutronii, cu energii cuprinse între câțiva electron-volți și 100 keV, sunt încetiniți prin ciocniri *elastice* și *inelastice* cu nucleele. Ciocnirile elastice reprezintă mecanismul dominant în cazul în care nucleul are masa apropiată sau chiar egală cu cea a neutronului (este cazul hidrogenului), când energia pierdută în fiecare ciocnire de către cel din urmă este foarte mare.

- Neutronii termici, cu energii foarte mici, suferă împrăștiere elastică pe nucleele mediului țintă sau sunt capturați de nucleu, captură urmată de emisie γ .

5.4.2. Detecția radiațiilor nucleare

Detecția radiațiilor nucleare se bazează pe interacțiunea acestora cu atomii țintei, în cazul acesta un anumit material al detectorului. Cele mai cunoscute sisteme de detecție și analiză energetică a radiațiilor nucleare sunt: **detectoarele cu gaz** (camera de ionizare, contorul proporțional, contorul Geiger - Müller), **detectoarele cu scintilație** și **detectoarele cu semiconductori**.

A. Detectoare cu gaz

Detectoarele cu gaz sunt formate dintr-o cameră de detecție în care este închis un gaz inert. Cu ajutorul unei perechi de electrozi este realizat un câmp electric. Particula purtătoare de sarcină electrică, la trecerea prin gaz interacționează cu atomii mediului producând ionizarea acestora și apariția de electroni liberi. Diferența de potențial (U_{AC}) dintre electrozi determină deplasarea ionilor și a electronilor spre cei doi electrozi. Ca urmare a sarcinilor electrice ce ajung la electrozi, în circuitul detectorului apare un puls de tensiune (fig. 7).

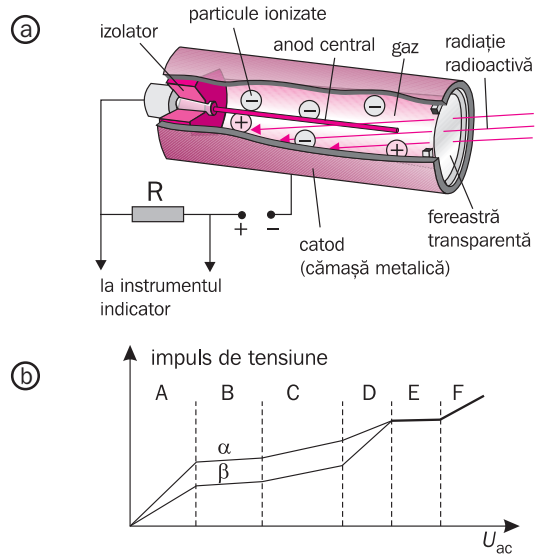


Fig. 7. Detector cu gaz -schemă de principiu (a). Dependența de tensiune pe electrozi (U_{AC}) a pulsului de tensiune (b).

Tabelul 1. Fenomene care au loc în incinta detectorului în funcție de tensiunea U_{AC} aplicată.

zona	U_{AC}	Efecte în gaz	Semnal colectat
A	Cresțerea tensiunii aplicate ↓	Au loc recombinații ale electronilor cu ionii formați.	Nu sunt colectate toate perechile ion-electron produse.
B		Se produc un număr mic de recombinații.	Este palierul de tensiune în care lucrează camera de ionizare.
C		Electronii ce se apropie de firul central câștigă suficientă energie, între ciocnirile cu atomii gazului, încât produc noi perechi electron-ion.	Sarcina totală produsă, ce trece prin rezistorul R (fig. 7a), poate fi de până la 1000 de ori mai mare decât sarcina produsă de radiația incidentă. Este regiunea de funcționare a contorului proporțional.
D		idem C	S-a pierdut caracterul de proporționalitate
E		Câștig mare în perechi electron-ion. Se produce o ionizare în avalanșă.	Particule slab ionizante determină apariția unor impulsuri mari de tensiune. Sarcina colectată de-a lungul firului central este independentă de ionizarea inițială. Este regiunea de funcționare a contorului Geiger-Müller.
F		Se produc descărcări electrice necontrolate, care nu sunt rezultatul detecției vreunei radiații.	Semnalul colectat poate să nu fie produs de detecția vreunei radiații.

B. Detectoare cu scintilație

Detectoarele cu scintilație sunt detectoare în care semnalul este proporțional cu energia radiației (fig. 8).

Funcționarea acestui tip de detector se bazează pe producerea unor scintilații (luminițe), într-un anumit mediu (scintilator), ca urmare a excitării atomilor mediului respectiv, la trecerea radiațiilor nucleare. Fotonii emiși cad pe un fotocatod producând efect fotoelectric. Fotoelectronii emiși din fotocatod sunt accelerați de câmpurile electrice realizate prin intermediul unui divizor de tensiune. În urma ciocnirii cu niște electrozi ai tubului fotomultiplicator numiți *dinode*, ei vor extrage câte un număr de 3-5 electroni

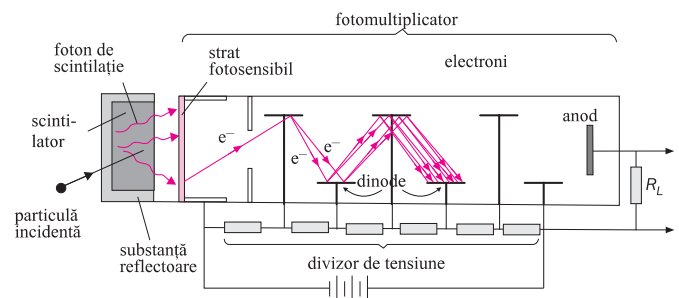


Fig. 8. Detector cu scintilație.

secundari de pe fiecare dinodă, fapt care determină amplificarea semnalului cules pe anod.

Alegerea materialelor utilizate pentru realizarea procesului de scintilație depinde de natura și domeniul energetic al radiației nucleare detectate (tabelul 2).

Tabelul 2.

Material scintilator	Radiația	Materialul
Antracen	beta	–
ZnS (Ag)	alfa	puđră
Nal (Tl)	gama	cristalin
CsI (Na)	X	cristalin
p-terfenil în toluen	gama	lichid
p-terfenil în polistiren	gama	plastic

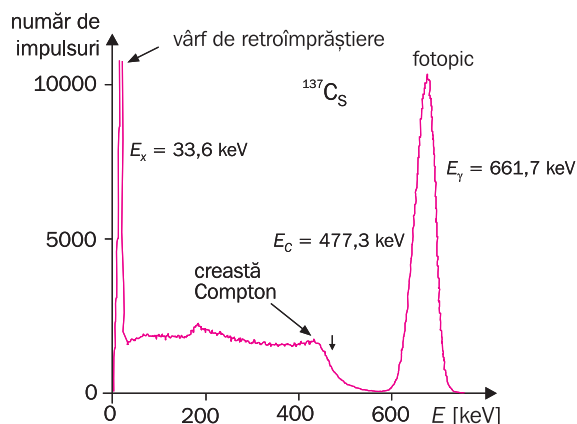


Fig. 9. Forma spectrului pentru Cs-137, înregistrat cu un contor cu scintilație; fotopicul este datorat interacției prin efect fotoelectric, iar creasta Compton reprezintă energia electronului de recul pentru împrăștierea Compton sub un unghi de 180°.

Impulsurile de ieșire măsurate pe rezistența de sarcină formează un spectru a cărui formă depinde de mecanismul interacției radiației cu mediul scintilant (fig. 9).

C. Detectoarele cu semiconductori

Acest tip de detectoare utilizează joncțiunea p-n. La pătrunderea radiației nucleare în joncțiune, în urma interacției cu electronii cristalului, de-a lungul traiectoriei, apar perechi electron-gol. Aceste sarcini, ca și în cazul perechii electron-ion pozitiv din cazul contoarelor cu gaz, sunt colectate de către electrozii între care se aplică o tensiune de polarizare inversă. Se obține astfel un puls de tensiune proporțional cu ionizarea produsă de radiație. Energia necesară producerii unei perechi electron-gol este de aproximativ 3 eV. Aceasta face ca numărul de perechi electron-gol formate să fie cu un ordin de mărime mai mare decât numărul perechilor electron-ion pozitiv produse de către aceeași radiație într-un detector cu gaz.

5.4.3. Dozimetrie

Când radiațiile ionizante au început să fie utilizate la stabilirea diagnosticului și în terapia medicală a unor boli, s-a pus problema stabilirii dozei de radiații utile în diagnosticare sau tratament.

Dicționar

Dozimetrie: disciplină care studiază tehnica și posibilitățile de măsurare a dozelor de radiații.

Dozele pot fi exprimate fie în sistemul de mărimi și unități röntgenologic, fie în cel radiobiologic.

A. Sistemul röntgenologic este folosit pentru evaluarea efectelor biologice ale radiațiilor X sau γ de până la 3 MeV. El se bazează pe efectul ionizant al radiației și are ca mărime doza de ioni (J).

$$J = \frac{Q}{m} \quad (7)$$

Unitatea de măsură a dozei de ioni este:

$$[J]_{S.I.} = \frac{1 \text{ C}}{1 \text{ kg}}$$

Dicționar

Doza de ioni (J): raportul dintre sarcina electrică totală (Q) a ionilor de fiecare semn – produși direct sau indirect de radiația incidentă, în aer uscat, la temperatura de 0° C și la o presiune de 0,113 bari – și masa de aer iradiat (m).

Ca unitate tolerată, se mai utilizează röntgenul (R), a cărui corespondență cu sistemul internațional de unități este dată de relația $1 \text{ R} = 258 \cdot 10^{-6} \text{ C/kg}$.

În interacțiunea radiației cu un anumit țesut, nu contează doar doza de radiație administrată, ci și timpul de administrare a acestei doze. Se definește în acest fel o nouă mărime, numită debitul dozei (j).

Dicționar

Debitul dozei: raportul dintre doza de ioni și timpul de iradiere.

$$j = \frac{J}{t} \quad (8)$$

Ca unități de măsură se utilizează:

$$[j]_{s.i.} = \frac{C}{kg \cdot s} \text{ sau } [j] = \frac{R}{s}; \frac{R}{\text{min}}; \frac{R}{\text{oră}}$$

În terapie este folosită *doza integrală* (J_i) definită ca produsul dintre doza de ionizare (J) și masa de țesut iradiat (m). Sistemul röntgenologic prezintă dificultatea măsurării dozei în aer și nu ține seama de faptul că sistemele biologice nu sunt sisteme gazoase.

Pentru valori ale energiei radiațiilor X și γ mai mari de 3 MeV, acestea vor produce și alte efecte, pe lângă cele de ionizare, fapt pentru care aceste efecte nu vor mai putea constitui un criteriu pentru evaluarea efectelor biologice.

B. Sistemul radiobiologic este utilizat pentru evaluarea efectelor biologice ale radiațiilor X și γ penetrante (de peste 3 MeV) și a radiațiilor corpusculare.

Mărimi caracteristice ale acestui sistem sunt: *doza absorbită* (D), *eficacitatea biologică relativă* (η) și *doza biologică* (B).

Dicționar

Doză absorbită (D): raportul dintre energia transferată de radiație unei substanțe și masa acelei substanțe. Unitatea de măsură este gray-ul (Gy).

$$D = \frac{W}{m} \quad [D]_{s.i.} = \frac{[W]_{s.i.}}{[m]_{s.i.}} = \frac{J}{kg} = \text{Gy} \quad (\text{gray}) \quad (9)$$

O unitate de măsură încă în uz este **rad**-ul (rd) dat de relația:

$$1 \text{ rd} = 10^{-2} \text{ Gy}.$$

Dicționar

Doză biologică (B): mărime fizico-fiziologică ce evaluează efectele biologice ale radiațiilor.

Este dată de relația:

$$B = \eta D \quad (10)$$

unde η este **eficacitatea biologică relativă**. Această mărime (η) s-a introdus pe baza observației că, la traversarea unui sistem biologic, efectul biologic depinde de tipul radiației. La aceeași energie, radiațiile au eficacități biologice diferite (tabelul 3):

Tabelul 3.

Radiația	X, γ	e^-	n	p	α , ioni grei
η	1	1 - 1,7	5 - 10	10	20

Unitatea de măsură a dozei biologice, în sistemul internațional, este **sievert**-ul (sv).

Dicționar

Un sievert: doza de energie absorbită din radiația incidentă, care produce, în condiții identice, aceleași efecte biologice ca și doza de 1 Gy provenită de la radiația X standard.

Radiația X standard este radiația de 200 keV.

O unitate mai veche a dozei biologice este **rem**-ul, al cărui raport față de sievert este dat de relația:

$$1 \text{ rem} = 10^{-2} \text{ sv}$$

O importanță majoră în radiobiologie o prezintă **debitul dozei** (b).

Dicționar

Debitul dozei (b): doza biologică absorbită de un țesut în unitatea de timp.

$$b = \frac{B}{t} \quad (11)$$

Ca unități de măsură pentru debitul dozei pot fi folosite rem/s; rem/min; rem/oră etc.

O mărime utilizată în radiobiologie este și *doza biologică integrală* (B_i) definită ca produsul dintre doza biologică B și masa de țesut (m) iradiat.

$$B_i = B \cdot m \quad (12)$$

Radiația provenită din surse naturale, cum ar fi razele cosmice, roci și sol, s-a estimat că produce fiecăruia om o expunere de circa 0,13 rem/an. La această expunere naturală, expunerile medicale și alte cauze care pot determina o creștere locală a iradierii pot duce la creșteri de până la 0,5 rem/an, în timp ce, în cazul iradierilor profesionale, limitele admise ajung în medie la 5 rem/an, dar sunt dependente de vârstă. Limitele superioare acestora sunt admise doar anumitor părți ale corpului, ca brațe și antebrățe, în timp ce iradierea, chiar cu doze mai mici, a unor organe cheie (gonade, măduva spinării, plămâni), poate produce efecte biologice majore.

Aceasta se întâmplă deoarece răspunsul la iradiere al diferitelor tipuri de organe diferă în funcție de tipul acestuia (tabelul 4). În acest fel, doza efectivă (E) încasată de un organism se calculează cu relația:

$$E = \sum_{T=1}^n B_T O_T$$

unde B_T este doza biologică, iar O_T este un factor caracteristic organului respectiv. Însurarea se face pe toate tipurile de țesut.

Tabelul 4.

Țesut	O_T	Țesut	O_T
gonade	0,2	ficat	0,05
măduva spinării	0,12	tiroidă	0,05
plămâni	0,12	piele	0,01

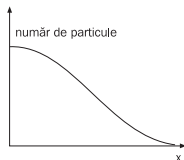
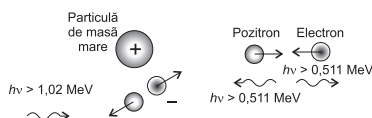
Iradieri acute ale întregului organism la doze de 400-500 rem produc decesul în 50% din cazuri. Forma cea mai periculoasă de expunere este ingestia sau inhalarea unor izotopi radioactivi, mai ales a elementelor pe care corpul le poate reține și concentra, cum este cazul cu ^{90}Sr , reținut în oase în locul calciului. În unele cazuri, ingestia a 1 mCi de material radioactiv poate determina doze de 1000 rem.

Rezumat

- Particule grele purtătoare de sarcină electrică (α , p , ioni) interacționează electrostatic cu componentele atomilor țintei (electroni, nucleu) producând ciocniri electronice – cu electronii atomilor țintă (sunt ciocniri inelastice care determină excitarea sau ionizarea atomilor mediului) sau ciocniri nucleare - ciocniri cu atomii considerați ca ansamblu (sunt ciocniri elastice prin care o parte a energiei cinetice și a momentului cinetic al particulei incidente este transferat atomului țintă).

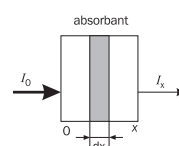
- Particulele ușoare (β^+ , β^-), ca urmare a masei mult mai mici au un parcurs în mediul țintei mult mai mare, iar împrăștierea în urma ciocnirilor cu electronii din mediu este mai mare.

- Mecanismele de interacțiune ale radiației γ sunt: efectul fotoelectric, efectul Compton și crearea de perechi.



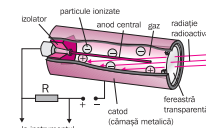
- Atenuarea unui fascicul (β , γ , X) în materialul țintei depinde de: grosimea țintei, numărul atomic (Z) al atomilor țintei, densitatea țintei și energia radiației incidente.

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}$$

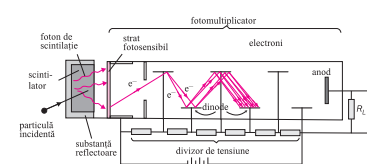


- Detecția radiațiilor nucleare se face cu:

- detectoare cu gaz
- detectoare cu scintilație
- detectoare cu semiconductori



- Dozimetria reprezintă procedeul de măsurare a dozelor de radiație. Sunt definite pentru acestea o serie de mărimi precum: doza de ioni, debitul dozei, doza absorbită, doza biologică.



Verificați-vă cunoștințele

1. Un detector plasat în fața unei surse radioactive înregistrează un semnal radioactiv puternic. Plasând o coală de hârtie între cele două, semnalul radioactiv se diminuează. Dacă între coala de hârtie și detector se plasează o folie de aluminiu, nu se mai înregistrează o reducere suplimentară a semnalului. Ce radiație poate fi?
a) α ; b) β ; c) α și β ; d) α și γ ; e) β și γ .

2. Când se întâlnesc un pozitron cu un electron, în urma interacțiunii rezultă două cuante γ de minimum 0,511 MeV. Cum justificați faptul că nu se formează o singură cantă γ de 1,02 MeV?

3. Care este grosimea stratului de plumb care determină o scădere de opt ori a intensității unui fascicul γ ? Se dă $\mu = 51,98 \text{ m}^{-1}$. Care este grosimea de înjumătățire a plumbului?

4. Dacă între o sursă de radiație și un detector se pun, în ordine: hârtie, folie de aluminiu și plumb, fără a îndepărta materialele puse anterior, se înregistrează următorul tabel:

material	efect asupra vitezei de numărare a detectorului
hârtie	scădere ușoară
hârtie + folie de aluminiu	nu se modifică viteza de numărare, față de cazul anterior
hârtie + folie de aluminiu + plumb	o ușoară scădere suplimentară

Ce se emitea din sursă?

- a) α ; b) β și γ ; c) α și β ; d) α și γ ; e) α , β și γ .

5. Explicați principiul de funcționare al unui detector:

- a) cu gaz; b) cu scintilație; c) cu semiconductori.

6. O sursă γ cu energia de 1,6 MeV s-a scufundat în preună cu ambarcațiunea care o transporta. Dacă la suprafața apei se înregistrează o intensitate a radiațiilor cu patru ordine de mărime mai mică, iar coeficientul de atenuare al apei, pentru radiația γ dată, este $\mu = 0,06 \text{ cm}^{-1}$, care este adâncimea la care s-a scufundat sursa?

7. Cunoscând coeficientul liniar de atenuare al apei, $\mu = 0,047 \text{ cm}^{-1}$, să se determine grosimea stratului de apă care reduce de 10 ori intensitatea unui fascicul γ .

8. Un fascicul de radiații γ de 10 MeV străbate un ecran de plumb al cărui coeficient de atenuare este $0,61 \text{ cm}^{-1}$.
a) Care este grosimea de înjumătățire a plumbului?
b) Care este grosimea plumbului ce reduce intensitatea fasciculului de 10 ori?

9. Un fascicul de radiații X poate fi ecranat cu plumb al cărui coeficient de atenuare este $\mu_{\text{Pb}} = 0,58 \text{ cm}^{-1}$, sau cu aluminiu cu coeficientul de atenuare $\mu_{\text{Al}} = 0,44 \text{ cm}^{-1}$. Care este raportul grosimilor celor două ecrane care reduc intensitatea fasciculului inițial de același număr de ori?

10. Care este numărul de particule cosmice care trec printr-o cameră de ionizare, dacă potențialul electrodului colector se modifică cu $\Delta U = 0,1 \text{ V}$? Capacitatea camerei este $C = 20 \text{ pF}$, iar fiecare particulă creează în cameră $n = 400$ perechi de electroni. Se dă $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

11. Într-un contor Geiger-Müller se produc 10^8 electroni la o singură descărcare. Care este curentul mediu înregistrat la ieșirea din detector, dacă se produc 10^3 descărcări pe minut? Se dă $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

12. În cazul radiațiilor β , parcursul masic (produsul dintre parcursul liniar și densitatea substanței străbătute) este practic independent de natura acesteia. Dacă parcursul masic al radiației β de 1 MeV, în aluminiu, este de $4,2 \text{ g/m}^2$, se cer:

a) grosimea de aluminiu care formează electronii cu energia respectivă;
b) grosimea unui strat de apă care produce același efect ($\rho_{\text{apă}} = 1000 \text{ kg/m}^3$).

13. În caz de producere a distrugerii biologice, care este doza de ioni echivalentă a 100 rad de raze X?

14. Într-o cameră de ionizare în care intră 800 de particule α pe minut, fiecare având câte o energie de 3,4 MeV, se produce o ionizare, colectată integral de electrozii camerei. Care este intensitatea medie a curentului din circuit, dacă energia necesară formării unei perechi de ioni este

$W = 35 \text{ eV}$? Care ar fi fost intensitatea curentului într-o joncțiune semiconductoare, dacă energia necesară formării unei perechi electron-gol este de zece ori mai mică?

15. Traectoria protonilor într-o cameră Wilson, aflată într-un câmp magnetic cu $B = 1,5 \text{ T}$ perpendicular pe direcția mișcării, are raza de 88 cm. Dacă energia de repaus a protonilor este 938,3 MeV, care este energia totală? Dar cea cinetică?

16. Un om cu greutatea de 75 kg încasează o doză de 25 rad. Care este valoarea în jouli a energiei depuse?

17. O sursă radioactivă de radiații γ cu energie de 2 MeV produce, în timp de o oră, o doză de 100 mrad la distanță de 1 m de ea.

a) Cât timp ar putea sta o persoană la acea distanță, pentru a nu acumula mai mult de 1 rem (doza maximă admisă).
b) La ce distanță de sursă trebuie să stea o persoană, pentru a primi o doză de 10 mrad/oră (sursa se consideră izotropă).

18. Presupunând că un radiolog este expus în medie de opt ori pe zi la o sursă de raze X, încasând 5 rem/an, estimați doza pe fiecare iradiere. Comparați acest rezultat cu fondul de radiații normal.

19. Pentru combaterea unei tumori, un pacient primește o doză de 300 rad. Dacă întreaga doză este absorbită de tumoare: a) care este energia depusă în aceasta? b) care este creșterea de temperatură a tumorii, dacă aceasta are o masă de 0,2 kg și o căldură specifică egală cu cea a apei?

20. Un pacient înghite un medicament radioactiv care conține izotopul $^{32}_{15}\text{P}$, un emițător β^- având $T_{1/2} = 14,3$ zile. Energia cinetică medie a electronilor emiși este 700 keV. Dacă activitatea inițială este 1,3 MBq, să se determine: a) numărul de electroni emiși într-o perioadă de 10 zile; b) energia depozitată în organism în același interval de timp; c) doza absorbită de organismul uman, dacă electronii sunt complet absorbiți în 100 g de țesut.

21. Un fascicul de fotoni traversează:

a) un strat de Al, apoi unul de Pb cu aceeași grosime x .
b) un strat de Pb, apoi unul de Al cu aceeași grosime x .
Cum este atenuarea totală a fasciculului după străbaterea celor două perechi de straturi?

22. Câte grosimi de înjumătățire se află într-o lamă care micșorează intensitatea unui fascicul de fotoni de 50 de ori?

5.5.1.

Producerea izotopilor radioactivi și prima reacție de fisiune

Lucrările lui Irène și Frédéric Joliot-Curie, de iradiere a unei foite de aluminiu cu particule α , provenite de la o sursă de poloniu, aveau să producă **radioactivitatea artificială**.

Dicționar

Radioactivitate artificială: producerea de nuclee radioactive, în urma iradierii acestora cu particule (activare).

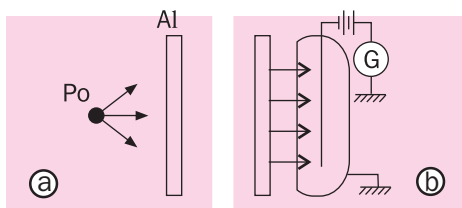
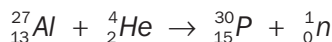


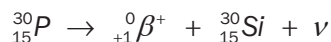
Fig. 1. Prin iradierea unei foite de aluminiu de la o sursă de particule α (poloniu) (a), s-a constatat că, după îndepărtarea sursei, foita de aluminiu are o emisie radioactivă (b).

Ei au constatat că după îndepărtarea sursei radioactive, aluminiul prezintă proprietăți de emițător radioactiv. Timpul de înjumătățire a radioactivității produse nu depindea însă de timpul de expunere a foitei de aluminiu la radiațiile α .

Analiza chimică a foitei de aluminiu iradiate a evidențiat apariția urmelor de fosfor, ceea ce a permis scrierea ecuației transmutației produse:



Fosforul creat pe această cale este radioactiv, ceea ce permite detectarea activității sale. Ecuația dezintegrării β^+ a acestuia se scrie:



Enrico Fermi (fig. 2) a fost primul care și-a dat seama că neutronii descoperiți de Chadwick trebuie să fie cei mai potriviți pentru bombardarea nucleelor. Neavând sarcină electrică, aceștia nu puteau fi respinși



ENRICO FERMI
(1901 - 1954)

Fig. 2. Enrico Fermi este creatorul unui număr mare de radioizotopi artificiali. A dezvoltat, începând cu 1936, teoria neutrinelui, particulă a cărei existență fusese postulată de Pauli, în 1931.

de către nucleu datorită forțelor electrostatice, așa cum se întâmpla cu particulele α . Fermi a extins aceste experiențe până la uraniu, descoperind ca produse de reacție elementele transuraniene (cu numerele de ordine 93 și 94).

Lucrările fizicienilor Otto Hahn, Fritz Strassmann și Lise Meitner au dus la descoperirea, între 1935-1938, și a altor elemente, cu numerele de ordine 95 și 96.

În 1939, Hahn și Strassmann, dezvoltând unele studii ale lui Fermi, au descoperit că, în urma bombardării cu neutroni a uraniului ($Z = 92$) se produc două elemente de masă medie. La scurt timp după aceasta, Lise Meitner și Otto Frisch au reușit să explice ce se întâmplase (fig. 3).

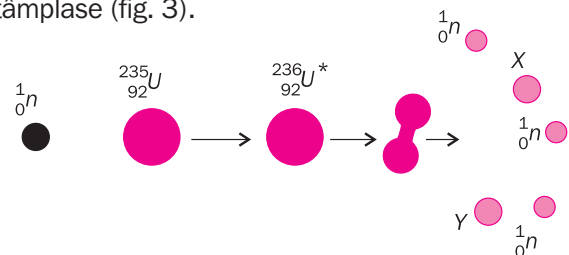


Fig. 3. Producerea reacției de fisiune a uraniului.

Nucleul de uraniu, în urma bombardării cu neutroni, se spărse în două fragmente aproximativ egale, producând suplimentar alți trei neutroni. Fusese pusă în evidență, în acest fel, reacția de **fisiune nucleară**.

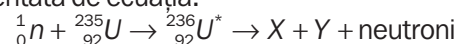
5.5.2.

Fisiunea nucleară

Dicționar

Fisiune nucleară: are loc atunci când nuclee grele (precum cel de uraniu - ${}^{235}\text{U}$) se sparg, fisionează, în nuclee mai mici.

Fisiunea uraniului (${}^{235}\text{U}$) în urma ciocnirii cu neutroni de energie scăzută (neutroni termici) poate fi reprezentată de ecuația:

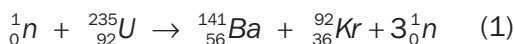


unde ${}^{236}_{92}\text{U}^*$ este o stare intermediară a nucleului de uraniu, cu un timp de viață de numai 10^{-12} s.

Dicționar

Neutroni termici: neutroni a căror viteză este de ordinul de mărime al vitezei moleculelor gazelor la temperatura camerei. Au viteze de circa 2000 m/s, ceea ce corespunde unei energii de numai 0,025 eV.

Nucleele X și Y rezultate în urma fisiunii poartă numele de produși de fisiune. Există un număr mare de combinații de produși de fisiune (circa 90 de nuclee fiică) care satisfac legile de conservare a masei-energiei și sarcinii. În urma procesului rezultă și un număr de 2 sau 3 neutroni, cu o medie de 2,47 neutroni per reacție de fisiune. Două dintre reacțiile de fisiune posibile sunt:



Ruperea nucleului de uraniu poate fi comparată cu ceea ce se întâmplă unei picături de apă.

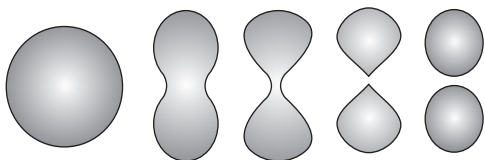


Fig. 4. Fisiunea nucleelor explicată de modelul picătură este similar ruperii unei picături de apă în ulei prin aplicarea unui câmp electric extern.

Atomii dintr-o picătură de apă posedă energie. Dacă ea este mică, picătura este stabilă ca urmare a forțelor de tensiune superficială. Dacă însă i se cedează picăturii suficientă energie, atomii își intensifică vibrația, determinând ruperea picăturii. Un proces similar are loc în nucleul de uraniu, unde producerea de ${}^{236}\text{U}^*$ în stare excitată determină vibrații puternice, care duc la fisionarea nucleului.

Atât neutronii produși în urma reacțiilor cât și fragmentele de fisiune au energie cinetică.

Să calculăm, de exemplu, bilanțul energetic în cazul reacției de fisiune (2), considerând că neutronul care produce fisiunea nucleului de uraniu are o energie cinetică mult mai mică, în comparație cu cea a masei sale de repaus. Calculând energiile componentelor de reacție:

$$(m_{\text{U}} + m_{\text{n}})c^2 = (235,12 + 1,008) \cdot 931 = 218035 \text{ MeV}$$

și a produșilor de reacție:

$$(m_{\text{Sr}} + m_{\text{Xe}} + 2m_{\text{n}})c^2 = (94,945 + 138,955 + 2 \cdot 1,008) \cdot 931 = 217838 \text{ MeV}$$

se constată o diferență de energie de 197 MeV. Această energie mare eliberată se datorează faptului că energia de legătură per nucleon este mai mare în cazul produșilor de fisiune (8,5 MeV), față de cea a nucleului fisionabil (7,6 MeV) – (fig. 5).

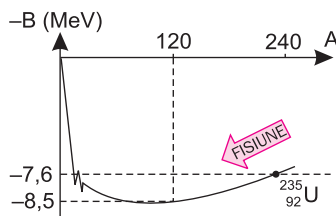


Fig. 5. Energia de legătură/nucleon în atomul de uraniu fiind mai mică, acesta are tendința de a fisiona în două nuclee fiice.

Urmărind graficul din fig. 5, putem estima energia eliberată în urma reacției. Considerând fisiunea unui nucleu de masă mare (de exemplu, $A = 240$) în două nuclee de masă intermediară (de exemplu, $A = 120$), variația de energie de legătură per nucleon va fi de $8,5 - 7,6 = 0,9$ MeV. Aceasta, înmulțită cu numărul de nucleoni ce intră în reacție (240), dă o energie: $Q = 220$ MeV.

Energia mare eliberată în urma reacției se regăsește sub formă de energie cinetică a produșilor de fisiune, a neutronilor și a fotonilor γ produși prin dezexcitare. Această energie este transformată în căldură în interiorul camerei de reacție (reactorului), ceea ce determină creșterea temperaturii acestuia. Circa 6% din energia degajată în cursul reacției se pierde însă prin producerea în cursul reacției a neutrinilor care părăsesc reactorul.

Exemplu

Determinați energia eliberată de 2 kg de uraniu (${}^{235}\text{U}$) în urma fisiunii, dacă energia eliberată în fiecare eveniment de dezintegrare este $Q = 200$ MeV.

Rezolvare

Pentru stabilirea energiei eliberate trebuie calculat numărul de nuclee de uraniu aflate în masa de 2 kg. Cum numărul de masă al uraniului este $A = 235$, rezultă:

$$N = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \text{ nuclee/mol}}{235 \text{ g/mol}} \cdot 2 \cdot 10^3 \text{ g} = 5,12 \cdot 10^{24} \text{ nuclee}$$

Energia de dezintegrare va fi:

$$E = NQ = 5,12 \cdot 10^{24} \text{ nuclee} \cdot 208 \text{ MeV/nucleu} = 1,06 \cdot 10^{27} \text{ MeV}$$

Ca valoare energetică, această cifră nu spune mare lucru. Cum $1 \text{ MeV} = 4,45 \cdot 10^{-20} \text{ kWh}$, energia produsă în urma dezintegrării uraniului va fi de $4,74 \cdot 10^7 \text{ kWh}$, energie suficientă pentru a permite funcționarea a 60000 de becuri timp de aproximativ 100 de ani.

Această energie este echivalentă cu energia obținută prin arderea completă a 5 000 t de cărbune de cea mai bună calitate.

În urma experimentelor de fisiune realizate cu nuclee de uraniu, s-a constatat că există un număr mare de produși de fisiune posibili a căror distribuție este dată în fig. 6.

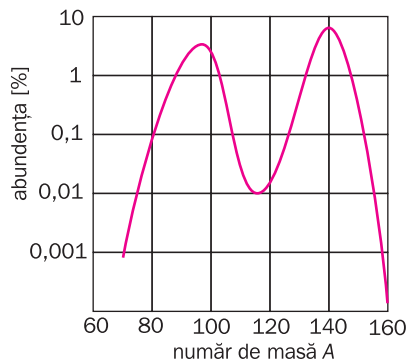


Fig. 6. Abundența produselor de fisiune ale uraniului în urma bombardării cu neutroni termici.

Contrar așteptărilor, împărțirea fragmentelor în părți cu mase egale se produce mai rar. În schimb, apar două maxime, la $A = 95$ și respectiv $A = 140$, ceea ce înseamnă că, în majoritatea cazurilor, masele celor două fragmente se găsesc între ele într-un raport de aproximativ 2/3.

Explicația dată de Lise Meitner face apel la modelul în pături al nucleului. Astfel, un număr de 50, respectiv 82, de nucleoni formează pături complete, cu stabilitate maximă.

Nucleul intermediar ${}^{236}_{92}\text{U}$ conține 144 de neutroni. Numărul de neutroni care trece peste $50 + 82 = 132$ poate fi distribuit celor două grupe, fiecare primind o jumătate dintre neutronii rămași. Se obțin astfel nuclee cu 55 și respectiv 87 de neutroni. Dacă se vor distribui cei 92 de protoni în același raport, va rezulta că numerele de masă ale celor două nuclee ce apar mai des sunt $55 + 36 = 91$ și respectiv $87 + 56 = 143$. Concoranța cu rezultatele experimentale constituie un argument în favoarea modelului în pături al nucleului atomic.

5.5.3. Reacții nucleare controlate

Neutronii produși în fiecare reacție de fisiune au energii diferite, dar maximul este la circa 0,7 MeV (fig. 7), mult peste valoarea energetică a neutronilor termici care intră în reacție. Dacă energia acestor neutroni ar putea fi scăzută până la valori ale energiei neutronilor termici, aceștia ar putea produce noi reacții, dând naștere la o reacție în lanț.

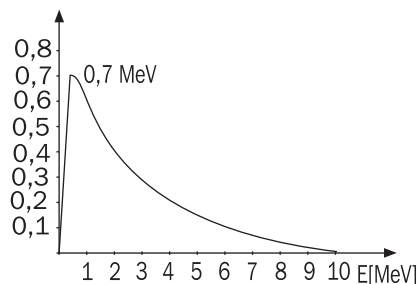


Fig. 7. Distribuția vitezelor neutronilor eliberați la fisiune.

Dicționar

Reacție în lanț: proces de fisiune care se extinde fără nici o intervenție din afară. În timpul acestui proces, numărul de neutroni crește sau rămâne constant.

Dacă notăm cu k numărul mediu de neutroni eliberați într-o reacție de fisiune, și dacă fiecare dintre aceștia va fi capabil să inducă la rândul său o reacție de fisiune, înseamnă că, după a n -a generație vor fi induse k^n reacții, unde k poartă numele de **factor de multiplicare**.

- Pentru $k < 1$, numărul de neutroni tinde la zero, iar reacția se stinge.

- Pentru $k = 1$, reacția se autoîntreține, iar degajarea de energie este constantă. Este tipul de reacție care determină o funcționare normală a unui reactor nuclear de fisiune.

- Pentru $k > 1$, numărul de neutroni crește, ceea ce duce la creșterea numărului de reacții și a energiei degajate. Această comportare poate duce la producerea unei explozii nucleare.

Randamentul bombardamentului nucleelor atomice de către neutroni este destul de mic, din cauza posibilității reduse de a fi nimerită ținta. În acest fel, un număr de neutroni vor părăsi masa de uraniu înainte de a putea produce o reacție nucleară. Pentru creșterea probabilității de producere a ciocnirii, și deci a reacției nucleare, masa uraniului trebuie să depășească o anumită valoare – numită **masă critică**.

Dicționar

Masă critică: masa minimă de uraniu, începând de la care se poate produce o reacție în lanț.

În cazul reacțiilor care se produc într-un reactor nuclear, nucleele care iau naștere cu prilejul reacției de fisiune a uraniului sunt de obicei radioactive (emit radiații β și γ) (fig. 8).

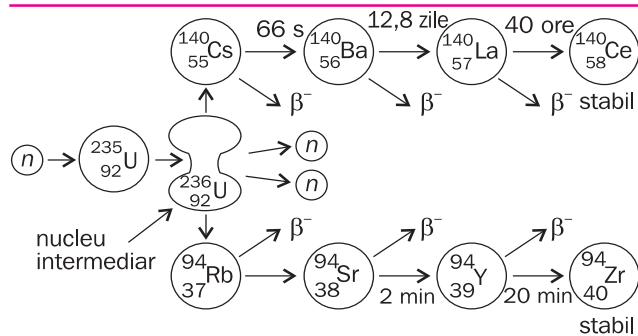


Fig. 8. Schema posibilă a reacției de fisiune a uraniului 235.

Emisia β^- nu este singura cale prin care fragmentele de fisiune trec în formă stabilă. De multe ori, ele pot expulza chiar un neutron (neutroni întârziați). Aceștia reprezintă 0,65% din numărul total de neutroni și sunt foarte importanți în tehnologia energetică nucleară.

Dacă sistemul de reacție este proiectat astfel încât să fie în regim subcritic din punct de vedere al neutronilor produși direct din reacția de fisiune, regimul critic ($k = 1$) de funcționare a sistemului de reacție poate fi atins pe baza neutronilor întârziați produși de lanțul radioactiv al produșilor de fisiune.

5.5.4. Reactoare nucleare și armament nuclear de fisiune

Un reactor nuclear este un sistem proiectat să mențină o reacție nucleară controlată. Acest proces a fost realizat pentru prima dată de Fermi, în 1942, având drept combustibil uraniul natural. Majoritatea reactoarelor aflate astăzi în funcțiune utilizează uraniul natural. Acesta are un conținut de 0,7% – ^{235}U și 99,3% – ^{238}U . Acest din urmă izotop al uraniului nu produce fisiune, putând însă să absoarbă neutroni. Prin acest mecanism de absorbție, ^{238}U va produce neptuniu sau plutoniu.

Din aceste cauze, adesea se procedează la îmbogățirea artificială a uraniului natural, îmbogățire care să crească cu câteva procente conținutul de ^{235}U din combustibilul nuclear.

În figura 9 este prezentată schema de principiu a unui reactor cu apă sub presiune.

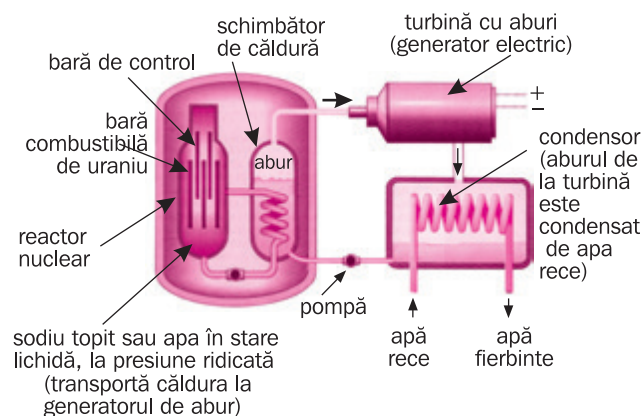


Fig. 9. Părțile componente ale unui reactor cu apă sub presiune.

Temă: Descrieți, pe baza figurii, funcționarea unui reactor nuclear cu apă sub presiune.

Ce se întâmplă însă în interiorul reactorului nuclear?

Părțile componente ale acestuia sunt barele de uraniu (care reprezintă combustibilul reactorului), moderatorul și barele de control. Dacă rolul barelor de uraniu este clar, la ce folosesc însă celelalte două elemente?

A. Moderatorul. După cum s-a constatat din paragraful precedent, neutronii eliberați în urma fisiunii uraniului au valori energetice mult mai mari decât ale neutronilor termici care inițiază reacția. Neutronii rapizi au probabilități mult mai mici de a fisiona ^{235}U decât neutronii lenți. Pentru ca reacția în lanț să poată continua, este necesară încetinirea neutronilor. Pentru aceasta, combustibilul nuclear se înconjoară cu substanțe moderatoare.

În cazul primului reactor nuclear, construit de Fermi, moderatorul era realizat din bare de grafit (carbon). Cum nucleele de carbon au o masă de 12 ori mai mare decât a neutronilor, erau necesare circa 100 de ciocniri ale neutronilor cu nucleele de carbon pentru ca aceștia să-și reducă energia în limita necesară creșterii probabilității de producere a reacției de fisiune la ^{235}U . Reactoarele moderne folosesc însă, ca moderator, apa grea (D_2O). Acesta determină încetinirea neutronilor în limitele utile producerii reacției de fisiune după 15-18 ciocniri. Apa obișnuită nu este utilizată ca moderator, din cauza faptului că absoarbe un procent prea mare de neutroni.

În procesul de încetinire, neutronii pot fi capturați de nuclee care nu produc reacții de fisiune. Un eveniment de acest tip este captura neutronului de către un izotop al uraniului 235 și anume ^{238}U . Probabilitatea de captură a neutronului este mare în cazul neutronilor rapizi, și scăzută în cazul celor lenți. În acest fel, încetinirea neutronilor de către moderator servește și scăderii probabilității de captură a acestora

de către ^{238}U și deci evitării scoaterii acestor neutroni din lanțul de reacție.

B. Barele de control. Sunt utilizate pentru controlul reacției de fisiune. Aceste bare sunt realizate din materiale care absorb neutroni (de exemplu, cadmiul). Prin ajustarea numărului și a poziției acestora în reactor, valoarea factorului de multiplicare k poate fi variată, ceea ce determină modificarea puterii reactorului, în timpul funcționării, în limitele proiectate.

Armament nuclear de fisiune. În cazul în care factorul de multiplicare (k) al unei reacții nucleare este supraunitar, are loc creșterea exponențială a reacției. Este cazul producerii exploziei nucleare.

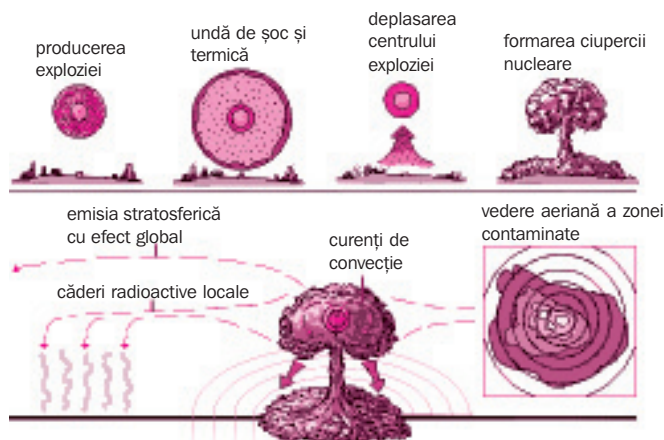


Fig. 10. Etapele producerii unei explozii nucleare în imediata apropiere a solului.

Nu orice cantitate de material fisionabil este capabilă să provoace explozia. O mare parte din neutronii rezultați în reacția uraniului -235 pot ieși din material fără să producă noi reacții de fisiune în cazul în care cantitatea de material fisionabil nu este suficient de mare. Pentru ca explozia să aibă loc, masa de material fisionabil

trebuie să depășească o anumită valoare critică.

Problema care se pune însă, este ca această masă critică să fie asamblată la momentul dorit. Pentru aceasta au fost dezvoltate mai multe sisteme de „detonare”. Unul dintre acestea și cel mai simplu este cel de tipul ”proiectil”, în care un proiectil din material fisionabil este aruncat asupra unei ținte (miezul de material fisionabil), astfel încât în urma impactului să se atingă masa critică ce provoacă explozia (fig. 11b). Bomba de la Hiroșima a fost detonată în acest fel (fig. 11a). Un alt sistem este realizat pe baza generării unei unde de șoc din explozia învelișului materialului fisionabil (fig. 11c). Acesta va determina comprimarea materialului fisionabil și depășirea densității critice de producere exploziei. Bomba de la Nagasaki a utilizat pentru prima oară acest tip de detonare.

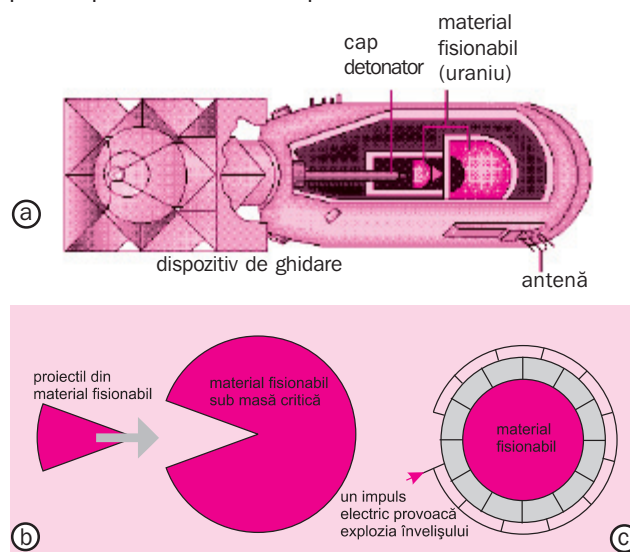


Fig. 11. Bombă de fisiune. Părți componente (a); realizarea masei critice pentru producerea exploziei (b); realizarea densității critice prin explozia învelișului (c).

5.5.5. Impactul asupra mediului al accidentelor nucleare și a utilizării armamentului nuclear de fisiune

Siguranța exploatării reactoarelor nucleare este dată pe de o parte de standardele impuse în proiectarea și construcția acestora, iar pe de altă parte de procedurile de operare extrem de restrictive. Riscul expunerii accidentale la radiații este limitat prin închiderea combustibilului nuclear și a materialului produs prin reacția de fisiune în interiorul vasului de reacție, iar a acestuia în interiorul clădirii reactorului, și în sfârșit prin localizarea reactoarelor nucleare în zone slab populate.

Potrivit datelor publicate, riscul locuirii peste 50 de ani în imediata vecinătate (sub 8 km) a unui reactor

nuclear modern, nu este mai mare ca riscul produs de o călătorie cu automobilul de peste 200 km sau de cel al unei radiografii la un control medical.

O sursă de contaminare radioactivă o constituie înlocuirea materialului radioactiv fisionat, material care conține izotopi radioactivi cu un timp mare de înjumătățire. În aceste situații riscurile cresc, transportul și depozitarea acestor materiale necesitând condiții speciale.

Istoria dezvoltării reactoarelor nucleare a consemnat însă și producerea unor accidente nucleare.

Dicționar

Accidente nucleare: Scurgeri de substanțe radioactive din incinta unor instalații nucleare, care periclitează sănătatea oamenilor pe o arie mai largă sau mai restrânsă.

O eroare produsă în sistemul de răcire al unui reactor care păstrează reacția nucleară în limite controlabile poate determina o creștere a energiei în miezul reactorului atât de mare încât, într-un interval de timp, de câteva zeci de secunde, se poate ajunge la temperatura de topire a metalului și a barelor de moderator, urmată de fracturarea barelor de răcire și distrugerea întregii instalații.

Un astfel de incendiu nu poate fi stins ca unul obișnuit. Utilizarea apei ar produce, din cauza temperaturii foarte mari, eliberarea hidrogenului. Acesta, amestecat cu aer sau oxigen explodează, determinând emisia în atmosferă a produșilor radioactivi din reactor.

Un astfel de accident s-a produs în 26 aprilie 1986 la Cernobîl, la circa 130 km de Kiev, în Ucraina (fig. 12).



Fig. 12. Prima fotografie făcută la locul accidentului de la Cernobîl.

Efectele celor două explozii care au avut loc s-au resimțit la mii de kilometri distanță atât în Europa (până în Scandinavia), cât și în Rusia (fig. 13). Circa 135 000 de oameni au fost evacuați pe o rază de 1600 km distanță de uzină.



Fig. 13. Deplasarea norului radioactiv produs de explozia de la Cernobîl (zona punctată).

Anterior accidentului de la Cernobîl alte două accidente de mai mică amploare au fost semnalate la Windscale în Marea Britanie, în 1957 și la Three Miles Island, Pennsylvania, S.U.A., în 1979.

Pericolul unei reacții necontrolate din miezul unui reactor, pe lângă faptul că poate echivala cu explozia mai multor bombe atomice, cu producerea unui efect mecanic devastator datorat undei de șoc, poate elibera din miezul reactorului mari cantități de substanțe radioactive.

Raza de distrugere a unei explozii nucleare crește cu masa intrată în reacție, după o lege cubică.



Fig. 14. Zonă devastată la Hiroșima (Japonia) în dimineața zilei de 6 august 1945. Bilanțul victimelor a cuprins peste 80 000 de morți, 100 000 de răniți și a lăsat circa 200 000 de persoane fără locuință. La acestea s-au adăugat cei care în timp au suferit de pe urma iradierii.

Un alt efect al unei explozii nucleare, fie că este datorată unui accident nuclear sau al utilizării bombei atomice, este cel termic, datorat miezului care formează o sferă de gaz incandescentă în expansiune. Efectul provocat de o bombă atomică de putere medie de 10 megatone (cantitatea de trotil care produce un efect echivalent) poate produce arsuri de gradul doi chiar și unei persoane aflate la 30 km de locul exploziei.



Fig. 15. Arsuri provocate unui supraviețuitor al bombei de la Hiroșima

Creșterea radioactivității este alt efect produs de explozie. Efectul este dependent de speciile radioactive eliberate în explozie și are efecte pe termen scurt, mediu sau lung.

Radioactivitatea reziduală este datorată nucleelor cu viață medie sau lungă, printre care unele sunt extrem

de nocive: stronțiu 90 ($T_{1/2} = 28$ de ani); iod (131); cesiu (137).

Stronțiu 90 este similar calciului din punct de vedere al comportării chimice, ceea ce creează pericolul depunerii sale în oase. Când există carențe de calciu în organism, acesta poate absorbi stronțiu prin intermediul hranei. La adulți, datorită opririi procesului de creștere, depozitarea stronțiului este lentă.

Iod (131) are un $T_{1/2}$ de doar opt zile și este una din principalele surse de expunere la iradiere, deoarece el este concentrat în glanda tiroidă, curând după explozia nucleară.

Contaminarea radioactivă este efectul contactului omului cu izotopii radioactivi. Ea poate fi externă, prin expunerea la praf, ploi și microorganisme purtătoare de izotopi radioactivi, sau internă, principalele surse de contaminare fiind aerul (prin plămâni),

alimentele (produse vegetale și animale contaminate) și apa (prin căile digestive).

În funcție de condițiile atmosferice, efectele radioactivității pot fi locale sau globale.

Scenariile unui război atomic între oricare două dintre superputerile nucleare actuale arată că explozia a numai jumătate din arsenalul nuclear actual poate provoca urcarea în atmosferă a unei cantități enorme de praf. Acesta ar bloca pătrunderea luminii solare la nivelul solului timp de câteva luni distrugând vegetația și animalele care au scăpat impactului inițial. Afectarea stratului de ozon cu rol în protecția împotriva radiației ultraviolete ar determina creșterea incidenței acesteia la nivelul solului. Rezultatul ar fi o răcire a climei cu producerea unei lungi ierni nucleare căreia, probabil, nu i-ar exista supraviețuitori.

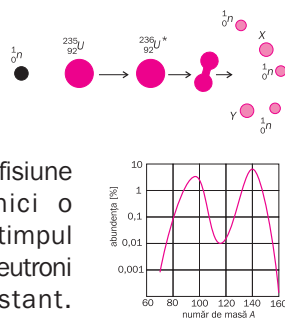
Rezumat

- Radioactivitate artificială: producerea de nuclee radioactive, în urma iradierii acestora cu particule (activare).

- Fisiune nucleară: are loc atunci când nuclee grele (precum cel de uraniu – ^{235}U) se sparg, fisionează, în nuclee mai mici.

- Reacție în lanț: proces de fisiune care se extinde fără nici o intervenție din afară. În timpul acestui proces, numărul de neutroni crește sau rămâne constant.

Reacție în lanț ar produce ciocniri dacă este depășită



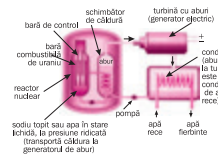
o anumită masă minimă de material radioactiv numită masă critică.

- Un reactor nuclear este un sistem proiectat să mențină o reacție nucleară controlată.

- Efectele accidentelor nucleare sau ale utilizării armelor nucleare sunt:

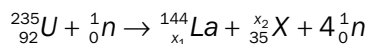
- mecanice – unda de șoc de mare putere
- termice
- radioactive – eliberarea de produși de reacție dăunători vieții

- Efectul la scară globală a unui război nuclear ar fi o îndelungată iarnă nucleară care ar pune în pericol existența rasei umane.



Verificați-vă cunoștințele

1. O reacție de fisiune nucleară a uraniului 235 este:



- Determinați x_1 , x_2 , X și completați ecuația.
- Calculați, în MeV, energia eliberată de fisiunea uraniului.
- Câte reacții sunt necesare pentru a se produce un joule de energie?
- Care este masa de uraniu necesară?

Se dă energia de legătură a produșilor de fisiune, de 8,5 MeV pe nucleon.

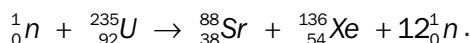
2. Stabiliți energia eliberată în reacția de fisiune:



3. O reacție nucleară similară celei din exercițiul 2, utilizând aceleași elemente, va produce nucleele de ^{141}Ba și ^{92}Kr . Scrieți reacția și stabiliți numărul de neutroni eliberați.

4. Din fisionarea uraniului ^{235}U , în urma interacțiunii cu un neutron termic 1_0n , poate rezulta un nucleu de stronțiu ^{90}Sr . Dacă în reacție pot fi eliberați doi, trei sau patru neutroni, care este cel de-al doilea nucleu produs în reacție, în fiecare caz în parte?

5. Determinați energia eliberată în reacția de fisiune:



6. Captura unui neutron de către un nucleu $^{238}_{92}\text{U}$ va produce un nucleu $^{239}_{92}\text{U}$, nuclid radioactiv care se transformă în plutoniu (Pu) în urma a două dezintegrări β succesive. Scrieți ecuațiile celor două reacții.

5.6.1.

Condiții de obținere a reacției de fuziune

Dependența energiei de legătură per nucleon de numărul de masă (A) (fig. 1) arată că, în cazul nucleelor ușoare, energia de legătură per nucleon este mai mică decât a celor cu masă medie. Acest lucru sugerează posibilitatea obținerii de energie pe baza unui proces invers celui de fisiune. Un astfel de proces poartă numele de *fuziune nucleară*.

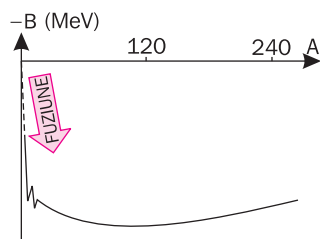
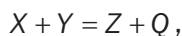


Fig. 1. Energia de legătură specifică a particulelor ușoare este mai mică decât a celor de mase medii.

Fuziunea reprezintă o reacție nucleară de sinteză a unui nucleu greu, mai stabil, din două nuclee ușoare, reacție însoțită de eliberarea de energie. Aceasta este datorată faptului că masa nucleului rezultat în reacție este mai mică decât suma maselor nucleelor ce intră în reacție. Reacția de fuziune între două nuclee X și Y în urma căreia rezultă un nucleu Z poate fi scrisă:



unde Q reprezintă energia eliberată în reacție.

Dacă condiția de producere a reacției este:

$$M_X + M_Y > M_Z,$$

atunci energia E_{Fuz} este dată de:

$$Q = [M_X + M_Y - M_Z]c^2$$

În natură există numeroase tipuri de nuclee ușoare și totuși acestea nu fuzionează spontan. Care sunt condițiile care determină producerea unei astfel de reacții?

Inițierea unei reacții între două nuclee cu sarcină pozitivă implică aducerea acestora la o distanță mai mică decât raza nucleului, pentru ca forțele de natură nucleară să-și poată face simțită prezența. Efectul de respingere electrostatică între nuclee poate fi înlăturat. În cazul interacțiunii a două nuclee de hidrogen (doi protoni) accelerarea nucleelor trebuie să conducă la energii cinetice de cel puțin 0,15 MeV.

Obținerea unei astfel de energii s-ar putea realiza prin încălzirea hidrogenului. Din expresia energiei termice medii moleculare:

$$\varepsilon_c = \frac{3}{2}kT,$$

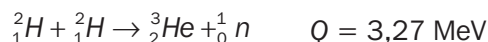
unde k este constanta Boltzmann ($k = 1,98 \cdot 10^{-23}$ J/K)

rezultă că temperatura necesară este:

$$T = 1,16 \cdot 10^9 \text{ K.}$$

Realizarea fuziunii deuteriu-deuteriu implică temperaturi ceva mai mici de $4 \cdot 10^8$ K iar a fuziunii deuteriu-tritiu, temperaturi de doar $5 \cdot 10^7$ K. Astfel de temperaturi sunt însă mai mari decât temperatura suprafeței Soarelui.

Reacțiile de fuziune care par a fi cele mai convenabile în realizarea unui reactor de fuziune implică deuteriul și tritiul, ambii – izotopi ai hidrogenului. Aceste reacții sunt:



unde Q reprezintă energia eliberată în reacție.

Energia de 0,15 MeV, pe baza căreia s-a calculat temperatura critică de obținere a reacției de fuziune în cazul nucleelor de hidrogen, este o temperatură medie. La fel, și în celelalte cazuri, temperaturile au fost calculate pe baza unor energii medii. Unele nuclee pot avea însă energii mai mari, în timp ce altele – energii mai mici. Există astfel posibilitatea ca nuclee cu energii mai mari decât valoarea medie să se ciocnească, ducând la producerea reacției și eliberarea de energie care să determine creșterea temperaturii ansamblului și producerea altor reacții de fuziune. Deși temperatura de inițiere a reacției ar scădea, aceasta ar rămâne suficient de mare. Una dintre problemele puse de o astfel de temperatură este aceea a disocierii atomilor în nuclee și electroni liberi, stare cunoscută sub numele de *plasmă*.

Dicționar

Plasmă: substanță aflată într-o stare de agregare asemănătoare stării gazoase, alcătuită din electroni, atomi, neutroni, ioni și fotoni, caracterizată printr-o mișcare haotică și o oscilație locală și de ansamblu a sarcinii electrice spațiale. Este starea caracteristică oricărei substanțe – la temperaturi mai mari de 10^6 K.

Nici un recipient material nu poate suporta temperaturi de ordinul celor anterior menționate. Aceasta ar duce la volatilizarea recipientului încă înainte de atingerea temperaturii de fuziune. Se pune astfel problema modului în care această stare poate fi reținută într-un spațiu restrâns, pentru declanșarea reacției de fuziune.

Alături de temperatură mai există doi factori critici ai realizării reacției de fuziune:

- densitatea ionilor din plasmă (n) și
- timpul de confinare a plasmei (τ), timpul în care nucleele care interacționează sunt menținute la o temperatură egală sau mai mare celei necesare producerii reacției.

Cele două mărimi trebuie să aibă valori suficient de mari pentru a asigura o energie eliberată (Q) în timpul reacției, mai mare decât cea necesară inițierii acesteia.

Dat fiind faptul că plasma este formată dintr-un ansamblu de sarcini pozitive și negative, există posibilitatea confinării acesteia, într-un câmp magnetic suficient de intens.

Să considerăm un curent format din ioni și electroni, într-o plasmă care se deplasează în interiorul unui cilindru (fig. 2).

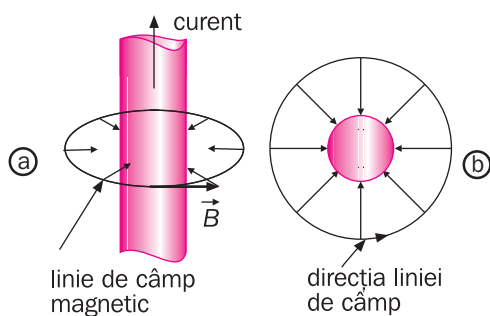


Fig. 2. Efectul de confinare al câmpului magnetic propriu al unei plasme cilindrice: vedere longitudinală (a) și transversală (b).

Direcția câmpului magnetic produs de curent, ca și a forței pe care o exercită asupra electronilor, este indicată prin săgeți. Datorită vitezelor lor reduse, ionii sunt puțin influențați direct de câmpul magnetic, dar rămân în preajma electronilor datorită forțelor de atracție electrostatică. Forța datorată câmpului magnetic propriu tinde să comprime curentul micșorând raza acestuia. Echilibrul se atinge în momentul în care presiunea datorată câmpului magnetic, echilibrează presiunea plasmei. Când curentul din tub crește, el va fi comprimat de presiunea magnetică, depărtându-se de pereții tubului. În acest fel va putea fi satisfăcută condiția de confinare. Utilizarea unui tub drept ar lăsa însă nerezolvată problema îngrădirii la capete, fapt pentru care se utilizează un tub de formă toroidală.

Fără alte modificări, efectul de confinare prezentat mai sus nu dă soluția comprimării plasmei, din cauza instabilității acesteia. Această instabilitate se manifestă prin oscilații violente ale plasmei, ceea ce poate

determina atingerea pereților incintei. Aceasta ar duce la scăderea temperaturii și impurificarea plasmei cu ioni proveniți din materialul incintei. Soluția este realizarea unui al doilea câmp magnetic, în lungul axei torului.

Pe acest principiu funcționează tokamakul (fig. 3), o instalație de formă toroidală, produsă pentru prima dată în anii '60 de savanții sovietici Igor Tamm și Andrei

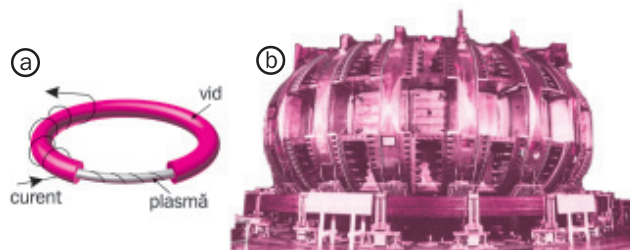


Fig. 3. Schema unui tokamak (a). Tokamak al universității Princetown (b).

Tokamakul utilizează o combinație de două câmpuri magnetice, pentru a obține un câmp magnetic rezultat având linii de câmp elicoidale. În această configurație liniile de câmp se dispun spiralat în jurul plasmei, nepermițând acestuia să atingă pereții incintei.

Încălzirea plasmei ca efect al confinării, nu este suficientă atingerii temperaturii necesare declanșării reacției. O încălzire suplimentară se poate produce ca la radiatorul electric cu fir incandescent, prin efect Joule. La temperaturi de peste câteva milioane de grade, însă, rezistența plasmei scade, ceea ce determină diminuarea efectului. Pentru menținerea acestuia, intensitatea curentului de plasmă trebuie să fie de câteva milioane de amperi.

O metodă de încălzire suplimentară – utilizată recent – este injectarea în plasmă a unui fascicul de particule neutre de mare energie. În cazul acestor instalații, densitatea plasmei (n) este relativ scăzută, dar timpul de confinare (τ) este suficient de lung.

Un alt sistem de realizare a fuziunii nucleare îl reprezintă așa numitele instalații de confinare inerțiale. Acestea produc densități ale plasmei de circa 10^4 ori mai mari ca ale solidelor – dar timpul de confinare (τ) este foarte scurt. În cazul acestui sistem amestecul de deuteriu și tritium este încălzit și comprimat prin intermediul mai multor fascicule laser, fascicule de electroni sau de ioni, până la atingerea unei densități care permite amorsarea reacției. Până în prezent nu s-au obținut însă din reacția de fuziune controlată energii superioare celor cheltuite pentru declanșarea acestora.

Acumularea de date astronomice (masă, temperatură, luminozitate, compoziție, rază etc.) privind stelele din univers a făcut posibilă în anul 1912 clasificarea acestora potrivit luminozității și temperaturii într-o diagramă care de atunci a purtat numele autorilor ei, diagrama Hertzsprung – Russel (fig. 4). 90% din stelele cunoscute fac parte, potrivit acestei diagrame, din secvența principală, restul situându-se fie deasupra spre dreapta (stele luminoase și reci), fie dedesubtul acesteia spre centru (stele calde, dar cu luminozitate redusă).

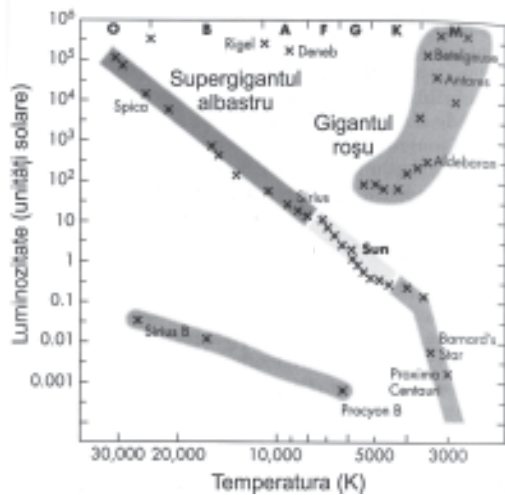


Fig. 4. Diagrama Hertzsprung – Russel. Diagonala mare din colțul din stânga sus spre colțul din dreapta jos reprezintă secvența principală. Stelele luminoase sunt situate în partea superioară a diagramei, iar cele fierbinți în jumătatea stângă.

Diagrama H-R oferă o imagine pictografică simplă a proprietăților stelelor, nu numai a luminozității și temperaturii acestora, care se pot citi direct pe diagramă ci și a masei și dimensiunilor lor. În 1924 A.S. Eddington a descoperit o relație aproximativă care leagă luminozitatea (L) de masa unei stele (M) și anume $L = M^3$. Astfel luminozitatea stelei oferă date în privința masei acesteia. Pe de altă parte s-a arătat că luminozitatea depinde de aria suprafeței stelei (deci de raza acesteia) și de temperatura stelei. Dacă, de pildă, două stele cu aceeași temperatură au luminozități diferite, ariile lor trebuie să fie diferite. Astfel, urmărind diagrama, stelele aflate pe aceeași verticală au aceeași temperatură, dar cele din partea superioară a diagramei, având o luminozitate mai mare vor avea și o suprafață mai mare (deci o rază mai mare). Ca exemplu, steaua Aldebaran din constelația Taurului are o temperatură

de circa 4000 K și o rază de 30 de ori mai mare decât a Soarelui. Ea se găsește pe diagramă deasupra secvenței principale. Caracteristicile unei stele aflate sub secvența principală pot fi evidențiate prin exemplul stelei Sirius B, un companion palid al stelei Sirius cu o rază de numai 0,008 din cea a Soarelui și o temperatură la suprafață de circa 27000 K.

Formarea. Stelele se formează din materie interstelară, nori uriași de gaz și praf. Gazul este în proporție de 71% hidrogen și 27% heliu, iar praful este format din particule solide de silicați, carbon sau compuși ai fierului. Temperatura unui astfel de nor este de circa 10 K. Sub influența atracției gravitaționale materia care formează norul colapsează dând naștere, în circa un milion de ani, unei protostele (fig. 5).

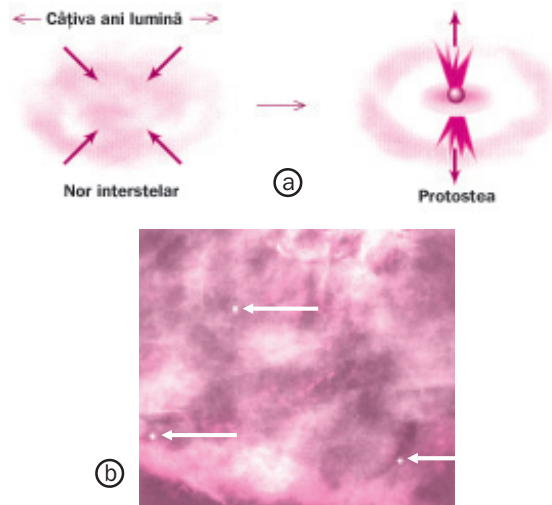
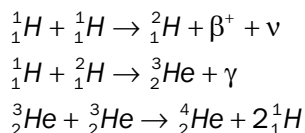


Fig. 5. Formarea unei protostele din norii cosmici de gaze și praf interstelar (a); protostele din nebuloasa Orion (b).

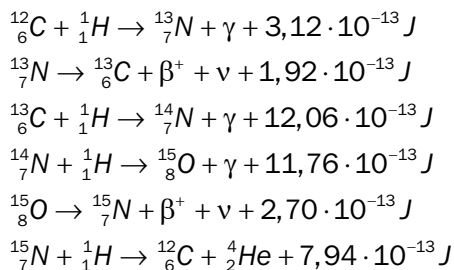
Protostelele au temperaturi mai mari (circa 1500 K) ceea ce le face să emită în infraroșu. O astfel de protostea pe diagrama H-R se află în afara secvenței principale. Ea poate intra în această secvență dacă are o masă mai mare de 0,1 mase solare. La o astfel de masă, în urma colapsului gravitațional, prin creșterea presiunii, temperatura stelei crește la nivelul temperaturii de inițiere a reacțiilor termonucleare.

Viața unei stele. Cum proporția cea mai mare din materialul protostelei o are hidrogenul, atingerea în miezul acesteia a unei temperaturi de ordinul a $10^7 - 10^8$ K declanșează inițierea reacțiilor de fisiune care duc la formarea celorlalte elemente chimice.

Combustia hidrogenului. La sfârșitul deceniului patru al secolului trecut, astrofizicianul H. A. Bathe a elaborat așa numita teorie a reacțiilor termonucleare, ca sursă de energie stelară. Potrivit acestei teorii materialul stelar este realizat pe baza reacțiilor de fuziune. Nucleele de heliu având ca material de bază protonii, se formează în urma a două cicluri de reacții: ciclul proton – proton:



și ciclul carbon – azot – oxigen:



Steaua nu-și va utiliza tot hidrogenul în reacțiile termonucleare finalizate cu formarea heliului, ci numai a celui aflat în miezul unde temperaturile sunt suficient de mari pentru inițierea reacțiilor termonucleare. După epuizarea hidrogenului din miezul stelar, presiunea în centrul stelei începe să scadă ceea ce determină colapsul gravitațional și creșterea temperaturii. Ca urmare, hidrogenul extern miezului va intra în ciclul reacțiilor nucleare. Căldura degajată de reacțiile nucleare din afara miezului și contracția acestuia determină creșterea presiunii în jurul miezului. Această presiune împinge gazul din jurul miezului determinând expansiunea stelei a cărei rază poate să crească de câteva sute de ori, dependent de masa acesteia. Expansiunea răcește stratul exterior ceea ce determină modificarea culorii stelei spre roșu. Este stadiul de *gigantă roșie* al stelei.

Combustia heliului. Cu cât combustibilul nuclear are o masă mai mare (A mare) condițiile de realizare a fuziunii sunt mai greu de îndeplinit. După cum știți inițierea reacției implică posibilitatea de ciocnire a particulelor până la distanțe la care forțele nucleare își fac simțită prezența. Energia necesară este cu atât mai mare cu cât repulsia electrostatică dată de protonii din nucleele care se ciocnesc este mai mare. La temperaturi de circa 10^8 K nucleele de heliu fuzionează ducând la formarea carbonului. Orice stea cu masa mai mare de 0,5 mase solare intră în această secvență de reacții. În

cazul stelelor cu masă mică - cazul Soarelui - compresia gravitațională care determină inițierea reacțiilor termonucleare ale heliului trebuie să fie mult mai mare. Consumul combustiei heliului la o stea cu masă mică determină supraîncălzirea gazului care o formează și o degajare explozivă a energiei cu modificarea culorii stelei din roșu în galben (giganta galbenă).

La stelele cu masă mare, având o temperatură mare, compresia gravitațională necesară inițierii reacției este mică. Trecerea de la giganta roșie la *giganta galbenă* se face treptat. Unele dintre aceste stele pulsează ritmic. Exemple sunt RR Lyrae cu luminozitate de circa 100 de ori mai mare ca a Soarelui și Cepheidele a căror luminozitate este de circa 20000 mai mare ca cea a Soarelui.

Potrivit datelor actuale, Soarele se află la jumătatea ciclului de combustie al hidrogenului. O stea de tipul Soarelui își va termina combustia hidrogenului după un interval de reacție de circa 10 miliarde de ani devenind o gigantă roșie. După aceasta, încă circa un miliard de ani va dura consumul heliului.

Pe măsură ce heliul este consumat, de reacțiile nucleare din miezul stelei, fiind transformat în carbon are loc comprimarea nucleului însoțită de creșterea temperaturii. Compresia nu este suficient de puternică pentru a determina inițierea reacțiilor de fuziune ale carbonului, dar crește semnificativ viteza de ardere a heliului. Cu cât este mai rapid consumul combustibilului nuclear cu atât mai luminoasă va fi steaua. Pe măsură ce steaua se micșorează stratul ei exterior se răcește la circa 2500 K, temperatură la care atomii de carbon și siliciu condensează formând fulgi precum apa din atmosferă. Aceștia vor fi aruncați în afară de fluxul de fotoni provenit din miezul luminos al stelei. Din cauza temperaturii mari a miezului stelei aceasta emite radiație ultravioletă care ionizează crusta făcând-o să strălucească. O astfel de structură este numită *nebuloasă planetară* (termenul este moștenit de pe vremea în care mijloacele de observație nu permiteau distincția între astfel de structuri ale unor stele aflate în fază finală de viață și planete).

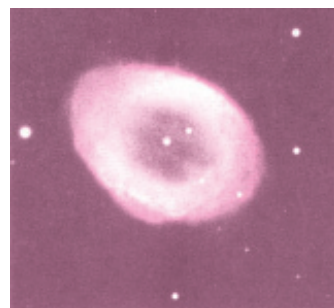


Fig. 6. Nebuloasa inel (NGL 6781).

Nucleosinteza. Este procesul de formare a elementelor chimice în stelele cu masă mare. Pe măsură ce diferiții combustibili nucleari (hidrogen, heliu, carbon, etc.) sunt epuizați miezul stelei se contractă și se încălzește prin comprimare. Această încălzire permite stelei să treacă la arderea elementelor grele, fiecare produs de reacție devenind combustibil pentru reacția de fuziune următoare. Din cauză că o creștere a masei combustibilului implică temperaturi de inițiere a reacțiilor nucleare mai mari, declanșarea fiecărui proces implică o confinare a noului combustibil nuclear într-o zonă din ce în ce mai mică. Aceasta face ca steaua să dezvolte o structură stratificată (fig. 7). În cazul în care steaua utilizează drept combustibil siliciul transformându-l în timpul reacțiilor de fuziune în fier diametrul acesteia nu va fi mai mare ca al Pământului, iar temperatura de inițiere a reacțiilor va trebui să fie de peste 2 miliarde K.

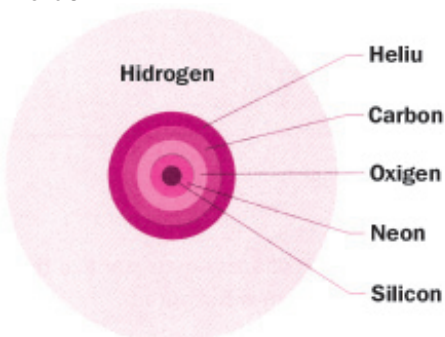


Fig. 7. Structură stelară stratificată.

Formarea miezului de fier semnalează sfârșitul vieții unei stele masive. Ca urmare a colapsului gravitațional și a „împachetării” foarte strânse a nuclelelor de fier este declanșată o nouă reacție în urma căreia electronii a căror repulsie electrostatică susțin miezul vor neutraliza protonii transformându-i în neutroni. Ca urmare, în mai puțin de o secundă steaua suferă un colaps gravitațional care-i reduce dimensiunile de la valori similare Pământului la o sferă cu raza de circa 10 km. Presiunea va determina explozia straturilor exterioare – apare o *supernovă* (fig. 8).

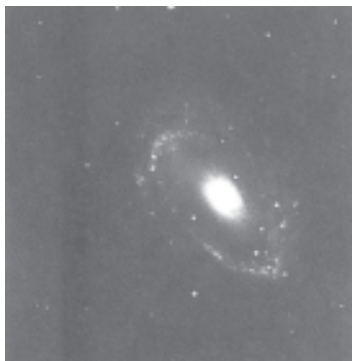


Fig. 8. Supernovă în galaxia NGC 4725 la sfârșitul anului 1940.

Supernove. Explozia care determină apariția supernovei amestecă materialul miezului stelei produs prin nucleosinteza în cursul evoluției acesteia cu straturile exterioare ale stelei. Viteza undei de șoc a exploziei este de peste 10 000 km/s. Materialul provenit din astfel de explozii care poate depăși 10 mase solare va putea constitui substratul formării unei noi generații de stele. În cele câteva minute supernova emite mai multă energie decât a generat prin reacțiile termonucleare în întreaga sa existență ca stea, iar luminozitatea ei crește în câteva ore devenind de miliarde de ori mai intensă decât a Soarelui.

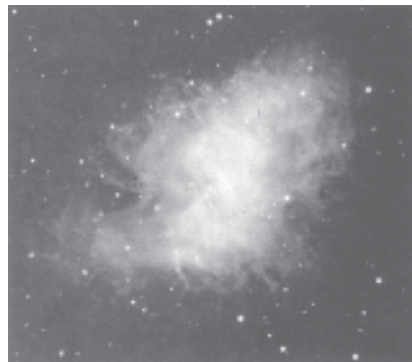


Fig. 9. Nebuloasa Crabului, reprezintă urmele exploziei unei supernove observate la 4 iulie 1054 de astronomii chinezi.

Unele stele masive, în funcție de cantitatea de elemente grele pe care le conțin la naștere după ce părăsesc secvența principală ca supergigante galbene pot reveni în secvența principală în timpul consumării altor combustibili. Rezultatul încălzirii acestora le poate transforma în gigante albastre înainte de a exploda în supernove.

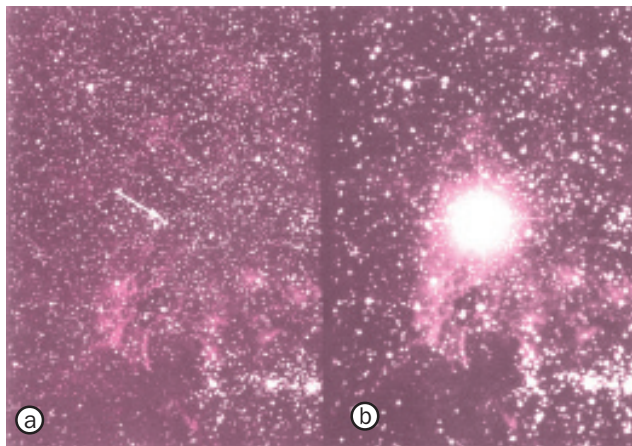


Fig. 10. Porțiuni din Norii mari lui Magelan, înainte (a) și în timpul (b) exploziei Supernovei 1987A.

Stelele compacte. Așa numitele stele compacte reprezintă stadiul final al evoluției stelare, stadiu în care acestea se prezintă ca un material supercondensat în care nu mai au loc reacții nucleare. Astfel de corpuri sunt piticele albe (este cazul stadiului final al Soarelui, peste circa 5 miliarde de ani) stelele neutronice și găurile negre. În acest caz, fie emisia de energie este doar una remanentă ca urmare a căldurii moștenite din stadiile anterioare (în cazul piticele albe), fie imensa gravitație

pe care o determină nu permite nici măcar luminii să părăsească respectiva stea (cazul găurilor negre). Densitățile de materie sunt de circa 16 tone pe centimetru cub în cazul piticele albe și mai mult în cazul stelelor neutronice și a găurilor negre.

Temă. Utilizând surse bibliografice variate realizați un referat sau o prezentare power-point cu tema: „Sfârșitul unei stele- pitice albe, stele neutronice, găuri negre”.



5.6.3. Fuziunea nucleară ca sursă de energie și armamentul de fuziune

După cum s-a putut remarca pe diagrama variației energiei specifice de legătură (B) în funcție de numărul atomic (A) al nucleului atât reacțiile de fisiune cât și cele de fuziune eliberează energie. Dacă vom raporta energia de legătură (W_{leg}) la numărul atomic al combustibilului nuclear (A) pentru un nucleu greu și pentru unul ușor se constată că în primul caz valoarea obținută este mai mică. La fisiunea uraniului ($A = 235u$) se obține o energie de circa 200 MeV, deci:

$$\frac{W_{leg}}{A} = \frac{200}{235} = 0,85 \text{ MeV}/u, \text{ în timp ce în cazul reacției}$$

de fuziune a protonilor la heliu se obține o energie de legătură de 26 MeV, dar pentru doar $A = 4u$, deci:

$$\frac{W'_{leg}}{A'} = \frac{26}{4} = 6,6 \text{ MeV}/u.$$

Deci, din punct de vedere energetic, fuziunea este mult mai eficientă decât fisiunea.

Alte avantaje pe care o sursă de energie bazată pe reacția de fuziune le prezintă față de reactorul nuclear sunt:

- abundența combustibilului nuclear (hidrogen, deuteriu) – În apa mării există un raport al D_2O la H_2O

de 1/6000;

- lipsa deșeurilor radioactive – reacțiile de fuziune spre deosebire de cele de fisiune nu conduc la nuclizi radioactivi;

- posibilități mai mari de generare directă a curentului electric prin fuziune față de fisiune.

Dacă nu a fost încă realizat un reactor de fuziune care să producă mai multă energie decât cea consumată pentru inițierea reacției s-a utilizat reacția de fuziune în explozii în care energia reacțiilor termonucleare a fost eliberată în intervale de ordinul fracțiunilor de secundă.

Bomba termonucleară sau bomba cu hidrogen a fost rezultatul reacției de fuziune a izotopilor grei ai hidrogenului; deuteriul și tritiul. Aceștia se combină pentru a forma heliul, reacție în care se eliberează energie. Deși această energie este mai mică decât energia obținută dintr-o reacție de fisiune, masa nucleelor fiind mult mai mică, aceeași masă de substanță va conține mult mai multe nuclee. Aceeași cantitate de material fuzionabil va da o energie de trei ori mai mare decât a unei cantități similare de material de fisiune.

Temă. Utilizând surse bibliografice variate realizați un referat cu tema „Efecte posibile ale utilizării armamentului de fuziune”.

Rezumat

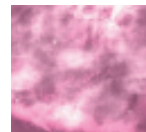
- Fuziunea nucleară reprezintă o reacție de sinteză a unui nucleu greu, mai stabil, din două nuclee ușoare, reacție însoțită de eliberarea unei energii.

- Condițiile inițierii reacției de fuziune sunt legate de:

- temperatură – circa $5 \cdot 10^7$ K în cazul fuziunii deuteriu-tritiu;
- densitatea ionilor din plasmă (n) – să fie suficient de mare;
- timpul de confinare a plasmei (τ) – să fie suficient de lung.



- Pentru realizarea reacției de fuziune au fost proiectate instalații de tip tokamak în care confinarea plasmei este realizată prin suprapunerea unor câmpuri magnetice.



- Etapele vieții unei stele sunt:

- formarea – din praf stelar sub influența gravitației rezultă o protostea în miezul căreia la temperaturi de peste 10^7 K încep reacțiile de fuziune.
- viața activă a stelei – este marcată de desfășurarea reacțiilor de fuziune ale materialului nuclear începând

cu hidrogenul (ciclul proton – proton și ciclul carbon – azot – oxigen) și continuând, în funcție de masa steii de ciclurile de ardere ale heliului, carbonului, oxigenului etc. Rezultatul acestui parcurs este formarea unei gigante roșii, gigante galbene sau albastre

- moartea steii – explozia într-o supernovă cu formarea ulterioară a nebuloaselor sau formarea stelelor



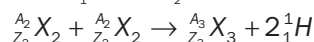
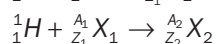
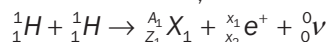
compacte nuclear inactive ca pitice albe, stele neutronice, găuri negre.

- Avantajele utilizării fuziunii ca sursă de energie sunt:
 - eficiența energetică mai mare ca a fisiunii
 - abundența combustibilului nuclear
 - lipsa deșeurilor radioactive
 - posibilități mai mari de generare directă a curentului electric.



Verificați-vă cunoștințele

1. Constituentul principal al Soarelui este hidrogenul, iar temperatura din centrul acestuia este de circa 10^7 K, temperatură la care se produce fuziunea protonilor. Procesul de reacție este descris de următoarele reacții:



Dându-se masele următoarelor elemente: ${}_1^1\text{H} = 1,007276$,

${}_1^2\text{H} = 2,013451$, ${}_1^3\text{H} = 3,015501$, ${}_2^3\text{He} = 3,014933$,

${}_2^4\text{He} = 4,001502$, ${}_3^6\text{Li} = 6,013474$ și știind că unitatea

atomică de masă este $u = 931,5 \text{ MeV}/c^2$, iar masa pozitronului este $(\text{e}^+) = 5,486 \cdot 10^{-4} u$ și presupunând masa neutrinelui nulă, determinați:

- valorile x_1, x_2 ;
- $Z_1, Z_2, Z_3; A_1, A_2, A_3$ și X_1, X_2, X_3 ;
- energia eliberată în cursul ciclului de reacții de formare a nucleului ${}_Z^A\text{X}_3$ dacă bilanțul total al reacțiilor este: $4{}_1^1\text{H} \rightarrow {}_Z^A\text{X}_3 + 2{}_x^x\text{e}^+ + 2{}_0^0\text{v}$ (Rezultatul se cere în MeV).

2. Realizarea fuziunii între doi atomi de deuteriu ${}_1^2\text{H}$ permite desfășurarea a două reacții diferite. Una duce la formarea nucleului de ${}_1^3\text{H}$, iar cea de-a doua la ${}_2^3\text{He}$.

- Scrieți ecuațiile corespunzătoare celor două reacții.
- Identificați particulele emise.
- Determinați energia disponibilă în cazul fiecărei reacții.

3. Următoarea secvență de reacții nucleare se produce în stele, cu o eficiență maximă la temperaturi ale steii de peste $1,6 \cdot 10^7$ K. Determinați nucleele notate cu A, B, C, D, E, din ciclu, utilizând următoarea descriere a reacțiilor:

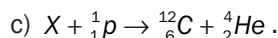
- În urma reacției dintre un proton și atomul de carbon ${}^{12}\text{C}$ rezultă nucleul A și o radiație γ .
- Nucleul A emite un pozitron, formând nucleul B.
- Nucleul B absoarbe un proton și produce nucleul C și o radiație γ .

d) Nucleul C absoarbe un proton și produce nucleul D și o radiație γ .

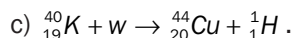
e) Nucleul D emite un pozitron și produce nucleul E.

f) Nucleul E absoarbe un proton și produce nucleul ${}^{12}\text{C}$ și o particulă α .

4. Determinați nucleul țintă în următoarele reacții nucleare:



5. Ce particule proiectil (w) participă la următoarele reacții nucleare?



6. Când o stea își epuizează resursele de hidrogen, ea poate utiliza drept combustibil nuclear heliul, dacă temperatura este peste 10^8 K. Scrieți ecuațiile procesului, după următoarea descriere:

- 2 particule α fuzionează, rezultând un nucleu A și o radiație γ . Care este nucleul A?
- Nucleul A absoarbe o particulă α pentru a produce nucleul B și o radiație γ . Care este nucleul B?
- Care este energia totală eliberată în cele două reacții?

7. Masa estimată a apei oceanelor de pe Pământ, este de $1,31 \cdot 10^{21}$ kg și 0,0156% o reprezintă deuteriul.

a) Determinați cantitatea de energie eliberată de tot deuteriul din apa de pe Pământ, dacă acesta fuzionează potrivit ecuației: ${}_1^2\text{H} + {}_1^2\text{H} \rightarrow {}_1^3\text{H} + {}_1^1\text{H}$

b) În cazul în care consumul anual de energie pe Pământ este de circa $7 \cdot 10^{12}$ W, în câți ani s-ar putea consuma energia eliberată la punctul (a), considerând consumul constant în toată perioada.

Dicționar

Accelerator de particule: dispozitiv utilizat în accelerarea particulelor elementare purtătoare de sarcină electrică sau a ionilor.

Principiile care stau la baza accelerării particulelor purtătoare de sarcină electrică sunt interacțiunea acestora cu câmpurile electrice sau magnetice. În primul caz, variația de energie cinetică ΔE a unei particule purtătoare a unei sarcini electrice q , într-o diferență de potențial U , este:

$$\Delta E = qU. \quad (1)$$

În cel de-al doilea caz, câmpurile magnetice sunt utilizate la curbarea traiectoriei particulei sub acțiunea forței Lorentz, care joacă rol de forță centripetă (fig. 1). Aplicând principiul fundamental $F = ma$ forței Lorentz a câmpului magnetic și ținând cont de expresia accelerației centripete $a = \frac{v^2}{R}$ rezultă: $qvB = \frac{mv^2}{R}$ (2)

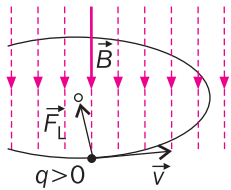


Fig. 1. Curbarea traiectoriei unei particule cu sarcina $q > 0$, într-un câmp magnetic.

Acceleratoarele, indiferent de tipul lor, cuprind trei părți principale:

- sursa de particule elementare sau de ioni;
- un tub parțial vidat, în care particulele se pot deplasa liber;
- sistemele de producere a câmpurilor accelera-toare sau de orientare.

A. Printre primele acceleratoare de particule a fost **acceleratorul Van de Graaff**, accelerator ce funcționează pe aceleași principii ca și generatorul Van de Graaff pe care îl cunoașteți din clasa a X-a.

În zilele noastre, un astfel de dispozitiv poate accelera particule până la energii de aproximativ 15 MeV.

B. Contemporane cu primele acceleratoare Van de Graaff au fost și **acceleratoarele liniare (linac)**, fig. 2. Acestea folosesc tensiuni alternative înalte, pentru a accelera particulele de-a lungul unei linii drepte. Particulele trec printr-o serie de electrozi metalici cilindrici, despărțiți unul de altul, situați într-un tub vidat. Pe acești electrozi se aplică tensiunea alternativă, astfel temporizată încât particula este accelerată ori de câte ori trece prin spațiul liber dintre doi electrozi consecutivi.

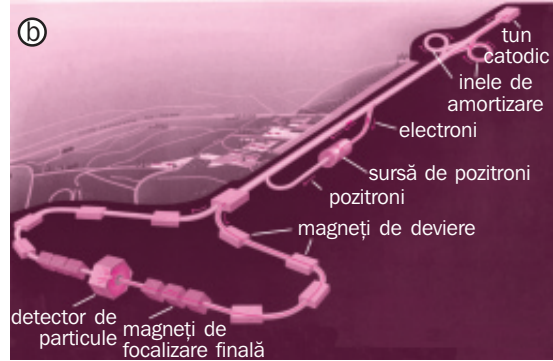
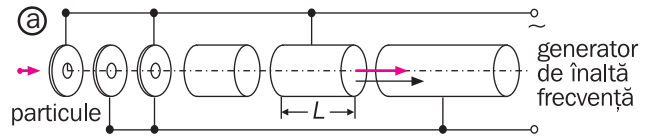


Fig. 2. Schema unui accelerator linear (a) și planul acceleratorului linear de la Stanford (b).

Teoretic, se poate construi un linac de orice energie. Cel mai mare linac din lume, cel al Universității Stanford, (3,2 km lungime), are posibilitatea de a accelera electroni la o energie de 50 GeV (gigaelectronvolți).

Exemplu

Determinați lungimea primului și a celui de-al 10-lea cilindru de accelerare într-un accelerator linear, pentru ioni de ${}^{200}_{80}\text{Hg}^+$ dacă frecvența generatorului este de 1,56 GHz, iar tensiunea de accelerare este de $5 \cdot 10^6$ V. Care este energia câpătată de ioni la ieșirea din cel de-al zecelea cilindru?

Rezolvare

a) La fiecare accelerare ionul primește energia qU , atingând viteza:

$$v = \sqrt{\frac{2qU}{m}}$$

Fiecare cilindru este străbătut în intervalul de timp:

$$t = \frac{l_n}{v_n} = \frac{T}{2} = \frac{1}{2\nu},$$

unde cu l_n și v_n s-au notat lungimea cilindrului n și respectiv viteza particulei în acest cilindru, iar cu ν frecvența generatorului:

$$l_n = \frac{v_n}{2\nu} = \frac{1}{2\nu} \sqrt{\frac{2qU \cdot n}{m}} = 1,036 \cdot 10^{-3} \sqrt{n}.$$

Deci $l_1 = 1,036$ mm, iar $l_{10} = 3,26$ mm

b) Energia câpătată este dată de relația:

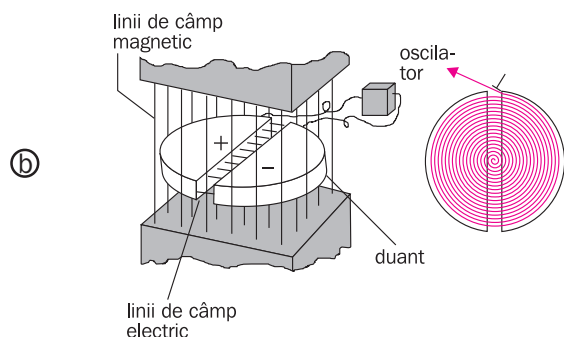
$$\Delta E = nqU.$$

C. În 1939, premiul Nobel pentru fizică era câștigat de americanul E.O. Lawrence, pentru acceleratorul său de particule, construit în 1930 și numit *ciclotron*.



ERNEST O. LAWRENCE
(1901-1958)

Fig. 3.
Laureat al premiului Nobel pentru fizică (a); ciclotronul pe care l-a inventat – schema acestuia (b) și aparatul propriu-zis (c).



Instalația se compune din două cavități semicilindrice, numite **duanți**, conectate la o sursă de tensiune alternativă de înaltă frecvență și plasate într-un câmp magnetic constant, foarte intens, perpendicular pe planul acestora.

Sursa de particule (protoni, ioni, particule α) este situată în centrul camerei și emite particule care sunt accelerate la fiecare trecere prin spațiul liber dintre duanți, datorită schimbării polarității tensiunii. Particula parcurge o jumătate din lungimea cercului $2\pi R$ într-o jumătate de perioadă.

Cum $T = 2\pi R/v$, utilizând ecuația (2) rezultă:

$$T = \frac{2\pi m}{qB} = \frac{1}{\nu} \quad (3)$$

Se constată că perioada nu depinde de viteza v a particulei, dacă aceasta are viteze suficient de mici pentru a se situa în limite nerelativiste. Pe măsură ce particula este accelerată în câmpul electric dintre duanți, raza traiectoriei sale crește, astfel încât traiectoria sa în ciclotron va fi spirală.

Exemplu

Determinați inducția magnetică dintr-un ciclotron utilizat la accelerarea atomilor de deuteriu (deuteroni), dacă frecvența generatorului este de 10^7 Hz. Care este energia atomilor de deuteriu la ieșire, dacă raza ciclotronului este de 1 m?

Rezolvare

Din condiția de stabilitate a unui deuteron pe orbită

circulară, în duanți: $\frac{mv^2}{R} = qvB$

rezultă: $v = \frac{qBR}{m}$.

Frecvența este dată de:

$$\nu = \frac{v}{2\pi R} = \frac{qB}{2\pi m}$$

relație din care se calculează inducția câmpului:

$$B = \frac{2\pi m \nu}{q} = 1,29 \text{ T}.$$

b) Energia deuteroniilor este dată de:

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{q^2 B^2 R^2}{2m} = 40 \text{ MeV}.$$

Cel mai puternic ciclotron din lume a devenit operativ în 1988 (la Universitatea de Stat din Michigan), putând accelera nuclee până la o energie de circa 8 GeV.

Când particulele nucleare accelerate într-un ciclotron câștigă energii de peste 20 MeV, trebuie ținut cont de previziunile teoriei relativității privind variația impulsului. Ciclotronul va avea în acest caz tendința de a încetini particulele, ceea ce va produce defazarea impulsurilor pe duanți, față de trecerea particulelor prin spațiul de accelerare. Soluția a constituit-o construirea unui ciclotron cu frecvență modulată – **sincrociclotronul**.

D. În cazul accelerării electronilor la viteze relativiste (energii de peste 1 MeV) s-a construit **betatronul**.

El este format dintr-o cameră vidată, în formă de spiră, plasată între cei doi poli ai unui electromagnet. Prin aplicarea unui curent alternativ electromagnetului, fluxul magnetic variabil al acestuia generează un câmp electric de inducție, rotațional, care accelerează electronii.

E. Sincrotronul este format dintr-un tub în formă de inel prin care circulă particulele (fig. 4). Tubul este înconjurat de electromagneți care mențin particulele în mișcare în zona centrală a tubului. Particulele intră în tub după ce au fost deja accelerate la energii de mai mulți electron-volți. După intrare, acestea sunt accelerate, în unul sau mai multe puncte ale inelului, la fiecare rotație prin accelerator. Pentru a menține particulele pe o orbită fixă, puterea electromagneților este mărită, pe măsură ce acestea câștigă energie, în câteva secunde particulele putând atinge energii mai mari de 1 GeV. Principiul sincrotronului poate fi aplicat atât protonilor cât și electronilor, cele mai multe dintre

acceleratoarele mari fiind de tipul **proton-sincrotron**.

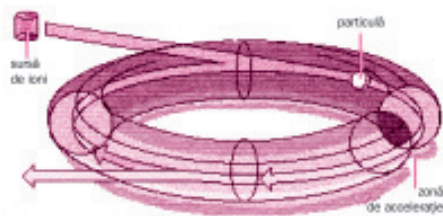


Fig. 4. Diagramă sincrotron.

La începutul anilor 1980, cele mai mari proton-sincrotrone erau un dispozitiv de 500 GeV, la CERN, și unul similar la Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory), Illinois. Capacitatea celui din urmă, numit **Tevatron**, a fost mărită până la un potențial de 1 TeV (teraelectronvolt), în 1983, prin instalarea de noi magneti, devenind la acea dată cel mai puternic accelerator din lume. În 1989, la CERN a început să opereze LEP-ul (Large Electron Positron Collider, un inel de 27 km care poate accelera electroni și pozitroni la o energie de 50 GeV (fig. 5).

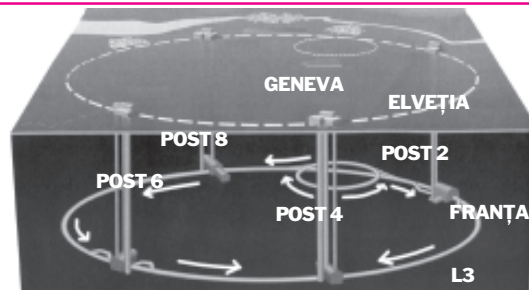


Fig. 5. Large Electron Positron Collider – CERN, diagramă.

F. Acceleratorul de coliziune cu inel de acumulare este un sincrotron care produce mai multe coliziuni între particule decât un sincrotron convențional. Un inel de acumulare accelerează două seturi de particule, care se rotesc în direcții opuse în interiorul inelului, apoi cele două seturi de particule se ciocnesc. Lep-ul de la CERN este un asemenea inel de acumulare. În 1987, Fermilab a transformat Tevatron-ul într-un inel de coliziune și a instalat un detector pentru a observa și măsura ciocnirile particulelor. Oricât de puternice sunt aceste dispozitive, fizicienii au nevoie de altele și mai puternice pentru a testa noile teorii privind particulele elementare.

Rezumat

- Acceleratoarele de particule sunt dispozitive care prin intermediul unor câmpuri electrice sau magnetice accelerează particule nucleare purtătoare de sarcină electrică sau ioni.
- Acceleratorul liniar (linac) utilizează câmpuri electrice produse de tensiuni alternative înalte pentru accelerarea particulelor.
- Ciclotronul este format din duanți conectați la o sursă

- de tensiune alternativă de înaltă frecvență. Traiectoria particulei este o spirală, particula îndepărtându-se de centrul ciclotronului unde este produsă.
- Betatronul este utilizat pentru obținerea electronilor relativști. Alte dispozitive de accelerare la energii de ordinul GeV și mai mari sunt sincrotronul, tevatronul și LEP-ul. Ultimul este utilizat pentru a produce ciocnirea între două seturi de particule puternic accelerate.



Verificați-vă cunoștințele

1. Într-un ciclotron cu raza maximă a duanților de 0,75 m și tensiunea de accelerare de 300 kV, inducția câmpului magnetic este $B = 2,8$ T. Să se calculeze: a) energia la care pot fi accelerați protonii în acest ciclotron; b) cât durează accelerarea acestora?
2. Un accelerator liniar produce electroni cu energia de 2 MeV când i se aplică o tensiune de 20 kV și frecvența de 1 GHz. Să se determine: a) lungimea primului cilindru; b) numărul de cilindri; c) lungimea ultimului cilindru; d) lungimea totală a acceleratorului.
3. Care este frecvența generatorului care alimentează duanții unui ciclotron, pentru a accelera: a) protoni; b) particule α ; c) deuteriu. Inducția magnetică este $B = 3$ T. Masele particulelor se iau din tabel.

4. Care este energia cinetică a unui proton, după o rotație în câmpul magnetic al unui ciclotron, dacă tensiunea de accelerare este $U = 120$ kV? Se da $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.
5. Într-un ciclotron cu diametrul $d = 2$ m sunt accelerați ioni de $^{14}\text{N}^{6+}$. Care este energia lor maximă, în cazul în care câmpul magnetic are o inducție $B = 2,31$ T. Stabiliți dacă energia acestor ioni le permite interacția cu nucleele de uraniu $^{238}_{92}\text{U}$. Se dau razele nucleelor de $A^{1/3}$, $m_{\text{N}} = 14$ u, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.
6. Să se determine lungimea celui de-al 30-lea cilindru al unui accelerator liniar pentru ioni de $^{200}_{80}\text{Hg}^{+}$, dacă tensiunea de accelerare este de 42 kV, iar frecvența de accelerare este de 15 MHz. Se dau $m_{\text{Hg}} = 200$ u; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

5.8.1. Descoperirea primei antiparticule – pozitronul

Descoperirile din primele două decenii ale secolului al XX-lea au evidențiat faptul că atomul nu este „cărămida fundamentală” de construcție a materiei, așa cum îl gândiseră filosofil din lumea antică greacă. Cu toate acestea, numărul particulelor cunoscute la acea dată era limitat. Pe lângă neutron, proton și electron, era cunoscut fotonul și postulată existența neutrinelui.

Abia în 1932, Anderson (fig. 1), studiind interacțiunea razelor cosmice cu câmpul electromagnetic, în camera cu ceață, a observat apariția unor urme similare celor produse de electron, dar orientate în sens contrar. Era pozitronul, particulă cu masa egală cu a electronului, dar sarcină de semn contrar – antiparticula electronului.

O serie de procese, precum generarea de perechi sau anihilarea electron-pozitron, cu producerea a două cuante γ , aveau să certifice, o dată în plus, descoperirea antiparticulei electronului făcută de Anderson. De



CARL DAVID ANDERSON
(1905-1991)

Fig. 1. Laureat al premiului Nobel pentru fizică, în 1936, pentru descoperirea pozitronului.

atunci, o dată cu dezvoltarea acceleratoarelor de particule, au putut fi descoperite noi particule și antiparticulele acestora. Au fost descoperite antiparticulele protonului (\bar{p}) și a neutronului (\bar{n}) și o serie de alte circa 300 de particule, cu timpi de viață cuprinși între 10^{-6} și 10^{-23} s.

5.8.2. Forțe fundamentale în natură

Cheia pentru a înțelege proprietățile particulelor elementare este descrierea forțelor prin care acestea interacționează. Forțele fundamentale din natură sunt forțele electromagnetice, forțele nucleare tari și cele slabe, și forțele gravitaționale (v. tabelul 1).

Tabelul 1. Forțe fundamentale în natură.

Forța	Tărie relativă	Distanță de acțiune	Particula schimbată în câmp
tare	1	scurtă (≈ 1 fm)	gluon
electromagnetică	10^{-2}	lungă ($1/r^2$)	foton
slabă	10^{-13}	scurtă ($< 10^{-3}$ fm)	bosoni W^\pm și Z
gravitațională	10^{-38}	lungă ($1/r^2$)	graviton

Dicționar

Forța nucleară tare: forță căreia i se datorează interacțiunea dintre nucleoni, în nucleul atomic. Este responsabilă de producerea unor particule prin ciocniri la energii înalte.

Are o distanță de acțiune foarte scurtă, fiind practic neglijabilă la distanțe mai mari de 10^{-15} m.

Dicționar

Forța electromagnetică: este răspunzătoare de realizarea structurilor atomice și moleculare.

Are valori de o sută de ori mai mici față de forța nucleară tare. Acționează pe distanțe mari, iar valoarea forței scade cu pătratul distanței.

Dicționar

Forța nucleară slabă: este o forță nucleară cu rază scurtă de acțiune, responsabilă de majoritatea proceselor radioactive.

Față de forța nucleară tare, este de 10^{13} ori mai slabă. Astăzi se consideră că forțele electromagnetice și nucleare slabă sunt doar manifestări ale uneia și aceleiași forțe – numită de fizicieni forța electroslabă.

Dicționar

Forța gravitațională: forță cu rază lungă de acțiune, de circa 10^{38} ori mai slabă decât forța nucleară tare. Variaza invers proporțional cu pătratul distanței.

În fizica modernă, descrierea interacțiunii dintre particule este făcută prin intermediul particulelor de câmp (cuante). În cazul câmpului electromagnetic, cuanta câmpului este **fotonul**: pentru forțele tari – **gluonul**; pentru cele slabe – bosonii W și Z; iar pentru forțele gravitaționale, **gravitonul**. Cu excepția celei din urmă, celelalte cuante de câmp au putut fi evidențiate.

Din punct de vedere al teoriilor fizicii actuale, se încearcă realizarea unei teorii unificatoare (fig. 2).

O astfel de unificare a început-o Maxwell, prin exprimarea matematică a câmpului electromagnetic din unificarea, într-un același set de ecuații, a câmpurilor electric și magnetic. Unificarea a continuat cu reunirea câmpului electromagnetic cu cel nuclear slab, sub denumirea de **câmp electroslab**. Teoria a fost propusă de S.L. Glashow, Abdus Salam și Steven Weinberg – pentru care aceștia au primit premiul Nobel în fizică, în 1979.

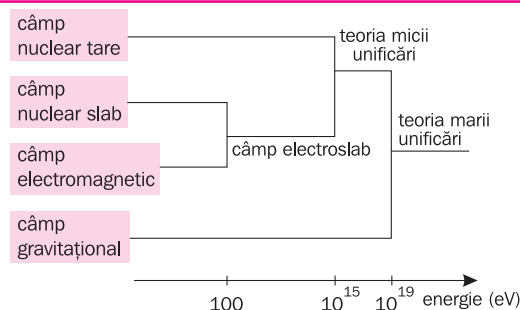


Fig. 2. Teorii de unificare.

În prezent se lucrează la unificarea teoriei câmpului electroslab cu câmpul nuclear tare (teoria micii unificări) în perspectivă existând ideea includerii și câmpul gravitațional (teoria marii unificări). Energiile necesare însă pentru a putea fi pusă în evidență cuanta câmpului gravitațional (gravitonul) sunt cu mult peste posibilitățile acceleratoarelor de particule actuale.

5.8.3. Forța nucleară tare și pionul

Prima teorie care încerca să explice forța nucleară tare a fost propusă în 1935, de fizicianul japonez Hideki Yukawa (fig. 3).



HIDEKI YUKAWA
(1907-1981)

Fig. 3. Laureat al premiului Nobel în fizică, în 1949, pentru lucrările sale privind interacțiunea particulelor elementare.

Pentru a înțelege teoria sa, să considerăm legătura chimică covalentă ce se realizează între doi atomi. Această interacțiune care ține împreună diferite tipuri de atomi în moleculă este datorată schimbului de electroni pe care atomii participanți la legătură îl realizează.

Yukawa a utilizat aceeași idee pentru explicarea forțelor tari, propunând existența unei particule, schimbată între nucleonii din interiorul nucleului. Mai mult, el a stabilit că distanța de acțiune a forței este invers proporțională cu masa particulei, pe care a estimat-o a fi de aproximativ 200 de mase electronice. Particula a fost numită mezon (de la grecescul „meso” – mijloc), având o masă intermediară între cea a electronului și cea a neutronului (protonului) din nucleu. Ea a fost evidențiată în radiațiile cosmice, de Cecil Frank Powell, care a și primit premiul Nobel în fizică, pentru descoperirea sa. Mezonul π , sau pionul, prezintă trei varietăți, toate având mase de repaus ceva mai mari decât valoarea estimată de Yukawa. Astfel, pionii π^+ și π^- au mase de $139,6 \text{ MeV}/c^2$, în timp ce π^0 are o masă de $135 \text{ MeV}/c^2$.

Temă. Transformați aceste mase în mase electronice, pentru a le putea compara cu previziunile lui Yukawa.

5.8.4. Clasificarea particulelor elementare

Toate particulele, cu excepția fotonilor, pot fi clasificate, pe baza interacțiunii lor, în două mari categorii: **hadronii** și **leptonii**.

A. Hadronii

Dicționar

Hadroni: particule care interacționează prin intermediul forței nucleare tari.

Dicționar

Mezoni: particule elementare instabile, cu masă cuprinsă între cea a electronului și cea a protonului. Din punct de vedere electric, pot fi negativi, pozitivi – cu sarcina egală în valoare

numerică cu cea a electronului sau neutrului. Producții de dezintegrare ai mezonilor sunt electroni, pozitroni, neutroni și fotoni.

Barioni: particule elementare, cu mase mai mari sau egale cu cea a protonului și spin neîntreg (1/2 sau 3/2). Se dezintegrează, având ca rezultat final producerea unui proton.

Astăzi se crede că, la rândul lor, hadronii sunt compuși din elemente numite **quarci**.

B. Leptonii

Dicționar

Leptoni: grup de particule care participă la interacțiile slabe. Au spin 1/2. Leptonii par a fi particule elementare, cu masă mai mică decât a celui mai ușor hadron.

Câteva particule elementare și proprietăți ale acestora din tabel.

Tabelul 2.

Categorie	Denumirea particulei	Simbol	Antiparticulă	Masă de repaus (MeV/c ²)	B	L _e	L _μ	L _τ	S	Timp de viață (s)	Moduri de dezintegrare principale*
Fotoni	foton	γ	γ	0	0	0	0	0	0	stabil	-
Leptoni	electron	e ⁻	e ⁺	0,511	0	+1	0	0	0	stabil	-
	neutrîn (e)	ν _e	$\bar{\nu}_e$	0 (?)	0	+1	0	0	0	stabil	-
	miuon	μ ⁻	μ ⁺	105,7	0	0	+1	0	0	2,20·10 ⁻⁶	e ⁻ $\bar{\nu}_e$ ν _μ
	neutrîn (μ)	ν _μ	$\bar{\nu}_\mu$	0 (?)	0	0	+1	0	0	stabil	-
	tau	τ ⁻	τ ⁺	1784,0	0	0	0	-1	0	<4·10 ⁻¹³	μ ⁻ ν _μ ν _τ , e ⁻ ν _e ν _τ
Hadroni	neutrîn (τ)	ν _τ	$\bar{\nu}_\tau$	0 (?)	0	0	0	-1	0	stabil	-
Mezoni	pion	π ⁺	π ⁻	139,6	0	0	0	0	0	2,60·10 ⁻⁸	μ ⁺ ν _μ
	-	π ⁰	π ⁰	135,0	0	0	0	0	0	0,83·10 ⁻¹⁶	2γ
	kaon	K ⁺	K ⁻	493,7	0	0	0	0	+1	1,24·10 ⁻⁸	μ ⁺ ν _μ , π ⁺ π ⁰
	-	K _S ⁰	\bar{K}_S^0	497,7	0	0	0	0	+1	0,89·10 ⁻¹⁰	π ⁺ π ⁻ , 2π ⁰
		K _L ⁰	\bar{K}_L^0	497,7	0	0	0	0	+1	5,2·10 ⁻⁸	π ⁺ e ⁻ (ν _e) π ⁺ μ ⁻ (ν _μ) 3π ⁰
	eta	η ⁰	η ⁰	548,8	0	0	0	0	0	<10 ⁻¹⁸	2γ, 3π
Barioni	proton	p	\bar{p}	938,3	+1	0	0	0	0	stabil	-
	neutron	n	\bar{n}	939,6	+1	0	0	0	0	920	p e ⁻ $\bar{\nu}_e$
	lambda	Λ ⁰	$\bar{\Lambda}^0$	1115,6	+1	0	0	0	-1	2,6·10 ⁻¹⁰	p π ⁻ n π ⁰
	sigma	Σ ⁺	$\bar{\Sigma}^-$	1189,4	+1	0	0	0	-1	0,80·10 ⁻¹⁰	p π ⁰ , n π ⁺
		Σ ⁰	$\bar{\Sigma}^0$	1192,5	+1	0	0	0	-1	6·10 ⁻²⁰	Λ ⁰ γ
		Σ ⁻	$\bar{\Sigma}^+$	1197,3	+1	0	0	0	-1	1,5·10 ⁻¹⁰	n π ⁻
	xi	Ξ ⁰	$\bar{\Xi}^0$	1315	+1	0	0	0	-2	2,9·10 ⁻¹⁰	Λ ⁰ π ⁰
Ξ ⁻		$\bar{\Xi}^+$	1321	+1	0	0	0	-2	1,64·10 ⁻¹⁰	Λ ⁰ π ⁻	
omega	Ω ⁻	Ω ⁺	1672	+1	0	0	0	-3	0,82·10 ⁻¹⁰	Ξ ⁰ π ⁰ , Λ ⁰ K ⁻	

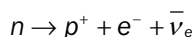
* Notațiile de tipul π⁻, nπ⁰ din această coloană indică două moduri posibile de dezintegrare. În acest caz, cele două moduri posibile sunt Λ⁰ → p + π⁻ sau Λ⁰ → n + π⁰.

Legea de conservare a numărului barionic afirmă, cu alte cuvinte, că, în decursul unei reacții nucleare, numărul barionic se conservă.

În cazul leptonilor, sunt trei legi de conservare, câte una pentru fiecare dintre tipurile de leptoni.

Legea de conservare a numărului electron-lepton exprimă faptul că suma numerelor electron-lepton se conservă, în timpul dezintegrării. Electronul și neutrinul electronic au numărul electron-leptonic $L_e = +1$, în timp ce antiparticulele acestora au $L_e = -1$. Toate celelalte particule au $L_e = 0$.

În cazul reacției:



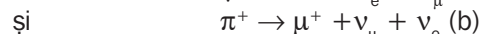
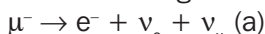
înainte de dezintegrare, numărul $L_e = 0$, iar după aceea va fi: $0 + 1 + (-1) = 0$. Deci numărul electron-leptonic se conservă. În dezintegrarea considerată, se conservă și numărul barionic. Dacă, înainte de dezintegrare, $B = 1$, după dezintegrare:

$$B = 1 + 0 + 0 = +1.$$

Similar, în dezintegrările ce implică miuoni există o lege de conservare a numărului miuon-leptonic (L_μ) și, avem $L_\mu = +1$ pentru particule, $L_\mu = -1$ pentru antiparticulele corespunzătoare și zero în rest. Similar se desfășoară lucrurile și în cazul leptonului tau (L_τ).

Exemplu

Fie date următoarele dezintegrări:



Care dintre acestea respectă legile de conservare?

Rezolvare

a) Această dezintegrare implică atât un miuon cât și un electron, deci trebuie să fie satisfăcute ambele legi de conservare. Înainte de dezintegrare, $L_\mu = +1$ și $L_e = 0$, iar după dezintegrare $L_\mu = 0 + 0 + 1 = +1$ și $L_e = +1 - 1 + 0 = 0$, deci ambele legi de conservare sunt satisfăcute. Dezintegrarea este posibilă.

b) Înainte de dezintegrare, $L_\mu = 0$ și $L_e = 0$, iar după dezintegrare $L_\mu = -1 + 1 + 0 = 0$ și $L_e = +1$. Deci dezintegrarea nu este posibilă, din cauza neconservării numărului electron-leptonic.

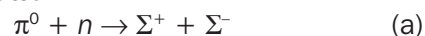
O serie de particule produse în atmosferă de interacțiunile nucleare ale pionilor cu protonii și neutronii – printre care K , Λ și Σ , s-a constatat că prezintă proprietăți ciudate, atât la formarea cât și la dezintegrarea lor. De aceea, ele au fost numite *particule stranii*.

Una din proprietățile acestor particule este că, deși sunt produse în urma interacțiilor tari, ele de obicei nu se dezintegrează în particule care interacționează prin forțe tari. Ele se dezintegrează lent, au timpi de viață lungi (10^{-10} s – 10^{-8} s), deși majoritatea particulelor care interacționează prin forțe tari au timpi de viață de ordinul a 10^{-23} s. Pentru explicarea acestor proprietăți, a fost introdusă o lege de conservare numită conservarea straniei, împreună cu un nou număr cuantic S , numit *stranietate* (vezi tabelul 2). Particulele nestranii au $S = 0$, în timp ce stranietatea particulelor stranii este $S = \pm 1$.

Legea conservării stranietății afirmă că, ori de câte ori se produce o reacție nucleară sau o dezintegrare, suma stranietăților implicate în proces se conservă.

Exemplu

Determinați dacă în reacțiile următoare este conservată stranietatea:



Rezolvare

a) Stranietatea inițială este $S = 0 + 0 = 0$, iar cea finală este $S = +1 + (-1) = 0$, deci stranietatea se conservă, iar reacția este posibilă.

b) Stranietatea inițială este $S = 0 + 0 = 0$, iar cea finală este $S = 0 + (-1) = -1$, deci stranietatea nu se conservă, iar reacția nu este posibilă.

5.8.5. Quarcul

Dacă urmărim tabelul 2, se constată posibilitatea mai multor scheme de clasificare, care grupează particulele potrivit unor cantități precum spinul, numărul barionic, numărul leptonic sau stranietatea. În figura 4 sunt date două astfel de scheme, pentru primii opt barioni (a) și pentru mezonii (b) din tabelul 2.

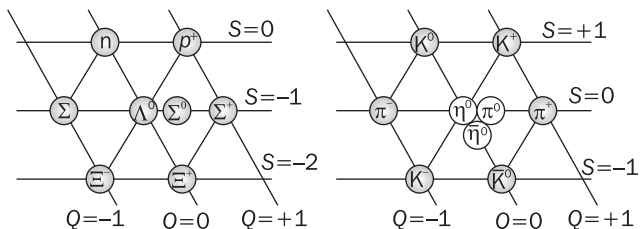


Fig. 4. Schema de grupare a opt barioni de spin 1/2 (a) și a nouă mezoni de spin zero (b).

Au putut fi formate și alte distribuții de barioni și mezoni, în structuri simetrice de tipul celor prezentate. Pe baza acestor structuri s-au putut căuta particule necunoscute la data respectivă, pe baza proprietăților necesare acestora pentru a putea fi completată structura. Este și cazul descoperirii particulei Ω^- , cu spin $3/2$, sarcină „-1” și straniețate „-3”, prezisă de Murray Gell-Mann și descoperită la puțin timp după aceea. Aceste structuri simetrice ale barionilor și mezonilor

sugerează posibilitatea unei structuri elementare a acestora. Structura a fost propusă, în 1963, de Gell-Mann și George Zweig. Potrivit acestora, hadronii sunt formați din doi sau trei constituenți fundamentali, numiți *quarci*. În modelul inițial existau trei tipuri de quarc: up (u); down (d); și strange (s). O proprietate neobișnuită a acestor particule este existența sarcinii electrice fracționare. Fiecărui quarc îi corespunde un antiquarc (tabelul 3).

Tabelul 3. Proprietăți ale quarcilor și antiquarcilor (a) și (b).

Quarci (a)									Antiquarci (b)								
Nume	Simbol	Spin	Sarcină	Număr barionic	Straniețate	Charm	Bottomness	Topness	Nume	Simbol	Spin	Sarcină	Număr barionic	Straniețate	Charm	Bottomness	Topness
Up	u	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	Up	\bar{u}	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0
Down	d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	Down	\bar{d}	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}e$	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0
Strange	s	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{3}$	-1	0	0	0	Strange	\bar{s}	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}e$	$-\frac{1}{3}$	+1	0	0	0
Charmed	c	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{3}$	0	+1	0	0	Charmed	\bar{c}	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}$	0	-1	0	0
Bottom	b	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{3}$	0	0	+1	0	Bottom	\bar{b}	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}e$	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	0
Top	t	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	+1	Top	\bar{t}	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	-1

Potrivit acestui model inițial al lui Gell-Mann și Zweig, orice hadron este constituit din aceste particule potrivit următoarelor reguli:

1. Mezonii sunt formați dintr-un quarc și un antiquarc, ceea ce le conferă un număr barionic $B = 0$.
2. Barionii sunt formați din trei quarci.
3. Antibarionii sunt formați din trei antiquarci.

În tabelul 4 este redată compoziția în quarci a câtorva mezoni și barioni.

Tabelul 4. Compoziția în quarci a câtorva hadroni.

Mezoni		Barioni	
Particula	Compoziția în quarci	Particula	Compoziția în quarci
π^+	$u\bar{d}$	p	uud
π^-	$\bar{u}d$	n	udd
K^+	$u\bar{s}$	Λ^0	uds
K^-	$\bar{u}s$	Σ^+	uus
K^0	$d\bar{s}$	Σ^0	uds
		Σ^-	dds
		Ξ^0	uss
		Ξ^-	dss
		Ω^-	sss

În 1967, celor trei quarci li s-a adăugat un al patrulea, notat cu „c” de **la charm**. Acesta are sarcina $+2e/3$. Ipoteza existenței acestui quarc a condus la introducerea unei noi legi de conservare în interacțiile nucleare tari și în cele electromagnetice. Este vorba despre *conservarea numărului cuantic c – charmul*. Pentru quarc $c = +1$, iar pentru antiquarc $c = -1$. Toți ceilalți quarci au $c = 0$. Legea de conservare este similară celei de conservare a straniețării.

În 1974, un nou mezon, numit J/Ψ a fost descoperit de Burton Richter și independent, de Samuel Ting, descoperire pentru care aceștia au primit premiul Nobel în 1976. Particula descoperită de ei nu se potrivea modelului inițial, de numai trei quarci, ci părea a fi o combinație a celui de-al patrulea quarc cu antiquarcul său ($c\bar{c}$).

Astfel de descoperiri au dus la necesitatea construirii unui model de quarc mai elaborat. Ca urmare, celor patru quarci menționați li s-au mai adăugat: top (t); și bottom (b) – pentru care unii fizicieni preferă denumirile de truth și beauty. Noile particule au primit numerele cuantice topness și bottomness (vezi tabelul 3).

În 1977 s-a raportat descoperirea unui nou mezon, Y , cu o compoziție ($b\bar{b}$), iar date în favoarea existenței

quarcului top au fost aduse de cercetători de la Fermi National Laboratory. Tabloul actual asupra particulelor fundamentale din natură include șase leptoni și șase quarci și antiparticulele acestora (tabel 5).

Adoptarea modelului structural al quarcilor a arătat

Tabelul 5. Proprietăți ale particulelor fundamentale.

Particula	Quarci		Particula	Leptoni	
	Energie de repaus	Sarcina		Energie de repaus	Sarcina
<i>u</i>	360 MeV	$+\frac{2}{3}e$	e^-	511 keV	$-e$
<i>d</i>	360 MeV	$-\frac{1}{3}e$	μ^-	107 MeV	$-e$
<i>c</i>	1500 MeV	$+\frac{2}{3}e$	τ^-	1784 MeV	$-e$
<i>s</i>	540 MeV	$-\frac{1}{3}e$	ν_e	<30 eV	0
<i>t</i>	170 GeV	$+\frac{2}{3}e$	ν_μ	<0,5 MeV	0
<i>b</i>	5 GeV	$-\frac{1}{3}e$	ν_τ	<250 MeV	0

că în cazul unor particule precum Ω^- (barion format din trei quarci *s* de spin 1/2), Δ^{++} (format din trei quarci *u*) sau Δ^- (format din trei quarci *d*) se ivește o aparentă încălcare a principiului lui Pauli, quarcii având spini de același tip și paraleli. Rezolvarea acestei probleme a fost sugerată prin existența unei noi proprietăți a quarcilor, numită culoare. Culoarele quarcilor au fost numite red, green și blue, iar ale antiquarcilor: antired, antigreen și antiblue. Pentru satisfacerea principiului de excluziune, cei trei quarci dintr-un barion trebuie să aibă culori diferite (fig. 5), iar un mezon să fie format dintr-un quarc și un antiquarc de culoare corespunzătoare, astfel încât particula rezultată să fie lipsită de culoare (albă).

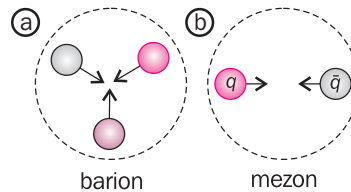


Fig. 5. Trei quarci de culori diferite formează un barion (a). Un quarc roșu și unul antiroșu formează un mezon (b).

Pe baza modelului quarcilor, a luat naștere cromodinamica cuantică, teorie care descrie interacțiunea acestora.

Rezumat

- Proprietățile particulelor elementare pot fi înțelese pe baza forțelor prin care acestea interacționează și particulelor de câmp: forțe nucleare tari (gluon), forțe electromagnetice (foton), forțe nucleare slabe (barion), forțe gravitaționale (graviton).
- Fizica actuală, după integrarea forței electrice și a celei magnetice în câmpul electromagnetic, după integrarea acesteia cu forța nucleară slabă în teoria câmpului electroslab, își propune înțelegerea forței nucleare tari (teoria micii unificări) și a celei gravitaționale (teoria marii unificări).

- Clasificarea particulelor: fotoni; hadroni (interacționează prin forțe nucleare tari); mezoni; barioni; leptoni – interacționează prin forțe nucleare slabe.
- Legi de conservare implicate în interacțiunile particulelor elementare: conservarea numărului bozonic, conservarea numărului electron + lepton, conservarea stranieții.
- Quarcul – particule ipotetice care formează totalitatea particulelor cunoscute. Se caracterizează prin sarcină fracționară. Tipuri de quarci: up, down, strange, charmed, bottom și top.

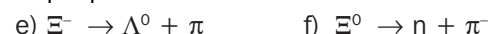


Verificați-vă cunoștințele

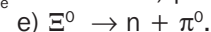
1. Un foton cu o energie de 2,09 GeV creează o pereche proton-antiproton. Dacă energia cinetică a protonului este de 95 MeV, care va fi energia cinetică a antiprotonului?
2. Utilizând faptul că masa de repaus a unui boson Z^0 este de 96 GeV/c², stabiliți care este valoarea aproximativă a razei de acțiune a acestuia.
3. În următoarele reacții, prima este posibilă, iar cea de-a doua – nu. De ce?



4. În care din următoarele dezintegrări straniețea se conservă?



5. Procesele următoare sunt interzise. Determinați care lege de conservare ar fi încălcată?



Probleme recapitulative

Capitolul 1

1. Două evenimente se produc simultan și în același punct din spațiu într-un SRI. Este posibil ca cele 2 evenimente să nu fie simultane în alt SRI? Explicați
2. Teoria relativității limitează superior vitezele pe care le poate avea o particulă. Există limite similare asupra energiei și impulsului particulei? Explicați.
3. O rachetă se deplasează cu viteza de $2,8 \cdot 10^8$ m/s față de Pământ. Două evenimente se produc în același loc al rachetei la un interval de timp Δt . De câte ori mai mare va fi intervalul de timp Δt la care un observator de pe Pământ percepe cele două evenimente?
4. Timpul mediu de viață al unei particule instabile față de sistemul propriu de referință este cu 5% mai mic decât față de un SRI mobil. Care este viteza particulei?
5. O navă spațială se deplasează cu viteza $2 \cdot 10^5$ m/s față de Pământ. Imediat ce trece de Pământ din spatele rachetei este emis un fascicul laser. Ce viteză are raza laser față de Pământ?
6. O particulă instabilă are un timp de viață de $3 \cdot 10^6$ s în sistemul propriu de referință și un timp de viață de $3 \cdot 10^5$ s față de un SRI în raport cu care se deplasează. Care este viteza particulei?
7. Pentru ce valoare a vitezei unui corp dimensiunile sale pe direcția de mișcare se micșorează cu 10% față de aceleași dimensiuni în propriul sistem de referință?
8. Dacă laturile unui dreptunghi în sistemul propriu de referință sunt 15 cm și 9 cm, în ce direcție și cu ce viteză trebuie să se deplaseze corpul pentru a fi văzut, de un observator în raport cu care acesta se deplasează, ca fiind pătrat?
9. O particulă elementară nestabilă parcurge o distanță de 3250 m din locul în care s-a format până în cel în care s-a dezintegrat. Dacă viteza particulei este $0,98c$, care este timpul mediu de viață al particulei în propriul SRI față de care particula este în repaus?
10. Un observator se află la o distanță de 600 m și respectiv 300 m de două instalații laser. Dacă semnalele luminoase provenite de la cele două lasere sunt percepute ca simultane de observator la $t = 3 \mu\text{s}$. În ce momente au fost emise semnalele luminoase de către cele două lasere?
11. Unghiul de la vârful opus bazei unui triunghi isoscel este de 30° . În ce direcție și cu ce viteză trebuie să se deplaseze triunghiul pentru a fi perceput de un observator

extern ca triunghi echilateral?

12. Un observator aflat în SRI (S') se deplasează pe direcția pozitivă a axei Ox a unui SRI (S) cu viteza $u = 0,6c$. Observatorul din S' măsoară viteza v' a unei particule ce se deplasează pe aceeași direcție și în același sens. Ce viteză va măsura observatorul S pentru acea particulă dacă:
a) $v' = 0,4c$? b) $v' = 0,9c$; c) $v' = 0,99c$?
13. Ce viteză are un electron accelerat din repaus de un câmp electric la o diferență de potențial de 500 kV?
14. Un proton este accelerat la viteza de $0,999c$. Care este impulsul acestuia? De câte ori este mai mare acest impuls față de impulsul acestuia calculat de mecanica clasică?
15. Dacă impulsul unei particule de 1 g este $4 \cdot 10^5$ kg · m/s, care este viteza particulei?
16. Care este energia cinetică și cea de repaus a unei particule cu masa de 1 g dacă aceasta se deplasează cu viteza de $0,8c$?
17. Care este viteza particulei a cărei energie cinetică este cu 2% mai mare decât cea calculată cu relația $\frac{mv^2}{2}$?
18. Un proton cu masa de repaus $1,67 \cdot 10^{-27}$ kg are o energie totală de patru ori mai mare decât energia sa de repaus.
a) Care este energia cinetică a protonului?
b) Care este impulsul protonului?
c) Care este viteza protonului?
19. Cu ce procent crește masa ta de repaus când urci la o altitudine de 30 m?
20. Cu câte grame se modifică masa unui resort de 12 g comprimat cu 6 cm de o forță constantă de 200 N/cm. Masa resortului crește sau descrește? Ai observa modificarea masei resortului dacă susții resortul respectiv?
21. Care este densitatea unui corp care se deplasează cu $0,8c$ dacă în stare de repaus densitatea lui este ρ_0 ?
22. În urma contracției relativiste volumul unui corp este micșorat de 2 ori. Cum s-au modificat masa și densitatea acestuia?
23. Două corpuri cu mase egale, cu călduri specifice diferite au primit cantități de căldură egale. Sunt egale variațiile maselor celor două corpuri?
24. Ce lucru mecanic trebuie efectuat pentru a mări viteza unui electron de la $0,6c$ la $0,8c$?

Capitolul 2

1. Determinați energia fotonului a cărui frecvență este $6,3 \cdot 10^{14}$ Hz.
2. Energia unui foton este $3,88 \cdot 10^{-19}$ J. Care este frecvența acestuia?
3. Ce energie au fotonii ce corespund luminii: roșii cu $\lambda_r = 690$ nm; oranj cu $\lambda_o = 600$ nm; verde cu $\lambda_v = 550$ nm și albastră cu $\lambda_a = 480$ nm?
4. Care este masa fotonului a cărui energie este 1,8 eV?
5. Care este masa fotonului a cărui frecvență este $6,8 \cdot 10^{14}$ Hz?
6. Exprimați în eV sau MeV acolo unde este mai potrivit:
 - a) energie cinetică a unui electron ce se deplasează cu viteza de $5 \cdot 10^6$ m/s.
 - b) energia potențială a unui proton și a unui electron situați la o distanță de 0,1 nm unul de altul.
 - c) energia cinetică a unui proton accelerat din repaus de un potențial de 500 V.
7. Determinați:
 - a) viteza unui proton de 6 MeV.
 - b) viteza unui electron de 100 eV.
 - c) tipul particulei care are energia cinetică de 2,09 MeV când se deplasează cu o viteză de 10^7 m/s.
8. Care este viteza unui electron a cărui energie cinetică este egală cu cea a fotonului cu $\lambda = 643$ nm?
9. Determinați viteza electronului al cărui impuls este egal cu cel al fotonului cu lungimea de undă de 460 nm.
10. Ce număr de fotoni emite într-un minut un bec incandescent de 75W presupunând că valoarea medie a lungimii de undă a fotonilor este 550 nm.
11. Calculați lungimea de undă a fotonului al cărui impuls este egal cu cel al unui electron accelerat din repaus într-un câmp electric la o tensiune de 230 V.
12. De ce lumina monocromatică incidentă pe suprafața unui metal extrage electroni a căror energie cinetică nu are o anumită valoare ci este compusă într-un interval de la zero la o valoare maximă?
13. Fotoni cu frecvența de $6,5 \cdot 10^{14}$ Hz extrag dintr-un metal fotoelectroni a căror energie cinetică maximă este $8 \cdot 10^{-20}$ J. Care este lucrul mecanic de extracție al metalului respectiv?
14. Care este lucrul mecanic de extracție dintr-un metal față de electroni a căror viteză maximă este de 316 km/s la iluminarea metalului cu unde de lumină cu frecvența de $6,25 \cdot 10^{14}$ Hz?
15. Care este valoarea maximă a lungimii de undă care mai poate extrage fotoelectroni dintr-un catod de cesiu al cărui lucru mecanic de extracție este $2,9 \cdot 10^{-19}$ J?
16. Un catod de sodiu al cărui lucru mecanic de extracție este 2,3 eV este iluminat pe rând cu fotoni cu lungimea de undă de 560 nm și respectiv 480 nm. În care caz sunt emiși fotoelectroni?
17. Dacă energia cinetică maximă a fotoelectronilor extrași dintr-un metal este $7,36 \cdot 10^{-20}$ J când acesta este iluminat cu radiație violetă cu $\lambda = 450$ nm care este:
 - a) lucrul mecanic de extracție?
 - b) lungime de undă de prag?
18. Pe catodul de nichel al unei fotocelule cade un fascicul de radiație electromagnetică. Care este lungimea de undă a acestei radiații dacă fotocurentul se anulează la o tensiune de frânare de 1,2 V? Se dă lucrul mecanic de extracție al nichelului de $7,2 \cdot 10^{-19}$ J.
19. Care este lucrul mecanic de extracție al unui metal pentru care tensiunea de stopare a fotoelectronilor este 1,4 V când este iluminat cu o radiație electromagnetică de 226 nm?
20. Dacă lungimea de undă ce corespunde pragului roșu pentru un metal este 540 nm, care va fi tensiunea de stopare dacă este iluminat cu o radiație cu $\lambda = 480$ nm?
21. Care este lucrul mecanic de extracție al fotoelectronilor dintr-un catod pentru care tensiunea de frânare a fost de 3,5 V dacă în cazul iluminării cu aceeași radiație a unui catod de platină tensiunea de frânare a fost 2,7 V? Se cunoaște lucrul mecanic de extracție al platinei 5,3 eV.
22. Care este proiecția lungimii de undă a radiației electromagnetice la împrăștierea Compton sub un unghi de 45° ? Dar în cazul unui unghi de 90° ?
23. Care este valoarea maximă a variației lungimii de undă la împrăștierea Compton pe electroni liberi?
24. Dacă o radiație Röntgen are lungimea de undă de 12 pm, care este lungimea de undă a radiației împrăștiate sub un unghi: a) de 60° ; b) de 120° ?
25. Care este valoarea unghiului de împrăștiere într-un experiment Compton pentru care frecvența radiației a variat de la $4,5 \cdot 10^{19}$ Hz la $2,2 \cdot 10^{19}$ Hz?
26. În studiul efectului Compton s-a constatat că lungimea de undă a razelor împrăștiate sub un unghi de 60° este de 11,62 pm. Care a fost lungimea de undă a razelor incidente?
27. Dacă într-un experiment Compton lungimea de undă a fotonului împrăștiat a fost cu 3,95 pm mai mare decât a celui incident să determine care a fost unghiul de împrăștiere al fotonului.
28. Variația lungimii de undă a radiației electromagnetice la împrăștierea pe electronii liberi nu depinde de lungimea

de undă a radiației incidente. Explicați de ce această variație se observă în cazul radiației X, dar nu se observă în cazul celei vizibile.

29. Electroni cu energie cinetică de 50 keV cad pe două fante situate la distanța de 1 mm una de alta. Franjele de interferență sunt înregistrate de un detector aflat la o distanță de 1 m în spatele fantelor.

- Care a fost viteza electronilor? (faceți un calcul nerelativist)
- Care a fost interfranja obținută?

30. Pe două fante situate la o distanță de 0,1 mm una de alta cade un fascicul de neutroni având viteza de 200 m/s și se obține un spectru a cărui interfranjă este de 100 μm .

- Ce energie (în eV) au avut neutronii?
- Care este lungimea de undă De Broglie a neutronilor?
- La ce distanță se află detectorul față de fantele dispozitivului?

31. Cum se modifică lungimea de undă a unei microparticule dacă:

- viteza crește de 8 ori?
- impulsul ei scade de 3 ori?
- energia cinetică i se micșorează de 4 ori?

32. Comparați lungimile de undă De Broglie asociate electronului și protonului dacă cele două particule:

- au viteze egale;
- au impulsuri egale;
- au energii cinetice egale.

33. Care este lungimea de undă asociată unui proton care se deplasează pe o traiectorie circulară într-un câmp magnetic cu inducția $B = 0,5 \text{ T}$?

34. Care este lungimea de undă De Broglie a electronului din atomul de hidrogen aflat într-o stare staționară de $n = 3$?

35. La ce tensiune trebuie accelerat un proton pentru ca lungimea de undă De Broglie asociată acestuia să fie egală cu lungimea de undă De Broglie asociată unui electron accelerat la o tensiune de 75 KV?

Capitolul 3

1. Care sunt spectrele caracteristice atomilor? Dar moleculelor?

2. Care au fost descoperirile ce argumentează structura complexă a atomului?

3. În cadrul modelului Thomson atomul de hidrogen apare ca o sferă uniform încărcată cu sarcină electrică pozitivă în care se găsește un electron. Dacă electronul este deplasat în atom față de centrul acestuia, ce fel de mișcare va avea acesta?

4. Un atom de hidrogen trece din starea de energie $-3,39 \text{ eV}$ în cea de energie $-0,85 \text{ eV}$. A emis sau absorbit energie în această tranziție? Care este valoarea acestei energii?

5. Un atom de hidrogen, aflat în starea fundamentală de $-13,55 \text{ eV}$ a absorbit o cantă de radiație electromagnetică cu energia de 21,36 eV. Care este energia cinetică a electronului care a părăsit atomul ajungând la o distanță mare față de acesta?

6. Determinați lungimile de undă minimă și maximă ale seriilor Lyman și Paschen ale hidrogenului. În care regiune a spectrului electromagnetic se află aceste linii?

7. a) Calculați raza orbitei și viteza unui electron aflat pe nivelul $n = 99$ și $n = 100$ al atomului de hidrogen.

b) Determinați frecvența electronului pe orbitele de la punctul a).

c) Care este frecvența fotonului emis la trecerea de pe nivelul energetic $n = 100$ pe $n = 99$ al hidrogenului.

d) Comparați procentul frecvenței fotonului de la punctul c) de media frecvențelor orbitale de la punctul b).

8. Care este forța ce acționează din partea nucleului unui atom de hidrogen asupra electronului sau aflat în starea staționară cu numărul cuantic $n = 3$?

9. În urma ciocnirii frontale doi atomi de hidrogen își pierd energia cinetică prin emisia de către fiecare a câte unui foton de 140 nm. Ce viteze au avut atomii înainte de ciocnire?

10. Iluminarea cu UV cu $\lambda = 70 \text{ nm}$ a unui gaz de atomi de hidrogen aflați în stare fundamentală ionizează o parte dintre atomi. Care este energia cinetică a electronilor eliberați?

11. Un fascicul de electroni este trimis asupra unui gaz format din atomi de hidrogen.

a) Care este viteza minimă a electronilor pentru a produce emisia unei radiații de 656 nm printr-o tranziție a atomilor de hidrogen de pe nivelul $n = 3$ pe nivelul $n = 2$?

b) La ce tensiune trebuie accelerată electronii pentru a atinge viteza de la punctul a)?

12. a) Desenați o diagramă energetică a ionului He^+ pe care reprezentați primele 5 nivele pe care marcați valorile lui n și E_n .

b) Indicați limita de ionizare.

c) Indicați toate tranzițiile posibile de pe nivelul $n = 4$.

d) Calculați lungimile de undă (în nm) ale fiecărei tranziții de la punctul c).

13. Protonii accelerați din repaus de o tensiune de 4 kV lovesc o țintă metalică. Dacă un proton produce un singur foton la impact care este lungimea de undă minimă a radiației X rezultante? Comparați rezultatul cu cel obținut în cazul în care se accelerau electroni în aceleași condiții.

De ce tuburile de raze X folosesc electroni pentru producerea radiației X și nu protoni?

14. Care este tensiunea minimă dintre filamentul și ținta unui tub de raze X dacă radiația produsă are o lungime de undă $\lambda = 0,15 \text{ nm}$? Care este lungimea de undă minimă produsă de un tub de raze X ce funcționează la o tensiune de 30 kV?

15. Radiațiile X cu $\lambda = 0,0665 \text{ nm}$ produc împrăștierea Compton. Care este cea mai mare lungime de undă a radiațiilor X împrăștiate? Sub ce unghi este împrăștiată această radiație?

16. Determinați toate lungimile de undă posibile ale unui foton emis de dezexcitarea unui atom de hidrogen al cărui electron se află pe nivelul $n = 4$.

17. Determinați razele orbitelor, vitezele electronului pe aceste orbite și energiile atomului de He^+ pentru primele trei nivele staționare.

18. Un atom ce se află în starea cu energia $-1,85 \text{ eV}$ a emis un foton cu lungimea de undă $97,9 \text{ nm}$. Care este energia stării finale a atomului?

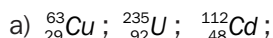
19. Determinați toate lungimile de undă posibile ale unui foton emis de dezexcitarea unui atom de hidrogen al cărui electron se află pe nivelul $n = 4$.

20. Determinați razele orbitelor, vitezele electronului pe aceste orbite și energiile atomului de He^+ pentru primele trei nivele staționare.

21. Un atom ce se află în starea cu energia $-1,85 \text{ eV}$ a emis un foton cu lungimea de undă $97,9 \text{ nm}$. Care este energia stării finale a atomului?

Capitolul 5

1. Determinați numărul de protoni și neutroni din nucleele:



b) Care este raportul $m/8$ (neutroni/protoni) în fiecare caz în parte.

2. Calculați defectul de masă al nucleelor: ${}_{3}^{6}\text{Li}$; ${}_{8}^{18}\text{O}$; ${}_{82}^{206}\text{Pb}$.

3. Care sunt energiile de legătură ale izotopilor: ${}_{5}^{8}\text{B}$; ${}_{7}^{14}\text{N}$.

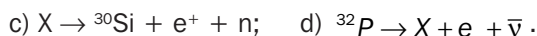
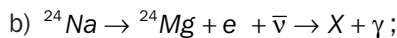
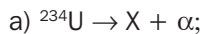
4. Care nucleu este: a) cel mai stabil și b) cel mai instabil, dintre ${}_{4}^{10}\text{Be}$, ${}_{5}^{10}\text{B}$, ${}_{5}^{10}\text{C}$?

5. Care este masa atomului care conține 31 nucleoni din care 14 protoni și au defectul de masă egal cu $0,28149 \text{ u}$?

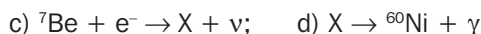
6. Care este masa nucleului format din 56 nucleoni dintre care 25 sunt protoni dacă energia de legătură per nucleon este $8,722 \text{ MeV}$?

7. Care este lungimea de undă maximă a unui foton care poate sparge un deuteron într-un proton și un neutron? Care este elementul chimic care rezultă în urma a 4 dezintegrări α și a 2β ? Stabiliți numărul de masă (A) al acestui element.

8. Identificați izotopul necunoscut din fiecare din reacțiile următoare:



9. Care este izotopul X din următoarele dezintegrări?



10. Bazându-vă pe curba energiei de legătură a nucleelor și calculând unele mărimi justificați dacă nucleul ${}^{56}\text{Fe}$ poate fisiona în două nuclee ${}^{28}\text{Al}$.

11. Câte dezintegrări α și câte β au avut loc în transformarea izotopului ${}_{80}^{227}\text{Ac}$ în izotopul ${}_{83}^{211}\text{Bi}$?

12. Un marker radioactiv realizat într-un reactor nuclear are 115 mCi . Dacă activitatea minimă la care poate fi utilizat este 10 mCi ;

a) Care este timpul de înjumătățire?

b) Cât timp după producere poate fi utilizat?

13. O probă conținând 10^{10} atomi se dezintegrează α cu $T_{1/2} = 100 \text{ min}$. Câte particule α au fost emise între $t_1 = 50 \text{ min}$ și $t_2 = 200 \text{ min}$?

14. 12 g de carbon radioactiv (${}^{14}\text{C}$) dintr-un organism viu se dezintegrează cu o viteză de 180 dez/min . Care este viteza de dezintegrare a probei după:

a) 1000 ani ? b) 50000 ani ?

15. Izotopul ${}^{90}\text{Sr}$ emite β^- cu $T_{y_2} = 28 \text{ ani}$.

a) Ce nucleu este produs prin dezintegrare?

b) Dacă o instalație nucleară este contaminată cu acest izotop, după cât timp activitatea scade cu 1% .

16. Măsurarea unui izotop radioactiv arată o descreștere a acestuia de la 8318 dez/min la 3091 dez/min în 4 zile. Care este timpul de înjumătățire?

17. Izotopul ${}^{226}\text{Ra}$ are $T_{1/2} = 1620 \text{ ani}$. Care este activitatea unei mase de 1 g de ${}^{226}\text{Ra}$? Exprimați rezultatul în By și Ci .

18. La un om cu masa medie de 70 kg circa 360 milioane de nuclee radioactive din corp se dezintegrează zilnic. Ce activitate radioactivă are omul (în Ci)?

19. Un amestec de 100 g de izotopi radioactivi conține ${}^{131}\text{Ba}$ cu $T_{1/2} = 12 \text{ zile}$ și ${}^{47}\text{Ca}$ cu $T_{1/2} = 4,5 \text{ zile}$. Dacă inițial avem de două ori mai mulți atomi de calciu

decât bobine, care va fi raportul calciu/bariu după 2,5 săptămâni?

20. $T_{1/2}$ al ^{235}U este 700 milioane de ani. Dacă viteza Pământului este de 4,5 miliarde de ani cu cât ^{235}U era mai mult la formarea Pământului decât în prezent?

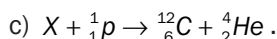
21. Ce doză de radiații γ trebuie absorbită de un bloc de gheață la 0°C pentru a se transforma în apă la aceeași temperatură?

22. Izotopul ^{40}K este utilizat la datarea probelor de rocă. El are un timp de înjumătățire $T_{1/2} = 4,47 \cdot 10^9$ ani și se dezintegrează în ^{24}T prin emisie α .

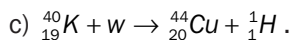
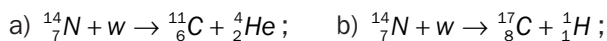
- a) Care este constanta de dezintegrare?
 b) Ce masă de uraniu are o activitate de 12mCi?
 c) Câte particule α sunt emise în fiecare secundă de o probă de 60 g ^{238}U ?

23. Estimați distanța de stopare a unei particule α de 5 MeV, în aer, dacă pierde 30 eV pe fiecare ciocnire.

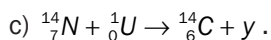
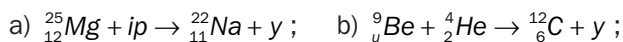
24. Determinați nucleul țintă în următoarele reacții nucleare:



25. Ce particule proiectil (w) participă la următoarele reacții nucleare?



26. Ce particule y rezultă din următoarele reacții nucleare?



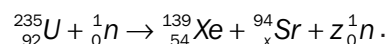
27. Izotopul uraniului $^{234}_{92}\text{U}$ este radioactiv, α emițător. Stabiliți ecuația dezintegrării lui, identificând nuclidul produs în reacție, din următorul tabel.

element	${}^4_2\text{He}$	${}^{236}_{92}\text{Np}$	${}^{234}_{92}\text{U}$	${}^{231}_{91}\text{Po}$	${}^{230}_{92}\text{Th}$
Masă	4,0015	235,9956	233,9904	230,9860	229,9737

b) Calculați, în MeV, energia eliberată de dezintegrare.

28. Prima bombă atomică a eliberat o energie echivalentă a 20 kt TNT. Dacă 1 t TNT (trinitrotoluen) eliberează o energie de $4 \cdot 10^9$ J, cât uraniu a fisionat în bombă? Se dă energia medie eliberată de un eveniment de fisiune, de 208 MeV.

29. Reactorul unei centrale nucleare funcționează cu uraniu îmbogățit (3% ^{235}U și 97% ^{238}U), cel din urmă – nefisionabil. Dacă ecuația de fisiune pentru ^{235}U este:



a) Determinați x și z pentru a echilibra ecuația.

b) Determinați energia eliberată de fisiunea unui singur nucleu de ^{235}U (în MeV).

c) Care ar fi energia furnizată de un mol de ^{235}U ?
 Se dă următorul tabel:

nucleu	${}^{139}_{54}\text{Xe}$	${}^{94}_x\text{Sr}$	${}^{235}_{92}\text{U}$	${}^1_0\text{n}$
masă [u]	138,8882	93,8946	935,0134	1,0087

30. S-a estimat la 10^9 tone cantitatea de uraniu exploatabilă pe Pământ. Dacă din acesta doar 0,7% reprezintă ^{235}U , iar necesarul de energie de consum pe Pământ se estimează la $7 \cdot 10^{12}$ W, timp de câți ani energia furnizată de dezintegrarea ^{235}U ar acoperi necesarul de energie al omenirii, la consumul actual?

31. Un nucleu radioactiv are timpul de viață de 1 s. Care este constanta de dezintegrare radioactivă?

32. Un eșantion radioactiv de poloniu ${}^{210}_{84}\text{Po}$ conține \overline{N}_0 nuclee radioactive. Măsurându-se radioactivitatea după diferite intervale de timp, se construiește tabelul:

timp [zile]	0	40	80	120	160	200	240
$\frac{\overline{N}}{\overline{N}_0}$	1	0,82	0,67	0,55	0,45	0,37	0,3

a) Determinați grafic valoarea constantei radioactive și timpul de înjumătățire $T_{1/2}$.

b) După cât timp masa inițială de poloniu devine de 12 ori mai mică?

33. Deuteronii într-un ciclotron are un parcurs circular cu raza de 32 cm chiar înainte de a părăsi acceleratorul. Frecvența tensiunii alternative aplicate este 9MHz. Determinanții:

- a) inducția câmpului magnetic;
 b) energia cinetică și viteza deuteroniilor care părăsesc ciclotronul.

34. Calculați frecvența generatorului ce alimentează duanții unui ciclotron ce trebuie să accelereze: a) protoni; b) particule α . Se dau $\beta = 1,26$ T; $m_p = 1$ u; $m_\alpha = 4$ u; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

35. Care este frecvența generatorului ce alimentează duanții unui ciclotron care accelerează nucleul de deuteriu până la energia de 2MeV. Raza orbitei de extracție este $R = 49$ cm. Se dă $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

36. Ce energie cinetică are un proton ce efectuează 40 rotații în câmpul magnetic al unui ciclotron, dacă tensiunea efectivă de accelerare este $U = 60$ KV.

37. a) Care este viteza unui proton cu energia totală de 10^3 GeV?

b) Ce frecvență unghiulară (ω) are protonul cu viteza calcu-

lată la punctul a) într-un câmp magnetic de inducție 4T?
c) Utilizați atât relațiile relativiste cât și cele nerelativiste.

38. În care dintre ecuațiile următoare se conservă numerele leptonice?

- a) $\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu$; c) $\pi^+ \rightarrow e^+ + \gamma$;
b) $\sigma \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_e$; d) $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$.

39. În care dintre ecuațiile următoare se conservă numărul barionic?

- a) $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$; c) $p \rightarrow \pi^+ + \pi^0$;
b) $p' + n \rightarrow p + \pi^0$; d) $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$.

40. În care dintre ecuațiile următoare se conservă stranietatea?

- a) $k^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; c) $k^+ + k \rightarrow \pi^0 + \pi^0$;
b) $n + k^+ \rightarrow p + \pi^0$; d) $p + k \rightarrow \lambda^0 + \pi^0$.

41. Quarcii care formează neutronul sunt add.

- a) Care sunt quarcii formează antineutronul? Explicați!
b) Este neutronul propriu lui antiparticulă? De ce da sau de ce nu?
c) Centimetrul în quarci a unei particule ψ este $c\bar{c}$. Este ψ propria sa antiparticulă? Explicați.

42. Arătați că numărul barionic și sarcina sunt conservate, în reacțiile următoare:

- (1) $\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+$; (2) $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \Sigma^+$

43. Completați reacțiile cu neutrul care lipsește:

- a) $\pi^- \rightarrow \mu^- + ?$; c) $? + p \rightarrow n + e^+$;
b) $K^+ \rightarrow \mu^+ + ?$; d) $? + n \rightarrow p + e$.

44. Care din reacțiile de mai jos poate avea loc? Pentru cele care nu pot avea loc, stabiliți legea sau legile de conservare care ar fi încălcate.

- a) $p \rightarrow \pi^+ + \pi^0$; d) $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$
b) $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$; e) $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$
c) $p + p \rightarrow p + \pi^+$; f) $\pi^+ \rightarrow \pi^+ + n$.

45. Care este sarcina electrică a barionilor formați din următorii quarci: a) $u\bar{u}d$; b) $u\bar{d}d$.
Care sunt acești barioni?

46. Descrieți reacțiile următoare, din punct de vedere al quarcilor constituenți.

- a) $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$; c) $K^- + p \rightarrow K^+ + K^0 + \Omega^-$
b) $\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+$; d) $p + p \rightarrow K^0 + p + \pi^+ + ?$

Bibliografie

- Akrill, T.B.; Bennet, G.A.G.; Millar, C.J.; *Physics*, Edward Arnold (Publishers) Ltd, London, 1979
- Born, Max; *Fizică atomică*, Ed. Științifică, 1973, București
- Bramand, P.; Durandau, J.P.; Faye, Ph.; Thomassier, G.; *Physique*, Ed. Hachette, 1989, Paris
- Brenneke, R.; Schuster G.; *Fizică*, E.D.P., București, 1973
- Cros, A.; *Fondements de la Physique*, Belin, 1981, France
- Degurse, A.M.; Gozard F.; Gipch, L.R.; Soulié, L.; *Physique*, Hatier, Paris, Juillet 1989
- Halliday, D.; Resnick, R.; *Fizică*, vol. II, E.D.P., București, 1975
- Knight, D.R.; *Physics for scientists and engineers*, Pearson Educational INC, San Francisco, USA 2004
- Landsberg, G.S.; *Optică*; Ed. Tehnică, 1958
- Muhin, K.N.; *Fizică nucleară experimentală*, vol. 1, Ed. Tehnică, București, 1974
- Olarte, M.A.; Lowy, E.; Robles, J.I.; *Fizica C.O.U.*, Madrid, 1986
- Oncescu, M. A.; *Fizica – nivel postliceal*, E.D.P. București 1975
- Sears, F.W.; Zemansky, M.W.; Young, H.D.; *Fizică*, E.D.P., București, 1983
- Serway, R.; Faughn, I.; *College Physics*, Sounders College Publ., 1985
- Taton, R. (coord.); *Știința contemporană*, vol. 3, Ed. Științifică, București, 1972
- Taton, R. (coord.); *Știința contemporană*, vol. 4, Ed. Științifică, București, 1976
- Wichmann, E.H.; *Cursul de Fizică*, Berkeley, vol. IV, E.D.P., București, 1983
- Young, H.D.; Freedman R.A.; *University Physics*, ed. 11, Pearson Educational INC, San Francisco, USA 2004

Răspunsuri

- Pag. 11.** 1. 5 m; 1 s; 5 m; 5 s. 2. 4 m/s; în același loc. 3. 15 m/s; -5 m/s; 11,2 m/s. 5. $\mp \frac{v_1}{3}; \pm \frac{2v_1}{3}; 9 \mp \frac{v_1}{3}; 9 \pm \frac{2v_1}{3}$.
6. bila de 50 g, $v = 1,33$ m/s; dreapta; bila de 100 g, $v' = 3,33$ m/s dreapta. **Pag. 17.** 1. 167 ns. 2. 52 ms; 121 ms. 3. 34 băți/min. 4. 0,95 c. 5. 0,87 c. 6. 0,56 cm; 4 cm; 4 cm. 7. 1,38 ani; 1,31 ani lumină. 8. 196 ani. 9. 0,94 c. 10. 1,87 m. 11. 141 μ s; 1215 m. 12. 1999,9999999993. 13. 2 μ s. 14. 16 ani. 15. 1,47 km. 16. 0,78 m. 17. În direcția unei diagonale cu $v = \frac{\sqrt{3}c}{2}$. 18. $v = v\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. **Pag. 23.** 1. 0,36 c; 2. 0,71 c. 3. 0,946c. 4. 0,985 c. 5. Nu; 67,1 ani. 6. 0,8 c. 7. 0,996c. 8. 0,99999902 c. 9. 0,995c. 10. 0,285 c. 11. $1,25 \cdot 10^{-21}$ kg·m/s; $1,57 \cdot 10^{-21}$ kg·m/s. 12. 337 kg/m³; 64 kg/m³. 13. 0,99995c; 0,03 km; 14. 933 MeV; 3,1 GeV; 2,076 GeV. 15. 0,264c. 16. 0,943 c. 17. $4,4 \cdot 10^9$ kg; $1,43 \cdot 10^{13}$ ani. 18. $2 \cdot 10^4$ m; 0; $1,5 \cdot 10^4$ m; $1,2 \cdot 10^4$ s. 19. 0,75 c. 20. $9 \cdot 10^{10}$ J; $1,8 \cdot 10^8$ kg.
21. $\frac{\sqrt{3}c}{2}$. 22. $3,41 \cdot 10^{-14}$ J. **Pag. 30.** 1. c; d. 2. a; b; c. 5. $5,77 \cdot 10^{14}$ Hz; $1,27 \cdot 10^{-27}$ kg m/s; $3,82 \cdot 10^{-19}$ J = 2,38 eV.
6. $3 \cdot 10^{19}$ fotoni/sec. 7. $2,5 \cdot 10^5$ m/s. 8. $1,32 \cdot 10^{-19}$ J; 0,82eV. 9. $24,27 \cdot 10^{-19}$ J. 10. 0,0687 eV. 11. 5,41 eV. 12. 0,78 eV. 13. $\lambda_1, 265,2 \cdot 10^3$ m/s; 0,2 V. 14. 2,23 eV. 15. 121 pm; 6,06 pm. 16. $2,7 \cdot 10^{-19}$ J. 17. $7,93 \cdot 10^{16}$ electroni/cm³. 18. $0,46 \cdot 10^{15}$ Hz; $0,54 \cdot 10^{15}$ Hz; $1,14 \cdot 10^{15}$ Hz; $1,01 \cdot 10^{15}$ Hz; $0,89 \cdot 10^{15}$ Hz; $3,04 \cdot 10^{-19}$ J; $3,57 \cdot 10^{-19}$ J; $7,88 \cdot 10^{-19}$ J; $6,69 \cdot 10^{-19}$ J; $5,89 \cdot 10^{-19}$ J; $0,67 \cdot 10^6$ m/s; $0,78 \cdot 10^6$ m/s; $1,73 \cdot 10^6$ m/s; $1,47 \cdot 10^6$ m/s; $1,29 \cdot 10^6$ m/s; 19. $625 \cdot 10^{11}$ electroni; 20. toate; Al; Cu; Fe. **Pag. 35.** 1. 26°. 2. 167 keV. 3. $39,4 \cdot 10^{18}$ Hz; 147,3 keV. 4. 12 nm. 5. 207 eV. 6. 90°. 7. 2eV. 8. 70,36°. 9. 0,373 MeV; $\tan\theta = 0,0547$; $\theta = 3,13$. 10. 3,73 MeV; 3,73 keV; primul caz/relativist $2,97 \cdot 10^8$ m/s clasic $11,5 \cdot 10^8$ m/s (imposibil); al doilea caz/relativist $0,361 \cdot 10^8$ m/s; clasic $0,361 \cdot 10^8$ m/s; în primul caz. 11. 189 keV; 12. $1,34 \cdot 10^{19}$ Hz; $4,43 \cdot 10^{-23}$ kg·m/s. **Pag. 40.** 3. 5,49 pm; 5,36 pm. 4. 6603 m/s; 208 m/s; 6,6 m/s; 0,2 m/s. 5. $6 \cdot 10^{-6}$ V. 6. 135 eV. 8. 2,48 Å. 9. 4,14 nm. 10. $c/\sqrt{2}$. 11. $4,34 \cdot 10^{-11}$ m; $1,01 \cdot 10^{-12}$ m. **Pag. 49.** 1. D; C; B; E; A. 2. 656 nm; 486 nm; 434 nm; 3. 121,5 nm; 102,6 nm; 97 nm; 95 nm. 4. $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 360 \text{ nm}$; $800 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1440 \text{ nm}$. 5. 1,875 μ m; 1,281 μ m; 4,051 μ m; 2,625 μ m. 6. $3,29 \cdot 10^{15}$ Hz; $0,8 \cdot 10^{15}$ Hz; $0,2 \cdot 10^{15}$ Hz. 6. $3,291 \cdot 10^{15}$ Hz; $0,82 \cdot 10^{15}$ Hz; $0,36 \cdot 10^{15}$ Hz; $0,2 \cdot 10^{15}$ Hz. **Pag. 53.** 1. 230,4 N. 2. 1,69 $\cdot 10^{-7}$ m. 3. $0,27 \cdot 10^{-13}$ m. 4. $5,82 \cdot 10^{-19}$ J = 3,63 MeV; $5,82 \cdot 10^{-13}$ J = 3,63 MeV; $1,32 \cdot 10^7$ m/s. 5. $1,59 \cdot 10^6$ m/s. **Pag. 61.** 6. 3 \rightarrow 2. 7. 13,6 eV; 1,51 eV; 8. 486 nm. 10. 2,55 eV; 1,13 eV. 11. 0,53 Å; 2,12 Å; 4,77 Å. 12. $1,52 \cdot 10^{-16}$ s; $4,126 \cdot 10^{16}$ rad/s; $0,56 \cdot 10^{16}$ rad/s. 13. $1,54 \cdot 10^{-4}$ m. 14. -2,18 eV de 16 ori mai mare; 258 eV de 16 ori mai mare; 7,63 nm; 1/4. 15. $1,055 \cdot 10^{-34}$ kg \cdot m²/s. 16. $3,16 \cdot 10^{-34}$ kg m/s. 17. $2,19 \cdot 10^6$ m/s; $1,09 \cdot 10^6$ m/s; $7,29 \cdot 10^6$ m/s. 18. $25 \cdot 10^6$ rotații. 19. $18,12 \cdot 10^{-33}$ J. 20. 0,51 μ m; 0,53 μ m; 22482 m/s; 21633 m/s; $7,02 \cdot 10^9$ Hz; $6,49 \cdot 10^9$ Hz; $48 \cdot 10^8$ Hz. 21. 5,13 nN. 22. 6; 1; 1; 6. **Pag. 68.** 3. $l = 0; \pm 1; \pm 2; s = \pm \frac{1}{2}$.
4. $4(l = 3, 2, 1 \text{ și } 0); 7(-3; -2; -1; 0; 1; 2; 3)$; 5. a) 15; b) 38; c) P; Sr. 8. F; Ga. 9. F*; N*. 10. $1s^2 2s^2 2p^6$; $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2$; $4d^{10} 5p^6 6s^2$; $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$; $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5 4s^2 3d^{10} 4p^2$; $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6 6s^2 5d^{10} 4f^{14} 6p^2$. **Pag. 73.** 1. $4,67 \cdot 10^7$ m/s; $8,9 \cdot 10^7$ m/s. 2. 24,6 KeV. 3. 41,37 pm. 4. $\lambda_{Co} \simeq 180$ pm; $\Delta E \simeq 4,95$ KeV. 5. $\simeq 29$ (cupru). 6. ${}_{23}\text{V}$; ${}_{27}\text{Co}$. 8. 1,37°; $d_0 / \sqrt{2}$. 9. 78,3 pm.
- Pag. 86.** 7. 1850 W \cdot m. 9. $1,69 \cdot 10^{-5}$ m/s. 10. $13,3 \cdot 10^{15}$ electroni. 11. 69 s. **Pag. 107.** 1. izotopi ${}^{14}\text{O}$; ${}^{16}\text{O}$; izobari ${}^{14}\text{C}$; ${}^{14}\text{N}$; ${}^{14}\text{O}$. 2. $1,9 \cdot 10^{-15}$ m. $7,44 \cdot 10^{-15}$ m. 3. 48. 3. $2,3 \cdot 10^{12}$ kg. 4. $2,3 \cdot 10^9$ kg; 5. $1,25r_0$; $3,91r_0$; $5,81r_0$; $6,2r_0$. 6. 1837m. 7. 0,284 pm. 8. 29; 34. 9. 51. 10. 4/3. 11. 1,5. 12. 3,8 fm; 8,2 fm; 14,5 fm. 13. $3,6 \cdot 10^{26}$ protoni; $3,6 \cdot 10^{26}$ neutroni. 14. 1,17; 1,55; 1,33. 15. nr. de protoni. **Pag. 113.** 1. 10,68 MeV. 2. 87%. 3. 344MeV; 8,59 MeV/nucleon. 4. 7,68 MeV/nucleon; 7,47 MeV/nucleon. 5. $0,6 \cdot 10^{-3}$ eV. 7. $\simeq 10^{-36}$. 8. $2,3 \cdot 10^{-38}$.
9. 8000 N. **Pag. 121.** 2. un electron; β^- . 3. ${}^4_2\alpha$. 4. ${}^{234}_{92}\text{U}$. 5. 7,95 zile. 6. $8,8 \cdot 10^3$ Bq. 7. $9,87 \cdot 10^{-7}$ s⁻¹; $2,97 \cdot 10^{10}$ nuclee. 8. $1,4 \cdot 10^{-5}$ s⁻¹. 9. ${}^{208}_{88}\text{Te}$; ${}^{85}_{37}\text{Rb}$; ${}^{144}_{60}\text{Nd}$; ${}^{12}_6\text{C}$; ${}^4_2\text{He}$. 10. $1,99 \cdot 10^{17}$ nucleei; $1,09 \cdot 10^{14}$ dez/s; $8,96 \cdot 10^6$ dez/s; 12. ${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow \alpha + {}^{224}_{86}\text{Ra}$; ${}^{234}_{90}\text{Th} \rightarrow 2\beta + {}^{234}_{92}\text{U}$; ${}^{214}_{83}\text{Bi} \rightarrow \alpha + {}^{210}_{81}\text{Th} \rightarrow \beta^- + {}^{210}_{83}\text{Bi}$; $\rightarrow \beta^- + {}^{210}_{84}\text{Po}$. 13. ${}^{234}_{92}\text{U} \rightarrow \alpha + {}^{230}_{90}\text{Th}$; ${}^{214}_{84}\text{Pb} \rightarrow {}^4_2\alpha + {}^{210}_{81}\text{Tl}$. 15. $\gamma_1(1,33\text{MeV})$ și $\gamma_2(2,5\text{MeV})$. 16. ${}^{212}_{83}\text{Bi} \rightarrow \alpha + {}^{208}_{81}\text{Tl}$. **Pag. 128.** 1. β și γ . 3. 0,04 m; 0,013m. 4. β și γ . 6. 29,8 cm. 7. 48,99 m. 8. 1,13 cm; 3,77 cm; 9. 3,96 cm; 5,23 cm. 10. 310000 particule. 11. 6nA. 14. $259 \cdot 10^4$ A. 15. 330 MeV; 1268 MeV. 16. 48,75 J. 18. 15,7 m rem/exp. 19. 3 J/kg; 0,03 grd.

22. 5,64. **Pag. 136. 1.** ${}^{144}_{97}\text{La} + {}^{90}_{35}\text{Br} + 4 {}^1_0n$. **2.** 74 MeV. **3.** ${}^1_0n + {}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{141}\text{Ba} + {}^{92}\text{Kr} + 2 {}^1_0n$. **4.** ${}^{144}_{54}\text{Xe}(2n)$; ${}^{143}_{54}\text{Xe}(3n)$; ${}^{142}_{54}\text{Xe}(3n)$. **6.** ${}^{238}_{92}\text{U} + n \rightarrow {}^{239}_{92}\text{U}$; ${}^{239}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{239}_{94}\text{Pu} + 2e^-$. **Pag. 143. 1.** 0; 1; 1; 2; 2; 2; 3; 4. **2.** ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^1_1\text{H}$; ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^1_0n$; $61 \cdot 10^{-14}$ J; $49 \cdot 10^{-14}$ J. **3.** ${}^{13}_7\text{N}$; ${}^{13}_6\text{C}$; ${}^{14}_7\text{N}$; ${}^{15}_8\text{O}$; ${}^{15}_7\text{N}$; ${}^{12}_6\text{C}$. **4.** ${}^{25}_{12}\text{Mg}$; ${}^{27}_{13}\text{Al}$; ${}^{15}_7\text{N}$. **5.** ${}^1_1\text{H}$; ${}^4_2\text{He}$; ${}^5_2\text{Li}$. **6.** ${}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \gamma$; ${}^8_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \gamma$; ${}^{12}_6\text{C}$; $67 \cdot 10^{-14}$ J. **Pag. 146. 1.** 132,8 MeV; 0,33 m; 150; 4,041 m. **2.** 4,22 cm; 100; 42,16 cm; 28,1 m. **3.** 48 MHz; 19 MHz; 38MHz. **4.** 120 KeV. **5.** 18,7 MeV. **6.** 36,73 cm. **Pag. 152. 1.** 118 MeV. **3.** au loc datorită interacțiunii slabe. **4.** b. **5.** nr. leptonic, nr. leptonic; sarcina, nr. baric, stranietatea.

<http://www.falstad.com> – aplicații de fizică (cap. II)

<http://www.index2000.ro/cgi?search=/Science/Physics/> – fizică + domenii conexe

<http://www.labsmn.pub.ro/> – se pot realiza softuri de fizică

<http://physics.nist.gov/> – laborator de fizică – (fizica atomică, nucleară și nanotehnologie)

<http://www.nobel.se/physics/index.html> – premii NOBEL în fizică

<http://www.ph.utexas.edu/> – linkuri spre locații cu fizică

<http://physics.uwstout.edu/physapplets> – appleturi din toate capitolele fizicii, însoțite de explicații

<http://www.physicsclassroom.com/> – fizica în clasă (relativitate și altele)

<http://www.physlink.com/.cfm> – noutăți în fizică

<http://www.phy.ntnu.edu.tw/java/> – set de experimente pentru fixarea cunoștințelor

<http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/~jr/portraits.html> – portrete cu fizicieni renumiți

<http://www.surendranath.org/Applets.html> – fizica generală

<http://www.walter-fendt.de/ph14e/> – experimente interactive de fizică (dilatarea timpului; efectul fotoelectric)

<http://www.explorephysica.com/> – laborator multimedia 3D de fizică – se pot realiza experimente virtuale

<http://www.physics2000.com/> – o călătorie interactivă în fizica modernă; sunt prezentate concepte și aplicații ale fizicii secolului XX

<http://www.interactivephysica.com/> (lecția 2.1; 2.2; 5.4; 3.7) eng.

<http://www.onlineexperiments.com/> – experimente simple de fizică ce pot fi realizate cu mijloace reduse (eng)

<http://www.visualphysic.com/> – capitole de fizică dezvoltate interactiv, simulări interactive și teste (cap. 1, 2, 3, ..)

<http://www.virtualphysicslaboratory.com/> – subiecte de fizică variate, din tematica manualului (eng.)

<http://www.physlink.com/> – articole legate de subiectele de fizică din acest manual, istoria dezvoltării fizicii (eng.)

<http://www.physicsandastronomy.com/> – istoria fizicii și a astronomiei – eseuri, resurse, colecție de reviste de fizică și astronomie, noi teorii în fizică și astronomie (cap. 1, 3, 5)

[http://www.Math, Physics and Engineering Applets](http://www.mathphysicsandengineering.com/) – experimentul Rutheford-virtual și alte experimente

[http://www/index2000.ro/physics/](http://www.index2000.ro/physics/) – articole în limba română – electronică, cuantică, particule elementare, fizica nucleară, atomică și altele

[http://www/NTNV virtual physics laboratory](http://www.ntnuvirtualphysicslaboratory.com/) – recapitularea conceptelor de bază la fizică – mecanică, electricitate, termodinamică și optică

Site-uri utile în învățarea fizicii propuse de prof. Ștefan Grigorescu – metodist, CCD - BUCUREȘTI

