

# 1

## Proprietățile generale ale nucleului atomic

### 1.1 Specii nucleare, dimensiuni și formă

Imaginea actuală asupra structurii atomului a fost stabilită la începutul secolului XX și a fost confirmată în linii mari de toate experimentele ulterioare [1].

În esență, este adoptat un model planetar cu un centru (nucleu) încărcat electric pozitiv și electronii cu sarcină negativă care sunt localizați în jurul nucleului pe orbite *staționare*. Interacția care determină structura atomului este cea electromagnetică. Împreună cu legile mecanicii cuantice, ea furnizează toată informația primară necesară înțelegerii fenomenelor din atom. Instrumentul matematic necesar este cel al teoriei mai multor corpuri (many-body), instrument care nu este încă complet cunoscut nici în zilele noastre.

Dacă raza atomului este de ordinul a 1 Angstrom ( $1 \text{ \AA} = 10^{-10}\text{m}$ ), nucleul are o rază de ordinul a 1 Fermi ( $1 \text{ Fm} = 10^{-15}\text{m}$ ). Într-un atom neutru electric, numărul de electroni este egal cu numărul sarcinilor pozitive din nucleu. Numărul sarcinilor elementare pozitive din nucleu se numește *număr atomic* și se notează cu  $Z$ . Numărul atomic identifică elementul chimic. Toate evidențele experimentale actuale indică faptul că nucleul atomic este constituit din *neutroni* și din *protoni*, particulele elementare care sunt

mentale ale nucleonilor și electronului sunt listate în Tabelul 1.1. Numărul total de nucleoni dintr-un nucleu se notează cu  $A$  și se numește *număr de masă*. Prin "a.m.u." se notează unitatea atomică de masă:  $1 \text{ a.m.u.} = 1.66057 \times 10^{-27} \text{ Kg}$ . În fizica nucleară la energii joase, unitatea practică de măsură a energiei este  $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$  unde 1 electron volt (eV) se definește ca fiind egal cu variația energiei unui electron sau proton atunci când străbat diferența de potențial de 1 volt.  $1 \text{ eV} = 1.60207 \times 10^{-19} \text{ Joule}$ . Legătura cunoscută dintre masă și energie este data de teoria relativității  $E = mc^2$  unde  $c$  este viteza luminii în vid. Simbolul  $e$  este notația consacrată pentru sarcina electrică elementară.

Table 1.1: Caracteristici ale particulelor fundamentale

	electron	neutron	proton
masa de repaus			
Kg	$9.109558 \times 10^{-31}$	$1.674928 \times 10^{-27}$	$1.672622 \times 10^{-27}$
MeV	0.511	939.552	938.258
amu		1.008665	1.007276
sarcina el.	-e	0	+e

Notațiile simbolice pentru o anumită specie nucleară X sunt:

$${}^A_Z\text{X} \quad \text{sau} \quad {}^A_Z\text{X}_N$$

în care  $N = A - Z$  reprezintă numărul de neutroni. Spre exemplu  ${}^{14}_6\text{C}$  sau  ${}^{14}_6\text{C}_8$  sunt simboluri echivalente pentru un nucleu de Carbon cu  $Z=6$ ,  $A=14$ ,  $N=8$ .

În funcție de numărul atomic, de masa atomică și de numărul de neutroni, nucleele pot fi încadrate în diferite categorii după cum urmează:

*Izotopii* sunt nuclee care au același  $Z$  (deci aparțin aceluiași element chimic), dar au mase atomice  $A$  (și deci numere de neutroni  $N$ ) diferite. De exemplu, elementul zirconiu are cinci izotopi care se găsesc în natură:  ${}^{90}_{40}\text{Zr}$ ,  ${}^{91}_{40}\text{Zr}$ ,  ${}^{92}_{40}\text{Zr}$ ,  ${}^{94}_{40}\text{Zr}$ ,  ${}^{96}_{40}\text{Zr}$ . Ei au proprietăți

schimbă drastic de la un izotop la altul.

*Izotonii* sunt nuclee cu același număr de neutroni  $N$  dar cu mase atomice  $A$  diferite. De exemplu, nucleele  ${}_{40}^{92}\text{Zr}$ ,  ${}_{41}^{93}\text{Nb}$ ,  ${}_{42}^{94}\text{Mo}$ ,  ${}_{44}^{96}\text{Ru}$  sunt izotoni, având toate același număr de neutroni  $N=52$ .

*Izobarii* sunt nuclee cu același număr de masă  $A$ , dar cu număr atomic  $Z$  (și deci număr de neutroni  $N$ ) diferite. De exemplu nucleele:  ${}_{54}^{136}\text{Xe}$ ,  ${}_{55}^{136}\text{Cs}$ ,  ${}_{56}^{136}\text{Ba}$ ,  ${}_{57}^{136}\text{La}$ ,  ${}_{58}^{136}\text{Ce}$  sunt nuclee izobare corespunzătoare numărului de masă  $A=136$ .

*Izomerii* sunt nuclee cu structuri neutrono-protonice *identice* care se află însă în stări excitate, caracterizate prin durate de viață mari (fără a fi o regulă, se folosește termenul de izomer pentru stări cu durate medii de viață mai mari ca 1 nanosecundă).

Nucleele din natură conțin un număr de nucleoni cuprins între 1 și 238. S-a constatat, prin experimente de împrăștiere a particulelor elementare pe nuclee atomice, că *densitatea medie* a materiei nucleare este aproximativ constantă, adică volumul nucleelor este proporțional cu  $A$ , sau (în aproximația formei sferice) raza nucleelor este proporțională cu  $A^{1/3}$ . Densitatea medie în interiorul nucleului este

$$\rho(0) \approx 0.17 \text{ nucleoni/Fm}^3$$

sau

$$\rho(0) \approx 1.7 \times 10^{44} \text{ nucleoni/m}^3$$

Distribuția medie a materiei nucleare poate fi descrisă cantitativ prin funcția Fermi

$$\rho(r) = \rho_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right) \right]^{-1} \quad (1.1)$$

unde raza  $R \approx r_0 A^{1/3}$  cu  $r_0 \approx 1.1 \text{ Fm}$  și  $\rho_0 \approx \rho(0)$ . Parametrul  $d$  stabilește "grosimea" suprafeței nucleare, adică distanța de-a lungul căreia densitatea materiei nucleare se micșorează de la  $0.9\rho_0$  la  $0.1\rho_0$ . Deoarece  $\exp(-R/a) \ll 1$ ,  $d$  este legat de parametrul  $a$  al funcției Fermi prin relația imediată

$$d = 4 a \ln(3) \approx 4.4 a$$

rază de aproximativ  $5 \text{ Fm} = 5 \times 10^{-15} \text{ m}$ . Pentru comparație, raza Bohr a orbitei electronice din atomul de hidrogen este  $5 \times 10^{-11} \text{ m}$ , în timp ce electronul ( $1s$ ) din atomul de Sn (cel mai puternic legat electron din acest atom) orbitează pe o rază medie de aproximativ  $10^{-12} \text{ m}$ . De asemenea, lungimile de undă ale liniilor D din spectrul optic al Na sunt de  $6 \times 10^{-7} \text{ m}$ , în timp ce liniile K din spectrul de raze X al Sn au o lungime de undă de aproximativ  $5 \times 10^{-11} \text{ m}$ .

Intr-o primă aproximație nucleul este sferic. La un studiu mai atent, se constată abateri semnificative de la sfericitate, formele non-sferice cel mai des întâlnite fiind cele *cuadrupolare*, *octupolare* și *hexadecapolare*. Existența acestor forme nucleare se reflectă în modul cel mai direct în structura spectrelor de excitație la energie joasă, în valorile posibile pentru probabilitățile de tranziție electromagnetică și în factorii spectroscopici care determină intensitățile cu care decurg anumite reacții nucleare (reacțiile nucleare directe).

Forța care leagă nucleonii într-un sistem stabil, cum este nucleul, este generată de una dintre interacțiile fundamentale ale naturii: *interacția tare*. Caracteristicile sale fundamentale sunt următoarele [1]:

- cea mai mare "intensitate" dintre toate forțele din natură (vezi Tabelul 1.2);
- rază scurtă de acțiune;
- independență de sarcina electrică;
- dependență de spin;
- caracter de saturație.

În imaginea actuală asupra interacțiilor fundamentale, interacțiile electromagnetice și slabe sunt componente ale unei interacții unice numită interacția electrolabă. De asemenea, interacția tare, așa cum este cunoscută în fizica nucleară actuală este în fapt o *interacție reziduală* a unei interacții între cuarcii din care sunt alcătuiți nucleonii, la fel cum forțele Van de Waals intermoleculare sunt

interacția	rază de acțiune	intensitate relativă
tare	$10^{-14}\text{m}$	1
electromagnetică	$10^{-10}\text{m}$	1/137
slabă	$10^{-15}\text{m}$	$10^{-6}$
gravitațională	$3 \times 10^{11}\text{m}$	$6 \times 10^{-39}$

efecte reziduale ale interacțiilor electrostatice dintre componentii moleculelor. În fizica nucleară fenomenologică, o descriere rezonabilă a interacției nucleare se obține ca rezultat al schimbului unei particule numită mezon  $\pi$ . Această descriere a fost propusă de către fizicianul japonez H. Yukawa pe baza analogiei cu interacția electrostatică și conduce la un potențial de interacție de forma [1]

$$V_Y(r) = g_Y \frac{e^{-\mu r}}{r} \quad (1.2)$$

unde  $\mu = m_\pi c/\hbar$  iar  $G_Y$  poartă numele de constantă de cuplaj Yukawa, având pentru interacția tare un rol similar cu sarcina electrică elementară pentru interacția electromagnetică. Trebuie remarcat faptul că deși interacția (1.2) este cunoscută din anul 1935, ea nu explică *complet* nici una dintre proprietățile nucleului, așa cum rezultă din experiment. Aceasta este o consecință a faptului că nu este o interacție exactă ci este mai curând o interacție reziduală [3].

## de separare

Masa unui nucleu cu numărul atomic  $Z$  și numărul de masă  $A$ , pe care o vom nota în continuare prin  $M_A(Z)$ , este *mai mică* decât suma maselor nucleonilor constituenți datorită contribuției relativiste a energiei sale de legătură  $B_A(Z)$

$$M_A(Z) = Zm_p + Nm_n - \frac{1}{c^2}B_A(Z) \quad (1.3)$$

unde  $m_p$  și  $m_n$  reprezintă masa protonului, respectiv a neutronului liber iar  $B_A(Z)$  este *energia de legătură a nucleului*. Este convențional a se considera  $B$  ca un *număr pozitiv*, astfel încât semnificația sa fizică este aceea de energie necesară pentru a sparge un nucleu în cei  $Z$  protoni și  $N$  neutroni constituenți.

Uneori este utilă exprimarea energiei de legătură în funcție de *masele atomilor neutri* care sunt determinate experimental. Introducerea acestor mase atomice (în locul celor nucleare) se face prin adăugarea și scăderea a  $Z$  mase electronice  $Zm_e$ , rezultând

$$B_A(Z) = Zm_p + Zm_e + Nm_n - M_A(Z) - Zm_e = Z(m_p + m_e) + Nm_n - [M_A(Z) + Zm_e] \quad (1.4)$$

Folosind notațiile următoare

$m_H$  = masa atomului neutru de hidrogen;

$W_e$  = energia de legătură a electronului în atomul de hidrogen;

$m(Z, A)$  = masa atomului neutru cu simbolul  ${}^A_ZX$ ;

$W_e(Z, A)$  = energia de legătură a tuturor electronilor în atomul neutru cu  $Z$  electroni și numărul de masă  $A$ ,

se obțin relațiile

$$m_H = m_p + m_e - W_e$$

$$m(Z, A) = M_A(Z) + Zm_e - W_e(Z, A) \quad (1.5)$$

Combinând ecuațiile (1.4) și (1.5) se obține următoarea expresie pentru energia de legătură

$$B_A(Z) = Zm_p + Nm_n - m(Z, A) - W_e(Z, A) + ZB_e \quad (1.6)$$

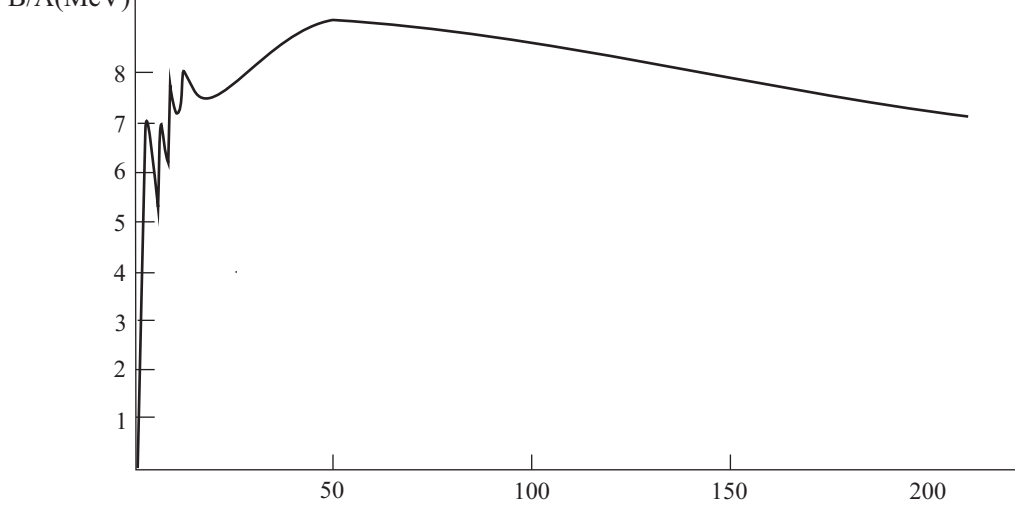


Figure 1.1: Dependența energiei de legătură pe nucleon de numărul de masă

Cu excepția calculelor care necesită precizie deosebit de bună, ultimii doi termeni din membrul drept al ecuației anterioare pot fi neglijați, ei fiind de ordinul a câtorva keV. Așadar, energia de legătură poate fi exprimată în funcție de masele atomice astfel

$$B_A(Z) \simeq Zm_p + Nm_n - m(Z, A) \quad (1.7)$$

Dacă notăm cu  $b_A(Z)$  energia medie de legătură pe nucleon,

$$b_A(Z) = \frac{B_A(Z)}{A}$$

aceasta are o variație lină, mai ales pentru mase  $A > 30$  (vezi Figura 1.1). Această figură este extrem de importantă deoarece pune în evidență energia care poate fi eliberată în procesele nucleare. Dacă un nucleu foarte greu ( $A=240$ ) este spart în două nuclee de masă medie (procesul numit fisiune), va fi eliberată energie deoarece energia de legătură este mai mare pentru nuclee

altă parte dacă se consideră două nuclee ușoare ( $A=2,3$ ) care se fuzionează, se obține un nucleu mai greu eliberându-se din nou energie deoarece  $b_A(Z)$  crește și în acest caz.

*Energia de separare* a unui proton din nucleul  ${}^A_ZX$  se calculează din valorile maselor prin intermediul relației

$$S_p = m(Z - 1, A - 1) + m_H - m(Z, A) \quad (1.8)$$

sau folosind relația (1.7)

$$S_p = B_A(Z) - B_{A-1}(Z - 1) \quad (1.9)$$

Similar, se definește energia de separare a unei particule alfa

$$S_\alpha = B_A(Z) - B_{A-4}(Z - 2) - B_4(2) \quad (1.10)$$

sau a unei particule  $(x, y)$  (cluster) cu  $x$  protoni și  $(y - x)$  neutroni

$$S_{(x,y)} = B_A(Z) - B_{A-y}(Z - x) - B_y(y) \quad (1.11)$$

Masele nucleare precum și mărimile direct legate de ele cum sunt spre exemplu energiile de separare, sunt măsurate, tabelate și constituie subiectul unor revizuirii periodice pe măsura ce informația experimentală și evaluarea teoretică progresează. Cea mai cunoscută compilare este a lui Wapstra și Audi [2].

### 1.3 Stări nucleare, numere cuantice caracteristice

Nucleul este un sistem fizic care, datorită dimensiunilor sale de ordinul femtometrului, se supune legilor mecanicii cuantice. În spiritul fizicii cuantice, [9] se poate afirma că el poate exista doar în anumite stări cuantice descrise de funcții de stare  $|\Psi\rangle_\sigma$  care sunt funcții proprii ale unui operator Hamiltonian  $\hat{H}$  corespunzător unui anumit set de energii permise (valori proprii)  $E_\sigma$ . Ecuația cu valori proprii exprimată în aceste notații are forma

$$\hat{H}|\Psi\rangle_\sigma = E_\sigma|\Psi\rangle_\sigma \quad (1.12)$$



operatorul hamiltonian  $\hat{H}$  nu este cunoscut cu precizie, diversele sale aproximații constituind subiectul unei mari varietăți de modele teoretice [4]. Indicele  $\sigma$  reprezintă un ansamblu de numere cuantice care indexează funcțiile de undă și energiile proprii.

Observabila nucleară care este reprezentată cuantic prin operatorul  $\hat{\Omega}$  are o valoare medie care poate fi comparată cu rezultatul măsurătorii. Pentru o anumită stare nucleară, ea se calculează ca valoarea medie a operatorului în această stare

$$\omega = \langle \Psi | \hat{\Omega} | \Psi \rangle \quad (1.13)$$

În cazul în care  $\omega$  ia o valoare bine definită (sharp value), atunci se spune că este un *număr cuantic "bun"* pentru starea  $|\Psi\rangle$  și el intră în setul de numere cuantice  $\sigma$  care indexează funcțiile de undă nucleare. Este evident că, în acest caz,  $|\Psi\rangle$  este funcție proprie a operatorului  $\hat{\Omega}$  (corespunzătoare valorii proprii  $\omega$ ), iar  $\hat{\Omega}$  și  $\hat{H}$  comută între ei

$$[\hat{H}, \hat{\Omega}] = 0$$

Deși hamiltonianul  $\hat{H}$  nu este cunoscut în mod exact, el are anumite proprietăți generale de invarianță care permit determinarea unor numere cuantice "bune" care indexează stările sale proprii [5].

În practic'a, stările nucleare, așa cum sunt prezentate în compilările de scheme de nivele, sunt indexate prin *spin* și *paritate*. Aceste mărimi alcătuiesc setul de numere cuantice  $\sigma$  din relația (1.12). În anumite condiții, acest set este mai larg și conține și alte numere cuantice care reflectă unele simetrii suplimentare. Alte observabile tabelate pentru stările nucleare sunt energia de excitație, timpul mediu de viață, momentul magnetic dipolar  $\mu$  și momentul electric cuadripolar  $Q$ . Unele lucrări fac distincție între noțiunile de *stare nucleară* și *nivel nuclear*, prima incluzând *toate* numerele cuantice caracteristice, inclusiv cele care conduc în mod uzual la degenerare energetică (spre exemplu numărul cuantic magnetic  $m$ ). În ceea ce urmează *nu* se va face distincție între ele, mai puțin situațiile în care se menționează explicit.

pentru momentul cinetic *total* al nucleului. Protonii și neutronii din nucleu se află în mișcare producând în acest fel un anumit moment cinetic orbital  $\vec{l}$ . La acesta se adaugă momentul lor cinetic intrinsec (spinul nucleonilor)  $\vec{s}$  cu modulul  $\hbar/2$ . Fiecare nucleon va avea un moment cinetic total

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$$

care cuplate vectorial vor produce spinul nuclear

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A \vec{j}_i$$

cuplajul vectorial fiind făcut prin tehnica cuantică a cuplării momentelor cinetice [9]. Studiile de fizică nucleară au arătat că una dintre cele mai puternice interacții reziduale din nucleu este interacția de *împerechere* care are tendință de a cupla o mare parte dintre nucleoni în perechi cu moment cinetic zero [3]. Nucleonii care rămân necuplați sunt numiți nucleoni de valență și ei sunt aceia care vor determina spinul întregului nucleu. In consecință, nucleele din natură au următoarele proprietăți pentru spinul lor  $J$

- nucleele par-pare (Z par și N par) au  $J = 0$  în starea fundamentală
- nucleele cu A impar (numite generic "nuclee impare") au  $J$  semiîntreg.
- nucleele impar-impar (Z impar și N impar) au  $J$  cu valoare întreagă în starea fundamentală deoarece se combină spinii semiîntregi ai neutronului și protonului impar.

Valorile spinilor nucleari determinați experimental iau valori între zero și  $60-70\hbar$  pentru benzile supercolective din nucleele deformate [3]. Momentul cinetic total (spinul nuclear) este un număr cuantic "bun" pentru toate stările nucleare deoarece Hamiltonianul nuclear comută cu operatorul rotațiilor, operator care are ca generator momentul cinetic total [9].

operatorului de reflexie spațială  $\hat{P}$ , operator care schimbă semnul tuturor coordonatelor carteziene [5]

$$\hat{P}|\vec{r}\rangle \equiv |-\vec{r}\rangle \quad (1.14)$$

având ecuația cu valori proprii

$$\hat{P}|\vec{r}\rangle = \pi|\vec{r}\rangle \quad (1.15)$$

Din ecuațiile (1.14) și (1.15) rezultă  $\pi^2 = 1$  sau  $\pi = \pm 1$ . Așadar, paritatea unei stări cuantice poate avea numai valorile  $\pm 1$ . Paritatea  $\pi$  este un număr cuantic bun pentru stările nucleare deoarece operatorul de reflexie spațială  $\hat{P}$  comută cu Hamiltonianul nuclear  $\hat{H}$

$$[\hat{P}, \hat{H}] = 0$$

așa cum rezultă imediat din aplicarea relațiilor (1.12) și (1.15). Așadar, în toate schemele de nivele utilizate în laborator, nivelele nucleare vor fi indexate cu semnul "+" sau "-" indicând paritatea stării respective. Ea impune o serie de reguli de selecție atât în tranzițiile dintre stări cât și în reacțiile nucleare [5].

*Timpul mediu de viață*  $\tau$  caracterizează faptul că toate stările nucleare cunoscute (excepție fac, în limita vârstei cunoscute a Universului, stările fundamentale ale nucleelor stabile) se dezintegrează după un anumit timp prin procesele descrise în Capitolul 2. În funcție de tipul interacțiilor implicate în dezintegrare și de structura stărilor nucleare inițiale și finale, pentru o stare discretă,  $\tau$  poate lua valori între femtosecundă și infinit. Acest domeniu imens de variație a lui  $\tau$  implică o variație asemănătoare pentru *lărgimea energetică naturală a nivelelor*  $\Gamma$ , cele două mărimi fiind legate prin relația de incertitudine timp-energie [5]. În particular, pentru  $\tau \rightarrow \infty$  lărgimea  $\Gamma \rightarrow 0$  și ca urmare nucleul se găsește într-o stare staționară de energie bine definită. Dacă  $\lambda$  simbolizează probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp a unei stări nucleare, atunci (vezi Capitolul 2 și referințele [1, 5]) mărimile  $\tau$  și  $\Gamma$  pentru această stare se pot obține din  $\lambda$  prin relațiile

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad , \quad \Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \hbar\lambda \quad (1.16)$$

$$\Gamma(eV) \simeq \frac{0.66 \cdot 10^{-15}}{\tau(sec)} \quad (1.17)$$

*Momentul magnetic dipolar*  $\vec{\mu}$  este o observabilă cu analog clasic, având legătură profundă cu momentul cinetic. El apare ca observabilă măsurabilă atunci când se evaluează energia de interacție dintre un sistem ce posedă moment cinetic (orbital și/sau de spin) cinetic  $\vec{J}$  și un câmp magnetic de inducție  $\vec{B}$  sub forma  $E_{int} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$  unde  $\vec{\mu}$  este un vector paralel cu spinul  $\vec{J}$ . Indiferent dacă momentul cinetic al unui microsistem este de origine orbitală sau intrinsecă (spinul propriu-zis) lui i se asociază un moment magnetic dipolar. Momentele magnetice de spin ale protonului și neutronului sunt

$$\mu_p = g_s^p s_p \mu_N = \frac{1}{2} g_s^p \mu_N = 2.79278 \mu_N$$

și

$$\mu_n = g_s^n s_n \mu_N = \frac{1}{2} g_s^n \mu_N = -1.91315 \mu_N$$

unde

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5.05 \cdot 10^{-27} \text{ Am}^2 \quad (1.18)$$

este magnetonul nuclear (unitatea de măsură pentru momentele magnetice), iar  $g_s^p$ ,  $g_s^n$  sunt factorii giromagnetici de spin pentru proton respectiv pentru neutron.

Operatorul moment magnetic total al nucleului se poate scrie sub forma unei sume de operatori uni-nucleonici care păstrează proprietățile magnetice, orbitale și de spin ale nucleonilor liberi

$$\hat{\mu} = \mu_N \sum_{i=1}^A (g_k^l \hat{l}_i + g_k^s \hat{s}_i)$$

unde factorii giromagnetici sunt  $g_i^l = 1$  pentru proton și 0 pentru neutron, iar  $g_i^s = g_p = \simeq +5.58$  pentru proton și  $g_i^s = g_n = \simeq -3.83$  pentru neutron.

a operatorului moment magnetic total nuclear,  $\vec{\mu}$  într-o stare nucleară  $|JM\rangle$  se calculează cuantic printr-o relație de tipul (1.13)

$$\langle \mu \rangle = \langle JM | \hat{\mu} | JM \rangle = g_J \mu_N \langle J \rangle \quad (1.19)$$

unde  $g_J$  este factorul giromagnetic nuclear. Dacă axa  $z$  a sistemului de coordonate este aleasă de-a lungul câmpului magnetic extern  $\vec{B}$ , proiecția lui  $\langle \mu \rangle$  de-a lungul câmpului magnetic  $B$  ia  $(2J + 1)$  valori. Valoarea maximă a numărului cuantic magnetic  $M$  este  $J$ . Dacă se notează prin  $\hat{\mu}_z$  componenta după axa  $z$  a lui  $\hat{\mu}$ , atunci se definește în mod convențional *momentul magnetic nuclear* (numit uneori moment magnetic experimental sau efectiv) ca fiind *valoarea proiecției momentului pe axa  $z$  asociată proiecției maxime  $m = J$*

$$\mu_J \equiv \mu(J, J) = \langle J, J | \hat{\mu}_z | J, J \rangle \quad (1.20)$$

expresie care poate fi evaluată în cadrul diverselor modele pentru funcția de undă  $|J, M\rangle$ . Experimental, momentele magnetice nucleare se determină prin plasarea nucleului în câmpuri magnetice externe, urmată de determinarea energiei de interacție dintre nucleu și câmp sau a efectului interacției asupra unor observabile cum sunt corelațiile unghiulare dintre diversele radiații emise. În funcție de timpul mediu de viață al stării măsurate și de originea câmpului magnetic utilizat, modalitatea experimentală prin care se determină aceste efecte este foarte diferită. [3, 5].

#### *Momentul electric cuadrupolar*

Din punctul de vedere al interacției electromagnetice nucleul poate fi privit ca o distribuție de sarcini și curenți. Distribuția de sarcină determină momentele electrice nucleare iar cea de curenți momentele magnetice. Așa cum momentul magnetic se manifestă experimental prin interacția nucleului cu un câmp magnetic exterior, momentul electric cuadrupolar  $Q$  generează o energie de interacție electrostatică ușor observabilă la interacția nucleului cu un câmp electric extern de gradient nenul (neomogen)[5].

Prin analogie cu fizica clasică, se definește operatorul *moment electric cuadrupolar*  $\hat{Q}$  prin

$$(3z^2 - r^2) \quad \text{sau} \quad \sqrt{15\pi/5} r^2 Y_2^0(\theta, \psi) \quad (1.21)$$

terizată prin funcția de undă  $|JM\rangle \equiv \Psi_J^M$  este dată de valoarea medie a lui  $\hat{Q}$  în acea stare

$$Q(JM) \equiv \langle JM | \hat{Q} | JM \rangle = \int \Psi_J^{M*} (3z^2 - r^2) \Psi_J^M d\vec{r} \quad (1.22)$$

iar funcția de undă  $|JM\rangle$  poate fi evaluată în diverse modele teoretice. Din definiția anterioară se observă că  $Q(JM)$  depinde de valoarea spinului nuclear  $J$ , a proiecției sale  $M$ , precum și de forma și deci orientarea distribuției de sarcină nucleară. Valorile lui  $Q(JM)$  pentru diverse valori ale lui  $M$  sunt legate prin relația

$$Q(JM_2) = \frac{3M_2^2 - J(J+1)}{3M_1^2 - J(J+1)} Q(JM_1) \quad (1.23)$$

În mod analog cu definirea momentului magnetic, se definește momentul cuadropolar *spectroscopic sau experimental* ca fiind valoarea lui  $Q(JJ)$  (valoarea lui  $Q(JM)$  pentru  $M = J$ ). Dacă nu s specifică explicit, prin moment cuadropolar  $Q$  vom înțelege momentul cuadropolar spectroscopic definit mai sus.

În cazul în care distribuția de sarcină nucleară are simetrie cilindrică, este utilă evaluarea momentului cuadropolar în sistemul de referință intrinsec  $(x', y', z')$  al nucleului având axa  $oz'$  de-a lungul axei de simetrie  $Q_{intr}$ . Între momentul cuadropolar spectroscopic și cel intrinsec există relația [5]

$$Q = \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)} Q_{intr} \quad (1.24)$$

din care se observă că  $Q = 0$  pentru cazurile stărilor cu spin  $J = 0$  și  $J = 1/2$ , *chiar dacă* momentul cuadropolar intrinsec  $Q_{intr}$  este diferit de zero. Așadar,  $Q_{intr}$  conține informația fundamentală asupra distribuției de sarcină, informație care în expresia lui  $Q$  este "mascată" uneori de factori geometrici (de moment cinetic) care descriu poziția relativă a celor două sisteme de referință. Dacă identificarea sistemului intrinsec "optim" este determinată de forma distribuției de sarcină, axa  $oz$  a sistemului laboratorului are o direcție determinată în general de orientarea câmpurilor externe în care este plasat nucleul.

cuadrupolar intrinsec și cel spectroscopic este dată de relația [3]

$$Q = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \beta - 1)Q_{intr} \quad (1.25)$$

unde  $\beta$  este unghiul dintre axele  $oz$  și  $oz'$  ale celor două sisteme de referință. Axa  $oz'$  de-a lungul căreia se află vectorul  $\vec{J}$  execută o mișcare de precesie în jurul axei  $oz$ , proiecția momentului cinetic total pe acea axă  $M$  fiind un număr cuantic "bun". Unitatea de măsură pentru momentul cuadrupolar electric este e· barn (b)

$$1b \equiv 10^{-28} m^2$$

dacă se adoptă definiția (1.21) a lui  $Q$  sau simplu barn dacă în definiție se împarte la sarcina elementară  $e$ .





# Bibliography

- [1] I.M. Popescu, *Fizică, vol. I (1982), vol. II (1983)*, Editura Didactică și Pedagogică - București
- [2] A.H. Wapstra, G. Audi and R. Hoekstra, *Atomic and Nuclear Data Tables 39 (1988)* 1988
- [3] K. Heyde, *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*, Institute of Physics Publishing, London (1994)
- [4] W. Greiner, J.A. Maruhn, *Nuclear Models*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1996
- [5] G. Vlăducă, *Elemente de Fizică Nucleară*, partea I (1988), partea a II-a (1990), Tipografia Universității București
- [6] J. Kantele, *Handbook of Nuclear Spectrometry*, Academic Press Limited 1995
- [7] E. Segree, *Nuclei and Particles*, W.A. Benjamin, Inc., Reading, Massachusetts 1977
- [8] C.M. Lederer, V.S. Shirley (eds), *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons, New York 1987
- [9] A. Messiah, *Mecanică Cuantică*, Editura Științifică, București 1974
- [10] G. Deconninck, *Introduction to Radioanalytical Physics*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam 1978
- [11] A. Berinde, G. Vlăducă, *Reacții Nucleare Neutronice în Reactor*, Editura Tehnică, București 1978

- ciples*, Romanian Reports in Physics, vol.46, no.4, p.259-281 (1994)
- [13] S. Râpeanu, I. Pădureanu, I. Cristian, V. Cuculeanu, Gh. Rotărescu, M. Avrigeanu, *Tehnici și Măsuări la Reactorii Nucleari*, Editura Academiei, București 1983
- [14] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons Inc., New York 1989
- [15] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Krieger, New York 1982
- [16] P. Marmier, E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*, Academic Press Inc. New York and London, 1971
- [17] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics, 2nd Ed.*, John Wiley & Sons, New York 1975
- [18] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1987, 1994
- [19] N. Tsoulfanidis, *Measurement and Detection of Radiation*, Taylor & Francis, 1984
- [20] H.A. Bethe, J. Ashkin, *Passage of Radiations through Matter*, in *Experimental Nuclear Physics*, Vol.1, ed. by E.Segree, John Wiley & Sons, New York, N.Y. 1953
- [21] S.P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. 52, 121 (1980)
- [22] F. Fano, *Penetration of Protons, Alpha Particles and Mesons*, Annual Review of Nuclear Science, v.13, p.1-66 (1963)
- [23] E.M. Abramovitz, I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publ. Inc. New York (1965)
- [24] L.C. Northcliffe and R.F. Schiling, Nuclear Data Tables A7,233(1970)

- tons and mesons: *Tabulations of Vavilov Distribution*", in National Academy of Sciences Publication 1133, Nuclear Science Series Report No.39 (1964)
- [26] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed., Oxford Univ. Press (Clarendon), London and New York 1954
- [27] J.F. Ziegler and W.K. Chu, "*Stopping Cross Sections and Backscattering Factors for  $^4\text{He}$  Ions in Matter*", Atomic Data and Nuclear Data Tables v.13, p.463 (1974)
- [28] P.A.M. Dirac, Proc. Royal Soc. v.126,p.361 (1930)
- [29] A.T. Steward, L.O. Roelling, *Positron Annihilation*, Academic Press, New York (1967)
- [30] P. Hantojarvi, A. Vehanen, *Applications of positron annihilation*, AIEA Conference (1978)
- [31] G.L. Brownell, C.A. Burnham, in *Instrumentation in Nuclear Medicine*, Vol.2, p.135, Academic Press, New York (1974)
- [32] M. Alonso, E. Finn, *Physics*, Addison - Wesley Publishing Company, 1992
- [33] A. Septier (ed.) *Focusing of Charged Particles*, Academic Press, New York 1967
- [34] E. Rodean, *Aparate și metode de măsură, analiză și control cu radiații*, Editura Academiei, București, 1986
- [35] E. Ligeon, M. Bruel, A.Bonetemps, "*Analyse du Phosphore dans le Silicium par Reactions Nucleaires*", Journal of Radioanalytical Chemistry v.16,p.537 (1973)
- [36] J. H. Fremlin, *Applications of Nuclear Physics*, The English Universities Press Limited, London (1964)
- [37] P. Theodorsson, *Measurement of Weak radioactivity*, World Scientific Co.,1996

John Wiley & Sons, New York, 1990

- [39] R. Muller, *Science*, v.196, p.489 (1977)
- [40] M. Ivascu et al. *Accelerator Mass Spectrometry - Applications*  
Romanian Reports in Physics, vol.46, no.4, p.283 (1994)
- [41] R.P. Gardner, R.L. Ely, *Radioisotope Measurement - Applications in Engineering*, Reinhold Publishing Co. New York  
1967