

1

Proprietățile generale ale nucleului atomic

1.1 Caracteristicile nucleelor

Nucleul atomic reprezintă ”miezul” atomului, în care este concentrată aproape toată masa acestuia (99.975%). Reamintim faptul că imaginea actuală asupra structurii atomului este cea dată de modelul planetar, în care nucleul încărcat electric pozitiv este înconjurat de electroni cu sarcină negativă, localizați pe orbite staționare. Într-un atom neutru electric, numărul de electroni este egal cu numărul sarcinilor pozitive din nucleu. Interacția care determină structura atomului este cea electromagnetică. Raza atomului este de ordinul a 1 Angstrom ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$).

Structura nucleului

Nucleul atomic este constituit din protoni și neutroni, particule cunoscute și sub numele de nucleoni.

- **Protonul** este o particulă elementară cu sarcina electrică egală cu a electronului, dar de semn opus, stabilă, cu număr cuantic de spin semi-întreg. Masa protonului, exprimată în diferite unități de măsură este:

$$m_p = 1836.12 \times m_e = 1.672622 \times 10^{-27} \text{ Kg} = 938.258 \text{ MeV}/c^2 = 1.007276 \text{ u.a.m.}$$

unde m_e reprezintă masa electronului ($m_e = 9.109558 \times 10^{-31} \text{ Kg} = 0.511 \text{ MeV}/c^2$), u.a.m. reprezintă unitate atomică de masă ($1 \text{ u.a.m.} = 1.66056 \times 10^{-27} \text{ Kg} = 931.502 \text{ MeV}/c^2$), iar c este viteza luminii în vid ($c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$).

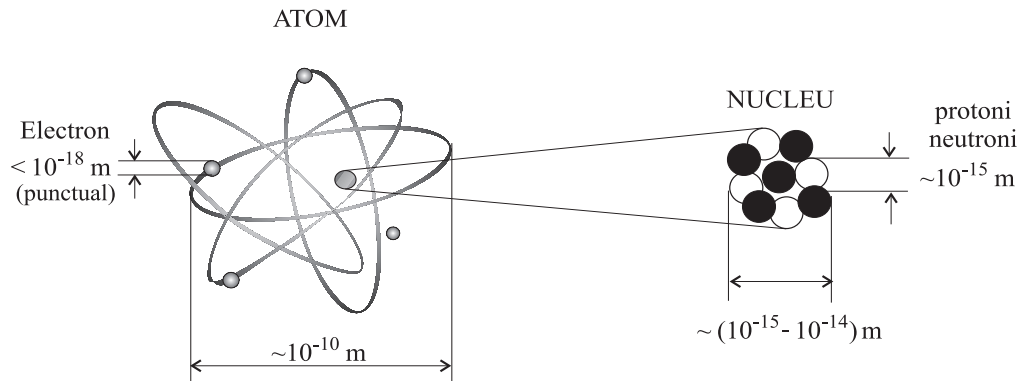


Figure 1.1: Dimensiuni atomice și nucleare

- **Neutronul** este o particulă elementară neutră din punct de vedere electric, cu număr cuantic de spin semi-întreg, care se dezintegrează spontan β^- ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) și are un timp de înjumătățire de 11.7 minute. El a fost pus în evidență de James Chadwick în 1932 prin bombardarea beriliului cu particule alfa: ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\alpha \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$. Masa neutronului este puțin mai mare decât cea a protonului (ceea ce face posibilă dezintegrarea beta a acestuia) și are valoarea:

$$m_n = 1838.6 \times m_e = 1.674928 \times 10^{-27} \text{ Kg} = 939.552 \text{ MeV}/c^2 = 1.008665 \text{ u.a.m.}$$

În fizica nucleară se folosesc următoarele notații și definiții pentru caracterizarea nucleelor:

- Numărul protonilor (al sarcinilor elementare pozitive) din nucleu se numește *număr atomic* și se notează cu Z . Sarcina electrică a nucleului este Ze (unde e reprezintă sarcina elementară). Numărul atomic identifică elementul chimic, între numele elementului chimic și numărul de protoni din nucleu existând o corespondență biunivocă. Elementele chimice sunt incluse în sistemul periodic al elementelor, cunoscut și sub numele de Tabelul lui Mendeleev.
- Numărul neutronilor din nucleu se notează cu N .
- Numărul total de nucleoni dintr-un nucleu ($Z + N$) se notează cu A și se numește *număr de masă*.

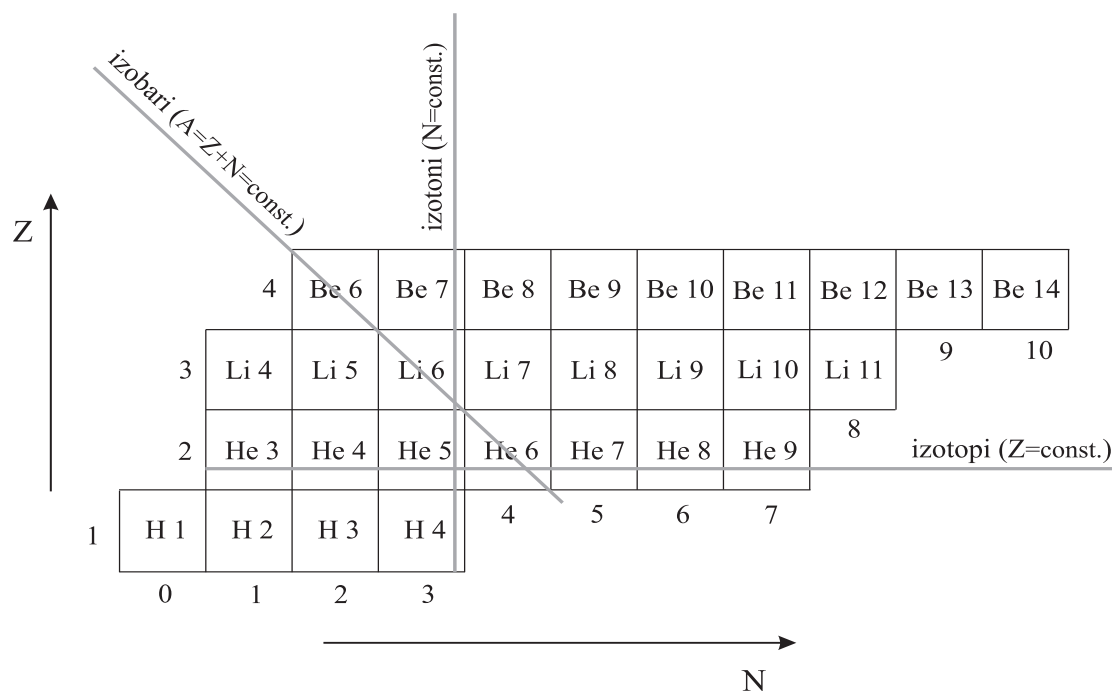


Figure 1.2: Fragment din Harta Nuclizilor

- Notățiile simbolice pentru o anumită specie nucleară X pot fi:

$${}^A_ZX_N, \quad {}^A_ZX, \quad {}^AX.$$

Prima notație este completă (de exemplu ${}^{14}_6\text{C}_8$), cea de a doua elimină o informație redundantă, reprezentată de numărul de neutroni $N = A - Z = 8$ (${}^{14}_6\text{C}$), iar cea de a treia (${}^{14}\text{C}$) presupune cunoașterea relației biunivoce dintre numărul atomic și numele și simbolul elementului (nucleul de carbon conține 6 protoni, deci $Z = 6$). O specie de nuclee caracterizată de numărul atomic Z și numărul de neutroni N mai poartă și numele de *nuclid*. Așa cum elementele chimice sunt incluse în tabelul periodic al lui Mendeleev, nuclizii sunt incluși în Tabelul nuclizilor.

În funcție de numărul atomic Z , de numărul de masă A și de numărul de neutroni N , nucleele pot fi încadrate în diferite categorii, după cum urmează:

- **Izotopii** (în grecește *isos topos* înseamnă același loc, adică ocupă același loc în Tabelul periodic al lui Mendeleev) sunt nuclee care au

aceiași 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: ${}_{40}^{90}\text{Zr}$, ${}_{40}^{91}\text{Zr}$, ${}_{40}^{92}\text{Zr}$, ${}_{40}^{94}\text{Zr}$, ${}_{40}^{96}\text{Zr}$. Un caz mai special îl reprezintă izotopii hidrogenului care au nume și simboluri proprii: izotopul ${}_{1}^{2}\text{H}$ se numește și deuteriu (d), iar ${}_{1}^{3}\text{H}$ se numește și tritiu (t). Izotopii au proprietăți fizico-chimice foarte asemănătoare, însă proprietățile nucleare pot fi extrem de diferite.

- **Izotonii** sunt nuclee cu același număr de neutroni N , dar cu numere de masă 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** (în grecește *isos baros* înseamnă aceeași greutate, masă) 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 $A=136$.

Nucleul cu cel mai mare număr atomic și cel mai mare număr de masă existent în natură este ${}_{92}^{238}\text{U}$. Pe cale artificială, s-au sintetizat, până în prezent, nuclee cu numărul atomic de până la $Z=118$.

Forțele internucleonice

Principalele forțe care acționează între nucleoni sunt forțele nucleare, iar între protoni se mai exercită și forțe Coulombiene. Forțele nucleare sunt foarte intense, intensitatea lor este aceeași indiferent dacă se exercită între neutroni, protoni sau neutroni și protoni, la distanțele internucleonice obișnuite au caracter atractiv, au rază scurtă de acțiune și caracter de saturație.

Forțele Coulombiene exercitate între protoni au caracter repulsiv și rază infinită de acțiune.

Raza nucleară

Nucleul are o rază de ordinul a 1-10 Fermi ($1 \text{ Fm} = 10^{-15} \text{ m}$). 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 $A^{1/3}$ și se poate calcula pe baza relației:

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 \approx 1.25 \text{ Fm} \quad (1.1)$$

unde r_0 poartă numele de rază redusă. Densitatea medie în interiorul nucleului este $\rho(0) \approx 0.17$ nucleoni/Fm³ $\approx 1.7 \times 10^{14}$ nucleoni/m³.

Un nucleu de masă medie, cum este spre exemplu ¹²⁰Sn, are o rază de aproximativ 5 Fm = 5×10^{-15} m. Pentru comparație, raza Bohr a orbitei electronice din atomul de hidrogen este 5×10^{-11} 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} m.

Nuclee stabile și radioactive

Nucleul este un sistem fizic care, datorită dimensiunilor sale deosebit de mici (de ordinul 1-10 Fm), se supune legilor mecanicii cuantice. În acord cu acestea, nucleul poate exista numai în anumite stări cuantice. Aceste stări sunt caracterizate de anumite mărimi fizice cum sunt: energie, spin (moment cinetic), paritate, momente electrice și magnetice etc. Valorile mărimilor fizice caracteristice stărilor nucleare se pot măsura experimental sau se pot estima cu ajutorul modelelor teoretice. Ca și în cazul atomului, starea cuantică cu energia cea mai joasă se numește stare fundamentală, iar cele cu energii mai mari se numesc stări excitate. Toate stările excitate sunt instabile, în timp ce stările fundamentale pot fi stabile sau instabile. Nucleele aflate în stări instabile suferă procese de transformare în urma cărora trec în alte stări (stabile sau instabile) prin emisie de *radiații nucleare*. Aceste procese de transformare se numesc *proces de dezintegrare radioactivă*. Cu alte cuvinte, nucleele aflate în stare fundamentală se împart în nuclee stabile și nuclee instabile sau *radioactive*.

Procesele de dezintegrare se produc respectând legile de conservare a unor mărimi ca energie, impuls, moment cinetic, paritate¹. Aplicarea acestor legi conduce la reguli de selecție, conform cărora unele tranziții (dezintegrări) sunt permise, iar altele sunt interzise.

¹Legea de conservare a parității este încălcată de dezintegrările guvernate de interacția slabă.

Energii de legătură

Gradul de stabilitate al nucleelor se reflectă în modul lor de interacție cu nucleonii sau cu alte nuclee, precum și în modurile lor de dezintegrare. O măsură a stabilității unui nucleu este *energia de legătură* $W(A, Z)$, care reprezintă energia eliberată la formarea nucleului din cei A nucleoni componenți, sub acțiunea forțelor nucleare atractive, sau energia ce trebuie consumată pentru a învinge forțele nucleare și a descompune un nucleu în cei A nucleoni componenți. Expresia energiei de legătură este:

$$W(A, Z) = c^2 \Delta m(A, Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - m(A, Z)]c^2 \quad (1.2)$$

unde diferența dintre suma maselor nucleonilor și masa nucleului Δm poartă numele de *defect de masă*.

Cu cât energia de legătură este mai mare, cu atât stabilitatea nucleului este mai mare. Cele mai stabile nuclee sunt cele cu număr par de protoni și neutroni (par-pare), urmate de cele cu număr de masă A impar (par-impare sau impar-pare), iar cele mai puțin stabile sunt cele cu număr impar atât de protoni cât și de neutroni (impar-impare). Dintre nucleele par-pare, nucleele cu numere magice de protoni și/sau neutroni se disting prin stabilitate deosebită, adică prin o valoare mare a energiei de legătură. O altă mărime des utilizată este *energia medie de legătură per nucleon* definită ca raportul dintre energia de legătură a nucleului și numărul de masă: $B(A, Z) = W(A, Z)/A$. Din dependența energiei medii de legătură per nucleon de numărul de nucleoni rezultă că nucleele cu masă medie din jurul Fe sunt mai stabile decât nucleele ușoare și grele, ceea ce explică de ce sunt energetic posibile procesele de fuziune, respectiv fisiune nucleară.

Stabilitatea nucleelor față de emisia spontană a unor particule este determinată de valoarea *energiei de separare* a particulei respective. Energia de separare a unei particule formate din x nucleoni, dintre care y sunt protoni, de masă $m(x, y)$, dintr-un nucleu (A, Z) , de masă $m(A, Z)$, reprezintă energia necesară extragerii (separării) particulei din nucleul respectiv și se calculează conform relației:

$$S_{m(x,y)}(A, Z) = [m(x, y) + m(A - x, Z - y) - m(A, Z)]c^2. \quad (1.3)$$

Dacă $S_m > 0$, atunci trebuie consumată energie pentru separarea particulei, și singura emisie posibilă ar fi cea indusă. Dacă $S_m < 0$, atunci are loc emisia spontană a particulei respective de către nucleu. În teoria dezintegrării, se

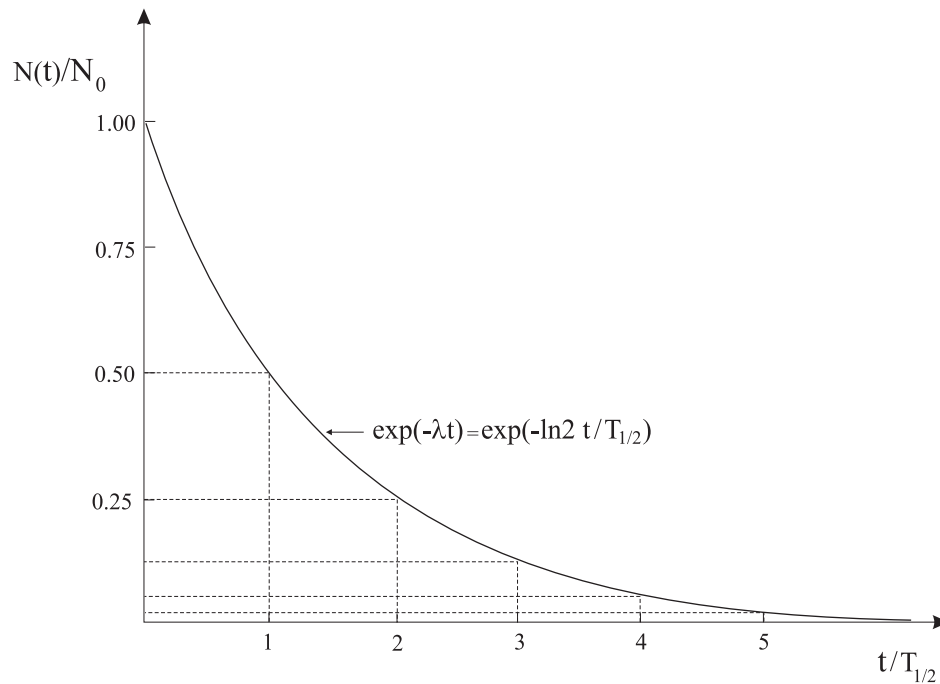


Figure 1.3: Curba de dezintegrare radioactivă

folosește și noțiunea de *energie (căldură) de dezintegrare* Q_m , definită ca energia eliberată la emisia unei particule. Rezultă imediat că:

$$Q_m = -S_m \quad (1.4)$$

De exemplu, nucleele care emit spontan radiații α (nucleele α -active) au energia de separare negativă $S_\alpha < 0$, ceea ce este echivalent cu a spune că energia de dezintegrare este pozitivă.

1.2 Legea dezintegrării radioactive

Dinamica proceselor de dezintegrare suferite de nucleele radioactive este descrisă de *legea dezintegrării radioactive*, stabilită în primii ani ai secolului XX de Schweidler pe baza studiilor experimentale efectuate de Rutherford și Soddy. Ea se bazează pe ipoteza că *probabilitatea λ ca un nucleu să se dezintegreze în unitatea de timp este independentă de timp și specifică fiecărui ra-*

dionuclid. Această probabilitate de dezintegrare poartă numele de *constantă radioactivă* sau *constantă de dezintegrare* și se măsoară în s^{-1} . Din definiția acestei mărimi, rezultă că probabilitatea ca un nucleu să se dezintegreze în intervalul Δt este $\lambda\Delta t$, în timp ce probabilitatea ca el să supraviețuiască nedezintegrat în intervalul Δt este $(1 - \lambda\Delta t)$. Generalizând, probabilitatea ca nucleul să supraviețuiască un interval de timp de lungime $t = n \cdot \Delta t$ este $(1 - \lambda\Delta t)^n$. Probabilitatea ca nucleul să nu se dezintegreze atunci când $n \rightarrow \infty$ este:

$$w(t) = \lim_{n \rightarrow \infty} (1 - \lambda\Delta t)^n = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \lambda \frac{t}{n}\right)^n = \exp(-\lambda t). \quad (1.5)$$

Dacă la momentul inițial $t = 0$, într-o probă există N_0 nuclee radioactive de aceeași specie, atunci numărul de nuclee rămase nedezintegrate după timpul t este:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t). \quad (1.6)$$

Aceasta este expresia matematică a legii dezintegrării radioactive, care arată că numărul nucleelor rămase nedezintegrate scade exponențial în timp. Această expresie se poate obține și prin integrarea formei diferențiale:

$$dN = -\lambda N dt \quad (1.7)$$

care semnifică faptul că viteza medie de variație (de scădere) a numărului de nuclee radioactive ($-dN/dt$) este proporțională cu constanta de dezintegrare (λ) și cu numărul de nuclee radioactive din probă la momentul respectiv (N).

Legea dezintegrării radioactive are un caracter statistic. Acesta s-a manifestat chiar în modul probabilistic de deducere a legii și are următoarea interpretare fizică: nu se poate anticipa momentul dezintegrării unui anumit nucleu, dar se știe că probabilitatea lui de dezintegrare este constantă, adică nu depinde de timpul său de supraviețuire. Rezultă că timpul de viață t al unui nucleu este o mărime aleatorie, caracterizată de funcția de probabilitate $w(t) = \exp(-\lambda t)$. Ca urmare, se definește *timpul mediu de viață* τ al unei specii de nuclee:

$$\tau = \bar{t} = \frac{\int_0^\infty t w(t) dt}{\int_0^\infty w(t) dt} = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.8)$$

Introducând timpul mediu de viață în expresia legii dezintegrării radioactive, rezultă că acesta reprezintă intervalul de timp după care numărul de nuclee rămase nedezintegrate scade de "e" ori. O altă mărime folosită pentru caracterizarea proceselor de dezintegrare este *timpul de înjumătățire*, definit

ca timpul după care numărul de nuclee rămase nedezintegrate se reduce la jumătate:

$$N(t) = \frac{N_0}{2} = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2}) \Rightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2, \quad \ln 2 \approx 0.693. \quad (1.9)$$

În Figura 1.3 este reprezentată legea dezintegrării radioactive sub forma curbei de dezintegrare. Se poate observa că după un interval $t > \approx 5T_{1/2}$ numărul de nuclee rămase nedezintegrate este foarte mic.

În fizica nucleară se folosesc radiații nucleare, ce pot fi emise de surse izotopice, sau sunt produse în reacții nucleare și este esențial să se cunoască numărul de radiații emise în unitatea de timp. O măsură a acestei mărimi o reprezintă activitatea în cazul surselor izotopice și intensitatea în cazul radiațiilor emise în reacții nucleare.

Activitatea unei surse Λ se definește ca numărul de nuclee din sursă care se dezintegrează în unitatea de timp, sau variația (scăderea) numărului de nuclee active în unitatea de timp. Activitatea la momentul t este proporțională cu numărul de nuclee active din sursă la momentul respectiv $N(t)$, constanta de proporționalitate fiind probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp (constanta de dezintegrare λ):

$$\Lambda(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N(t). \quad (1.10)$$

Folosind legea dezintegrării radioactive, variația în timp a activității se exprimă sub forma:

$$\Lambda(t) = \Lambda_0 \exp(-\lambda t), \quad \Lambda_0 = \lambda N_0. \quad (1.11)$$

Din această relație reiese faptul că activitatea variază în timp după aceeași lege exponențială ca și numărul de nuclee rămase nedezintegrate.

Activitatea unei surse de masă m , formate dintr-un singur radionuclid cu număr de masă A și constantă de dezintegrare λ , este:

$$\Lambda = \lambda N = \lambda \frac{m}{A} N_A \quad (1.12)$$

unde N_A este numărul lui Avogadro.

Uneori se utilizează și *activitatea specifică*, definită ca activitatea unității de masă:

$$\Lambda_s = \frac{\Lambda}{m} = \frac{\lambda}{A} N_A. \quad (1.13)$$

Unitatea de măsură pentru activitate în Sistemul Internațional este 1 Becquerel (Bq):

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ dez/s.} \quad (1.14)$$

O unitate tolerată, des utilizată în practică, este 1 Curie (Ci):

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq.} \quad (1.15)$$

1.3 Statistica procesului de dezintegrare radioactivă

Să considerăm un ansamblu de N nuclee radioactive. Dacă $N = 1$, atunci, așa cum am arătat în secțiunea anterioară, probabilitatea $w_0(t)$ ca nucleul să nu se dezintegreze în intervalul de lungime t este:

$$w_0(t) = \exp(-\lambda t), \quad (1.16)$$

iar probabilitatea $w_1(t)$ ca nucleul să se dezintegreze în intervalul t este:

$$w_1(t) = 1 - w_0(t) = 1 - \exp(-\lambda t). \quad (1.17)$$

Dacă $N = 2$, atunci probabilitățile să se dezintegreze 0, 1 sau 2 nuclee în intervalul t , sunt:

$$\begin{aligned} w_0(t) &= \exp(-2\lambda t) \\ w_1(t) &= \exp(-\lambda t)[1 - \exp(-\lambda t)] \\ w_2(t) &= [1 - \exp(-\lambda t)]^2 \end{aligned} \quad (1.18)$$

În cazul general, probabilitățile să se dezintegreze 0, 1, 2, ..., k nuclee dintre cele N nuclee radioactive, în intervalul t , sunt:

$$\begin{aligned} w_0(t) &= \exp(-N\lambda t), \\ w_1(t) &= N \exp[-(N-1)\lambda t][1 - \exp(-\lambda t)] \\ w_2(t) &= [N(N-1)/2] \exp[-(N-2)\lambda t][1 - \exp(-\lambda t)]^2 \\ &\vdots \\ w_k(t) &= C_N^k \exp[-(N-k)\lambda t][1 - \exp(-\lambda t)]^k \end{aligned} \quad (1.19)$$

unde:

$$C_N^k = \frac{N!}{k!(N-k)!}. \quad (1.20)$$

1.3. STATISTICA PROCESULUI DE DEZINTEGRARE RADIOACTIVĂ 11

În multe dintre cazurile reale, se poate considera că numărul de nuclee k care se dezintegrează în intervalul t este mult mai mic decât numărul total de nuclee radioactive N din probă, iar intervalul t este mai mic decât timpul de înjumătățire al radionuclidului:

$$k \ll N, \quad \lambda t \ll 1. \quad (1.21)$$

În acest caz pot fi folosite aproximațiile:

$$N! \approx N^k(N-k)!, \quad [1 - \exp(-\lambda t)]^k \approx (\lambda t)^k, \quad (1.22)$$

iar probabilitatea să se dezintegreze k nuclee în timpul t este descrisă de distribuția:

$$w_k(t) = \frac{N^k(N-k)!}{k!(N-k)!} \exp(-N\lambda t)(\lambda t)^k = \frac{(N\lambda t)^k}{k!} \exp(-N\lambda t). \quad (1.23)$$

Această distribuție se numește distribuție Poisson și are următoarea semnificație: dacă se consideră foarte multe intervale egale de timp t , numărul de nuclee care se dezintegrează în aceste intervale, k_1, k_2, \dots sunt distribuite după formula (1.23).

Numărul mediu de nuclee dezintegrate în intervalul t se calculează pe baza relației de definiție a unei mărimi medii:

$$\begin{aligned} \bar{k} &= \sum_{k=0}^{\infty} k w_k(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{k(N\lambda t)^k}{k!} \exp(-N\lambda t) = \\ &= N\lambda t \left[\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(N\lambda t)^{k-1}}{(k-1)!} \right] \exp(-N\lambda t) = N\lambda t. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Deci $N\lambda t$ reprezintă valoarea medie a numărului de nuclee care se dezintegrează în timpul t , în condițiile (1.21). Distribuția (1.23) devine:

$$w_k(t) = \frac{\bar{k}^k}{k!} \exp(-\bar{k}) \quad (1.25)$$

unde am notat valoarea medie cu \bar{k} .

Dacă o sursă radioactivă este plasată în fața unui sistem de detecție, atunci acesta va înregistra într-un anumit interval de timp un număr de radiații proporțional cu cel emis de sursă în intervalul respectiv. Numărul de

radiații emise de sursă fiind proporțional cu numărul de nuclee care se dezintegrează, rezultă că numărul de evenimente detectate n este proporțional cu numărul de nuclee care se dezintegrează în intervalul t : $n = gk$ (g este o constantă). Rezultă de asemenea că și numărul de evenimente înregistrate are tot o distribuție Poisson:

$$w_n(t) = \frac{\bar{n}^n}{n!} \exp(-\bar{n}) \quad (1.26)$$

cu valoarea medie $\bar{n} = g\bar{k} = gN\lambda t$.

Relația (1.26) poate fi interpretată din două puncte de vedere. Să presupunem că avem mai multe surse și detectori identici. În timpul t primul numărator înregistrează n_1 pulsuri, al doilea n_2 , s.a.m.d. Numerele n_1, n_2, \dots sunt distribuite după relația (1.26). În a doua variantă experimentală, putem presupune că avem o singură sursă și înregistrăm numărul de pulsuri n_1, n_2, \dots în decursul unor intervale t de timp egale. Dacă activitatea sursei poate fi considerată constantă, atunci valorile n_1, n_2, \dots sunt distribuite după o lege Poisson. Este important de subliniat faptul că suma unor variabile aleatorii distribuite după o lege Poisson este o variabilă aleatorie distribuită tot după o lege Poisson.

Distribuția Poisson este determinată de un singur parametru și anume numărul mediu de evenimente (dezintegrări, pulsuri, etc.). Determinarea experimentală a acestui număr mediu reprezintă scopul majorității măsurătorilor efectuate în fizica nucleară. Dacă media $\bar{n} < 1$, atunci w_n scade monoton cu creșterea lui n . Dacă $\bar{n} > 1$, atunci w_n crește la început, atingând valoarea maximă pentru $n \approx \bar{n}$, după care scade monoton. Pe măsura creșterii valorii medii, maximul devine mai pronunțat și curba devine tot mai simetrică față de $n = \bar{n}$. Dependența w_n pentru diferite valori medii este redată în Figura ???. Se poate observa din această figură că, deși cu cea mai mare probabilitate se va detecta un număr de evenimente egal cu numărul mediu \bar{n} , există o probabilitate nenulă să se înregistreze orice număr natural. Cu cât valorile n se abat mai mult de la medie, cu atât probabilitatea să fie înregistrate este mai mică.

Ca măsură a abaterii mărimii n de la valoarea medie \bar{n} se folosește *varianța* sau *abaterea pătratică medie*, definită de relația:

$$\sigma^2 = \overline{(n - \bar{n})^2} = \bar{n}^2 - \bar{n}^2 \quad (1.27)$$

Mărimea $\sigma = \sqrt{\overline{(n - \bar{n})^2}}$ se numește *eroare absolută*, sau *abatere standard* a mărimii n , iar mărimea $\varepsilon = \sigma/\bar{n}$ se numește *eroare relativă*.

Pentru calculul varianței, în cazul distribuției Poisson, folosim formula cunoscută a mediei:

$$\overline{n^2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n^2(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}} = \bar{n}^2 + \bar{n}. \quad (1.28)$$

Rezultă următoarele expresii pentru mărimile caracteristice distribuției Poisson (dispersia σ^2 , eroarea absolută σ , eroarea relativă ε):

$$\sigma^2 = \bar{n}, \quad \sigma = \sqrt{\bar{n}}, \quad \varepsilon = \sqrt{\bar{n}}/\bar{n} = 1/\sqrt{\bar{n}}. \quad (1.29)$$

Aceste relații au o importanță deosebită și sunt foarte des folosite. O situație particulară, destul de frecventă, este cea în care se face o singură măsurătoare; dacă numărul de evenimente înregistrate este n , atunci valoarea medie care intervine în relația de mai sus este egală chiar cu rezultatul unicei măsurători, $\bar{n} = n$.

Legătura distribuției Poisson cu distribuția Gauss

Am remarcat în paragraful anterior că, pe măsură ce crește \bar{n} , distribuția Poisson (1.23) devine din ce în ce mai simetrică față de $n = \bar{n}$. Dacă se îndeplinește condiția

$$\bar{n} \gg 1, \quad (1.30)$$

mai concret, începând de la $\bar{n} \simeq 20$, distribuția devine complet simetrică. În aceste condiții, în locul probabilității $w_n(t)$ se poate introduce o altă funcție $P(n)$, definită ca o densitate de probabilitate; probabilitatea ca numărul de pulsuri înregistrate să aparțină intervalului $(n, n + dn)$ este $P(n)dn$ (evident, intervalul dn este foarte mic în comparație cu valoarea n). Distribuția discretă w_n se transformă într-una continuă. Se poate arăta că valorile n se supun acum distribuției Gauss:

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} \exp[-(n - \bar{n})^2/2\bar{n}]. \quad (1.31)$$

Mărimea $y = n - \bar{n}$, adică abaterea față de medie, este distribuită tot după o lege Gauss:

$$P(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \bar{n}}} \exp[-y^2/2\bar{n}]. \quad (1.32)$$

Pe baza acestei relații, se poate calcula probabilitatea $P(y_1 \leq y \leq y_2)$ ca valoarea y să fie inclusă în intervalul $[y_1, y_2]$:

$$P(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} \int_{y_1}^{y_2} \exp(-y^2/2\bar{n}) dy. \quad (1.33)$$

Făcând schimbarea de variabilă $y = z\sqrt{\bar{n}}$, rezultă:

$$\begin{aligned} P(y_1 \leq y \leq y_2) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{z_1}^{z_2} \exp(-z^2/2) dz = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{z_2} \exp(-z^2/2) dz - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{z_1} \exp(-z^2/2) dz. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Pe baza acestei relații se pot calcula probabilitățile ca valoarea măsurată să se încadreze în intervale egale cu multipli ai abaterii standard ($\sigma = \sqrt{\bar{n}}$):

$$\left. \begin{array}{l} z_1 = -1 \\ z_2 = 1 \end{array} \right\} \Rightarrow P(|y| \leq \sqrt{\bar{n}}) = 2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^1 \exp(-z^2/2) dz = 0.682 \quad (1.35)$$

$$\left. \begin{array}{l} z_1 = -2 \\ z_2 = 2 \end{array} \right\} \Rightarrow P(|y| \leq 2\sqrt{\bar{n}}) = 0.954 \quad (1.36)$$

$$\left. \begin{array}{l} z_1 = -3 \\ z_2 = 3 \end{array} \right\} \Rightarrow P(|y| \leq 3\sqrt{\bar{n}}) = 0.997 \quad (1.37)$$

Concluzia acestor rezultate este următoarea: dacă se înregistrează pulsurile instalației de numărare, într-un număr mare de intervale egale cu îndeplinirea relației (1.30), atunci probabilitatea ca valoarea y să difere cu mai puțin de o abatere standard (σ) de valoarea medie \bar{n} este 62.8%, probabilitatea ca valoarea y să difere cu mai puțin de două abateri standard (2σ) de \bar{n} este 95.4%, iar probabilitatea ca valoarea y să difere cu mai puțin de trei abateri standard (3σ) de \bar{n} este 99.7%.

2

Prelucrarea statistică a datelor

2.1 Erori statistice și sistematice

Toate rezultatele măsurătorilor sunt afectate de incertitudini sau de erori. Există două categorii de erori: erori *sistematice* și erori *statistice*. Erorile sistematice conduc la variații în același sens al rezultatelor, ele nu pot fi eliminate prin repetarea experimentului sau prin creșterea timpului de achiziție și sunt, în general, greu de depistat. Cauza erorilor sistematice o pot constitui instrumentele sau metodele de măsură și chiar interpretarea rezultatelor. Erorile statistice determină variații ale rezultatelor în ambele sensuri. Conform relațiilor (1.29), erorile relative scad odată cu creșterea numărului de evenimente. Eroarea totală pătratică a unei valori se obține ca sumă a pătratelor componentelor de eroare statistice și sistematice.

2.2 Teorema de propagare a erorilor

De foarte multe ori, mărimile fizice ale căror valori dorim să le determinăm experimental nu sunt direct accesibile măsurătorilor. În aceste situații, ele se pot determina pe baza relațiilor care le leagă de mărimi măsurabile direct. De exemplu, activitatea unei surse nu se măsoară direct, ci pe baza relației dintre ea și rata de numărare (R), eficacitatea de detecție (ε), factorul geometric (G) și factorul de schemă (s): $\Lambda = R/G\varepsilon s$. Generalizând, o mărime y se poate exprima în funcție de un număr de mărimi x_i măsurabile direct, printr-o relație de forma:

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_n). \quad (2.1)$$

Fiecare dintre mărimile (parametrii experimentali) $\{x_i\}$ pot fi afectați de erori, care se exprimă sub forma abaterilor standard $\{\sigma_{x_i}\}$. În mod natural apare întrebarea: care este impactul erorilor acestor parametri asupra erorii mărimii de interes y sau, cu alte cuvinte, cum se propagă erorile $\{\sigma_{x_i}\}$ în eroarea σ_y ? Răspunsul este dat de teorema (formula) de propagare a erorilor, pe care o prezentăm în continuare.

Presupunând că funcția f este continuă și derivabilă, se dezvoltă în serie Taylor în jurul valorilor medii $\{\bar{x}_i\}$:

$$y = f(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n) + \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)_{\bar{x}_i} (x_i - \bar{x}_i) + R(\mathbf{x}) \quad (2.2)$$

unde $R(\mathbf{x})$ este suma termenilor de ordin egal și superior lui doi, care poate fi considerată neglijabilă dacă dispersiile $\{x_i - \bar{x}_i\}$ sunt mici. Ținând cont de faptul că $\langle x_i - \bar{x}_i \rangle = 0$, rezultă că valoarea medie a mărimii y este:

$$\langle y \rangle = \bar{y} \approx \langle f(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n) \rangle + \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)_{\bar{x}_i} \langle (x_i - \bar{x}_i) \rangle = \langle f(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n) \rangle. \quad (2.3)$$

Aplicând relația de definiție (1.27) pentru abaterea pătratică medie, se obține următoarea expresie:

$$\begin{aligned} \sigma_y^2 &= \langle (y - \bar{y})^2 \rangle = \\ &= \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)_{\bar{x}_i}^2 \langle (x_i - \bar{x}_i)^2 \rangle + \sum_{i \neq j} \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)_{\bar{x}_i} \left(\frac{\partial f}{\partial x_j} \right)_{\bar{x}_j} \langle (x_i - \bar{x}_i)(x_j - \bar{x}_j) \rangle \end{aligned} \quad (2.4)$$

cunoscută sub numele de *formula de propagare a erorilor*.

Dacă parametrii $\{x_i\}$ sunt independenți, atunci termenii micști din relația anterioară se anulează:

$$\langle (x_i - \bar{x}_i)(x_j - \bar{x}_j) \rangle = \langle (x_i - \bar{x}_i) \rangle \langle (x_j - \bar{x}_j) \rangle = 0, \quad (2.5)$$

iar relația (2.4) capătă cunoscuta formă:

$$\sigma_y^2 = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)_{\bar{x}_i}^2 \sigma_{x_i}^2. \quad (2.6)$$

În continuare vom prezenta câteva exemple simple, dar importante de aplicare a formulei de propagare a erorilor.

Eroarea ratei de numărare. Rata de numărare se definește ca numărul de evenimente (N) înregistrate în timpul de măsură (t), adică rata de numărare se exprimă în funcție de parametri furnizați direct de experiment N și t :

$$R = f(N, t) = \frac{N}{t}. \quad (2.7)$$

Să presupunem că timpul de achiziție nu este afectat de eroare ($\sigma_t = 0$) și că numărul de evenimente conține numai o componentă statistică de eroare datorată distribuției Poisson ($\sigma_N = \sqrt{N}$). Aplicând relația (2.6), rezultă următoarea expresie pentru calculul abaterii pătratice medii a ratei de numărare:

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{1}{t}\right)^2 \sigma_N^2 + \left(\frac{N}{-t^2}\right)^2 \sigma_t^2 = \frac{N}{t^2} \Rightarrow \sigma_R = \frac{\sqrt{N}}{t}. \quad (2.8)$$

Eroarea ratei reale de numărare. Intr-un experiment se fac măsurători ale ratei de numărare în absența și în prezența sursei. În primul caz, în timpul de achiziție t_f se înregistrează N_f evenimente reprezentate de detecția radiației de fond. Valoarea și eroarea asociată ale ratei de numărare a fondului se calculează cu ajutorul relațiilor:

$$F = \frac{N_f}{t_f} \quad \sigma_F = \frac{\sqrt{N_f}}{t_f}. \quad (2.9)$$

Se repetă măsurătoarea în prezența sursei și se obțin N evenimente datorate detecției radiațiilor emise de sursă și a radiației de fond în timpul de măsură t . Se calculează valoarea și eroarea asociată ale ratei totale de numărare conform relațiilor:

$$r = \frac{N}{t} \quad \sigma_r = \frac{\sqrt{N}}{t}. \quad (2.10)$$

Pentru calculul abaterii standard a ratei de numărare reale:

$$R = r - F = f(r, F) \quad (2.11)$$

se aplică formula de propagare a erorilor(2.6)¹:

$$\sigma_R^2 = \sigma_r^2 + \sigma_F^2 = \frac{N}{t^2} + \frac{N_f}{t_f^2} = \frac{r}{t} + \frac{F}{t_f} \quad (2.12)$$

¹In realitate, cei doi parametri pot să nu fie independenți și deci, ar trebui să folosim relația (2.4).

În ipoteza în care cei doi timpi de achiziție sunt egali $t_f = t$, relația de mai sus devine:

$$\sigma_R^2 = \frac{r + F}{t} = \frac{R + 2F}{t}. \quad (2.13)$$

Eroarea relativă a vitezei reale de numărare este:

$$\varepsilon_R = \frac{\sigma_R}{R} = \frac{1}{\sqrt{t}} \frac{\sqrt{R + 2F}}{R} = \frac{1}{\sqrt{t}} \frac{\sqrt{r + F}}{r - F}. \quad (2.14)$$

Se observă că eroarea relativă este cu atât mai mare, cu cât contribuția sursei la rata de numărare este mai mică (diferența $(r - F)$ este mai mică).

Considerații privind stabilirea timpului de măsură Din relația (2.14) se poate determina foarte ușor timpul de achiziție necesar pentru a putea determina rata de numărare reală cu o anumită eroare relativă (ε_R):

$$t = \frac{1}{\varepsilon_R^2} \cdot \frac{r + F}{(r - F)^2}. \quad (2.15)$$

Așa cum era de așteptat, cu cât eroarea relativă impusă este mai mică, cu atât timpul de achiziție trebuie să fie mai mare. O estimare rapidă a timpului de achiziție se poate face atunci când rata fondului poate fi neglijată. În acest caz, numărul de evenimente necesar se deduce din eroarea impusă ($N = \varepsilon_R^2$), rata de numărare se măsoară experimental, iar timpul de achiziție se obține simplu, din relația $t = N/R$.

2.3 Metoda celor mai mici pătrate

O lege fizică exprimă de obicei legătura între două mărimi y și x , în care mai poate interveni și un anumit număr de parametri $\{a_i\}$, ($i = 1, m$):

$$y = f(x, a_1, a_2, \dots, a_m) \quad (2.16)$$

De exemplu, legea dezintegrării radioactive leagă activitatea sursei de timp, prin relația $\Lambda(t) = \Lambda_0 \exp(-\lambda t)$, în care constanta de dezintegrare și activitatea inițială intervin ca parametri.

Să presupunem că legea fizică leagă funcțional mărimea y , de măsurat, de mărimea x , de asemenea măsurabilă. Problema foarte des întâlnită în fizica experimentală este: considerând că relația teoretică dintre cele două mărimi (legea fizică) este corectă, care sunt valorile parametrilor \mathbf{a} ?

Revenind la exemplul anterior, problema devine: dacă măsurăm activitatea unei surse (de fapt rata de numărare asociată) la diferite momente de timp bine determinate și știm că între $\ln\Lambda$ și timpul t există o relație liniară, atunci cum am putea determina valorile parametrilor $\ln\Lambda_0$ (ordonata la origine) și λ (panta dreptei)? Răspunsul cel mai simplu este următorul: se fac două măsurători la două momente de timp t_1 și t_2 , în care se obțin valorile Λ_1 și Λ_2 , și se rezolvă sistemul de două ecuații cu două necunoscute $\ln\Lambda_i = \ln\Lambda_0 - \lambda t_i$, ($i=1,2$). În principiu, problema ar fi rezolvată, dar știm că rezultatul unei măsurători este afectat de erori statistice și că erorile statistice ale mărimilor de interes ar fi mai mici, dacă s-ar obține pe baza datelor obținute într-un număr mare de măsurători.

Întrebarea care apare este: cum pot fi utilizate rezultatele a n măsurători, pentru a determina parametrii $\{a_k\}$ ($k = 1, m$), unde $n \gg m$, cu o eroare statistică cât mai mică? Unul dintre procedeele cele mai utilizate pentru a da răspuns la această întrebare, poartă numele de *metoda celor mai mici pătrate*. Această metodă are o fundamentare statistică riguroasă, dar în continuare va fi prezentată foarte simplu și intuitiv.

Să presupunem că facem n măsurători pentru argumentele x_1, x_2, \dots, x_n și se obțin rezultatele y_1, y_2, \dots, y_n cu erorile asociate $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$. Pentru a stabili valorile setului de parametri \mathbf{a} , construim o curbă în acord cu legea $f(x_i, \mathbf{a})$ care să treacă simultan la distanță minimă de toate datele experimentale. Această condiție se exprimă matematic în felul următor: suma S a pătratelor abaterilor valorilor măsurate y_i față de valorile calculate $f(x_i, \mathbf{a})$ ale mărimii y , ponderată cu abaterile pătratice medii $\{\sigma_i^2\}$ să fie minimă:

$$S = \sum_{i=1}^n \frac{[f(x_i, \mathbf{a}) - y_i]^2}{\sigma_i^2} = \min. \quad (2.17)$$

Condiția de minim folosită pentru determinarea parametrilor necunoscuți \mathbf{a} din expresia lui $f(x, \mathbf{a})$ se traduce printr-un set de m ecuații:

$$\frac{\partial S}{\partial a_k} = 0 \quad (k = 1, m) \quad (2.18)$$

din care se pot determina cei m parametri necunoscuți.

Vom exemplifica aplicarea acestei metode în cazul unei legi polinomiale:

$$f(x_i) = \sum_{j=1}^m a_j x_i^{j-1} \quad (2.19)$$

pentru care funcția S și condițiile de minim sunt:

$$S = \sum_{i=1}^n \frac{\left[\sum_{j=1}^m a_j x_i^{j-1} - y_i \right]^2}{\sigma_i^2}, \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial S}{\partial a_k} = 2 \sum_{i=1}^n \frac{\left[\sum_{j=1}^m a_j x_i^{j-1} - y_i \right] x_i^{k-1}}{\sigma_i^2} = 0 \quad (k = 1, m) \quad (2.21)$$

Cele m ecuații liniare din care se pot determina parametrii a_k se obțin din condițiile de minim de mai sus, prin inversarea sumelor după j și i :

$$\sum_{j=1}^m a_j \sum_{i=1}^n \frac{x_i^{j+k-2}}{\sigma_i^2} = \sum_{i=1}^n \frac{y_i x_i^{k-1}}{\sigma_i^2}. \quad (2.22)$$

Dacă facem notațiile:

$$B_{k,j} = \sum_{i=1}^n \frac{x_i^{j+k-2}}{\sigma_i^2}, \quad B_{k,m+1} = \sum_{i=1}^n \frac{y_i x_i^{k-1}}{\sigma_i^2}, \quad (2.23)$$

atunci sistemul de ecuații se va scrie sub forma:

$$\begin{aligned} B_{11}a_1 + B_{12}a_2 + \dots + B_{1m}a_m &= B_{1,m+1} \\ B_{21}a_1 + B_{22}a_2 + \dots + B_{2m}a_m &= B_{2,m+1} \\ &\vdots \\ B_{m1}a_1 + B_{m2}a_2 + \dots + B_{mm}a_m &= B_{m,m+1} \end{aligned} \quad (2.24)$$

În cazul particular al funcției liniare:

$$f(x_i) = a_1 + a_2 x_i, \quad (2.25)$$

sistemul de două ecuații din care se obțin parametrii a_1 și a_2 este:

$$a_1 \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} + a_2 \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_i^2} = \sum_{i=1}^n \frac{y_i}{\sigma_i^2} \quad (2.26)$$

$$a_1 \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_i^2} + a_2 \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} = \sum_{i=1}^n \frac{y_i x_i}{\sigma_i^2}$$

Soluțiile acestui sistem de ecuații sunt:

$$\begin{aligned}
 a_1 &= \left(\sum_{i=1}^n \frac{y_i}{\sigma_i^2} \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_i^2} - \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_i^2} \sum_{i=1}^n \frac{y_i x_i}{\sigma_i^2} \right) / \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} - \left(\sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \right)^2 \right) \\
 a_2 &= \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} \sum_{i=1}^n \frac{y_i x_i}{\sigma_i^2} - \sum_{i=1}^n \frac{y_i}{\sigma_i^2} \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_i^2} \right) / \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} - \left(\sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \right)^2 \right)
 \end{aligned}
 \tag{2.27}$$

Abaterile pătratice medii σ_{a1} și σ_{a2} ale celor doi parametri se obțin pornind de la erorile mărimilor măsurate, prin aplicarea formulei de propagare a erorilor. În cele mai multe cazuri, se consideră că numai mărimile y_i sunt afectate de erori.

Metoda celor mai mici pătrate pentru funcții liniare va fi aplicată în cadrul lucrărilor "Determinarea timpului de înjumătățire prin metoda curbelor de dezintegrare" și "Atenuarea radiației gamma în substanță".

3

Caracteristicile principalelor radiații nucleare

În acest capitol sunt prezentate pe scurt proprietățile principalelor radiații nucleare: α , β și γ . Trebuie subliniat faptul că radiațiile nucleare pot să apară și sub alte forme, cum sunt emisia de protoni sau neutroni, sau fisiunea spontană a nucleelor grele, dar acestea nu sunt prezentate aici.

Pentru fiecare tip de radiație se va preciza din ce este formată (nuclee de ${}^4\text{He}$, electroni, fotoni, etc.), care sunt nucleele care emit radiațiile respective și ce spectru energetic au.

Prin *spectru energetic* al radiației se înțelege distribuția numărului de particule care alcătuiesc radiația în funcție de energia lor. Spectrele energetice pot fi discrete, continue sau mixte.

- Când particulele x emise la dezintegrare au energii cinetice cu valori bine determinate E_{x_i} , ($i = 1, n$) se spune că au un spectru energetic discret. În cazul ideal, un spectru energetic discret este alcătuit dintr-o succesiune de n linii. În cazurile reale, din cauza mai multor factori cum ar fi caracterul statistic al procesului de detecție, spectrul este format dintr-o succesiune de n picuri cu lățime finită (vezi Figura 3.1). Un caz particular este acela al spectrului *monoenergetic* care conține un singur pic ($n = 1$), corespunzător particulelor x care au aceeași energie cinetică E_x .

Spectrele discrete furnizează trei tipuri de informații: poziția picurilor (din care se determină energiile radiațiilor), aria picurilor (din care se determină probabilitatea cu care sunt emise radiațiile respective) și lățimile picurilor (din care se pot obține informații despre timpul

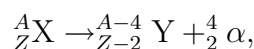
de viață al stării care se dezintegrează și despre rezoluția energetică a sistemului de detecție).

- Când particulele x emise la dezintegrare pot avea orice energii cinetice cuprinse într-un interval $(E_{x_{min}}, E_{x_{max}})$ se spune că au un spectru energetic continuu.
- Spectrele mixte conțin și o componentă discretă și o componentă continuă. Cel mai cunoscut exemplu este spectrul energetic al radiației X care conține componenta discretă datorată radiației X caracteristice și componenta continuă datorată radiației de frânare. Un alt exemplu îl reprezintă spectrele continue ale radiațiilor beta peste care se pot suprapune spectrele discrete ale electronilor de conversie.

În continuare vor fi prezentate pe scurt câteva caracteristici ale radiațiilor α , β și γ .

3.1 Radiația alfa

Particulele α sunt nuclee de ${}^4_2\text{He}$, adică sisteme legate, foarte stabile, alcătuite din 4 nucleoni ($A=4$): doi protoni ($Z=2$) și 2 neutroni ($N=2$). Stabilitatea particulelor α se reflectă în valoarea mare a energiei lor de legătură. Dezintegrarea α a unui nucleu ${}^A_Z\text{X}$ se exprimă prin relația:

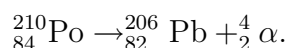
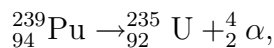


și se reprezintă grafic conform schemei din Figura 3.2.a.

Particulele α sunt emise de nucleele grele, cu $Z > 82$, pentru care energia de separare devine negativă $S_\alpha < 0$ sau, echivalent, energia de dezintegrare devine pozitivă:

$$Q_\alpha = [m(A, Z) - m(A - 4, Z - 2) - m(4, 2)]c^2 > 0 \quad (3.1)$$

Exemple concrete de dezintegrări α sunt:



Dacă nucleul care se dezintegrează se află în repaus, atunci impulsul particulei α este egal cu impulsul nucleului rezidual. Cum masa acestuia este

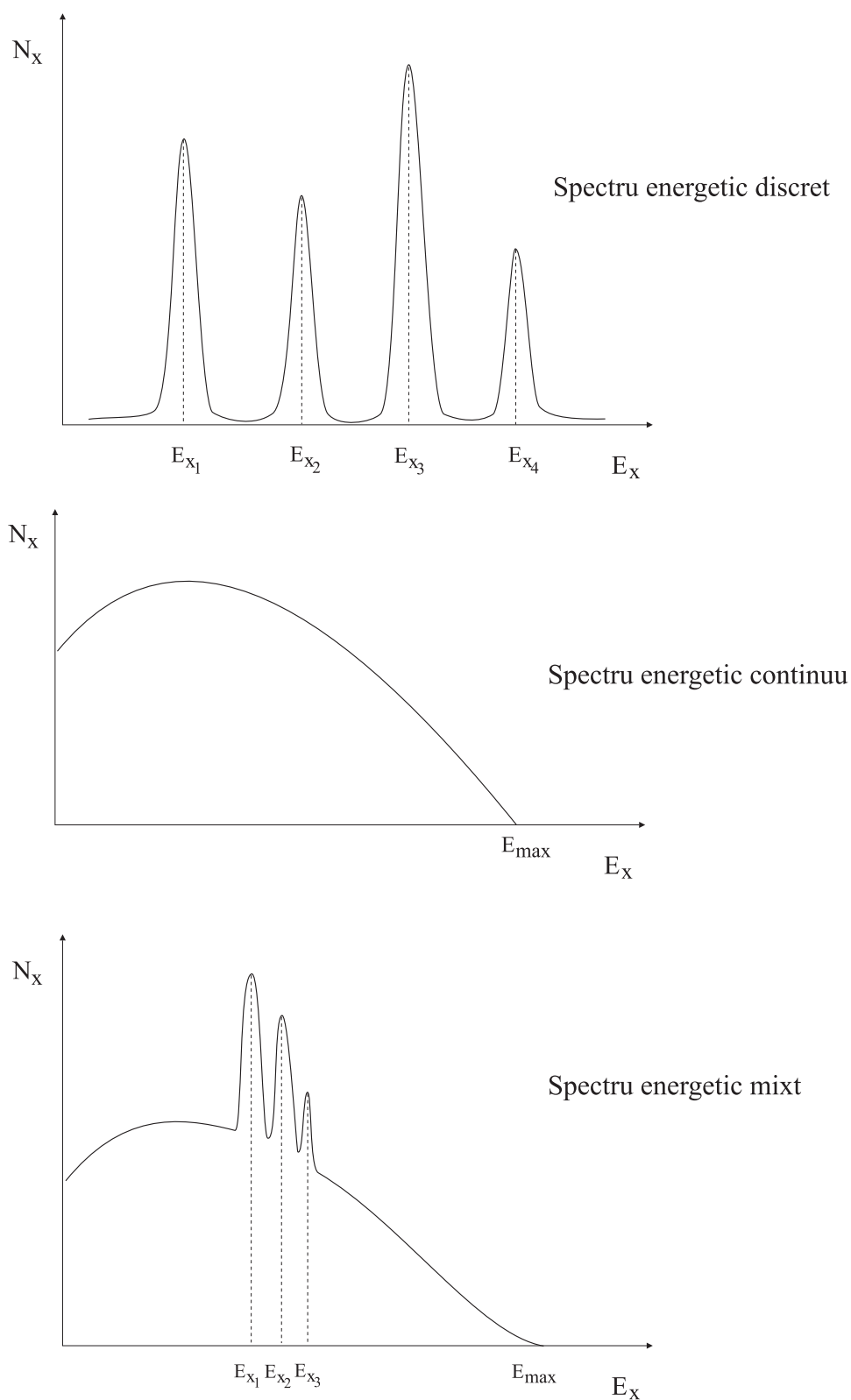


Figure 3.1: Tipuri de spectre energetice

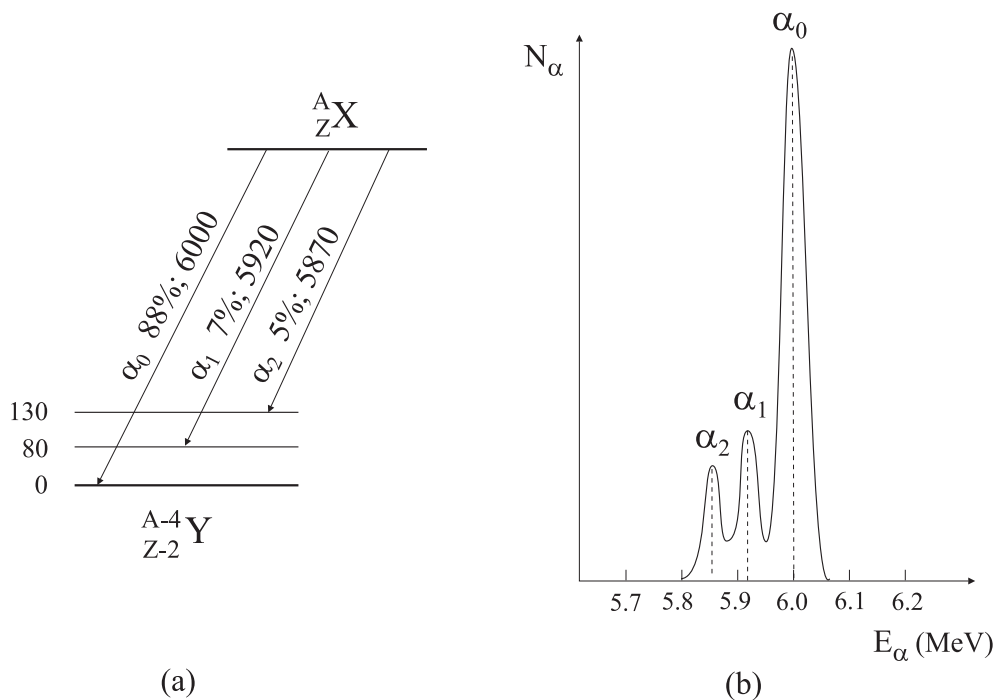


Figure 3.2: Schema de dezintegrare a unei surse α -active (a) și spectrul energetic al radiațiilor alfa emise de sursă (b).

semnificativ mai mare decât masa particulei α , rezultă că practic întreaga energie eliberată la dezintegrare este preluată de particula α sub formă de energie cinetică. Deoarece energia eliberată la dezintegrare are numai valori discrete, rezultă că spectrul energetic al radiațiilor α este discret.

În urma dezintegrării, nucleul rezidual se poate forma în stare fundamentală, sau în stare excitată. Probabilitatea de dezintegrare α este descrisă de legea Geiger-Nuttall, conform căreia probabilitatea de dezintegrare α este cu atât mai mare (timpul de înjumătățire este cu atât mai mic) cu cât energia E_α disponibilă în dezintegrare (practic, energia cinetică a particulei α) este mai mare:

$$\lg T_{1/2} = a + \frac{b}{\sqrt{E_\alpha}} \quad (3.2)$$

unde a și b sunt constante ce depind de nuclidul α -activ. Această dependență poate fi înțeleasă ușor dacă emisia de particule α este privită ca un proces de

Table 3.1: Exemple de surse de radiații alfa des utilizate.

Radionuclid	$T_{1/2}$ (zile)	E_α (MeV)	Intensitate (%)
^{241}Am	433	5.486	85
		5.443	12.8
^{210}Po	138	5.305	100
^{242}Cm	163	6.113	74
		6.070	26

tunelare a unei bariere de potențial: cu cât particula are energie mai mare, cu atât probabilitatea de tunelare și deci de dezintegrare este mai mare. Rezultă că dezintegrarea α pe starea fundamentală a nucleului rezidual se face cu probabilitatea cea mai mare (în ipoteza că nu există reguli de selecție care să împiedice această tranziție). Probabilitatea mai mare de dezintegrare în starea fundamentală față de dezintegrarea în stări excitate se reflectă în factorii de ramificare mai mari corespunzători acestor tranziții.

Energiile radiațiilor α detectabile au valori în domeniul 2.5-9 MeV.

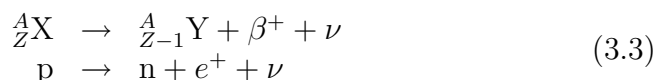
Ca surse de radiații alfa se folosesc radionuclizii care emit radiații alfa cu energii în domeniul 3 – 6 MeV. Sursele α ce emit radiații cu energii peste 6.5 MeV au perioade de înjumătățire de ordinul zilelor, fiind de utilitate redusă în laborator. Sursele ce emit radiații cu energii mai mici de 3 MeV au perioada de înjumătățire foarte lungă și deci activitate redusă, fiind de asemenea lipsite de interes special. Câteva dintre cele mai utilizate surse de radiații alfa sunt prezentate în Tabelul 3.1. Pe lângă timpul de înjumătățire, tabelul conține energiile radiațiilor și intensitățile lor (intensitatea sau factorul de schemă al unei radiații sunt mărimi ce vor fi definite în secțiunea 3.4).

Pierderea liniară de energie este mare și particulele α își pierd energia într-o grosime foarte mică de material. Acesta este motivul pentru care sursele α se realizează prin depunerea izotopilor pe suprafața unui material de suport adecvat și se protejează cu o foiță metalică foarte subțire.

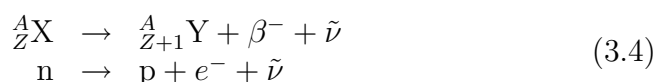
3.2 Radiația beta

Există trei tipuri de dezintegrări cunoscute generic sub numele de dezintegrare β :

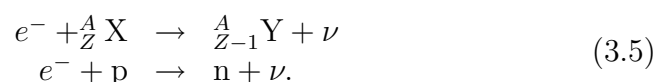
- **dezintegrarea β^+** constă în transformarea unui proton într-un neutron și emisia unui pozitron și a unui neutrino (particulă neutră cu masa extrem de mică, considerată aici zero); se reprezintă prin una din relațiile:



- **dezintegrarea β^-** constă în transformarea unui neutron într-un proton și emisia unui electron și a unui antineutrino (antiparticula neutrinoului); se reprezintă prin una din relațiile:



- **captura radiativă** constă în transformarea unui proton într-un neutron în urma capturii unui electron atomic (de pe pătura K) și emisia unui neutrino; se reprezintă prin una din relațiile:



Din cele spuse anterior, rezultă că radiația β este formată din electroni sau pozitroni.

După cum se știe, între nucleonii dintr-un nucleu acționează forțe nucleare atractive, iar între protoni acționează și forțe Coulombiene repulsive. O condiție necesară pentru asigurarea stabilității unui nucleu este stabilirea unui echilibru între aceste forțe, echilibru ce se realizează pentru anumite valori ale raportului dintre neutroni și protoni. Nucleele care conțin neutroni și protoni al căror raport satisface aceste condiții se numesc nuclee β -stabile și formează așa numita vale de stabilitate beta (vezi Tabelul nuclizilor). Este evident că nuclee β -active vor fi acele nucleu situate în afara văii de stabilitate.

Nuclee β^- -active sunt nucleele neutro-excedentare (adică cele care au un raport Z/N mai mic decât cel corespunzător văii de stabilitate), care, pentru a tinde spre stabilitate, transformă un neutron într-un proton. Condiția energetică de realizare a acestui proces este:

$$Q_{\beta^-} = [m(A, Z) - m(A, Z + 1)]c^2 > 0. \quad (3.6)$$

Nuclee β^+ -active sunt nucleele protono-excedentare (adică cele care au un raport Z/N mai mare decât cel corespunzător văii de stabilitate) care, pentru

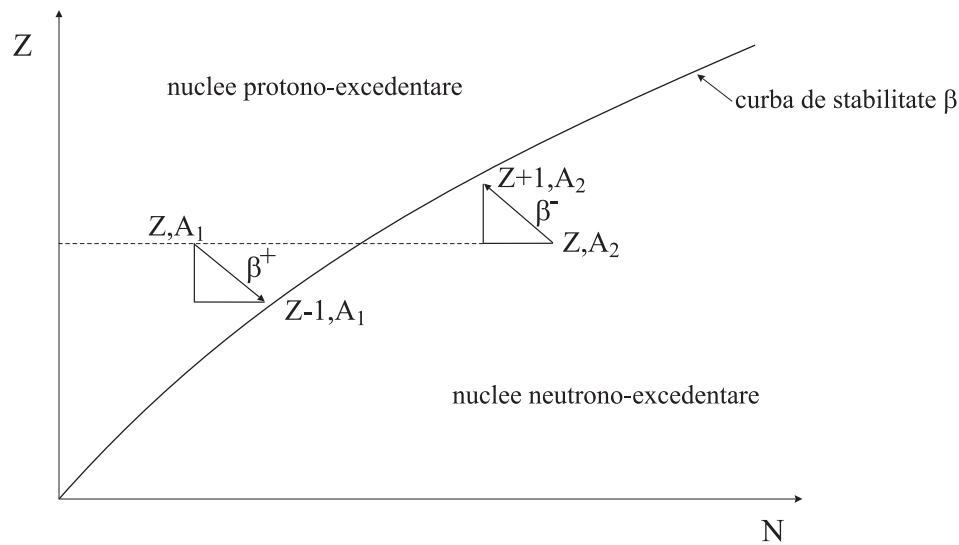


Figure 3.3: Dezintegrarea β^- a nucleelor neutro-excedentare și dezintegrarea β^+ a nucleelor protono-excedentare

a tinde spre stabilitate, transformă un proton într-un neutron. Condiția energetică de realizare a acestui proces este:

$$Q_{\beta^-} = [m(A, Z) - m(A, Z - 1) - 2m_e]c^2 > 0. \quad (3.7)$$

În cazul capturii electronice, proces ce apare întotdeauna în competiție cu dezintegrarea β^+ , condiția energetică de realizare a procesului este:

$$Q_{CE} = [m(A, Z) - m(A, Z - 1)]c^2 > 0. \quad (3.8)$$

Există nucleu, situate aproape de vâle de stabilitate pentru care sunt îndeplinite simultan condițiile energetice pentru emisia radiațiilor β^- , β^+ și pentru captură radiativă.

În Figura 3.3 sunt reprezentați doi izotopi ai aceluiași element, unul neutro-excedentar, celălalt protono-excedentar, și modul în care, prin dezintegrări beta, se apropie de vâle de stabilitate. Reprezentarea grafică a acestor procese se face conform schemelor din Figura 3.4.a.

În dezintegrările β^- și β^+ apar trei produși de dezintegrare (nucleul rezidual, particula beta și (anti)-neutrino) între care se distribuie energia eliberată

la dezintegrare. Există un număr infinit de combinații ale energiilor și impulsurilor produșilor de dezintegrare care satisfac simultan legile de conservare a energiei și impulsului. Rezultă că spectrul energetic al radiațiilor beta este continuu, energia acestora putând varia între 0 și energia disponibilă la dezintegrare. Valoarea maximă a energiei E_{max} este cea care caracterizează radiația beta și este trecută pe schemele de dezintegrare. Spectrele energetice

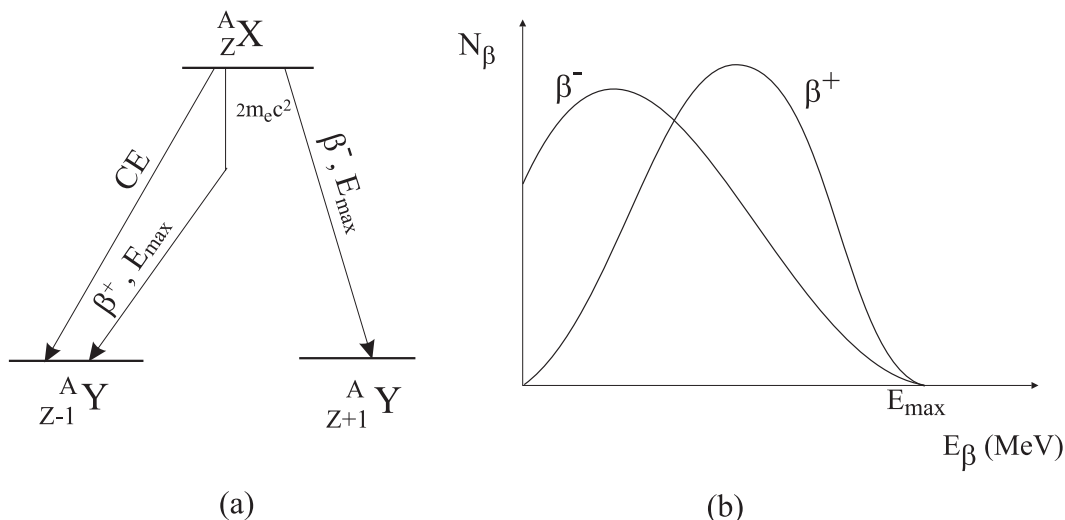


Figure 3.4: Schema de dezintegrare a unei surse β -active (a) și spectrul energetic al radiațiilor β^+ și β^- (b).

ale radiațiilor β^+ și β^- sunt prezentate în Figura 3.4.b.

Surse de radiații beta Deoarece aproape toți radionuclizii produși prin reacțiile nucleare sunt beta-activi, este foarte ușor să se producă o largă varietate de surse de radiații β . În particular, surse cu timpi de înjumătățire situați într-un domeniu foarte larg (de la microsecunde la mii de ani) se pot obține prin activare cu neutroni, adică prin iradierea unor probe formate din nuclee stabile în reactorii nucleari, unde sunt disponibile fluxuri de neutroni de $10^{10} - 10^{14}$ neutroni/(cm²s). Cele mai multe dezintegrări beta populează stări excitate în nucleele reziduale, stări care se pot dezexcita prin emisia de radiații gamma. Există un număr foarte restrâns de surse "beta pure", care emit doar radiații beta. Acestea sunt prezentate în Tabelul 3.2 Este important ca sursele de radiații beta să fie subțiri. În acest caz, numărul de interacții suferite de electroni (pozitroni) între momentul emisie și cel

Table 3.2: Surse de radiații beta pure

Radionuclid	$T_{1/2}$	E_{β}^{max} (MeV)
^3H	12.26 ani	0.0186
^{14}C	5730 ani	0.156
^{32}P	14.28 zile	1.710
^{33}P	24.4 zile	0.248
^{35}S	87.9 zile	0.167
^{36}Cl	3.1×10^5 ani	0.714
^{45}Ca	165 zile	0.252
^{63}Ni	92 ani	0.067
^{99}Tc	2.1×10^5 ani	0.292
^{147}Pm	2.62 ani	0.224
^{204}Tl	3.81 ani	0.766

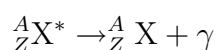
al părăsirii sursei este mic, ceea ce face ca modificarea spectrului energetic de emisie să fie nesemnificativă și să fie evitat fenomenul de autoabsorbție. Această constrângere este importantă în mod particular pentru sursele de pozitroni, deoarece aceștia se pot anihila în materialul sursei, producând un fond foarte puternic de fotoni de anihilare (cu energia de 511 keV).

Mai există și surse de electroni cu spectru discret (electroni de conversie sau electroni Auger) folosite în special pentru etalonarea lanțurilor spectroscopice.

3.3 Radiația gamma

Un nucleu aflat într-o stare excitată poate emite energia de excitație și trece în stare fundamentală sau într-o stare mai puțin excitată, sub formă radiativă (prin emisie de fotoni), sau neradiativă (cedând energia de excitație electronilor din atom), cele două tipuri de procese fiind în competiție.

Radiația electromagnetică emisă de un nucleu aflat în stare excitată care se dezintegrează radiativ se numește radiație gamma. Relația care descrie dezintegrarea γ este:



iar grafic se reprezintă conform schemei din Figura 3.5 Ca și radiația X caracteristică, radiația γ este tot de natură electromagnetică și interacționează cu substanța în mod asemănător. Deosebirea dintre cele două tipuri de radiații constă în originea lor: radiația γ este o radiație nucleară, în timp ce radiația X este radiație atomică. Din această deosebire esențială rezultă cea de a doua, referitoare la domeniul lor energetic: radiația X caracteristică are energii de ordinul KeV, iar radiația γ are energii de ordinul MeV. Există însă radiații X caracteristice "dure" care pot avea energii mai mari decât unele radiații γ "moi".

Energia disponibilă la o dezintegrare (dezexcitare) gamma reprezintă diferența dintre energiile stărilor inițială E_i și finală E_f între care are loc tranziția, deci nu poate avea decât valori discrete. Dacă se neglijează energia de recul a nucleului rezidual și lărgimea naturală de dezintegrare, atunci energia fotonului gamma este $E_\gamma \approx E_f - E_i$. Rezultă că spectrul energetic al radiației gamma este discret. În cele mai utilizate surse gamma de laborator, stările excitate

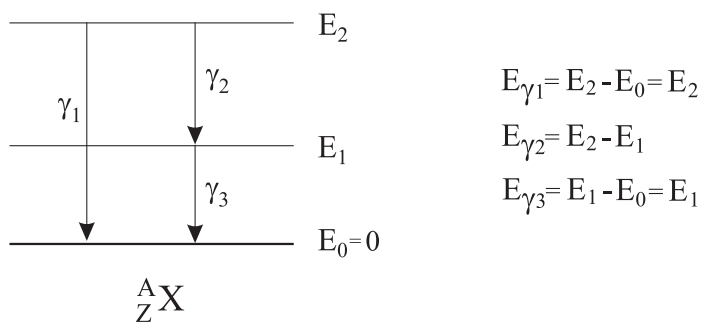


Figure 3.5: Schema dezintegrării gamma

sunt produse prin dezintegrarea beta (mai rar și alfa) a unui nucleu părinte. Deși dezintegrarea gamma este suferită de nucleul rezidual, printr-o extensie de limbaj spunem că sursa de radiații gamma este reprezentată de nucleul părinte. De exemplu, la dezintegrarea β^- a nuclidului ^{137}Cs se obține nucleul rezidual ^{137}Ba care, cu mare probabilitate (94.4%) este populat într-o stare excitată cu energia de 661 keV (vezi Figura 3.10). Deși fotonii cu energia de 661 KeV se obțin la dezintegrarea ^{137}Ba , afirmăm în mod uzual că sursa de ^{137}Cs emite acești fotoni. O exprimare corectă ar putea fi: în urma dezintegrării β^- a nuclidului ^{137}Cs se emit fotoni γ cu energia de 661 KeV.

În Tabelul 3.3 sunt prezentate energiile radiațiilor gamma specifice surselor

Table 3.3: Surse de radiații gamma

Nucleu părinte	Mod de dezintegrare	$T_{1/2}$ (zile)	E_γ (KeV)	Factor de schemă
^{22}Na	CE	950.8(9)	1274.542	0.99935(15)
^{57}Co	CE	271.79(9)	14.4127(4)	0.0916(15)
			122.0614(3)	0.8560(17)
			136.4743(5)	0.1068(8)
^{60}Co	β	1925.5(5)	1173.238(4)	0.99857(22)
			1332.502(5)	0.99983(6)
^{137}Cs	β	$1.102(6) \times 10^4$	661.660(3)	0.851(2)

de radiații des utilizate în laboratoarele de fizică nucleară. Sursele de laborator au în general activități de ordinul a 1-5 μ Ci, materialul radioactiv fiind încapsulat în discuri de plastic pentru a preveni împrăștierea materialului radioactiv în mediu.

Atunci când regulile de selecție nu favorizează sau interzic dezintegrarea unui nucleu aflat în stare excitată prin emisie de fotoni, nucleul cedează energia sa de excitație electronilor care orbitează în jurul său. În acest proces de *conversie internă* (CI) sunt emiși electroni de conversie, care au un *spectru energetic discret*, energia lor cinetică reprezentând diferența dintre energia cedată de nucleu și energia de legătură a electronului caracteristică păturii pe care se află. Cu cât electronii sunt mai legați (mai apropiați de nucleu), cu atât probabilitatea de a prelua energia cedată de nucleu este mai mare.

Competiția dintre dezintegrarea radiativă și cea neradiativă este descrisă de *coeficientul de conversie internă* (α_{CI}), definit ca raportul constantelor de dezintegrare ale celor două procese:

$$\alpha_{CI} = \frac{\lambda_{CI}}{\lambda_\gamma}. \quad (3.9)$$

3.4 Scheme de dezintegrare

Informațiile privitoare la mărimile care caracterizează stările nucleare, precum și cele care caracterizează tranzițiile nucleare între aceste stări, sunt

34 3. CARACTERISTICILE PRINCIPALELOR RADIAȚII NUCLEARE

furizate într-o formă compactă și accesibilă cu ajutorul *schemelor de dezintegrare*. Asemenea scheme, caracteristice dezintegrărilor α , β și γ au fost deja prezentate în Figurile 3.2.a, 3.4.a și 3.5. În Figura 3.6 este prezentată o

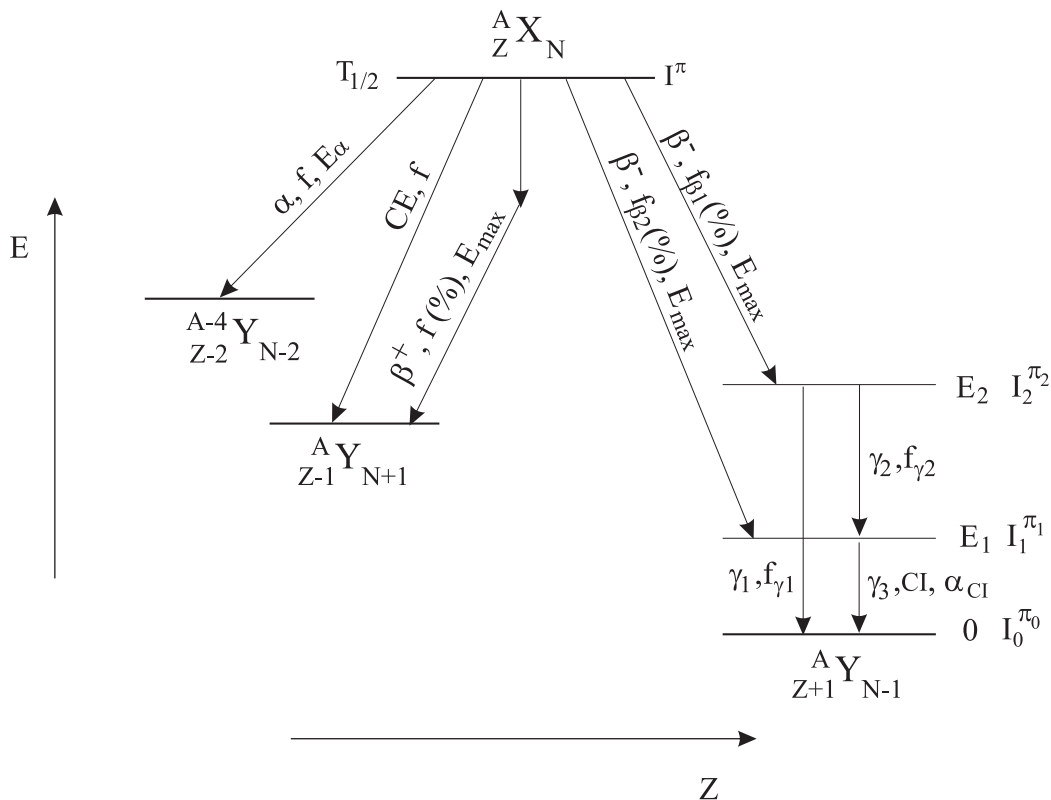


Figure 3.6: Schemă de dezintegrare

schemă de dezintegrare ipotetică menită să sintetizeze o parte din informațiile ce pot fi furnizate de acest tip de diagrame. Aceste informații se referă la modurile de dezintegrare și la probabilitatea cu care se produc, precum și la energiile, spinii, paritățile și timpii de înjumătățire ai stărilor nucleare implicate în procesele respective.

Fiecare stare nucleară este caracterizată de *factori de ramificare*. Factorul de ramificare definește probabilitatea ca un nucleu aflat într-o anumită stare nucleară să se dezintegreze într-un anumit mod. De exemplu, probabilitatea cu care nucleul ipotetic $^A_Z X$ din Figura 3.6 se dezintegrează din stare fundamentală prin emisia unei radiații β^- și se formează nucleul rezidual $^A_{Z+1} Y$

în starea excitată caracterizată de energia E_2 și spinul și paritatea $I_2^{\pi_2}$ este dată de factorul de ramificare f_{β_2} . Suma factorilor de ramificare ce descriu o stare nucleară este egală cu unitatea. Revenind la același exemplu, factorul de ramificare pentru radiația γ_2 ar putea să nu fie redat explicit pentru că s-ar putea deduce simplu din regula de sumă: $f_{\gamma_2} = 1 - f_{\gamma_1}$.

Fiecare radiație este caracterizată de un *factor de schemă*¹ definit ca probabilitatea ca la o dezintegrare să fie emisă radiația respectivă. Factorul de schemă al unei radiații emise de un nucleu aflat într-o anumită stare se calculează ca produsul dintre probabilitatea de populare a stării respective și factorul de ramificare al radiației de interes. De exemplu, pentru a calcula factorul de schemă al radiației γ_3 , adică probabilitatea ca la o dezintegrare să fie emisă această radiație, vom calcula mai întâi probabilitatea de populare (p) a stării caracterizate de energia, spinul și paritatea $E_1, I_1^{\pi_1}$:

$$p = f_{\beta_2}f_{\gamma_2} + f_{\beta_1}. \quad (3.10)$$

Această stare se dezintegrează atât radiativ, cât și neradiativ, raportul probabilităților de producere a celor două tipuri de procese fiind dat de coeficientul de conversie internă α_{CI} . Rezultă că probabilitatea de dezintegrare radiativă (f_{γ_3}) a acestei stări este:

$$f_{\gamma_3} = \frac{1}{1 + \alpha_{CI}}. \quad (3.11)$$

Pe baza acestor relații se poate calcula factorul de schemă al radiației γ_3 :

$$s_{\gamma_3} = [f_{\beta_2}f_{\gamma_2} + f_{\beta_1}] \cdot \frac{1}{1 + \alpha_{CI}}. \quad (3.12)$$

Pentru a exemplifica modul de "citire" (de interpretare) a unei scheme de dezintegrare, să alegem nuclidul ^{80}Br , a cărui schemă este prezentată în Figura 3.7. Radionuclidul ^{80}Br conține $Z = 35$ protoni și $N = 45$ neutroni. În stare fundamentală, are spinul $I^\pi = 1^+$ și timpul de înjumătățire $T_{1/2} = 18$ minute. Nuclidul este instabil față de dezintegrările β^+ , β^- și captură electronică (simbolizată prin CE sau ε):

1. Nucleul se dezintegrează β^- pe două căi:

- Cu probabilitatea $f_{\beta_1^-} = s_{\beta_1^-} = 76.5\%$ emite radiații beta cu energie maximă $E_{max}^{\beta_1^-} = 1990$ KeV și populează starea fundamentală (caracterizată de $I^\pi = 0^+$) a nucleului rezidual $^{80}_{36}\text{Kr}_{44}$.

¹În literatura de specialitate în limba engleză se folosește noțiunea de *intensitate* a radiației, exprimată de asemenea, în procente.

36 3. CARACTERISTICILE PRINCIPALELOR RADIAȚII NUCLEARE

- Cu probabilitatea $f_{\beta_2^-} = s_{\beta_2^-} = 14.5\%$ emite radiații beta cu energia maximă $E_{max}^{\beta_2^-} = 1370$ KeV și populează starea excitată cu energia $E^* = 620$ KeV și spinul $I^\pi = 2^+$ a nucleului rezidual ${}^{80}_{36}\text{Kr}_{44}$. Din această stare, nucleul rezidual trece în stare fundamentală prin emisia unei cuante gamma cu energia $E_\gamma = 620$ KeV. Se observă că $E_{max}^{\beta_1^-} = E_{max}^{\beta_2^-} + E_\gamma$.
- 2. Radionuclidul ${}^{80}_{35}\text{Br}_{45}$ se dezintegrează β^+ cu probabilitatea $f_{\beta_1^+} = s_{\beta_1^+} = 3.5\%$ și populează starea fundamentală nucleului rezidual ${}^{80}_{34}\text{Se}_{46}$. Energia maximă a pozitronilor este 866 KeV.
- 3. Captura electronică se produce cu probabilitatea $f_{CE} = s_{CE} = 5.5\%$ și conduce tot la popularea stării fundamentale a nucleului ${}^{80}_{34}\text{Se}_{46}$.

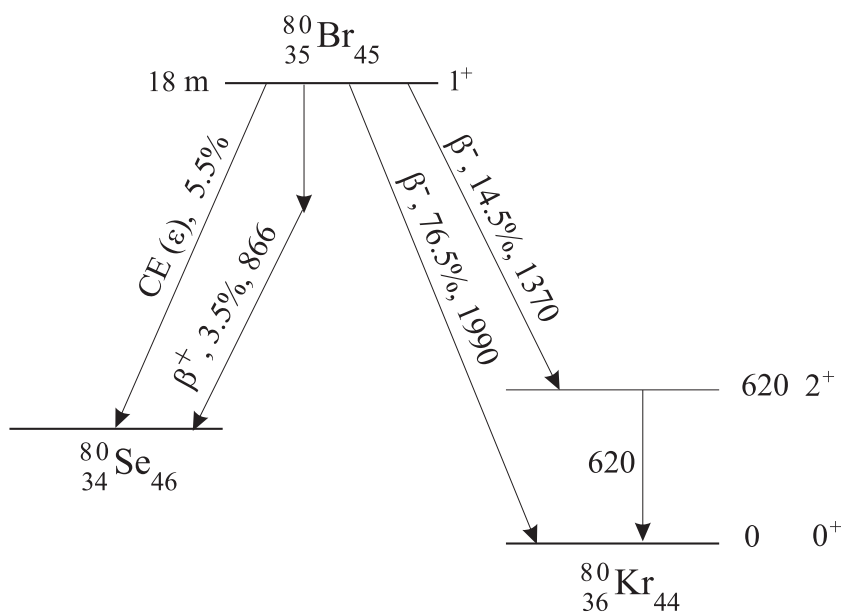


Figure 3.7: Schema de dezintegrare a radionuclidului ${}^{80}\text{Br}$

3.5 Surse radioactive utilizate în Laboratorul de Fizică Nucleară

În orice experiment de fizică nucleară se folosesc fascicule de particule emise de diverse surse. Sursele se pot împărți după mai multe criterii:

- tipul de particule emise: fotoni, electroni, particule α , neutroni, etc.;
- energia de emisie a acestor particule; domeniul energetic; spectru continuu sau discret;
- modul de producere al particulelor utilizate: dezintegrarea radioactivă, reacții nucleare, acceleratoare de particule, etc.

În laboratorul de fizică nucleară se utilizează drept surse mai ales izotopii radioactivi artificiali. Ca sursă de neutroni, se utilizează un amestec Pu-Be.

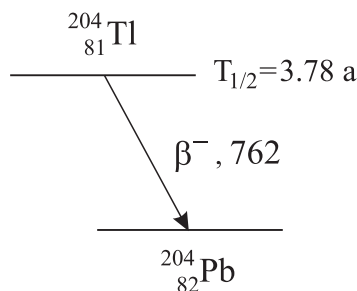
În continuare vor fi prezentate exclusiv sursele radioactive utilizate în lucrările de laborator propuse în această lucrare.

Surse de radiații α

În experimentele care urmează nu va fi utilizată direct o sursă de radiații α , dar în lucrarea "Atenuarea radiațiilor alcătuite din particule încărcate" este analizată o emulsie nucleară care a fost iradiată cu particule α emise de $^{212}_{83}\text{Bi}$ ($T_{1/2} = 60.5$ minute, $E_{\alpha} = 6.199$ MeV) și de $^{212}_{84}\text{Po}$ ($T_{1/2} = 0.3\mu\text{s}$, $E_{\alpha} = 8.945$ MeV).

Surse de radiații β

Pentru studiul atenuării radiației beta se utilizează una dintre sursele de radiații beta "pure" (neînsoțite de emisii gamma) și anume ^{204}Tl , a cărei schemă de dezintegrare este prezentată în Figura 3.8. Deși nu reprezintă surse radioactive în sensul clasic al cuvântului, timpul lor de înjumătățire fiind prea mic, prezentăm aici nucleele beta-active obținute prin activare cu neutroni în cadrul lucrării "Determinarea timpilor de înjumătățire prin metoda curbelor de dezintegrare". Este vorba de ^{52}V , ^{28}Al , ^{108}Ag și ^{110}Ag , nuclee ale căror scheme de dezintegrare sunt prezentate în Figura 3.9.

Figure 3.8: Schema de dezintegrare a ^{204}Tl

Surse de radiații γ

Radiațiile gamma utilizate în cadrul lucrărilor ”Determinarea activității unei surse” și ”Atenuarea radiației γ în substanță” sunt emise în urma dezintegrării nucleelor β^- -active ^{137}Cs și ^{60}Co ale căror scheme de dezintegrare sunt prezentate în Figura 3.10.

Prin dezintegrarea β^- a radionuclidului ^{137}Cs , nucleul rezidual se populează cu o probabilitate de 92% în starea excitată cu energia de 661 KeV. Această stare se dezexcită radiativ și neradiativ, coeficientul de conversie internă fiind $\alpha_{CI} \approx 10\%$. Rezultă că folosind o sursă de ^{137}Cs se obțin radiații gamma monoenergetice cu energia $E_\gamma = 661 \text{ KeV}$ și factorul de schemă:

$$s_\gamma = f_\beta \cdot \frac{1}{1 + \alpha_{CI}} \approx 0.944 \cdot \frac{1}{1 + 0.1} \approx 0.85. \quad (3.13)$$

La dezintegrarea β^- a unui radionuclid ^{60}Co se obțin două radiații gamma emise în cascadă: prima are energia $E_{\gamma 1} = 1170 \text{ KeV}$ și factorul de schemă $s_{\gamma 1} \approx 1$, iar cea de a doua are energia $E_{\gamma 2} = 1330 \text{ KeV}$ și factorul de schemă $s_{\gamma 2} = 1$.

Surse de neutroni

Neutronii liberi se obțin ca rezultat al reacțiilor nucleare. Spectrul energetic al neutronilor depinde de tipul reacției, situându-se în general în domeniul MeV-ilor. Una din cele mai utilizate reacții nucleare pentru producerea neutronilor este chiar cea care a condus la descoperirea neutronului: $^9_4\text{Be} + ^4_2\alpha \rightarrow ^{12}_6\text{C} + ^1_0\text{n}$. Cele mai utilizate surse de neutroni conțin nuclee actinide α -active care, sub formă metalică, formează un aliaj stabil cu Be. În

3.5. SURSE RADIOACTIVE UTILIZATE ÎN LABORATORUL DE FIZICĂ NUCLEARĂ 39

Laboratorul nostru de Fizică Nucleară se utilizează ca emițător de particule α nuclidul ^{239}Pu , motiv pentru care sursa de neutroni se numește Pu-Be. Această sursă are o intensitate de 10^7 neutroni/s, iar spectrul neutronilor emiși este continuu, cu valori între 0-11 MeV. Compusul Pu-Be este capsulat într-un cilindru sudat de Ta, aflat într-un cilindru de oțel, plasat în centrul unui bac cu diametrul de 80 cm, umplut cu apă, folosită ca moderator.

40 3. CARACTERISTICILE PRINCIPALELOR RADIAȚII NUCLEARE

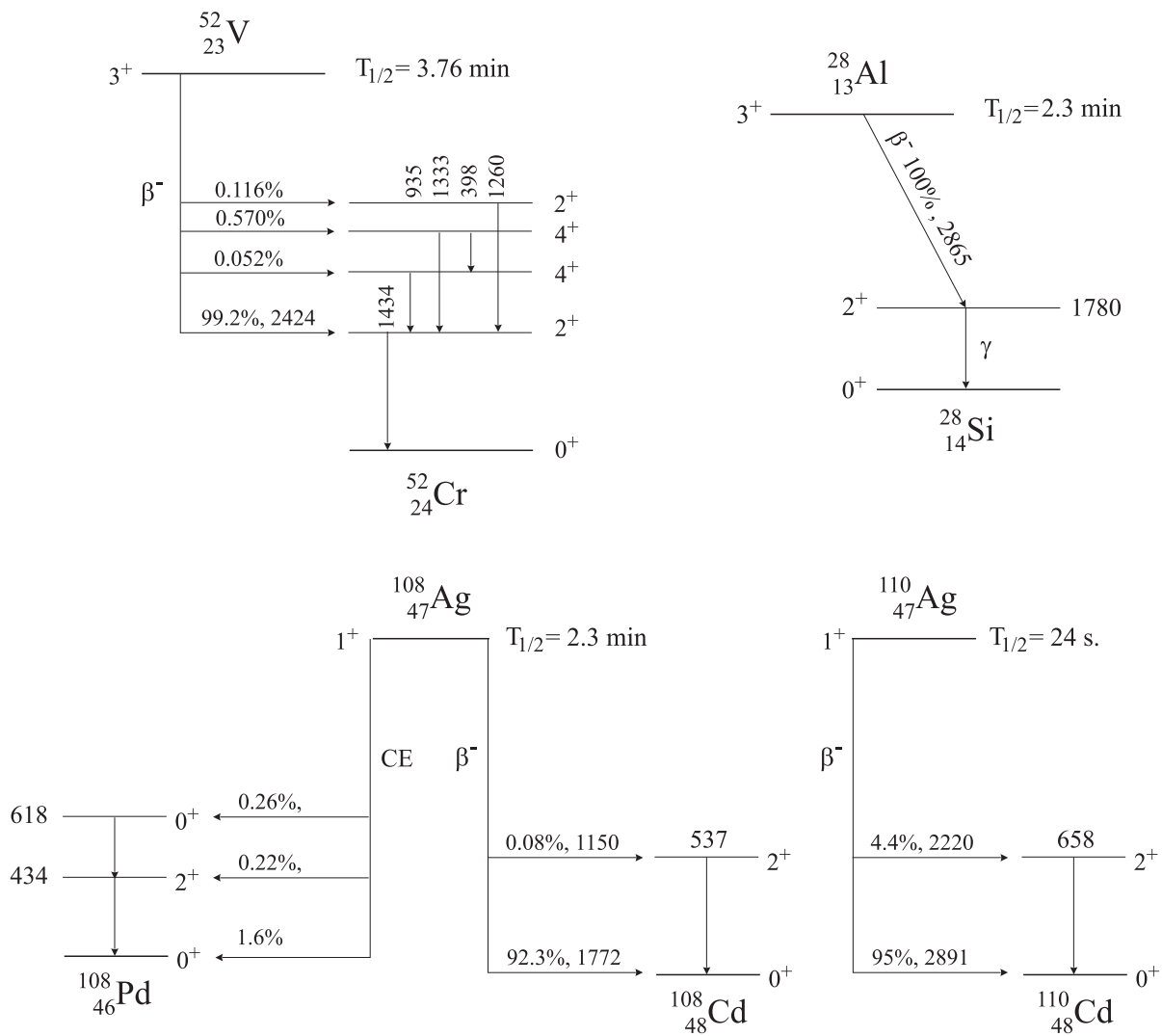


Figure 3.9: Scheme de dezintegrare

3.5. SURSE RADIOACTIVE UTILIZATE ÎN LABORATORUL DE FIZICĂ NUCLEARĂ41

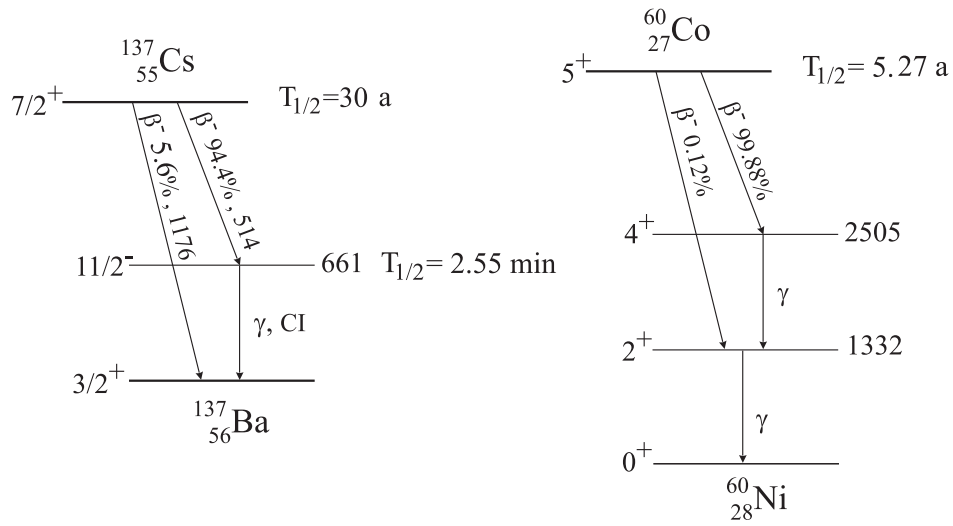


Figure 3.10: Scheme de dezintegrare

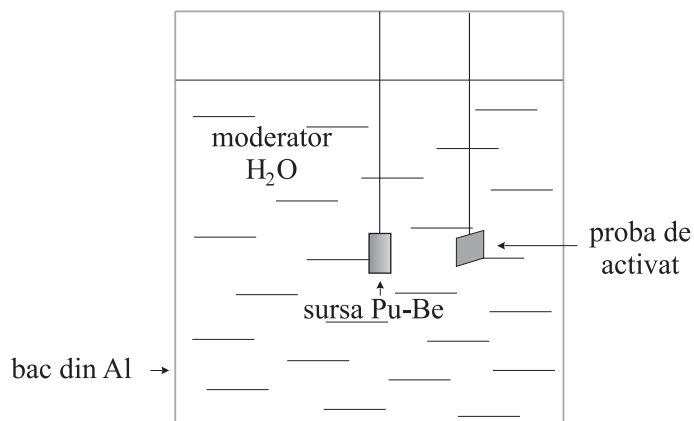


Figure 3.11: Amplasarea sursei de neutroni

4

Noțiuni despre interacția radiațiilor cu substanța

Radiațiile nucleare interacționează cu substanța și depun o parte din energia lor în mediul prin care se deplasează, dar ele nu sunt direct accesibile simțurilor umane. Singura metodă de a stabili prezența radiațiilor și de a obține informații despre caracteristicile lor este de a studia efectele produse în urma interacției cu substanța. Rezultă că studiul radiațiilor nucleare, inclusiv procesul de detecție, ca și utilizarea radiațiilor nucleare în diferite aplicații, necesită cunoașterea mecanismelor de interacție a radiațiilor cu substanța.

Studiul interacției radiației cu substanța presupune cunoașterea modificărilor care apar atât la nivelul radiației cât și al substanței. Radiația este în general caracterizată de intensitatea fasciculului incident (pe substanța cu care urmează să interacționeze), fascicul definit de forma (paralel, divergent), direcția de propagare și spectrul energetic al particulelor care îl alcătuiesc. Orice modificare a acestor parametri care definesc fasciculul inițial, produsă de împrăștiere sau absorbție în timpul deplasării prin mediul respectiv conduce la modificarea intensității fasciculului de radiație. În majoritatea cazurilor, gradul de modificare a intensității fasciculului este corelat cu valoarea energiei depuse de radiație în substanță. După cum se va vedea din secțiunile care urmează, energia depusă de radiație se regăsește în substanță cel mai adesea sub formă de: energie cinetică a unor particule încărcate electric (electroni, pozitroni), radiație X (caracteristică sau de frânare), apariția unor perechi particulă-antiparticulă, etc. Transformarea energiei depuse de radiație în aceste noi forme permite detecția radiațiilor.

În fizica atomică și nucleară probabilitatea de interacție dintre un proiectil

44 4. NOȚIUNI DESPRE INTERACȚIA RADIAȚIILOR CU SUBSTANȚA

și o țintă este descrisă de o mărime numită *secțiune eficace microscopică de interacție* σ . Unitatea de măsură pentru secțiunea eficace de interacție este *barn*-ul, definit de relația:

$$1\text{b} = 10^{-28} \text{ m}^2.$$

De multe ori se utilizează și *secțiunea eficace macroscopică de interacție* $\Sigma = n\sigma$, unde n reprezintă numărul de ținte (nuclee, electroni etc.) din unitatea de volum.

Mărimile fizice care descriu interacția radiațiilor nucleare cu mediul pe care îl străbat trebuie să depindă atât de parametri caracteristici radiației cât și de parametri specifici mediului. Cel mai adesea, pentru un anumit tip de radiație, aceștia sunt energia radiației și numărul atomic al substanței.

Mecanismele de interacție sunt specifice diferitelor tipuri de radiații. În cele ce urmează, vor fi trecute în revistă principalele moduri de interacție cu substanța ale: particulelor încărcate, fotonilor și neutronilor.

4.1 Interacția particulelor încărcate cu substanța

Particulele încărcate își pierd energia atunci când parcurg un mediu material prin următoarele mecanisme:

- Interacția coulombiană cu electronii și nucleele
- Emisia de radiație electromagnetică de frânare (bremsstrahlung)
- Interacții nucleare
- Emisia de radiație Cerenkov¹.

Ponderea acestor procese depinde de mai mulți factori, printre care masa și energia particulelor. În cele ce urmează suntem interesați de particulele încărcate care alcătuiesc radiațiile nucleare emise de sursele izotopice din laborator. La energiile acestor radiații, interacțiile nucleare au secțiuni cu multe ordine de mărime mai mici decât interacțiile electromagnetice, iar probabilitatea de emisie a radiației Cerenkov este nesemnificativă. Rezultă că mecanismele de interacție dominante în domeniul energiilor de interes sunt interacția coulombiană cu electronii și nucleele și emisia radiației de frânare și la acestea ne vom referi în continuare.

¹Radiația Cerenkov este radiație electromagnetică vizibilă emisă de particulele care transversează un mediu material cu viteze mai mari decât viteza luminii în acel mediu.

Interacțiunile coulombiene

O particulă încărcată electric, care se deplasează într-un mediu material, interacționează coulombian atât cu electronii atomici, distribuiți pe o rază de 10^{-10}m (proces caracterizat de secțiunea eficace de interacție σ_A), cât și cu sarcina electrică nucleară, distribuită pe o rază de ordinul a 10^{-14}m (proces caracterizat de secțiunea eficace de interacție σ_N). Dacă, într-o primă aproximație, secțiunea eficace de interacție ar fi considerată egală cu aria geometrică a țintei, atunci raportul celor două secțiuni ar fi: $\sigma_A/\sigma_N = (10^{-10})^2/(10^{-14})^2 \simeq 10^8$. Deși, în realitate, diferența dintre probabilitățile de interacție Coulombiană cu electronii atomici și cu nucleul nu este chiar atât de mare, totuși interacția cu sarcina pozitivă a nucleului nu este importantă pentru pierderea de energie a particulei încărcate. Acest lucru este cu atât mai adevărat cu cât diferența între masa nucleului și masa particulei încărcate studiate este mai mare. În continuare, interacția coulombiană cu sarcina electrică a nucleelor va fi neglijată.

Interacțiunile coulombiene ale particulelor încărcate cu atomii pot produce ionizări și excitări:

- Ionizarea apare atunci când electronii atomici primesc de la particula încărcată x o energie E_x mai mare decât energia lor de legătură B , ceea ce le permite să părăsescă atomul și să devină particule libere cu energia cinetică $E = E_x - B$. Ei vor produce la rândul lor excitări și ionizări până își vor pierde energia cinetică.
- Excitarea este un proces în care particula incidentă transferă energie unui electron atomic pe care îl deplasează pe o stare energetică superioară. Într-un interval de timp de ordinul femtosecunde (timpul mediu de viață al stării excitate), electronul revine pe starea inițială, emițând radiații X caracteristice și/sau electroni Auger.

Emisia radiației de frânare

Orice particulă încărcată electric care are o mișcare accelerată sau decelerată pierde o parte din energia sa cinetică prin emisie de radiație electromagnetică, numită radiație de frânare sau *bremstrahlung*. Spectrul energetic al acestei radiații este continuu, cu energia maximă egală cu energia cinetică inițială a particulei. Electrodinamica clasică prezice faptul că o sarcină electrică accelerată emite radiație de frânare cu intensitatea proporțională cu pătratul accelerației.

46 4. NOȚIUNI DESPRE INTERACȚIA RADIAȚIILOR CU SUBSTANȚA

Forța coulombiană care apare între o particulă cu sarcina electrică ze și masa M și un atom din mediul pe care îl străbate cu numărul atomic Z , când se află la distanța r este:

$$F \sim \frac{zeZe}{r^2}. \quad (4.1)$$

unde r este distanța dintre cele două sarcini. Accelerația particulei incidente este deci:

$$a = \frac{F}{M} \sim \frac{zZe^2}{M}, \quad (4.2)$$

cea ce conduce la următoarea expresie pentru intensitatea radiației de frânare emise:

$$I \sim a^2 \sim \left(\frac{zZe^2}{M}\right)^2 \sim \frac{z^2Z^2}{M^2}. \quad (4.3)$$

Din această relație se pot trage următoarele concluzii:

- Intensitatea radiației de frânare este cu atât mai mare cu cât masa particulei este mai mică. Așadar, ne așteptăm ca pierderea de energie prin emisie de radiație de frânare să fie mult mai semnificativă pentru electroni și pozitroni decât pentru protoni sau particule alfa.
- Radiația de frânare este mai intensă în medii cu Z mai ridicat.

În concluzie, principalele mecanisme prin care radiațiile nucleare emise de surse izotopice, alcătuite din particule încărcate (în particular radiațiile α și β), își depun energia în mediu sunt interacțiunile coulombiene cu atomii (în urma cărora se produc excitări și ionizări) și emisia radiației de frânare. În continuare, vor fi prezentate mărimile fizice care caracterizează depunerea de energie de către particulele încărcate în mediul pe care îl străbat.

4.1.1 Putere de stopare și parcurs

Există două mărimi fizice, strâns legate, care se utilizează de obicei pentru a caracteriza modul în care particulele încărcate își pierd energia în urma interacțiilor cu substanța pe care o străbat:

- pierderea liniară de energie sau puterea de stopare (liniară sau masică);
- parcursul (liniar sau masic).

4.1. INTERACȚIA PARTICULELOR ÎNCĂRCATE CU SUBSTANȚA 47

Puterea de stopare liniară S_l se definește ca raportul dintre energia dE pierdută de o particulă încărcată atunci când străbate o grosime dx de substanță și valoarea acelei grosimi:

$$S_l = -\frac{dE}{dx} \quad (\text{MeV/cm}). \quad (4.4)$$

Puterea de stopare masică se definește ca $S_m = dE/d(\rho x)$ (unde ρ este densitatea materialului cu care are loc interacția) și se măsoară de obicei în $\text{MeV cm}^2/\text{g}$. Trebuie remarcat faptul că definițiile anterioare se referă numai la o valoare medie pentru procesul de pierdere de energie. Această valoare medie are sens deoarece procesul de stopare este compus dintr-o mulțime de ciocniri succesive în care particula își pierde energia în mod discret.

Calculul pierderii liniare de energie (prin excitări și ionizări atomice) poate fi făcut în diverse grade de complexitate. În cadrul mecanicii cuantice, pierderea liniară de energie se calculează cu ajutorul relației Bethe-Bloch. Pentru particulele încărcate grele, cu energii nu foarte mari, această relație este de forma:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (4.5)$$

în care:

- v este viteza particulei; $\beta = v/c$;
- z este sarcina particulei;
- n_e reprezintă concentrația electronilor în mediul străbătut; $n_e = nZ$ unde Z este numărul atomic, iar n reprezintă numărul atomilor din unitatea de volum în mediu;
- m_e este masa de repaus a electronului;
- I reprezintă potențialul mediu de ionizare al atomilor mediului;

În cazul electronilor, mai apar termeni suplimentari legați de mișcarea lor relativistă și de efecte cuantice de schimb care apar datorită identității particulelor în interacție (electron-electron).

Relația (4.5) relevă următoarele dependențe importante ale puterii de stopare:

$$\frac{dE}{dx} \sim z^2 n_e \varphi(v) \quad (4.6)$$

adică:

- este independentă de masa particulei;

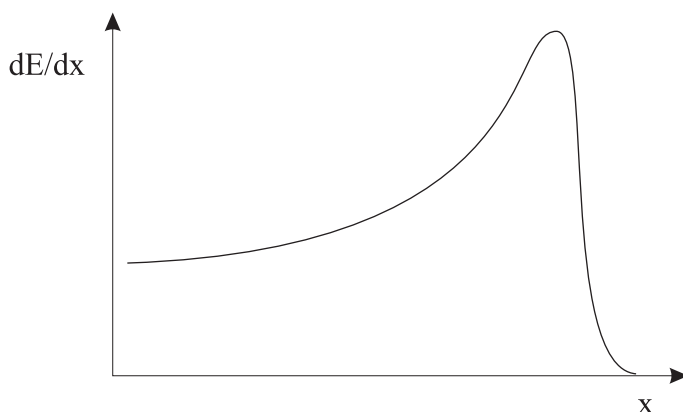


Figure 4.1: TCurba Bragg

- este proporțională cu pătratul sarcinii electrice a particulei;
- depinde de viteza particulei, mai precis scade cu creșterea vitezei;
- este proporțională cu concentrația electronilor în materialului atenuator.

În Figura 4.1 este ilustrată indirect dependența de viteză a pierderii liniare de energie a unei particule încărcate, prin reprezentarea puterii de stopare în funcție de adâncimea de pătrundere în material. Această reprezentare este cunoscută sub numele de *curba Bragg*. Se poate observa o creștere a puterii de ionizare spre sfârșitul traiectoriei, unde particula are o viteză mai mică. Acest comportament are aplicații deosebite în radio-terapie, unde se dorește iradierea puternică a unor tumori maligne aflate în interiorul organismului, fără a afecta puternic țesuturile exterioare.

Dacă particula încărcată se deplasează într-un mediu care este compus dintr-un amestec de L elemente chimice pure, atunci puterea de stopare a compusului este dată de relația:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{\text{compus}} = \sum_{i=1}^L w_i \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \quad (4.7)$$

în care

ρ = densitatea compusului

ρ_i = densitatea elementului i

w_i = fracția masică a elementului i

Parcursul (X) este o mărime a cărei definiție este legată de grosimea minimă de material în care un fascicul monoenergetic de particule încărcate

4.1. INTERACȚIA PARTICULELOR ÎNCĂRCATE CU SUBSTANȚA 49

își pierde complet energia cinetică. Având în vedere că procesul de încetinire a particulelor încărcate este o succesiune de împrăștiiri inelastice, parcursul este o mărime care se poate defini doar într-o manieră statistică. In cele ce urmează, prin parcurs liniar X se va înțelege distanța medie străbătută în material până la pierderea energiei cinetice. Parcursul masic reprezintă produsul dintre parcursul liniar și densitatea materialului cu care are loc interacția $X_m = \rho X$ și se măsoară în g/cm^2 .

Din punct de vedere teoretic, valoarea medie a parcursului unei particule încărcate având energia cinetică E se poate evalua prin integrarea puterii de stopare:

$$X = \int_0^E \frac{dE}{S(E)} = \int_0^E \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (4.8)$$

relație valabilă în aproximația încetirii continue a particulei în mediu. Această integrală reprezintă o estimare a lungimii traiectoriei parcurse de o particulă cu energia inițială E până la oprire ($E = 0$). Pentru particulele încărcate grele (protoni, alfa, ioni grei) aproximația încetirii continue este bună și prin urmare integrala anterioară este o bună aproximație pentru parcurs. În practică însă, apar diferențe semnificative între teorie și valorile experimentale la valori mici ale energiei. De aceea au fost stabilite diferite formule semiempirice care exprimă valoarea parcursului în funcție de energia cinetică particulelor. Pe baza unor astfel de formule au fost calculate valorile pierderilor de energie și ale parcursurilor particulelor încărcate prezentate în acest capitol și în cadrul lucrării "Atenuarea radiațiilor alcătuite din particule încărcate". Principala concluzie a analizelor teoretice și experimentale este că parcursurile liniare depind de masa, sarcina și energia particulei încărcate și de numărul atomic al substanței cu care interacționează. Parcursurile liniare ale unui anumit tip de particulă (alfa, proton, electron) depind de energia particulelor și de numărul atomic al substanței. Parcursurile masice au o dependență slabă de numărul atomic al substanței străbătute. Într-o primă aproximație se poate considera că parcursurile masice nu depind de natura substanței cu care are loc interacția.

4.1.2 Interacția particulelor încărcate grele cu substanța

Prin particule încărcate grele se înțeleg particule α , protoni, deuteroni, ioni grei, etc. Din cele spuse în secțiunea anterioară rezultă că principalul mecanism de pierdere a energiei de către particulele încărcate grele este împrăștierea

50 4. NOȚIUNI DESPRE INTERACȚIA RADIAȚIILOR CU SUBSTANȚA

Table 4.1: Pierderea de energie masică (în MeV cm²/g) și parcursul masic (în MeV g/cm²) al particulelor α în aluminiu ($\rho_{Al}=2.69$ g/cm³).

E_α	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_m^{atom}$	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_m^{nucl}$	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_m^{tot}$	X_m
1	1225	1.796	1226	.0009343
2	984.9	1	985.9	.001845
3	821	.7062	821.7	.002961
4	698.6	.5506	699.1	.004283
5	604.8	.4535	605.3	.005825
6	535.7	.3867	536.1	.007585
7	482.4	.3379	482.7	.009554
8	439.8	.3004	440.1	.01173
9	405.1	.2708	405.3	.0141
10	376	.2468	376.2	.01666

coulombiană pe electronii atomici. În cazul particulelor grele, cum sunt particulele α , poate fi aplicată aproximația încetirii continue, iar parcursul liniar poate fi estimat integrând pierderea liniară de energie (relația 4.8), deoarece traiectoria este o dreaptă, iar lungimea sa coincide practic cu parcursul.

Caracterul liniar al traiectoriei particulelor grele prin substanță se datorează faptului că electronii (cu care interacționează în principal) au mase cu trei ordine de mărime mai mici și au o distribuție aproape omogenă în material, ceea ce face foarte puțin probabilă devierea particulei α de la direcția inițială de mișcare, iar interacția cu sarcina electrică nucleară nu produce la rândul său deviații mari, așa cum prevede și dependența unghiulară a secțiunii Rutherford.

În Tabelul 4.1 sunt prezentate pierderile de energie masice corespunzătoare interacțiilor atomice și nucleare, precum și parcursurile masice ale particulelor α în aluminiu. Se pot observa diferența mare dintre cele două tipuri de interacții și valorile relativ mici ale parcursului masic.

4.1.3 Interacția particulelor încărcate ușoare cu substanța

Prin particule încărcate ușoare vom înțelege în cele ce urmează electroni și pozitroni. Aceștia își pierd energia producând excitări și ionizări și emițând radiație de frânare. Pierderea de energie totală reprezintă suma pierderilor de energie prin ionizări și excitări și prin emisie de radiație de frânare în câmpul electromagnetic al nucleului și al electronilor atomici:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (4.9)$$

Se definește *energia critică* (E_c) ca fiind energia electronilor (pozitronilor) incidenți pentru care pierderea de energie în modul radiativ egalează pierderea de energie prin coliziuni atomice:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \quad \text{pentru } E = E_c \quad (4.10)$$

Valorile energiei critice sunt de ordinul zecilor de MeV ($E_c^{aer}=100$ MeV, $E_c^{apa}=92$ MeV, $E_c^{Pb}=9.51$ MeV, $E_c^{NaI}=17.4$ MeV).

Pozitronii mai suferă în plus și procese de anihilare cu electronii în câmpul electromagnetic atomic și nuclear, emițând, cel mai probabil, două cuante gamma la 180° , fiecare cu o energie egală cu energia de repaus a electronului (511 KeV).

Datorită masei reduse a electronilor comparativ cu masa protonilor sau a particulelor alfa, ciocnirile inelastice cu electronii atomilor mediului deviază puternic particulele incidente ușoare de la traiectoria inițială, producând accelerații semnificative. Radiația de frânare fiind produsă cu o intensitate proporțională cu pătratul accelerației particulei, rezultă că pierderea de energie datorată emisiei de radiație de frânare va crește puternic cu energia electronilor sau a pozitronilor incidenți.

Lungimea traiectoriei particulelor ușoare diferă semnificativ de valoarea parcursului liniar, definit ca distanța medie străbatută până la pierderea energiei cinetice. Aproximația încetینirii continue nu este valabilă în acest caz, iar parcursul se estimează în principal pe baza relațiilor semiempirice. Dispersia valorilor parcursurilor particulelor încărcate ușoare de aceeași energie este mult mai mare decât dispersia obținută în cazul particulelor încărcate grele.

52 4. NOȚIUNI DESPRE INTERACȚIA RADIAȚIILOR CU SUBSTANȚA

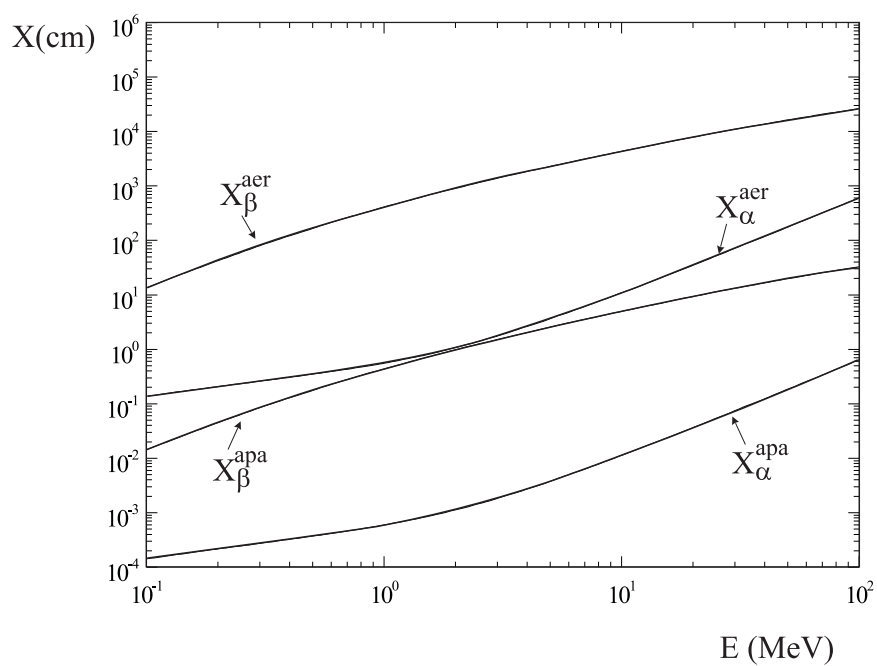


Figure 4.2: Parcursul particulelor α și β în aer și apă în funcție de energia lor cinetică.

4.2 Interacția radiației γ cu substanța

Principalele procese prin care radiațiile gamma transferă energie mediilor pe care le străbat sunt:

- efectul fotoelectric;
- împrăștierea Compton;
- producerea de perechi electron-pozitron.

Radiațiile γ pot induce și reacții nucleare, dar aceste procese au secțiuni eficiente de producere cu multe ordine de mărime mai mici decât cele menționate anterior și în cele ce urmează vor fi neglijate.

Interacția fotonilor γ sau X cu substanța diferă fundamental de interacția particulelor încărcate cu substanța. Radiația γ este mult mai penetrantă în substanță, consecință a faptului că cele trei procese menționate au secțiuni de producere mai mici decât secțiunea de împrăștiere inelastică pe atomi (procesul de interacție dominant al particulelor încărcate).

Pentru a caracteriza interacția fotonilor cu substanța, se introduce *coeficientul de atenuare liniar* μ , care exprimă probabilitatea ca un foton să interacționeze pe unitatea de lungime și se măsoară de obicei în cm^{-1} . Se folosește adesea și *coeficientul de atenuare masic*, definit ca $\mu_m = \mu/\rho$, unde ρ este densitatea mediului străbătut, iar unitatea de măsură este cm^2/g . Coeficientul liniar de atenuare μ este proporțional cu secțiunea eficace de interacție, factorul de proporționalitate fiind numărul de atomi din unitatea de volum N :

$$\mu = N\sigma = \frac{\rho N_A}{A}\sigma, \quad (4.11)$$

unde N_A este numărul lui Avogadro, ρ este densitatea materialului, iar A reprezintă numărul de masă al acestuia. În relația de mai sus, secțiunea eficace σ reprezintă secțiunea totală de interacție prin efect fotoelectric, Compton și generare de perechi. În mod similar, μ reprezintă coeficientul total de atenuare și reprezintă suma coeficienților parțiali, corespunzători celor trei tipuri de procese:

$$\mu = \mu_f + \mu_C + \mu_p. \quad (4.12)$$

Am menționat la începutul capitolului, că mărimile care descriu interacția radiațiilor cu substanța depind atât de proprietăți ale radiației, cât și de proprietăți ale substanței. Coeficientul de atenuare liniar caracterizează interacția fotonilor cu substanța și depinde de energia radiației și de numărul

atomic al mediului în care se propagă:

$$\mu = \mu(E_\gamma, Z). \quad (4.13)$$

Coeficienții de atenuare liniari și masici sunt tabelați. Coeficientul total de atenuare masic pentru un mediu alcătuit dintr-un amestec de mai multe elemente se calculează prin relația

$$\mu_c = \sum_i w_i \mu_i \quad (4.14)$$

unde μ_c este coeficientul masic de atenuare al compusului, $\{\mu_i\}$ reprezintă coeficienții masici de atenuare ai elementelor componente, iar $\{w_i\}$ reprezintă ponderile masice ale elementelor componente.

În continuare, vor fi descrise pe scurt cele trei mecanisme de interacție ale radiației γ și dependențele coeficienților de atenuare parțiali de energia fotonilor și numărul atomic al mediilor străbătute.

- **Efectul fotoelectric** constă în interacția dintre foton și un electron legat în atom, în urma căreia fotonul este absorbit, iar electronul este eliberat din atom. Deoarece un electron liber nu poate absorbi complet energia unui foton conservând în același timp impulsul, efectul fotoelectric apare întotdeauna în interacția cu electronii legați, nucleul preluând o parte din impuls, pentru a putea fi satisfăcută simultan atât conservarea energiei cât și a impulsului. Cu cât electronul este legat mai puternic, cu atât crește probabilitatea de producere a efectului fotoelectric, cu alte cuvinte coeficientul de atenuare prin efect fotoelectric pentru electroni de pe pătura K este mai mare decât coeficientul de atenuare pentru electroni de pe pătura L, etc ($\mu_{fK} > \mu_{fL} > \mu_{fM\dots}$). Energia cinetică a fotoelectronilor extrași de pe pătura i este:

$$E_{fe_i} = E_\gamma - B_i, \quad (i = K, L, M\dots), \quad (4.15)$$

unde E_γ reprezintă energia fotonului incident, iar B_i reprezintă energia de legătură a electronului corespunzătoare diferitelor pături din atom. Rezultă că fotoelectronii au un spectru discret. Locul liber (vacanță) apărut în păturile atomice în urma emisiei fotoelectronului poate conduce la emisia razelor X caracteristice sau a electronilor Auger. Ca urmare, energia fotonului depusă în mediu se regăsește sub formă de energie cinetică a fotoelectronilor, radiații X caracteristice și/sau energie cinetică a electronilor Auger.

Deși tratarea riguroasă a fotoefectului se face în cadrul electrodinamicii cuantice, se poate obține și pe cale fenomenologică, următoarea estimare simplă a dependenței coeficientului de atenuare prin efect fotoelectric de energia fotonului E_γ și de numărul atomic al atomului țintă Z :

$$\mu_f \sim \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (4.16)$$

în care parametrul numeric n variază între 4 și 5 în funcție de domeniul energetic al radiației incidente.

În concluzie, în urma efectului fotoelectric, fotonii dispar din fascicul fiind absorbiți, apar fotoelectroni cu spectru discret și radiații X caracteristice sau electroni Auger. Probabilitatea de apariție a efectului fotoelectric crește cu scăderea energiei fotonilor γ și cu creșterea numărului atomic al materialului străbătut.

- **Efectul Compton** constă în împrăștierea fotonilor pe electroni liberi sau slab legați. În condiții normale, electronii din solid nu sunt liberi ci sunt legați, cu energii de legătură de ordinul electronvoltului (eV). Dacă fotonii incidenți au energii de ordinul keV, atunci electronii pot fi considerați liberi. Spre deosebire de cazul fotoefectului, în urma efectului Compton, fotonul nu este absorbit (nu dispăre), el este doar împrăștiat, adică își modifică energia și direcția de mișcare. Energia pierdută de foton este transmisă sub formă de energie cinetică electronului Compton. Variația lungimii de undă a fotonului și, implicit, energia pierdută de acesta depind de unghiul de împrăștiere (vezi Figura 4.4), conform legii lui Compton:

$$\Delta\lambda = \Lambda_C(1 - \cos\theta) \quad \Lambda_C = h/m_e c = 2\pi \cdot 3.861 \cdot 10^{-13} \text{ m} \quad (4.17)$$

a cărei formulare echivalentă în funcție de energia fotonului incident $h\nu$ și a fotonului împrăștiat $h\nu'$ este:

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}, \quad \gamma = h\nu/m_e c^2, \quad m_e c^2 = 511 \text{ KeV}. \quad (4.18)$$

Relația pentru calculul energiei cinetice preluate de electronul Compton este:

$$E_{C_e}(\theta) = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}. \quad (4.19)$$

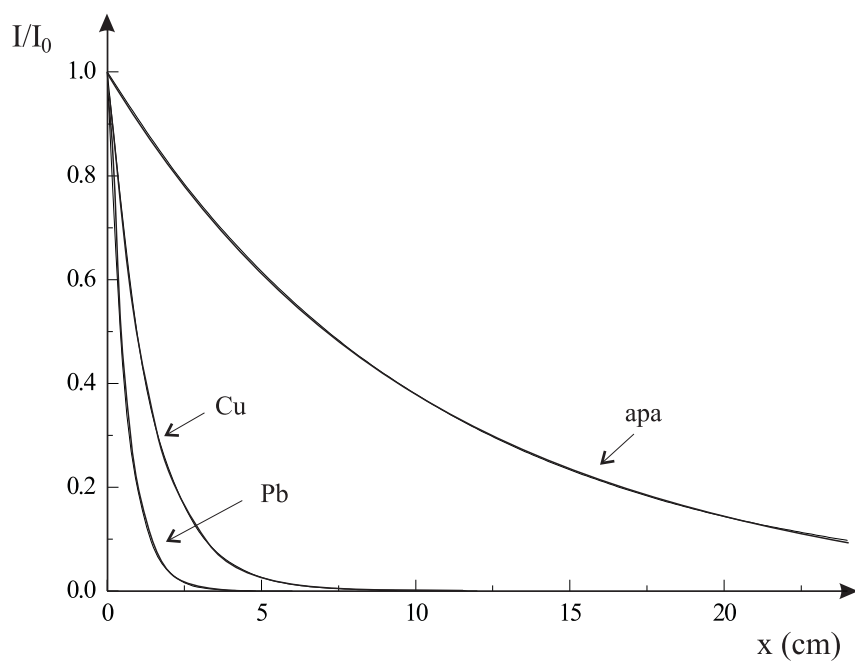


Figure 4.3: Atenuarea exponențială a intensității unui fascicul de fotoni cu energia de 511 KeV la propagarea prin diferite medii cu coeficienții de atenuare: $\mu_{apa} = 0.097 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_{Cu} = 0.727 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_{Pb} = 1.650 \text{ cm}^{-1}$.

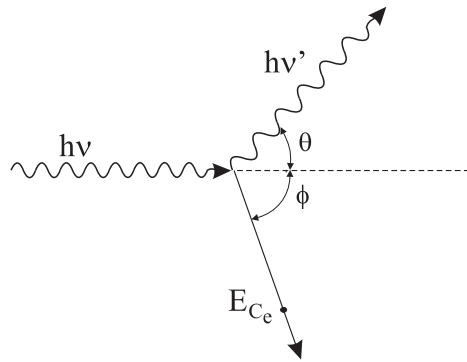


Figure 4.4: Cinematica împrăștierii Compton

din această relație se observă imediat că spectrul energetic al electronilor Compton este conținut și are limitele:

$$E_{C_e}^{min} = E_{C_e}(\theta = 0) = 0, \quad E_{C_e}^{max} = E_{C_e}(\theta = \pi) = h\nu \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma}. \quad (4.20)$$

Se observă că $E_{C_e}^{max} < E_\gamma$, ceea ce arată că fotonul cedează numai o parte din energia sa.

Calculul secțiunii eficace pentru împrăștieria Compton a constituit una din primele aplicații ale electrodinamicii cuantice și a condus la formula Klein-Nishina pentru distribuția unghiulară:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos(\theta))]^2} \left(1 + \cos^2(\theta) + \frac{\gamma^2(1 - \cos(\theta))^2}{1 + \gamma(1 - \cos(\theta))} \right) \quad (4.21)$$

în care r_e este raza clasică a electronului:

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_c^2} = 2.8179 \cdot 10^{-15} \text{ m}. \quad (4.22)$$

În concluzie, în urma efectului Compton, fotonii dispar din fascicul deoarece își schimbă energia și direcția de propagare și apar electroni Compton care au un spectru energetic continuu în domeniul $0 - E_{C_{max}}$. Efectul Compton domină la energii intermediare ($\sim 1 \text{ MeV}$).

- **Generarea de perechi** Procesul de *generare de perechi* se poate produce în câmpul electromagnetic al nucleului sau al electronilor și constă în absorbția fotonului și generarea unei perechi electron-pozitron. Conservarea energiei conduce la următoarea relație:

$$E_\gamma = E_{e^-} + E_{e^+} + m_{e^-}c^2 + m_{e^+}c^2 = E_{e^-} + E_{e^+} + 1.022 \text{ MeV} \quad (4.23)$$

unde E_{e^-} , E_{e^+} reprezintă energiile cinetice ale electronului și pozitronului, iar $m_{e^-}c^2 = m_{e^+}c^2 = 511 \text{ KeV}$ reprezintă energiile lor de repaus. Din această relație se observă că generarea de perechi este un proces cu prag, în sensul că numai fotonii cu energii mai mari de 1.022 MeV pot interacționa astfel. Probabilitatea generării de perechi este o funcție complexă de energia cuantei gamma E_γ și de numărul atomic Z al mediului. Ea poate fi exprimată sub forma:

$$\mu_p = N \cdot Z^2 f(E_\gamma, Z) \quad (4.24)$$

unde $f(E_\gamma, Z)$ este o funcție care variază slab cu Z și crește semnificativ cu E_γ .

Din această descriere a principalelor mecanisme de interacție a fotonilor cu mediul pe care îl străbat, rezultă următoarele aspecte importante:

1. Un foton poate fi scos din fascicul în urma unui singur act de interacție desfășurată prin oricare din mecanismele menționate (vezi Figura ??). Aceste acte de absorbție și împrăștiere conduc la atenuarea fasciculului.
2. Spectrul energetic al fasciculului de fotoni nu se modifică (nu se degradează) la trecerea prin substanță. Această caracteristică se explică prin faptul că, prin cele trei procese menționate, fotonii sunt fie absorbiți, fie extrași din fascicul în urma împrăștierei la diferite unghiuri. De aceea, fotonii care se propagă după direcția inițială își păstrează și distribuția energetică inițială.
3. Faptul că fotonii sunt scoși din fascicul în urma unui singur act de interacție este echivalent cu a spune că variația (scăderea) intensității fasciculului dI la străbaterea grosimii de material dx este proporțională cu intensitatea fasciculului I și cu probabilitatea de interacție în grosimea respectivă μdx :

$$dI = -\mu I(x) dx. \quad (4.25)$$

Integrând această relație:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^x dx \quad (4.26)$$

se obține cunoscuta formă a legii de atenuare exponentială:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (4.27)$$

unde $I(x)$ semnifică intensitatea fasciculului de fotoni care au străbătut grosimea de material x fără să interacționeze, iar $I_0 = I(x = 0)$. Rezultă imediat că probabilitatea ca un foton să nu interacționeze, respectiv să interacționeze în grosimea x este dată de mărimile:

$$\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\mu x}, \quad \frac{I_0 - I(x)}{I_0} = 1 - e^{-\mu x}. \quad (4.28)$$

În funcție de coeficientul de atenuare masiv, expresia legii de atenuare este:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu_m \rho x}. \quad (4.29)$$

4. În urma interacției fotonilor (neutri) cu substanța apar purtători de sarcină (fotoelectroni, electroni Compton, perechi electron-positron) cu energii cinetice relativ mari. Acest aspect este foarte important pentru detecția fotonilor.
5. Toți cei trei coeficienți parțiali de atenuare depind de energia fotonilor și de numărul atomic al substanței, dar dependențele sunt diferite. De aceea, ponderile celor trei procese diferă în funcție de valorile acestor mărimi. S-a afirmat că efectul fotoelectric domină la energii mici, efectul Compton domină la energii intermediare, iar generarea de perechi domină la energii mari. Dar limitele domeniilor energiilor mici, intermediare și mari depind de numărul atomic Z . Acest fapt este evident în Figura ?? în care sunt prezentați coeficienții liniari de interacție ai fotonilor cu Al și Pb.

În finalul acestei secțiuni subliniem încă o dată diferența esențială dintre interacția cu substanța a particulelor încărcate și a fotonilor:

- particulele încărcate au ”atenuare cu parcurs”, adică există o grosime de material în care radiația alcătuită din particule încărcate este complet stopată;
- fotonii au ”atenuare exponențială”, adică un fascicul de radiație γ nu poate fi stopat într-o grosime de material, el poate fi numai atenuat.

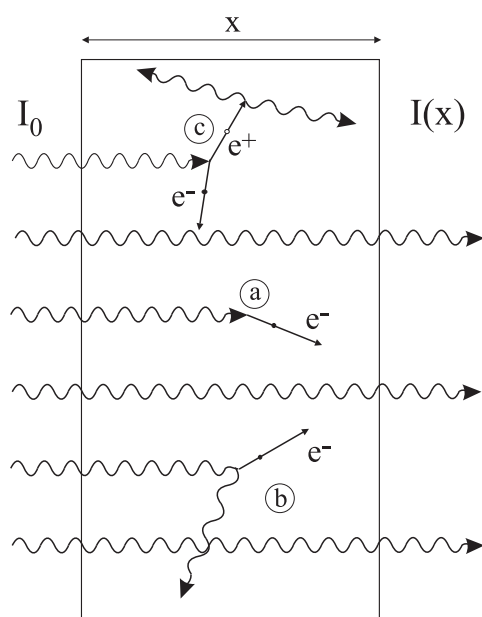


Figure 4.5: Atenuarea unui fascicul paralel de fotoni prin: (a) efect fotoelectric, (b) efect Compton, (c) generare de perechi $e^- - e^+$.

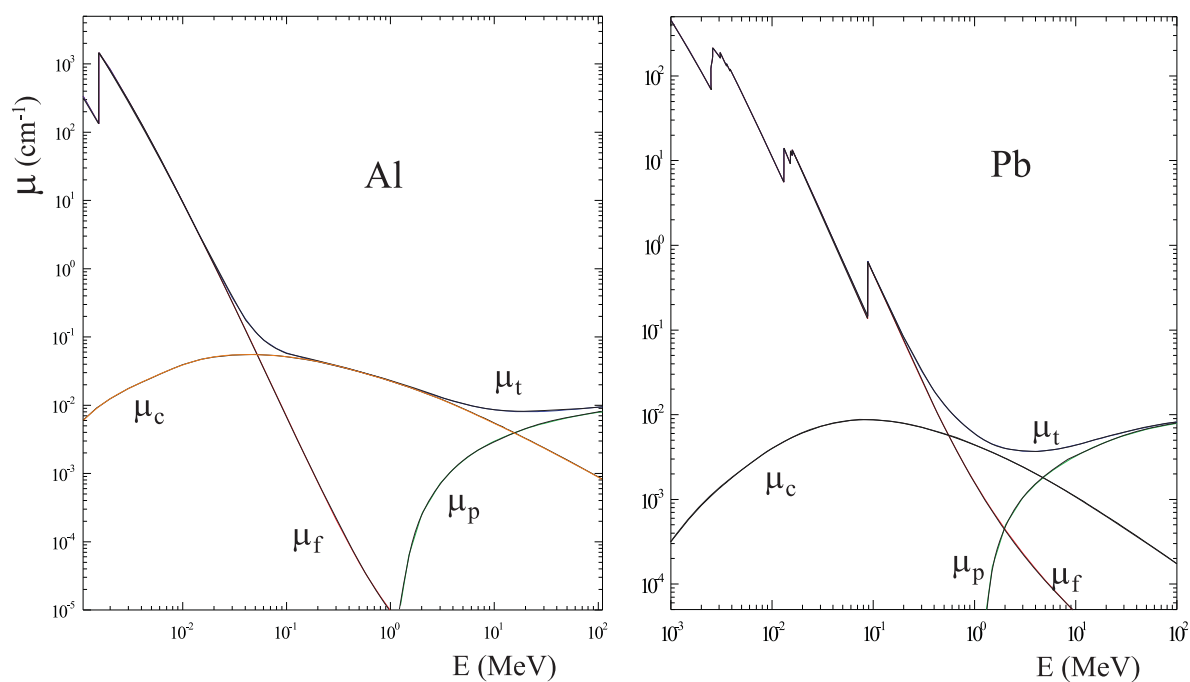


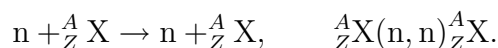
Figure 4.6: Coeficienții de atenuare ai fotonilor în Al și Pb

4.3 Interacția neutronilor cu substanța

Neutronii, neavând sarcină electrică, interacționează în principal nuclear, cu nucleele atomice. O măsură a probabilității de interacție este secțiunea eficace de interacție. Cu cât neutronul se află un timp mai îndelungat în raza de acțiune a forțelor nucleare exercitate de un nucleu, cu atât probabilitatea de interacție a neutronului cu acesta este mai mare. Rezultă că secțiunea totală de interacție a neutronilor este cu atât mai mare, cu cât energia acestora este mai mică. Neutronii obținuți prin reacții nucleare au energii relativ mari și de aceea ei trebuie încetiniți pentru a crește probabilitatea de a induce la rândul lor reacții nucleare.

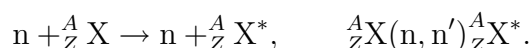
Principalele tipuri de reacții nucleare induse de neutroni sunt prezentate pe scurt, în continuare.

- **Ciocnirile (împrăștierea) nucleare** sunt reacțiile în care partenerii inițiali de interacție sunt identici cu cei finali. Ciocnirile pot fi elastice sau inelastice.
 - In ciocnirile elastice starea cuantică a partenerilor nu se modifică, ci numai energia lor cinetică. De exemplu, în urma unei împrăștiere elastice a unui neutron cu o anumită energie cinetică pe un nucleu țintă X aflat în stare fundamentală și în repaus, nucleul respectiv rămâne tot în stare fundamentală, iar energia cinetică inițială a neutronului se distribuie pe nucleul și neutronul din starea finală tot sub formă de energie cinetică (conform definiției ciocnirii elastice, energia cinetică se conservă). Notățiile folosite pentru această reacție sunt:



- In urma ciocnirilor inelastice induse de neutroni, nucleele își modifică starea cuantică. De exemplu, în urma unei împrăștiere inelastice a unui neutron cu o anumită energie cinetică pe un nucleu țintă X aflat în stare fundamentală și în repaus, nucleul respectiv se află într-o stare excitată, iar energia cinetică inițială a neutronului se regăsește parțial sub formă de energie de excitare a nucleului rezidual, parțial sub formă de energie cinetică distribuită pe nucleul și neutronul din starea finală. Spre deosebire de ciocnirile elastice, care au secțiuni de producere nenule la orice energie a neutronilor, ciocnirile inelastice sunt reacții *cu prag*, adică pot fi

induse numai de neutronii care au energii cinetice cel puțin egale cu energia primei stări excitate a nucleului țintă. Pentru reacțiile de împrăștiere inelastică se folosesc notațiile:



Se observă că, în urma ciocnirilor, neutronii își pierd energia cinetică. Pe aceste reacții se bazează încetinirea, moderarea sau termalizarea (aducerea la energia de agitație termică $E_T=0.025$ eV) a neutronilor. Din cinematica ciocnirilor rezultă că transferul maxim de energie are loc când proiectilul și ținta au mase egale. De aceea, încetinirea neutronilor se face în substanțe care conțin mult hidrogen sau alte elemente ușoare.

- **Captura radiativă** este reacția prin care un nucleu ${}^A_Z X$ captează un neutron, trece în izotopul mai greu ${}^{A+1}_Z X^*$ aflat în stare excitată, iar prin emisie de unul sau mai mulți fotoni trece în stare fundamentală:



Această reacție stă la baza producerii de izotopi radioactivi prin metoda activării cu neutroni, care va fi descrisă în continuare.

- **Fisiunea nucleară.** Fisiunea reprezintă spargerea nucleelor grele în două sau mai multe nuclee medii, însoțită de eliberare de energie (~ 200 MeV), emisie de neutroni, radiații γ și β^- . Această reacție stă la baza producerii de energie în centralele nucleare-electrice.
- **Reacții de tip (n,2n), (n,3n) sau (n, particulă încărcată).** Aceste reacții apar la energii mari ale neutronilor și au secțiuni de producere relativ mici.

Deși experimentele propuse în cele ce urmează nu au ca scop studiul interacției neutronilor cu substanța, acest subiect intervine în lucrarea "Determinarea timpilor de înjumătățire prin metoda curbelor de dezintegrare", în care se folosesc radionuclizi obținuți prin activare cu neutroni. De aceea, în continuare, vom prezenta pe scurt această metodă.

Activarea cu neutroni

Procesul de *activare* constă în transformarea unor nuclizi stabili în radionuclizi (poate fi privit ca procesul invers dezintegrării). Una dintre cele mai utilizate metode este activarea cu neutroni. Activarea cu neutroni se face, de

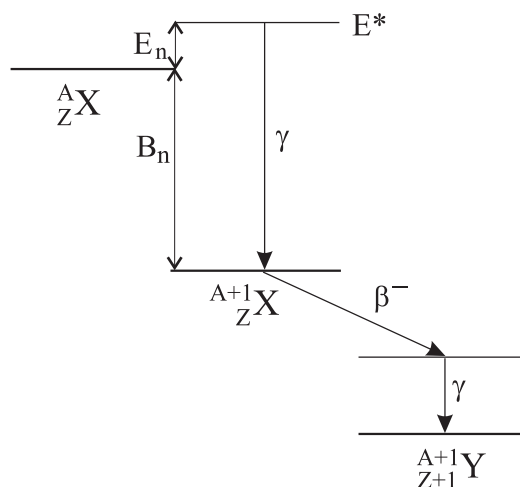


Figure 4.7: Diagrama proceselor de activare cu neutroni și de dezintegrare β^- a radioizotopului obținut prin activare; E_n reprezintă energia cinetică a neutronului, B_n reprezintă energia de legătură a neutronului în nucleul ${}^{A+1}_Z X$, iar E^* reprezintă energia de excitație a acestui nucleu.

obicei, prin reacția de captură radiativă. Nucleele obținute prin captură de neutroni sunt, în majoritatea cazurilor, neutrono-excedentare, cu alte cuvinte β^- -active. O diagramă a proceselor de activare cu neutroni și de dezintegrare β^- a radioizotopului obținut prin activare este prezentată în Figura 4.7. O exemplificare a celor spuse se poate face pornind de la izotopul stabil ${}^{27}_{13}\text{Al}$ care, prin activare cu neutroni se transformă în ${}^{28}_{13}\text{Al}$, izotop neutrono-excedentar, care se dezintegrează β^- în ${}^{28}_{14}\text{Si}$, conform schemei de dezintegrare din Figura 3.9.

Activitatea Λ a probei depinde de timpul de activare t_a după o lege, numită *legea de activare*:

$$\Lambda(t_a) = \phi \Sigma_a [1 - \exp(-\lambda t_a)] = \phi \Sigma_a [1 - \exp(-\ln 2 \cdot t_a / T_{1/2})] \quad (4.30)$$

unde: ϕ reprezintă fluxul de neutroni în punctul în care este plasată proba, Σ_a este secțiunea macroscopică de activare (de captură) a nucleelor stabile din probă, $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$ reprezintă timpul de înjumătățire al nucleelor active, iar λ este constanta de dezintegrare a acestora. În Figura 4.8 este reprezentată dependența $\Lambda(t_a) / \phi \Sigma_a = f(t_a / T_{1/2})$, cunoscută sub numele de *curba de activare*. Se observă că pentru valori fixate ale fluxului și secțiunii macroscopice

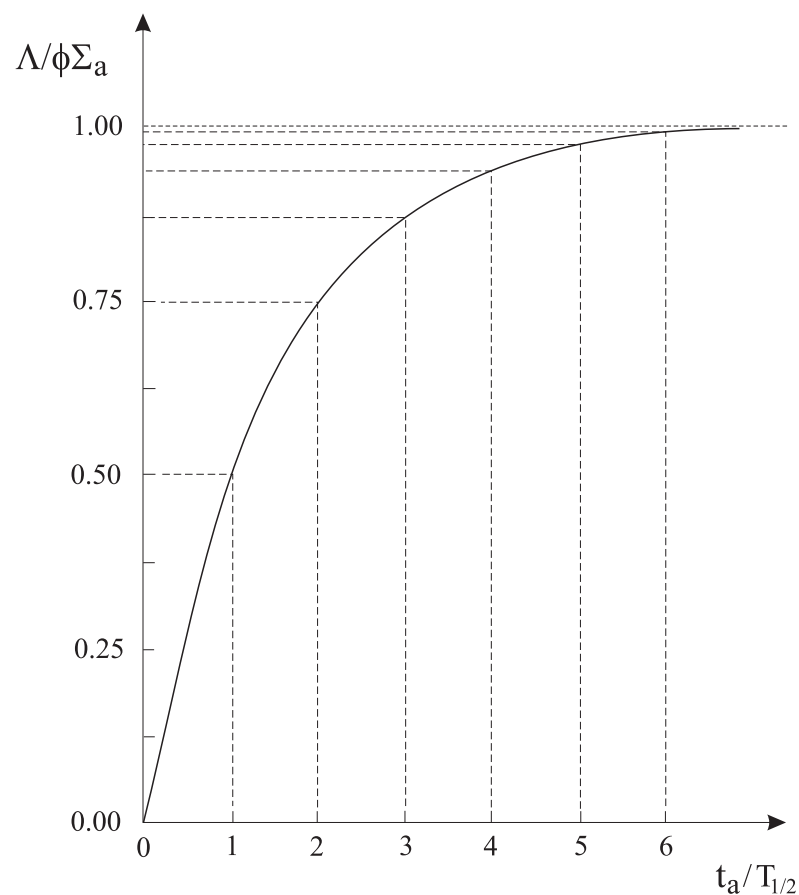


Figure 4.8: TCurba de activare

de activare, activitatea probei crește la început, urmând ca după aproximativ $5 \cdot T_{1/2}$ să intre într-un regim de saturație.

Pentru a maximiza activitatea Λ a probei trebuie ca produsul dintre secțiunea de activare și fluxul neutronilor să fie cât mai mare, iar timpul de activare să depășească $5 \cdot T_{1/2}$.

Secțiunea reacției de captură radiativă are cea mai mare valoare pentru neutronii termici (neutronii care au energii egale cu energia de agitație termică). Dar, așa cum am arătat în capitolul anterior, sursa de neutroni Pu-Be, folosită în Laboratorul de fizică nucleară, produce neutroni rapizi, cu energii de ordinul MeV. Pentru a încetini (termaliza) neutronii, sursa este plasată

66 4. NOȚIUNI DESPRE INTERACȚIA RADIAȚIILOR CU SUBSTANȚA

într-un bac plin cu apă. Neutronii își pierd energia prin ciocniri elastice cu nucleele de hidrogen (protonii) din apă până când ajung la echilibru termic. Deși unghiurile de împrăștiere pot fi foarte diferite, tendința neutronilor este de a se depărta de sursă, numărul neutronilor cu energii mici crescând cu distanța de la sursă. Creșterea numărului de neutroni termici cu creșterea distanței de la sursă este însă contracarată de alte două efecte:

- scăderea fluxului de neutroni cu pătratul distanței;
- captura neutronilor termici de nucleele moderatorului (mediul în care se încetinesc neutronii, care în cazul nostru este apa).

Rezultatul acestor procese este o creștere rapidă a numărului de neutroni termici cu distanța, până la un maxim și apoi o scădere relativ lentă. Distanța optimă de expunere a probelor în experiențele de activare este de 10-15 cm față de sursa de neutroni și cores-punde zonei în care fluxul de neutroni termici este maxim.

5

Detectori de radiații. Elemente de electronică nucleară

5.1 Detectori de radiații nucleare

Detectorii de radiații, indiferent de natura și tipul lor, se bazează pe același principiu: radiația transferă o parte din energia sa masei detectorului unde este transformată într-o altă formă de energie, mai accesibilă percepției umane.

Există o mare varietate de detectori care pot fi clasificați după diferite criterii. Câteva dintre aceste criterii sunt menționate în continuare.

5.1.1 Tipuri de detectori

În funcție de generarea sau nu a unui semnal electric în urma interacției cu radiațiile, detectori se împart în detectori activi și pasivi.

- **Detectorii activi** produc semnale electrice în urma detecției radiațiilor atomice și nucleare. Semnalele pot fi sub formă de *puls* (adică un răspuns individual pentru fiecare particulă), de *curent* (semnal proporțional cu numărul de particule ce intră în detector în unitatea de timp) sau *integral* (semnal proporțional cu numărul de particule ce intră în detector într-un interval de timp). Aceste semnale sunt prelucrate și analizate cu ajutorul unor module de electronică nucleară. Principalele avantaje ale acestor detectori constau în furnizarea unor informații numerice și posibilitatea interpretării acestora în timp real.

- **Detectorii pasivi**, cum sunt filmul fotografic, detectorii de urme etc., nu produc semnale electrice. Avantajul acestor detectori este că păstrează informația în timp, sunt mai ieftini, pot fi folosiți în diverse geometrii. Dezavantajele constau în imposibilitatea interpretării informației în timp real și în rezoluția uneori mai redusă. Odată cu dezvoltarea metodelor de scanare și de interpretare a imaginii, detectorii pasivi sunt utilizați în tot mai multe aplicații.

În funcție de capacitatea de a furniza informații despre energia radiațiilor, detectorii se împart în detectori spectroscopici și nespectroscopici.

- **Detectorii spectroscopici** permit obținerea informațiilor despre energiile radiațiilor detectate. Detectorii activi sunt spectroscopici atunci când semnalele electrice produse au caracteristici (de obicei amplitudinea în tensiune a acestora) care depind de cantitatea de energie depusă de radiație în detector. Exemple de detectori spectroscopici activi sunt detectorii cu scintilație și detectorii cu semiconductor. Și detectorii pasivi pot furniza informații spectroscopice, de exemplu, pe baza relației dintre energie și parcursul particulelor încărcate.
- **Detectorii nespectroscopici** nu oferă informații despre energia radiațiilor, ci numai despre intensitatea fasciculelor de radiații incidente pe detectori. Un exemplu în acest sens este contorul Geiger Müller.

Cele mai utilizate tipuri de detectori activi sunt enumerate în continuare, iar câteva dintre cele mai importante caracteristici (interacția care stă la baza detecției, particulele care pot fi detectate, particulele secundare încărcate ce asigură detecția în cazul particulelor neutre) sunt prezentate în Tabelul 5.1.

- **Detectorii cu gaz** se bazează pe fenomenul de ionizare a gazelor. Principalele variante ale detectorilor cu gaz sunt camera de ionizare, contorul proporțional și contorul Geiger-Müller. Acest tip de detectori a fost studiat în cadrul Laboratorului de Fizică Atomică și de aceea, nu vom reveni cu detalii asupra lui. În Laboratorul de Fizică Nucleară, singurul detector cu gaz care se va utiliza este contorul Geiger-Müller care intră în componența dozimetrului folosit în cadrul lucrării "Noțiuni de dozimetrie".
- **Detectorii cu semiconductor** se bazează pe fenomenul de ionizare a solidului. Radiația ionizantă produce un număr de perechi electron-gol proporțional cu energia depusă în detector. Acești detectori au

Table 5.1: Tipuri de detectori

Detector	Mecanism de detecție	Particule detectate	Semnal
Camera de ionizare Contorul proporțional Contorul G-M	Ionizarea gazului	β , p, d, α , n(F, α), X(e), γ (e) β , n(α , p), X(e), γ (e) β , γ	Puls, curent, integral Puls Puls
Detector cu semiconductor	Ionizarea solidului	β , p, d, α , ioni grei, n(F, α), X(e), γ (e)	Puls, curent
Detector cu scintilație	Fluorescență	γ (e), n(p), β , ioni grei	Puls

proprietăți spectroscopice deosebite și se folosesc în special în spectrometria de mare rezoluție. Ei nu vor fi utilizați în actualul set de lucrări.

- **Detectorii cu scintilație** se bazează pe fenomenul de fluorescență. Un astfel de detector constă dintr-o substanță fluorescentă (scintilatorul) aflată în contact optic cu un fotomultiplicator. La trecerea unei particule ionizante prin scintilator o parte din energia acesteia se convertește, după un lanț de procese, în energie luminoasă care este transformată cu ajutorul fotomultiplicatorului într-un semnal electric a cărui amplitudine în tensiune este proporțională cu energia depusă de radiație în scintilator. Deoarece, în marea majoritate a lucrărilor experimentale propuse în continuare se utilizează detectori cu scintilație, aceștia sunt prezentați mai detaliat în secțiunea 5.1.3.

5.1.2 Caracteristicile detectorilor

În continuare vom prezenta cele mai importante caracteristici ale detectorilor activi: sensibilitatea, rezoluția energetică, eficacitatea de detecție, timpul de răspuns și timpul mort.

- **Sensibilitatea** unui detector reprezintă capacitatea sa de a produce un semnal util la detecția unui anumit tip de radiație, cu un anumit

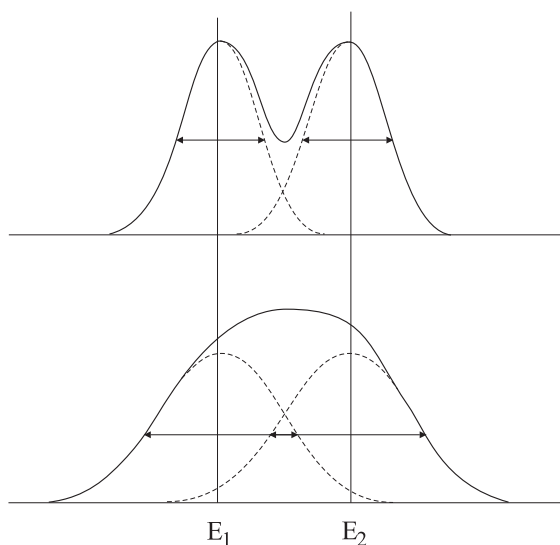


Figure 5.1: Lărgimea la semi-înălțime ca măsură a puterii de separare

spectru energetic. Nu există un detector universal, adică sensibil la toate tipurile de radiații, indiferent de energia acestora. De exemplu, detectorii cu scintilatori anorganici sunt sensibili la fotonii gamma, în timp ce detectorii cu scintilatori organici sunt sensibili la radiațiile beta. Sensibilitatea unui detector la diferite radiații este determinată de diverși factori cum ar fi: secțiunea eficace de interacție (ionizare), masa detectorului, materialul de protecție a zonei sensibile, zgomotul detectorului, etc.

- **Rezoluția energetică** reprezintă capacitatea unui detector de a distinge două radiații cu energii apropiate. În cazul ideal, un fascicul monoenergetic de radiație ar trebui să conducă la un spectru de tip funcție Delta. În realitate, din cauza caracterului statistic al proceselor de detecție, se obține un pic cu lărgime finită, care poate fi descris de o Gaussiană. Rezoluția energetică absolută ΔE este reprezentată de lărgimea la semi-înălțime a picului. În multe cazuri se utilizează și rezoluția energetică relativă $\eta = \Delta E/E$. În Figura 5.1 este evidențiat modul în care lărgimea la semi-înălțime determină puterea de separare a două radiații cu energii apropiate.

Factorii care conduc la înrăutățirea rezoluției energetice sunt zgomotul

detectorului și zgomotul electronicii. De exemplu, în cazul detectorilor cu scintilatori, la înrăutățirea rezoluției contribuie: eroarea absolută a coeficientului de conversie a fotonilor în fotoelectroni, eroarea absolută a factorului de multiplicare a electronilor pe dinode, zgomotul fotomultiplicatorilor, etc.

- **Eficacitatea de detecție** Eficacitatea intrinsecă a unui detector (ε) reprezintă raportul dintre numărul de particule care dau semnal înregistrabil la ieșirea detectorului și numărul de particule care pătrund în volumul sensibil al detectorului. Pentru a furniza un semnal înregistrabil, particula trebuie să interacționeze cu substanța detectorului căreia să-i transfere o parte din energie. Particulele încărcate interacționează coulombian și practic toate generează un semnal înregistrabil (excepție fac particulele retroîmprăștiate care ies din volumul sensibil al detectorului după ce au cedat acestuia doar o cantitate foarte mică de energie). Rezultă că *eficacitatea de detecție a particulelor încărcate este aproape egală cu unitatea*. În cazul radiațiilor γ , situația este diferită, deoarece nu toți fotonii interacționează când străbat detectorul. Rezultă că *eficacitatea de detecție a fotonilor este subunitară*. Pentru o estimare foarte aproximativă a eficacității de detecție a fotonilor să considerăm un fascicul de fotoni emis de o sursă situată la distanța D de un detector de dimensiune medie x_d (vezi Figura 5.2), în care coeficientul de atenuare a fotonilor este μ_d . Considerând că intensitatea fasciculului incident pe suprafața frontală a detectorului este I_0 , valoarea aproximativă a eficacității detectorului este:

$$\varepsilon \simeq \frac{I_0 - I(x_d)}{I_0} = 1 - \exp[-\mu_d x_d] = 1 - \exp[-\mu_d(E_\gamma, Z_d)x_d]. \quad (5.1)$$

Din această relație rezultă că eficacitatea de detecție crește cu creșterea numărului atomic efectiv și a dimensiunilor detectorului și scade cu creșterea energiei fotonilor (vezi Figura 7.1).

- **Timpul de răspuns** este o caracteristică a detectorilor, importantă mai ales când aceștia sunt utilizați în măsurători temporale. El reprezintă timpul necesar detectorului să formeze semnalul în raport cu momentul sosirii radiației. Un timp de răspuns bun înseamnă un semnal cu un front de creștere aproape vertical care permite marcarea cât mai precisă a unui moment în timp. În plus, semnalul trebuie să aibă o durată cât mai scurtă pentru ca timpul mort să fie cât mai mic.

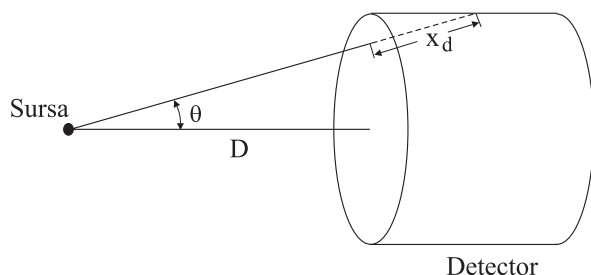


Figure 5.2: Geometria utilizată în calculul eficacității de detecție.

- **Timpul mort al detectorului** este timpul necesar acestuia pentru a procesa un eveniment și depinde de durata semnalului produs la detecția unei particule. În acest interval de timp nu poate fi înregistrată corect o a doua radiație. Existența timpului mort impune corectarea ratei de numărare în cazul măsurării unor fluxuri mari de radiații. Pentru detectorii cu scintilație folosiți în laborator, timpul mort este de ordinul 10^{-6} s. Pentru viteze de numărare mai mici de 10^3 pulsuri pe secundă, corecția de timp mort este neesențială.

5.1.3 Detectori cu scintilație

În experimentele propuse în această lucrare se vor face măsurători globale ale radiațiilor γ și β folosind detectori cu scintilație. Acești detectori au câteva proprietăți remarcabile, cum ar fi eficacitate de detecție ridicată, o largă varietate de geometrii, diferite stări de agregare etc., datorită cărora sunt utilizați în multe experimente și aplicații nucleare.

Principalele elemente ale unui detector cu scintilație sunt: scintilatorul și fotomultiplicatorul, la care se adaugă o sursă de înaltă tensiune ultrastabilizată (vezi Figura 5.4).

Scintilatorul. Materialele scintilatoare au proprietatea de a fi luminescente sau de a produce luminiscentă. Luminiscenta reprezintă procesul de absorbție de energie sub diferite forme, de excitare a atomilor și moleculelor constituente și apoi de reemisie sub formă de energie luminoasă. Atunci când reemisia are loc imediat după absorbție (la un interval de aproximativ 10^{-8} s), atunci fenomenul de luminiscenta se numește fluorescență, iar dacă reemisia apare cu întârziere (datorită timpilor de viață mai lungi ai

Table 5.2: Cele mai utilizate tipuri de scintilatori

Scintilator	Tip	Utilizare	λ_{max} (nm)	τ (ns)	I_{rel}
NaI(Tl)	anorganic (cristal)	X, γ	413	230	1.000
CsI(Tl)	anorganic (cristal)	γ , particule grele	580	1100	0.413
LiI(Eu)	anorganic (cristal)	n	475	1200	0.326
ZnS	anorganic (poli-cristal)	α	450	200	1.304
Antracen	organic (cristal)	α, β, γ , n(rapizi)	447	30	0.435
Stilben	organic (cristal)	γ , n(rapizi)	410	4.5	0.217
NE213	organic (lichid)	n(rapizi)	425	3.7	0.339
NE102A	organic (plastic)	α, β, γ , n(rapizi)	423	2.4	0.283
NE908	organic (sticla)	n (termici)	399	75	0.070

Figure 5.3: Mecanismul de producere a scintilațiilor într-un cristal de NaI pur (a) și impurificat cu Tl (b).

stărilor excitate), atunci fenomenul se numește fosforescență. Materialele luminescente care ar constitui un bun scintilator pentru detecția radiațiilor ar trebui să aibă următoarele proprietăți: un randament bun de transformare a energiei radiației incidente în radiație de fluorescență, să fie transparent la propria radiație, adică să permită transmisia scintilațiilor; domeniul energetic (spectral) al scintilațiilor produse să fie în acord cu sensibilitatea spectrală a fotocathodei fotomultiplicatorului cu care este cuplat optic, nivelele atomice sau moleculare excitate să aibă timp mediu de viață cât mai scurt, pentru ca semnalul produs la detecția radiației să fie cât mai prompt.

Există o foarte mare varietate de scintilatori utilizați pentru detecția radiațiilor nucleare. O parte dintre cei mai cunoscuți și mai frecvent utilizați sunt prezentați în Tabelul 5.2, alături de câteva dintre proprietățile lor: particulele la care sunt sensibili, lungimile de undă cele mai probabile ale scintilațiilor (λ), timpul mediu de viață al stărilor excitate (τ) și randamentul de producere a scintilațiilor raportat la cel al cristalului NaI(Tl) (I_{rel}). După natura lor, scintilatorii se împart în scintilatori anorganici și organici.

- **Scintilatorii anorganici** cei mai cunoscuți sunt iodurile alcaline și ZnS, cu adaosuri de impurități active. Dintre aceștia, în lucrările care urmează se vor folosi numai cristale de NaI(Tl) care au o eficacitate de conversie a energiei particulei în energie luminoasă ridicată și se pot obține cu dimensiuni relativ mari. Timpul mediu de scintilație este de ordinul a 230 ns. Cristalele se cresc în vid și sunt ținute permanent închise pentru că sunt foarte higroscopice. Aceste cristale sunt folosite în special pentru detecția radiațiilor gamma, deoarece elementele componente au număr atomic Z mare, deci coeficientul de atenuare al radiației este de asemenea mare.

Cristalele scintilatoare comerciale sunt cilindrice și au dimensiuni standardizate: înălțimea cilindrului este egală cu diametrul bazei și egală cu multipli de inch (1 inch=2.54 cm).

- **Scintilatorii organici** cei mai utilizați sunt hidrocarburile aromatice în formă cristalină pură (antracenu și stilbenul) sau hidrocarburi aromatice cu diverși dizolvanți în amestec solid sau lichid. Pentru scintilatorii organici este caracteristic un timp mediu de scintilație mai scurt decât al scintilatorilor anorganici, de ordinul $10^{-8} - 10^{-9}$ s. Conținutul mare de hidrogen al unora dintre scintilatorii organici îi face potriviți pentru detecția neutronilor. În lucrările care urmează se folosesc scintilatori bazați pe compuși organici dizolvați în soluții solide de hidrocarburi aromatice plastice pentru detecția radiațiilor beta.

Procesul de producere a scintilațiilor va fi descris foarte sumar în continuare folosind ca exemplu scintilatorul NaI(Tl) și reprezentarea grafică din Figura 5.3.

Într-un cristal ionic, ca NaI, nivelele energetice ale electronilor se grupează în benzi, cele cu energiile cele mai mari fiind banda de valență și banda de conducție separate de banda interzisă (de aproximativ 6 eV).

O particulă ionizantă care pătrunde în scintilator sau care apare în urma interacției unei particule neutre cu scintilatorul, determină trecerea electronilor din banda de valență în banda de conducție. După un timp mediu de aproximativ 230 ns, electronii se întorc și ocupă golurile lăsate în banda de valență, emițând radiații electromagnetice în domeniul ultraviolet (cu lungimi de undă în jur de 200 nm). Aceste radiații sunt absorbite de alți electroni din banda de valență pentru a trece în banda de conducție și procesul se repetă. În plus, radiațiile care nu au fost absorbite de electroni sunt absorbite în fereastra de sticlă a fotomultiplicatorului înainte de a ajunge pe

fotocatod. Rezultă că un cristal pur de NaI nu constituie un scintilator bun, deoarece nu este transparent la propria radiație de fluorescență. Pentru a genera scintilații, adică radiații în domeniul vizibil, care au energii mai mici decât lărgimea benzii interzise și nu pot fi reabsorbite după emisie, se folosesc impurități de taliu (Tl) care introduc nivele energetice în banda interzisă. Acest lucru se realizează prin introducerea câtorva procente de Tl în soluția din care este crescut cristalul de NaI, obținându-se NaI(Tl). Nivelele taliului din banda interzisă au o spațiere de aproximativ 3 eV. Când electronii se întorc din banda de conducție, ei se pot opri pe asemenea nivele, emițând înainte de a ajunge în banda de valență radiații electromagnetice cu energii de aproximativ 3 eV, ceea ce corespunde unor lungimi de undă în jur de 400 nm, adică unor radiații din spectrul vizibil (scintilații). Scintilațiile nu mai sunt reabsorbite de electronii de valență și se transmit și prin fereastra fotomultiplicatorului ajungând pe fotocatod.

În scintilatorii organici, procesele care conduc la apariția scintilațiilor în urma detecției radiațiilor se aseamănă în principiu cu cele ce se petrec în cristalele anorganice. Există însă două diferențe importante: în scintilatorii organici se excită stări moleculare (și nu stări ale rețelei cristaline), iar timpul mediu de viață este mult mai scurt, ceea ce face ca răspunsul detectorului să fie mai prompt.

Fotomultiplicatorul. Fotomultiplicatorul este un tub de sticlă vidat în care se află un fotocatod, un anod și un ansamblu de dinode. Între fotocatod și prima dinodă, între dinode și între ultima dinodă și anod se aplică diferențe de potențial cu ajutorul unui divizor de tensiune (vezi Figura 5.4). Tensiunea înaltă aplicată pe divizor poate varia între 900 V și 2500 V.

Fotonii (scintilațiile) aparți în scintilator cad pe fotocatod și extrag electroni prin efect fotoelectric. Sub acțiunea câmpului electric, fotoelectronii sunt accelerați spre prima dinodă, de unde extrag prin emisie secundară patru sau mai mulți electroni care sunt accelerați spre următoarea dinodă unde produc din nou emisie secundară de electroni și procesul se repetă. Factorul de multiplicare a sarcinii inițiale este de ordinul $10^4 - 10^8$. În felul acesta, se produce un puls electric care este prelucrat și înregistrat de lanțul electronic asociat.

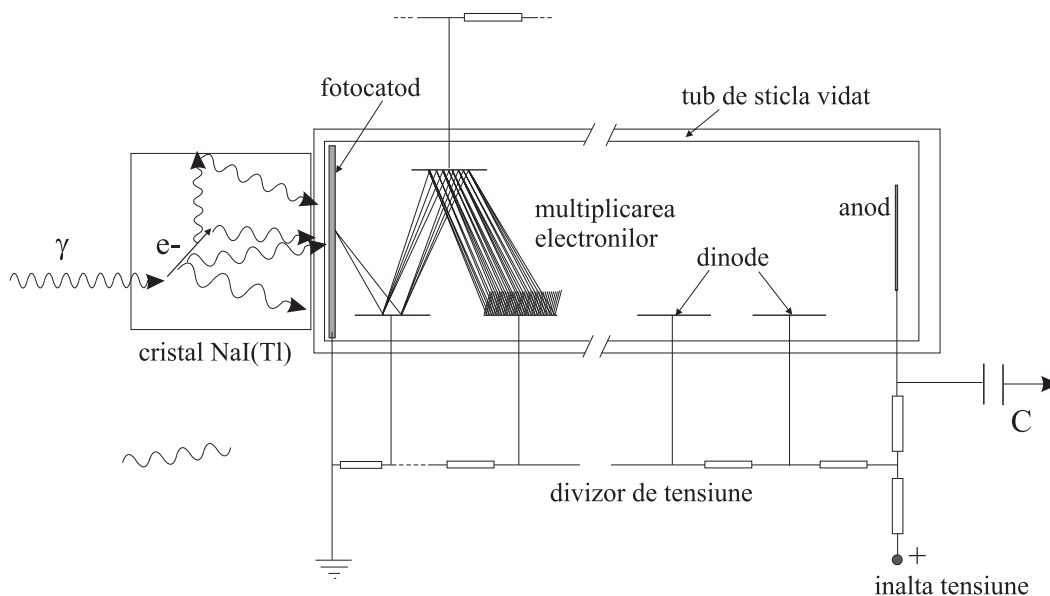


Figure 5.4: Ansamblul scintilator - fotomultiplicator

5.2 Elemente de electronică nucleară

Semnalul provenit de la detector este prelucrat de un preamplificator și un amplificator și este analizat cu ajutorul unui discriminator; înregistrarea se face cu un numărător, pe o durată stabilită cu ajutorul unui ceas electronic (timer). Succesiunea acestor elemente este prezentată în Figura 5.5.

În timp ce detectorii trebuie plasați în câmpul de radiații, electronica necesară prelucrării semnalelor e posibil și chiar necesar să se afle la o distanță mai mare. Pentru ca semnalul, oricum slab, furnizat de detector să nu sufere atenuări suplimentare și să nu-și modifice caracteristicile temporale, se plasează un preamplificator în imediata apropiere a detectorului. Rolul preamplificatorului este de a asigura o primă amplificare a semnalului și de a-l ghida spre amplificator, în condițiile unui zgomot electronic cât mai redus. De asemenea, preamplificatorul realizează o primă formare electronică a semnalului și o adaptare a impedanței pentru transmisia optimă a semnalului. Este foarte important (în special pentru experimentele de spectroscopie) ca între amplitudinea în tensiune a semnalului analogic produs de preamplificator și energia depusă de radiație în detector să fie o dependență cât

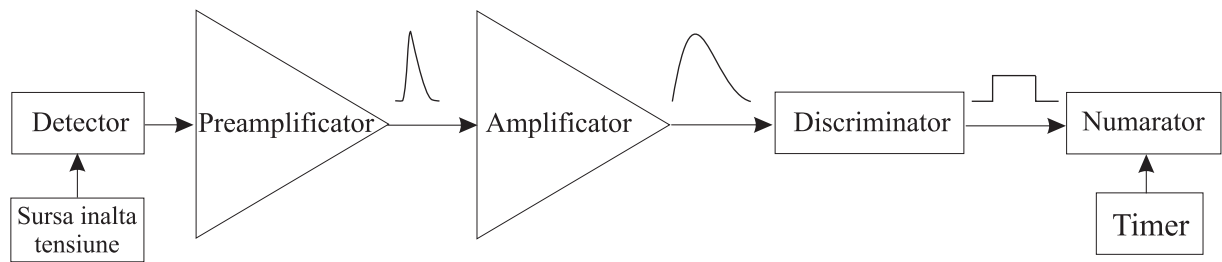


Figure 5.5: Lanț de detecție

mai liniară. Această caracteristică de liniaritate definește un parametru de calitate al preamplificatorului.

În majoritatea experimentelor propuse în această lucrare se folosesc detectori cu scintilație pentru detecția radiațiilor γ și β . Aceștia se prezintă sub forma *sondelor* cu scintilație, ansambluri ce conțin sistemul scintilator-fotomultiplicator și preamplificatorul. În unele cazuri, sursa de înaltă tensiune este inclusă de asemenea în sondă, alte ori este exterioară.

Semnalele furnizate de preamplificator sunt amplificate, formate și analizate în vederea unor procesări ulterioare cu ajutorul unor module electronice. Aceste module respectă anumite specificații mecanice și electrice conforme cu anumite standarde. Cel utilizat în laboratorul nostru de fizică nucleară se numește NIM (*Nuclear Instrument Module*). Sistemul este compus dintr-o sursă multiplă de alimentare montată într-un suport mecanic standard (denumită uneori "rac" NIM), în care pot fi introduse module de anumite dimensiuni, cu conexiunile de alimentare fixate. Standardizarea modulară în electronica nucleară are avantaje precum: flexibilitatea în utilizarea diverselor module și posibilitatea de a le restructura, creșterea coeficientului de utilizare, reducerea timpului de concepere și de pregătire a unui experiment. Acest standard pune o serie de condiții de compatibilitate:

- compatibilitate mecanică în privința dimensiunilor, a conectorilor de alimentare și conectorilor de semnal (BNC);
- alimentarea modulelor cu tensiuni continue; - 6 V, + 6 V, - 12 V, + 12 V, - 24 V, + 24 V;
- semnalele analoge trebuie să aibă amplitudini în tensiune în domeniul 0 - 10 V, iar amplitudinea în tensiune a semnalelor logice este de aproximativ 5 V pentru DA și în jur de 0 V pentru NU.

Amplificatorul asigură amplificarea principală a semnalului analogic provenit de la preamplificator. Ca și în cazul preamplificatorului, caracteristica sa de liniaritate este foarte importantă. Cu alte cuvinte, între amplitudinea în tensiune a semnalului analogic de la ieșire și amplitudinea semnalului analogic de la intrare trebuie să fie o dependență cât mai apropiată de liniaritate. În timp ce amplitudinea în tensiune a semnalelor la intrare poate fi de ordinul milivolților sau chiar mai mică (pentru camerele de ionizare sau detectorii cu semiconductor), amplitudinea semnalului la ieșirea amplificatorului are valori în domeniul 0-10 V.

Amplificatorul mai îndeplinește și importantele funcții de filtrare pentru reducerea zgomotului și de formare a semnalului pentru procesări ulterioare. Amplificatoarele au pe panoul frontal comutatoare care permit varierea brută și fină a coeficientului de amplificare. De obicei, coeficientul se alege astfel încât impulsurile corespunzătoare radiațiilor de energie maximă să furnizeze la ieșirea amplificatorului impulsuri de amplitudine nu cu mult sub nivelul maxim al posibilităților de analiză (aproximativ 9 V).

Discriminatorul are rolul de a analiza semnalele furnizate de amplificator în funcție de amplitudinea lor în tensiune și de a le selecta pe cele care satisfac anumite condiții. Există două tipuri de discriminator: *integral* și *diferențial*.

- Discriminatorul integral emite la ieșire un semnal logic numai dacă la intrare apare un semnal analogic a cărui amplitudine în tensiune depășește o anumită tensiune de prag U_p fixată cu ajutorul unui potențiomtru de pe panoul său frontal. Modul de funcționare al discriminatorului integral este reprezentat în Figura 5.6.a. Cu ajutorul discriminatorului integral pot fi eliminate semnalele de joasă amplitudine care provin de la zgomotul electronicii. Alegerea pragului de discriminare trebuie să țină seama de două cerințe contradictorii: reducerea numărului de pulsuri provenite de la zgomotul electronic și înregistrarea semnalelor de interes cu amplitudini mici. În măsurătorile globale, valoarea pragului de discriminare depinde în principal de calitatea detectorului și a electronicii asociate și de amplificare.
- Discriminatorul diferențial emite la ieșire un semnal logic numai dacă la intrare apare un semnal analogic a cărui amplitudine în tensiune este mai mare decât o valoare de prag U_p și mai mică decât o valoare $U_p + \Delta U$ unde ΔU poartă numele de fereastră (vezi Figura 5.6.b). Dis-

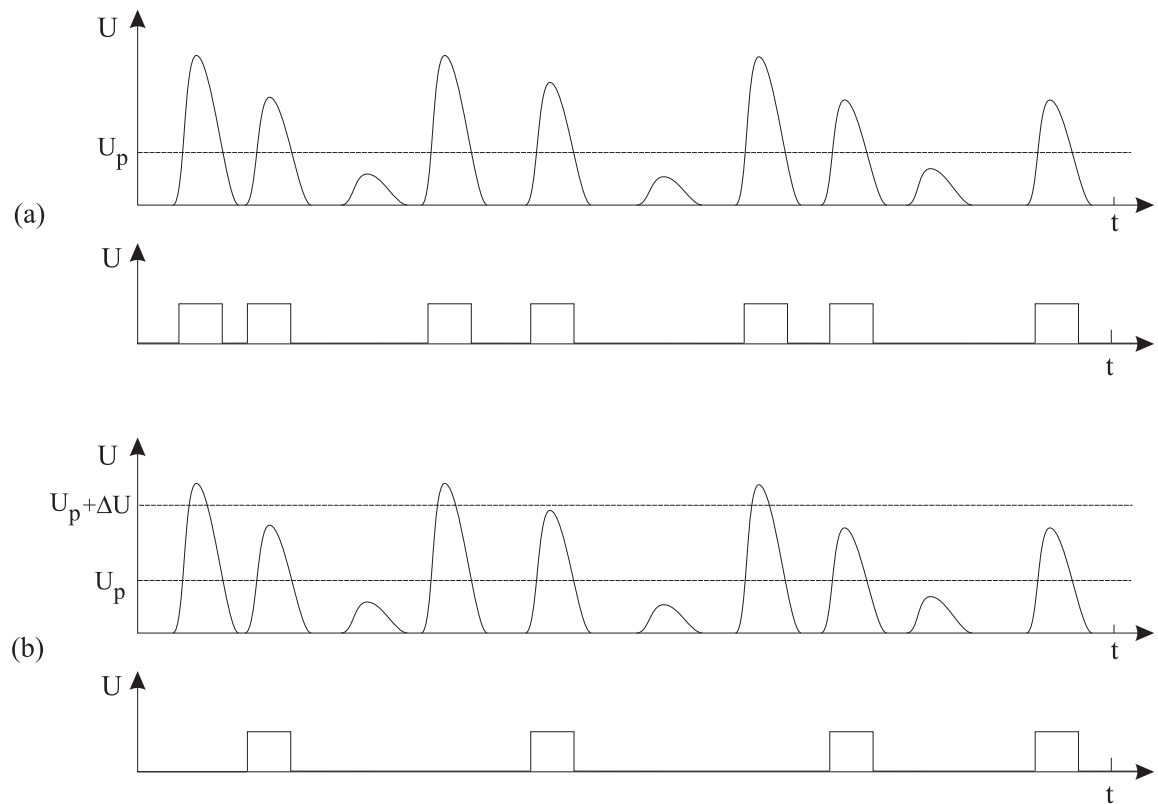


Figure 5.6: Funcționarea discriminatorului integral (a) și diferențial (b)

discriminatorul diferențial se mai numește și analizor monocanal și este folosit în măsurătorile spectroscopice. Tensiunea de prag U_p și fereastra ΔU pot lua valori în domeniul 0-10 V. Dacă fereastra analizorului are valoarea maximă, atunci discriminatorul diferențial funcționează în regim de discriminator integral.

Numărătorul este un circuit logic care înregistrează și afișează numărul de pulsuri de la ieșirea discriminatorului. Principalele caracteristici ale unui numărător sunt numărul maxim de pulsuri pe care-l poate afișa și frecvența maximă la care poate lucra: 10 MHz, 50 MHz, etc.

Ceasul electronic sau timerul constituie un circuit electronic cu ajutorul căruia se fixează timpul cât durează măsurătoarea (achiziția de date), cu alte cuvinte, intervalul în care numărătorul trebuie să înregistreze sem-

80 5. *DETECTORI DE RADIAȚII. ELEMENTE DE ELECTRONICĂ NUCLEARĂ*

nalele primite de la discriminator. In acest sens, numărătorul este comandat de timer, care îi transmite semnalele de start și de stop.

6

Noțiuni de dozimetrie

Dozimetria cuprinde metodele de determinare cantitativă a dozelor de radiații în zone de teren în care există sau se bănuiește că există un câmp de radiații cu scopul de a lua măsuri adecvate pentru protecția personalului care își desfășoară activitatea în zonele respective. Metodelor dozimetrice nu li se pretinde o precizie prea mare, ci în primul rând simplitate, rapiditate și universalitate. Dezvoltarea tehnologiilor nucleare, pe de o parte, și grija față de securitatea mediului și a omului, pe de altă parte, au condus la creșterea importanței dozimetriei, la crearea unor organisme metrologice internaționale care să studieze aceste probleme, precum și la apariția unor norme legislative în acest domeniu.

Efectul nociv al radiațiilor asupra materiei vii în general și asupra organismului uman în particular, este datorat în primul rând proprietății radiațiilor de a ioniza mediul prin care trec (ionizarea fiind modul dominant de pierdere a energiei de către radiații când traversează mediul material). Această energie pierdută este cedată în final mediului sub formă de energie calorică și sub forma modificărilor structurale. Materia vie este caracterizată prin existența unor molecule deosebit de mari ale căror proprietăți și funcționalitate biochimică sunt deosebit de sensibile la poziția sterică și chimică a atomilor constituenți și a învelișului electronic molecular. Un act de excitare sau de ionizare provoacă mari schimbări în caracteristicile moleculei respective, schimbări care, acumulate la nivelul celulei, se pot traduce prin grave dereglări ale metabolismului, culminând cu erori de structură și funcționalitate ale aparatului genetic celular, de tip cancerigen sau mutagen, sau chiar cu moartea celulei. Organismul are resurse să repare în mod natural aceste "defecte de iradiere", dar când ele se acumulează peste o anumită limită, apar

maladii generale sau ale unor organe separate, de la ușoare tulburări până la cazuri letale.

Interacția radiațiilor cu țesuturile vii, efectele asupra acestora, capacitatea de regenerare a țesuturilor, etc. sunt probleme complexe, dificil de modelat și mai ales de măsurat. Evoluția cunoașterii în acest domeniu se reflectă pe de o parte în modificarea definiției mărimilor dozimetrice (pentru a fi cât mai direct legate de estimarea efectelor biologice), iar pe de altă parte, în scăderea dozelor maxime admise. Definițiile mărimilor dozimetrice și valorile dozelor maxime admise prezentate în continuare, au fost recomandate de organizațiile metrologice după 1990 și sunt incluse în legislația românească în vigoare în momentul elaborării acestei lucrări.

6.1 Mărimi dozimetrice

Din studiul diferitelor moduri de interacție ale diferitelor tipuri de radiații nucleare cu substanța rezultă două aspecte comune: (1) radiația își depune parțial sau total energia în materialul pe care îl străbate și (2) apar excitări și ionizări în materialul străbatut, induse fie direct, de radiațiile formate din particule încărcate (electroni, alfa, etc.), fie indirect, de particulele încărcate cărora radiațiile neutre (fotoni, neutroni) le cedează energia. Cele două mărimi dozimetrice fundamentale *doza* și *expunerea* sunt legate direct de aceste două caracteristici ale interacției radiațiilor cu substanța.

- **Doza absorbită** (D) este mărimea dozimetrică fundamentală definită ca energia cedată de radiația ionizantă unității de masă iradiată:

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad (6.1)$$

unde $d\varepsilon$ este energia medie cedată de radiația ionizantă substanței din elementul de volum, iar dm este masa substanței din elementul de volum respectiv.

Conform definiției, doza absorbită este o mărime punctuală, deși dependența de raza vectoare nu a fost explicită. Doza medie absorbită de un corp T de volum V și densitate ρ este:

$$D_T = \frac{\int_T \rho(\vec{r}) D(\vec{r}) dV}{\int_T \rho(\vec{r}) dV}. \quad (6.2)$$

Dozele se exprimă în J/kg, dar unitatea în SI este 1 Gray (Gy): $[D]_{SI} = 1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$. O unitate tolerată este $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ J/kg} = 100 \text{ erg/g}$.

- **Expunerea** (sau iradierea) este definită ca sarcina electrică totală a ionilor de un semn produsă în urma iradierii, în unitatea de masă:

$$X = \frac{dQ}{dm}. \quad (6.3)$$

Unitatea de măsură în SI este $[X]_{SI} = 1 \text{ C/kg}$, dar adesea este utilizată unitatea de măsură tolerată numită Roentgen (R). Un Roentgen este egal cu expunerea (iradierea) care produce într-un cm^3 de aer, în condiții normale de temperatură și presiune, o unitate electrostatică de sarcină, ceea ce este echivalent cu $1 \text{ R} = 2,58 \times 10^{-4} \text{ C/kg}$.

Mărimile dozimetrice menționate se referă la un timp de iradiere oarecare. Dacă se raportează la unitatea de timp, atunci se obțin *debitul (rata) dozei* exprimat în (Gy/s), respectiv *debitul (rata) expunerii* exprimat în (C/kg s).

În definiția dozei absorbite și a expunerii nu intervin nici tipul radiației nici natura substanței iradiate. Acești parametri au însă un rol important în evaluarea efectelor biologice ale radiațiilor nucleare.

Efectul biologic nu se identifică cu numărul de ionizări produs în mediu, respectiv cu energia totală cedată țesutului. Datorită regenerabilității țesutului viu și caracterului dinamic al sistemului celular, funcțiunile celulei, respectiv ale țesutului nu sunt afectate dacă densitatea proceselor de ionizare nu depășește un anumit prag.

Rezultă că efectele biologice depind de natura radiației și a țesutului iradiat. Cu cât transferul linear de energie efectuat la trecerea unui anumit tip de radiație este mai mare, cu atât efectele biologice produse de radiația respectivă sunt mai mari. De aceea, fiecărui tip de radiație îi corespunde un *factor de pondere a radiației* (w_R)¹. Factorii de pondere pentru diferite radiații sunt prezentați în Tabelul 6.1. Efectele aceleiași doze absorbite diferă în funcție de natura organului sau țesutului iradiat. Aceste diferențe au multiple cauze, cum ar fi puterea de regenerare, rolul în organism, efectul ionizărilor asupra funcționalității celulelor respective, etc. și sunt reflectate în valorile *factorilor de pondere tisulari* (w_T), prezentați în Tabelul 6.1.

¹Înainte de 1990 se folosea termenul de *factor de calitate a radiației* (Q). Între definițiile celor două mărimi există unele diferențe, dar din punct de vedere numeric, ele sunt practic identice. În prezent, factorii de calitate intervin numai în definițiile așa-numitelor mărimi dozimetrice *operaționale* care însă nu sunt prezentate aici.

Table 6.1: Factorii de pondere pentru diverse radiații

Tip radiație și energia	w_R
Fotoni, toate energiile	1
Electroni și muoni, toate energiile	1
Neutroni	
<10 keV	5
10 - 100 keV	10
100 keV - 2 MeV	20
2 MeV - 20 MeV	10
>20 MeV	5
protoni, >2 MeV	5
particule α , ioni grei	20

Table 6.2: Factorii de pondere tisulari

Tesut sau organ	Factor de pondere w_T
Gonade	0.20
Măduva osoasă	0.12
Colon	0.12
Plămâni	0.12
Stomac	0.12
Piept	0.05
Vezică	0.05
Esofag	0.05
Ficat	0.05
Tiroidă	0.05
Piele	0.01
Suprafața osului	0.01
Alte organe	0.05

După cum se poate observa, suma factorilor de pondere tisulari este normalată la unitate ($\sum_T w_T = 1$).

Având în vedere aceste considerente, se definesc următoarele mărimi dozimetrice pentru evaluarea efectelor biologice:

- **Doza echivalentă** (H_T) reprezintă doza absorbită în țesutul sau organul T , la iradierea cu radiația R :

$$H_T = w_R D_{TR} \quad (6.4)$$

În cazul în care câmpul de radiații este compus din mai multe tipuri de radiații, se calculează doza echivalentă totală:

$$H_T = \sum_R w_R D_{TR} \quad (6.5)$$

- **Doza efectivă** (E) reprezintă suma ponderată a dozelor echivalente provenite din expunerea externă și internă, efectuată pe toate țesuturile și organele corpului:

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{TR} \quad (6.6)$$

Având în vedere că suma factorilor de pondere tisulari este egală cu 1, în cazul unei doze echivalente uniform distribuite pe întregul corp, doza efectivă este numeric egală cu doza echivalentă.

Atât doza echivalentă, cât și doza efectivă se pot exprima în J/Kg, dar unitatea în SI este 1 Sievert (Sv): 1 Sv=100 rem

Un Sievert este numeric egal cu doza absorbită într-un țesut expus la o radiație oarecare care produce același efect biologic ca și doza absorbită de 1 J/kg determinată de radiații X sau γ . Pentru definiția rem-ului, doza de fotoni absorbită echivalentă este de 1 rad.

În funcție de unitatea de mărime folosită, Gy sau Sv, se poate deduce imediat dacă o anumită valoare reprezintă doză absorbită sau doză echivalentă (sau efectivă).

Si în cazul acestor mărimi se pot defini debitul (rata) de doză echivalentă sau efectivă, exprimat în (Sv/s).

Table 6.3: Dozele limită recomandate de către ICRP

	Expunere profesională	Expunerea populației
Intregul corp	100 mSv în 5 ani dar nu mai mult de 50 mSv pe an	1mSv/an mediată pe oricare 5 ani consecutivi
Țesuturi		
Cristalin	150 mSv/an	15 mSv/an
Piele (100cm ²)	500 mSv/an	50 mSv/an
Alte țesuturi	500 mSv/an	50 mSv/an

6.2 Elemente de radio-protecție

6.2.1 Doze maxime admise

Dozele maxime admise pentru expunerea profesională și pentru expunerea populației sunt cele recomandate de către Comisia Internațională pentru Protecție Radiologică (ICRP) și sunt prezentate în Tabelul 6.1. Aceste valori sunt dozele primite *suplimentar* dozelor produse de către fondul natural de radiații. Ele sunt de 2.5 ori mai mici decât valorile corespunzătoare existente înainte de 1990, reajustarea făcându-se pe baza studiilor de statistică medicală făcute pe supraviețuitorii exploziilor atomice de la Hiroshima și Nagasaki.

6.2.2 Mijloace de radio-protecție

Pentru ca personalul expus profesional să încaseze doze cât mai mici, în orice caz mai mici decât dozele maxime admise, se apelează la diferite mijloace de radio-protecție. Dintre acestea, amintim:

- limitarea spațială a accesului în apropierea sursei;
- limitarea temporală a accesului în apropierea sursei;
- ecranarea surselor;
- folosirea echipamentelor de protecție;
- administrarea unor alimente sau medicamente cu rol de antidot, etc.

Cea mai importantă metodă de a permite lucrul în siguranță în preajma surselor de radiații constă în ecranarea acestora. Proiectarea ecranelor presupune alegerea materialelor celor mai potrivite și calculul grosimilor.

Principalul criteriu în alegerea unui anumit material pentru construcția ecranului de protecție este puterea de atenuare. La acesta se adaugă criteriile legate de cost, volum, masă, de proprietățile fizico-chimice ale sursei, etc. Materialele folosite pentru ecranarea diferitelor tipuri de radiații sunt:

Radiații gamma. Coeficientul de atenuare a radiațiilor gamma crește cu creșterea numărului atomic al substanței cu care interacționează, de aceea, pentru ecranarea fotonilor se folosesc elemente grele ca plumb, wolfram sau uraniu sărăcit.

Electroni. Interacția cu substanța a electronilor constă în excitări, ionizări și emisie de radiație de frânare. Pentru sursele de electroni cu energii mici se folosesc ecrane de grosimi egale cu parcursul electronilor, din materialele cu număr atomic mic (polistiren, lucita, etc.) pentru a se evita emisia radiației de frânare. Pentru sursele de electroni intense și cu energie mare, ecranul se construiește din două straturi: unul interior cu Z mic pentru absorbția electronilor și altul exterior, cu Z mare pentru atenuarea radiației de frânare.

Pozitroni. Spre deosebire de electroni, pozitronii generează în orice situație radiație electromagnetică, și anume radiație de anihilare. În acest caz se utilizează un ecran alcătuit dintr-un singur strat de material cu număr atomic mare pentru absorbția pozitronilor și atenuarea fotonilor (de anihilare și eventual de frânare).

Particule încărcate grele. În cazul particulelor încărcate grele emisia radiației de frânare este neglijabilă și se pot folosi ecrane cu număr atomic mare în care parcursul este mic.

Neutroni. Și în cazul neutronilor este indicată utilizarea unor ecrane formate din două straturi: primul, alcătuit din materiale hidrogenoide (apă, parafină, etc.), are rolul de a încetini neutronii, iar cel de al doilea, alcătuit din materiale cu număr atomic mare, are rolul de a atenua fotonii emiși în urma reacțiilor de captură radiativă.

Calculul grosimii ecranelor se face astfel încât doza la suprafața exterioară să nu depășească valorile admise.

6.2.3 Monitorizarea radiațiilor nucleare

Debitmetrul

Măsurarea debitelor de radiații se face cu ajutorul debitmetrelor. Acestea sunt utilizate în locurile unde se suspectează, sau se știe de existența radiațiilor ionizante, în activități în care acestea sunt implicate, cum ar fi:

- supravegherea câmpurilor de radiații;
- măsurători rapide și nepretențioase ale debitului dozei;
- localizarea surselor de radiații;
- depistarea contaminărilor;
- realizarea de hărți cu curbe de debit egal al dozei în incinta unităților nucleare, etc.

Dectecția radiațiilor se face cu ajutorul unui detector Geiger-Müller. Principiul de funcționare al unui debitmetru este următorul: pulsurile produse de detectorul Geiger-Müller sunt amplificate și trecute printr-un formator la ieșirea căruia se obțin pulsuri de formă standard a căror frecvență este proporțională cu intensitatea fasciculului de radiații incident pe detector. Aceste pulsuri trec apoi printr-un circuit de integrare la ieșirea căruia tensiunea este proporțională cu sarcina tuturor pulsurilor sosite pe un interval de timp de ordinul constantei de timp a circuitului de integrare. Deci, în ultimă instanță, tensiunea de ieșire este proporțională cu intensitatea medie a fasciculului de radiații incident pe detector în intervalul de timp al constantei circuitului. Pentru intensități mici este convenabilă mărirea timpului de integrare, pentru a media fluctuațiile. La majoritatea debitmetrelor timpul de integrare se poate varia în domeniul 1.5 -10 s. Tensiunea integrată este măsurată de un voltmetru gradat, sau cu afișare digitală, în unități de debit de doză (și uneori de doză efectivă). Detectorului Geiger-Müller i se pot atașa filtre care să permită un răspuns diferențiat în funcție de tipul radiațiilor și furnizarea de informații despre debitul dozelor efective. În afară de afișarea valorilor debitelor de doză, debitmetrul permite și o semnalizare sonoră a pulsurilor produse de detector. Astfel, frecvența de apariție a semnalelor sonore va da o indicație asupra intensității fasciculului de radiații incident pe detector.

Caseta dozimetrică

Dintre mijloacele individuale de monitorizare a dozelor de radiații, cele mai utilizate sunt casetele dozimetrice cu film, sensibile de obicei la fotoni X și γ și la radiația beta. Aceste radiații impresionează filmul producând o imagine

latentă. În mod obișnuit, în casete se utilizează aceleași filme ca și cele folosite la radiografiile dentare. Casetele dozimetrice performante folosesc însă filme speciale, acoperite pe ambele fețe cu emulsii cu sensibilități diferite. Pentru a putea distinge diferitele tipuri de radiații cu energii diferite se folosesc filtre plastice și metalice de diverse grosimi plasate în zone bine determinate, după cum indică Figura 6.1. Semnificația diferitelor filtre situate pe suprafața exterioară (A) și interioară (B) este descrisă în continuare.

- 1 - Fereastră deschisă care permite trecerea radiațiilor X, β , γ ;
- 2 - Filtru de plastic subțire (50 mg/cm^2) care permite trecerea radiațiilor X, γ și stopează parțial radiațiile β de joasă energie;
- 3 - Filtru de plastic gros (300 mg/cm^2) care permite numai trecerea radiațiilor X și γ ;
- 4 - Filtru de duraluminu (1 mm) care permite trecerea radiațiilor γ și a radiațiilor X de energie mare;
- 5 - Filtru dublu alcătuit din staniu (0.7 mm) și plumb (0.3 mm) ce nu permite decât trecerea fotonilor cu energii mai mari de aproximativ 100 KeV ;
- 6 - Filtru dublu alcătuit din cadmiu (0.7 mm) și plumb (0.3 mm). Acest filtru se comportă similar cu cel anterior față de fotoni, având în vedere apropierea dintre numerele atomice ale cadmiului ($Z=48$) și staniului ($Z=50$). Important este în acest caz cadmiul care are o secțiune mare de captură radiativă ($\sigma=2500 \text{ b}$) a neutronilor lenți (cu energii mai mici de aproximativ 0.4 eV). Radiația γ emisă în urma capturii neutronului interacționează cu filmul, impresionându-l și indicând astfel prezența și doza neutronilor.

Un film se poartă de obicei în jur de patru săptămâni. În funcție de caracteristicile radiațiilor la care a fost expus, filmul prezintă diferite densități optice după dezvoltare. Procesarea informației se face computerizat și constă în extragerea succesivă a contribuției diferitelor zone, începând cu (5) și (6) și continuând până se ajunge la fereastra deschisă (1). Astfel se determină dozele parțiale, corespunzătoare diferitelor radiații, și doza totală.

Domeniul de doze despre care filmul poate oferi informații este dictat de raportul doză/densitate optică. Prin densitate optică se înțelege $\log_{10}(I/I_0)$ unde I_0 și I reprezintă intensitatea unui fascicul de lumină incident, respectiv transmis prin film. Densitatea optică variază între zero (lumina este transmisă integral) și o valoare maximă, când numai 0.3% din intensitatea fasci-

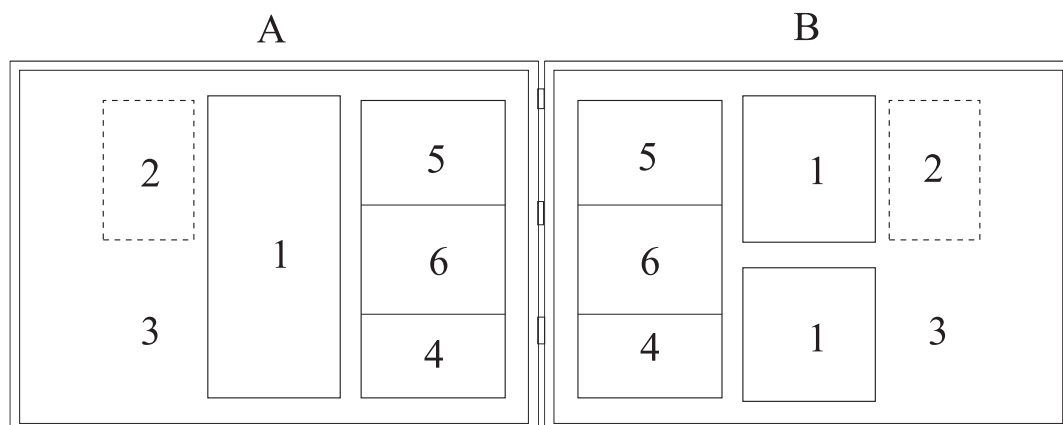


Figure 6.1: Zonele sensibile la diferite radiații ale unei casete dozimetrice

culului de lumină incident se transmite prin film. Această valoare maximă a densității optice corespunde unei doze de 50-100 mSv. Doze mai mari nu pot fi înregistrate, deoarece filmul nu se poate înnegri și mai mult. Pentru a depăși această limitare, unele filme sunt acoperite pe fața opusă cu o a doua emulsie sensibilă numai la doze mari.

Filmele se calibrează (se asociază fiecărei densități optice o doză) prin expunere la doze standard.

În Figura 6.2 este prezentat schematic ”răspunsul” filmului în urma iradierii cu diferite tipuri de radiații, cu energii diferite.

- (a) Radiația β cu energia maximă relativ mică, de 0.78 MeV, impresionează numai zona (1) situată sub fereastra deschisă.
- (b) Radiația β cu energia maximă mare, de 2.25 MeV, impresionează zona (1), dar și zona (2) de sub filtrul de plastic subțire.
- (c) Radiația X de energie mică, 20 KeV, impresionează zonele (1) și (2), dar și zona (3) plasată sub filtrul de plastic gros.
- (d) Radiația X de energie ceva mai mare, 150 KeV, impresionează zonele (1), (2) și (3), dar străbate și filtrul de duraluminiu, impresionând și zona (4).
- (e) Radiația γ de energie mare, 1.17 MeV și 1.33 MeV, impresionează toate zonele.

Figure 6.2: Răspunsul filmului din caseta dozimetrică la diferite tipuri de radiații

- (f) Neutronii termici interacționează cu cadmiul din filtrul din zona (6) prin captură radiativă, iar fotonii emiși în această reacție impresionează filmul în zona respectivă.

7

Determinarea activității unei surse radioactive

Principiul lucrării

Activitatea unei surse radioactive Λ este definită ca numărul de nuclee din sursă care se dezintegrează în unitatea de timp. Așa cum s-a menționat în secțiunea 1.2, activitatea este proporțională cu numărul de nuclee radioactive N prezente în sursă, factorul de proporționalitate fiind constanta de dezintegrare λ :

$$\Lambda(t) = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N(t) \quad \Rightarrow \quad \left| \frac{d\Lambda}{dt} \right| = \lambda \Lambda(t) \quad (7.1)$$

Prin integrarea acestei relații, se obține cunoscuta lege a dezintegrării radioactive:

$$\int_{\Lambda_0}^{\Lambda} \frac{d\Lambda}{\Lambda} = -\lambda \int_0^t dt \quad \Rightarrow \quad \Lambda(t) = \Lambda_0 \exp(-\lambda t). \quad (7.2)$$

Se desprind de aici două concluzii importante:

1. Activitatea unei surse nu este o mărime fizică constantă, deci ceea ce se poate determina este activitatea sursei *la un moment dat*.
2. Dacă se cunoaște valoarea activității la un moment bine determinat, atunci valoarea ei se poate obține pentru orice moment, aplicând legea dezintegrării radioactive.

În continuare, ne vom referi la surse alcătuite din radioizotopi cu timp de înjumătățire suficient de mare, pentru ca activitatea lor să poată fi considerată constantă pe durata desfășurării experimentului.

O sursă poate emite mai multe tipuri de radiații (β , γ , etc.) și mai multe radiații de același tip cu energii diferite (de exemplu, la dezintegrarea nucleidului ^{60}Co se emit două radiații β și două radiații γ). De obicei, se detectează radiațiile gamma folosindu-se detectori sensibili numai la acest tip de radiație. Selectarea unei anumite radiații gamma cu o anumită energie, se face prin analiză energetică (spectroscopie energetică).

Determinarea activității se bazează pe faptul că viteza de numărare R_i înregistrată la detecția unei anumite radiații L_i este proporțională cu produsul dintre activitatea Λ și factorul de schemă al radiației date s_i :

$$R_i = g \cdot s_i \cdot \Lambda. \quad (7.3)$$

Factorul de proporționalitate se numește factor de detecție (sau eficacitate totală de detecție) și reprezintă probabilitatea ca o radiație L_i emisă de sursă să fie înregistrată. Factorul de detecție g reprezintă produsul următorilor factori:

- factorul geometric G , definit ca probabilitatea ca radiația L_i să ajungă pe suprafața detectorului;
- eficacitatea intrinsecă ε_i , definită ca probabilitatea ca radiația L_i ce a căzut pe detector să fie înregistrată;
- probabilitatea f_i ca radiația L_i să nu fie absorbită înainte de a intra în zona sensibilă a detectorului.

Rezultă că între viteza (rata) de numărare corespunzătoare radiației L_i și activitatea sursei există relația:

$$R_i = G \cdot \varepsilon_i \cdot s_i \cdot f_i \cdot \Lambda, \quad (7.4)$$

iar activitatea se obține măsurând viteza de numărare și determinând factorii de proporționalitate. În continuare, sunt redate câteva detalii privitoare la modul de determinare a acestor factori.

- **Factorul geometric** depinde de distribuția unghiulară a radiațiilor emise, de poziția sursă-detector și de dimensiunile detectorului. Distribuția unghiulară a radiațiilor este dictată de distribuția spațială a materiei nucleare; când dimensiunea sursei este foarte mică în comparație cu distanța sursă-detector, sursa poate fi considerată punctuală, iar distribuția unghiulară a radiațiilor este izotropă.

Factorul geometric pentru o sursă punctuală, plasată pe axa detectorului, este dat de raportul dintre unghiul solid Ω format de sursă și de suprafața frontală a detectorului și unghiul solid total de emisie 4π . Expresia sa, în funcție de distanța sursă-detector (D) și de diametrul detectorului (d) este:

$$G = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + d^2/(4D^2)}} \right). \quad (7.5)$$

Dacă se îndeplinește condiția $D \gg d$, atunci această relație se simplifică, devenind:

$$G \simeq \frac{1}{16} \frac{d^2}{D^2}, \quad D \gg d. \quad (7.6)$$

- **Eficacitatea de detecție** poate fi exprimată și ca raportul dintre numărul de radiații care interacționează în volumul detectorului și numărul radiațiilor incidente pe suprafața acestuia. Așa cum am spus în 5.1.2, eficacitatea intrinsecă de detecție a fotonilor poate fi estimată, atribuind detectorului respectiv o dimensiune medie x_d , un număr atomic efectiv Z_d și un coeficient de atenuare efectiv μ_d :

$$\varepsilon_i \simeq \frac{I_0 - I(x_d)}{I_0} = 1 - \exp[-\mu_d x_d] = 1 - \exp[-\mu_d(E_\gamma, Z_d)x_d]. \quad (7.7)$$

Se observă din această relație dependența eficacității de detecție de energia radiației gamma și de natura și dimensiunile detectorului. În Figura 7.1 este redată dependența energetică a eficacității de detecție pentru cristale de NaI(Tl) de diferite dimensiuni.

- **Factorul de atenuare** al unei radiații date L_i poate fi exprimat ca un produs de forma:

$$f_i = f_a \cdot f_{imp} \cdot f_r \cdot f_{as} \quad (7.8)$$

unde cei patru factori au următoarele semnificații:

- f_a - factorul de atenuare al radiațiilor în aer, în fereastra detectorului și în alte materiale absorbante așezate între sursă și detector;
- f_{imp} - factorul de împrăștiere al radiațiilor în detector de către aer, carcasa detectorului, ecran, etc.;

f_r - factorul de retroîmprăștiere în suportul sursei;
 f_{as} - factorul de autoabsorbție în materialul sursei.

Această metodă de determinare a activității unei surse se numește *metoda unghiului solid finit* sau *metoda geometriei date*, este o metodă absolută și se poate aplica practic în orice situație. Pe ea se bazează toate celelalte metode de obținere experimentală a activității unei surse. Un exemplu în acest sens este metoda relativă de determinare a activității unei surse numită *metoda comparării cu sursa etalon*. În radioactivitate nu se poate vorbi de etaloane imuabile, deoarece radioactivitatea lor scade în timp. În plus, nu există un etalon de activitate universal, valabil pentru toate sursele radioactive, deoarece fiecare radionuclid are o schemă de dezintegrare proprie, iar răspunsul unui detector depinde de caracteristicile radiației detectate. De aceea, prin sursă etalon se înțelege o sursă formată dintr-un radioizotop cunoscut, a cărei activitate a fost determinată la un moment de timp cunoscut, printr-o metodă foarte precisă.

Metoda comparării cu sursa etalon poate fi aplicată numai atunci când se dorește determinarea activității unei surse formate din același radionuclid și având aceeași geometrie ca și sursa etalon. Folosind același lanț de măsură, aceeași geometrie experimentală și detectând aceeași radiație L_i , se obțin următoarele relații între ratele de numărare și activitățile celor două surse (indicele x desemnează sursa de activitate necunoscută, iar et indică sursa etalon):

$$\left. \begin{aligned} R_x &= G\varepsilon_i s_i f_i \Lambda_x \\ R_{et} &= G\varepsilon_i s_i f_i \Lambda_{et} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \Lambda_x = \frac{R_x}{R_{et}} \Lambda_{et} \quad (7.9)$$

Metoda comparării cu sursa etalon este o metodă relativă, simplă, cu puține surse de incertitudine, dar cu o arie de aplicabilitate foarte redusă (sursa cu activitate necunoscută trebuie să fie formată din aceeași radionuclizi și să aibă aceeași geometrie ca și sursa etalon).

Obiectul lucrării

Obiectul lucrării constă în aplicarea metodei unghiului solid și a metodei comparării cu sursa etalon pentru determinarea activității unor surse radioactive formate din ^{137}Cs și ^{60}Co prin detecția radiațiilor γ . Deși metodele propuse necesită o analiză energetică a acestor radiații, ne vom rezuma la măsurători γ -globale. Această simplificare nu afectează semnificativ rezultatele în cazul izotopilor aleși (rezultatele sunt mai mari cu maximum 6% față

de cele obținute în urma unei analize spectroscopice). În cazul sursei ^{137}Cs , măsurătoarea globală este justificată în mare măsură de faptul că emite un singur tip de fotoni. Pentru sursa ^{60}Co , detecția unui singur tip de fotoni impune o selecție energetică. Se poate face însă și o măsurătoare globală, caz în care vor fi detectați atât fotonii cu energia $E_{\gamma_1}=1170$ KeV, cât și fotonii cu energia $E_{\gamma_2}=1330$ KeV, iar relația (7.4) pentru calculul activității devine:

$$R = G \cdot \sum_{i=1}^2 \varepsilon_i \cdot s_i \cdot f_i \cdot \Lambda \quad (7.10)$$

Surse și aparatură necesare

Pentru efectuarea experimentului se folosesc: o sursă de ^{137}Cs și două surse de ^{60}Co cu geometrie identică, dintre care una este etalon. Pentru măsurătoarea γ -globală se folosește un lanț de detecție alcătuit din detector cu scintilator NaI(Tl), preamplificator, amplificator, analizor monocanal (care va funcționa în regim de discriminator integral), numărător și timer (Figura 7.2). Pentru stabilirea amplificării se utilizează un osciloscop. O riglă gradată completează inventarul obiectelor necesare pentru desfășurarea lucrării.

Modul de lucru

A. Metoda unghiului solid finit

1. Se verifică lanțul de detecție.
2. Se plasează sursa de ^{137}Cs în fața detectorului și se reglează amplificarea cu ajutorul osciloscopului, astfel încât amplitudinea maximă în tensiune U_{max} a impulsurilor la ieșirea din amplificator să fie în jur de 4 V. Conform schemelor de dezintegrare, energia fotonilor emiși de ^{60}Co este de aproximativ două ori mai mare, deci amplitudinea maximă în tensiune a impulsurilor generate la detecția acestora va fi de aproximativ 8 V. Acest lucru permite utilizarea aceleiași amplificări în detecția ambilor izotopi.
3. Se fixează parametrii de funcționare ai analizorului monocanal astfel: valoarea pragului U_p se alege astfel încât să fie eliminată contribuția zgomotului electronic, iar pentru fereastra ΔU se alege valoarea maximă.

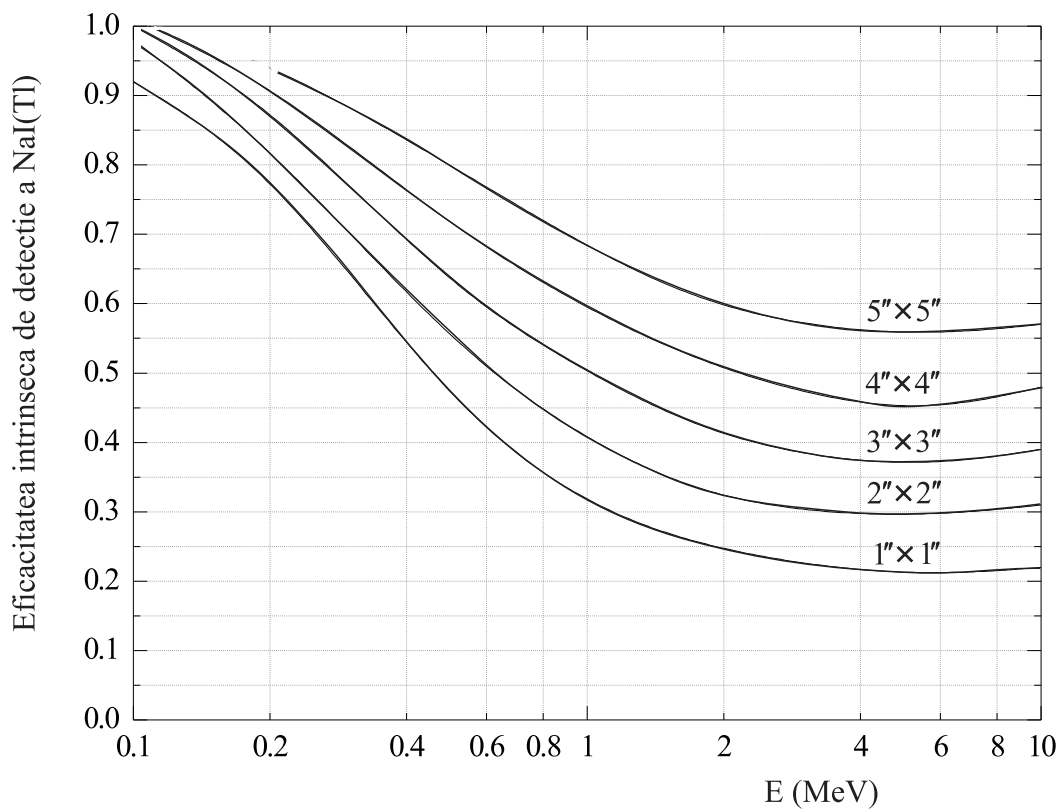


Figure 7.1: Eficacitatea de detecție intrinsecă a scintilatorilor NaI(Tl)

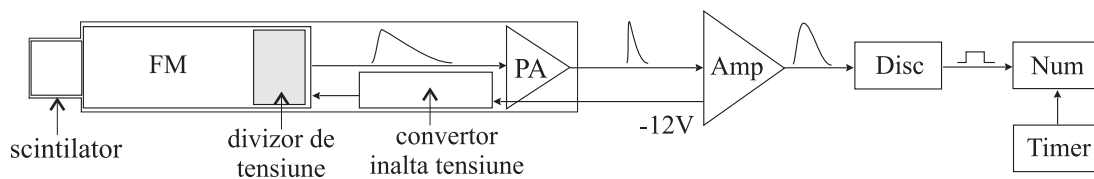


Figure 7.2: Lanțul de măsură

4. Se îndepărtează sursa și se măsoară fondul N_f pe un interval de timp t_f astfel ales încât fluctuațiile statistice să aibă valori sub limita impusă; rata de numărare este $R_f = N_f/t_f$.
5. Se plasează sursa de ^{137}Cs pe axa detectorului la distanța $D=10$ cm. Se determină rata de numărare adevărată, efectuând corecția de fond (pentru viteze de numărare $r < 10^3$, corecția de timp mort se neglijează):

$$R = r - R_f. \quad (7.11)$$

6. Se calculează factorul geometric după formula (7.4) sau (7.5).
7. Se determină eficacitatea intrinsecă de detecție din graficul prezentat în Figura 7.1, ținând cont de energia fotonilor detectați și de dimensiunile detectorului folosit.
8. Se determină factorul de schemă al fotonilor detectați ținând cont de faptul că nivelul excitat cu energia 661 KeV al ^{137}Ba se dezintegrează atât radiativ cât și prin conversie internă. Coeficientul de conversie este aproximativ 10%. (Nucleul rezidual ^{60}Ni obținut în dezintegrarea β a ^{60}Co se populează în stări excitate care se dezintegrează numai radiativ.)
9. Se calculează activitatea Λ folosind relația (7.4) (în cazul ^{60}Co se aplică relația (7.6)). Factorul de atenuare se consideră unitar $f_i \simeq 1$.
10. Se calculează abaterea standard a activității folosind metoda propagării erorilor. Parametrii din relația (7.4) afectați de erori sunt: distanța sursă-detector, eficacitatea de detecție și rata de numărare.
11. Se exprimă rezultatele în unități din SI și în unități tolerate.
12. Se reiau operațiunile anterioare pentru sursa de ^{60}Co având în vedere diferențele care apar în:
 - determinarea factorilor de schemă;
 - calculul activității.

B. Metoda comparării cu sursa etalon

100 7. DETERMINAREA ACTIVITĂȚII UNEI SURSE RADIOACTIVE

1. Se reiau operațiunile de la punctele anterioare pentru sursele de ^{60}Co necunoscută și etalon. Ele pot fi plasate la orice distanță d față de detector cu condiția să fie aceeași în ambele măsurători.
2. Se calculează activitatea Λ folosind relația (7.9).
3. Se calculează abaterea standard a activității folosind metoda propagării erorilor. Parametrii din relația (7.9) afectați de erori sunt: ratele de numărare și activitatea sursei etalon.

8

Atenuarea radiației γ în substanță

Principiul lucrării

Intensitatea unui fascicul de radiații gamma scade exponențial la trecerea prin substanță, în acord cu legea de atenuare:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (8.1)$$

unde $I_0 = I(x = 0)$, iar μ reprezintă coeficientul liniar de atenuare. Așa cum s-a arătat în capitolul 4, atenuarea intensității fasciculului de radiații gamma cu energia cuprinsă între 10 keV și 5 MeV (obținute la dezintegrarea radionuclizilor cunoscuți) se datorează absorbției sau împrăștierii fotonilor prin efect fotoelectric, efect Compton și generare de perechi. Aceste trei procese sunt independente, contribuția fiecăruia la coeficientul total de atenuare fiind aditivă:

$$\mu = \mu_f + \mu_C + \mu_p. \quad (8.2)$$

Coeficientul liniar de atenuare este legat de secțiunea eficace atomică de interacție a radiațiilor γ cu substanța, σ , prin relația:

$$\mu = n\sigma = \frac{\rho N_A}{A} \sigma, \quad (8.3)$$

unde n este numărul de centri de interacție din unitatea de volum, N_A este numărul lui Avogadro, ρ este densitatea materialului, iar A reprezintă

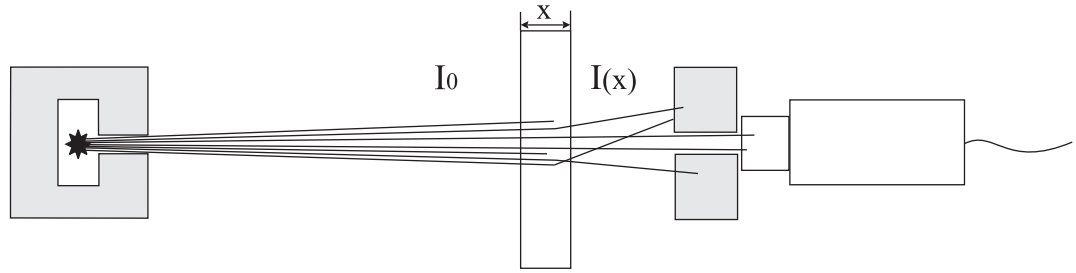


Figure 8.1: Geometria experimentală folosită pentru determinarea coeficientului total de atenuare al radiației gamma.

numărul de masă al acestuia. Introducând mărimea $\xi = x \cdot \rho$, denumită densitate superficială ($[\xi] = \text{g/cm}^2$), legea de atenuare (8.1) se scrie sub forma:

$$I = I_0 \exp(-\mu_m \xi) \quad (8.4)$$

unde:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \sigma \frac{N_A}{A} \quad (8.5)$$

este coeficientul de atenuare masic. Utilitatea acestei mărimi constă în faptul că nu depinde de modul de preparare al țintei, ci doar de natura sa.

Tinând cont de atenuarea exponențială a fascicului de radiație γ și de proporționalitatea dintre rata de numărare și intensitatea fascicului de fotoni incident pe detector, rezultă următoarea relație între rata de numărare și grosimea atenuatorului:

$$\left. \begin{array}{l} I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \\ R \propto I \end{array} \right\} \Rightarrow R(x) = R_0 \exp(-\mu x) \quad (8.6)$$

Prin logaritmare acestei relații se obține o dependență liniară de grosimea atenuatorului:

$$\ln R = \ln R_0 - \mu x \quad (8.7)$$

a cărei pantă este chiar coeficientul de atenuare ce se dorește a fi determinat.

Obiectul lucrării

Obiectul lucrării constă în studiul atenuării radiației γ , mai precis în verificarea experimentală a legii exponențiale de atenuare a fotonilor emiși de

^{137}Cs ($E_\gamma=661$ KeV) și de ^{60}Co (cu energia medie $E_{\gamma m}=1250$ KeV) și în determinarea coeficienților de atenuare ai acestor fotoni la interacția cu diferiți atenuatori (Al, Fe, Cu, Sn, Pb).

Aparate și materiale necesare

Se utilizează surse care emit radiații gamma de energii diferite: ^{137}Cs ($E_\gamma=661$ keV) și ^{60}Co ($E_{\gamma m}=1250$ keV). Ca atenuatori se folosesc plăcuțe de diferite grosimi de Al, Fe, Cu, Sn și Pb. Sistemul de detecție constă în sonda de scintilație cu cristal de NaI(Tl), amplificator, discriminator și timer.

Modul de lucru

În această lucrare se efectuează măsurători γ -globale similare celor din lucrarea "Determinarea activității unei surse" și de aceea etapele inițiale ce trebuie parcurse în ambele lucrări sunt, după cum se va vedea, similare.

Ca și în cazul determinării parcursului maxim al radiației beta, determinarea coeficientului de atenuare se face prin măsurători de transmisie. Acest lucru presupune folosirea geometriei sursă-atenuator-detector și detecția radiației transmise prin grosimi diferite de material fără să fi interacționat.

1. Se verifică lanțul de detecție.
2. Se colimează detectorul cu scopul de a permite incidența pe suprafața frontală a acestuia numai a radiației care a străbătut atenuatorul fără să interacționeze. Cu alte cuvinte, colimatorul are rolul de a elimina detecția fotonilor care au fost împrăștiați Compton în atenuator la unghiuri mici (vezi Figura 8.1).
3. Se plasează sursa de ^{137}Cs în fața detectorului și se reglează amplificarea cu ajutorul osciloscopului, astfel încât amplitudinea maximă în tensiune U_{max} a impulsurilor la ieșirea din amplificator corespunzătoare fotonilor cu energia cea mai mare ce sunt folosiți în experiment să fie mai mică de 10 V.
4. Se fixează parametrii de funcționare ai discriminatorului diferențial astfel încât să cuprindă întreaga distribuție de amplitudini în tensiune a pulsurilor la ieșirea amplificatorului și să elimine contribuția zgomotului electronic.

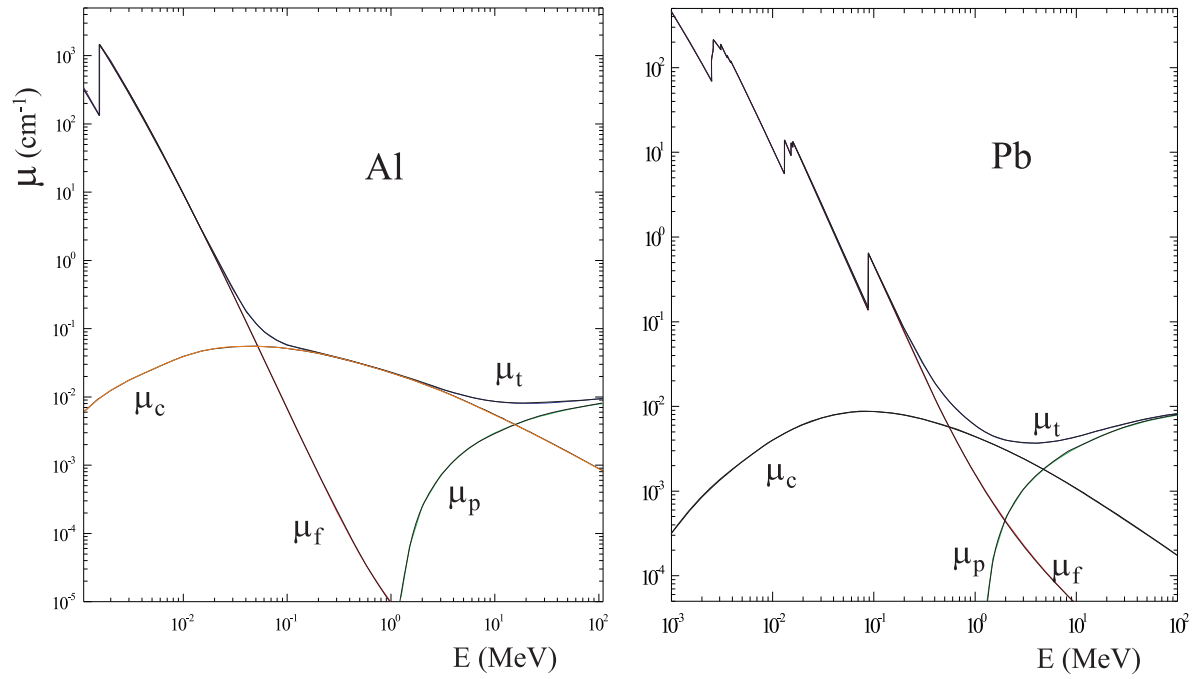


Figure 8.2: Dependența energetică a coeficienților de atenuare liniari totali și parțiali a radiațiilor gamma în Al și Pb

Table 8.1: Coeficienți de atenuare masici ai radiațiilor gamma

Energie (MeV)	Coeficient de atenuare masic (cm^2/g)			
	Al	Fe	Cu	Pb
1.000E-02	2.57E+01	1.69E+02	2.15E+02	1.26E+02
5.000E-02	3.21E-01	1.83E+00	2.47E+00	7.39E+00
1.000E-01	1.57E-01	3.34E-01	4.14E-01	5.34E+00
2.000E-01	1.19E-01	1.36E-01	1.44E-01	9.36E-01
3.000E-01	1.03E-01	1.05E-01	1.06E-01	3.73E-01
4.000E-01	9.19E-02	9.13E-02	9.09E-02	2.15E-01
5.000E-01	8.39E-02	8.24E-02	8.16E-02	1.50E-01
6.000E-01	7.76E-02	7.58E-02	7.48E-02	1.17E-01
8.000E-01	6.82E-02	6.63E-02	6.52E-02	8.41E-02
1.000E+00	6.13E-02	5.95E-02	5.85E-02	6.80E-02
1.250E+00	5.49E-02	5.32E-02	5.85E-02	5.68E-02
1.500E+00	5.00E-02	4.86E-02	4.78E-02	5.09E-02
2.000E+00	4.32E-02	4.25E-02	4.19E-02	5.09E-02
3.000E+00	3.54E-02	3.62E-02	3.59E-02	4.20E-02
4.000E+00	3.11E-02	3.31E-02	3.31E-02	4.18E-02
5.000E+00	2.84E-02	3.14E-02	3.17E-02	4.26E-02

5. Se îndepărtează sursa și se măsoară fondul N_f pe un interval de timp t_f astfel ales încât fluctuațiile statistice să aibă valori sub limita impusă (vezi relația (2.15)); rata de numărare este $R_f = N_f/t_f$.
6. Se plasează sursa de ^{137}Cs pe axa detectorului la o distanță convenabilă (suficientă pentru plasarea atenuatorilor cu grosimea maximă). Se determină rata de numărare R_0 .
7. Se plasează între sursă și detector grosimi diferite x_i dintr-un material atenuator cu numărul atomic Z_j . Se determină ratele de numărare corespunzătoare $R_i(Z_j)$. Se repetă operațiunea pentru toate tipurile de absorbant și pentru toate sursele.
8. Se verifică legea de atenuare exponențială verificând caracterul liniar al dependenței $\ln R_i(Z_j)$ de x_i .

9. Se determină coeficientul de atenuare și eroarea asociată. Se evaluează erorile posibile la determinarea coeficientului de atenuare din cauza fluctuațiilor statistice la numărare și din cauza erorilor la determinarea grosimii plăcuțelor absorbante. Parametrii dreptei $y = \ln R_0 - \mu x$ care fitează dependența valorilor măsurate $\ln R(x)$ se determină prin metoda celor mai mici pătrate folosind relațiile (2.27).
10. Se trasează dependența coeficienților de atenuare de numărul atomic și se indică mecanismul de interacție dominant (Compton sau fotoelectric).

9

Atenuarea radiațiilor alcătuite din particule încărcate

Scopul acestei lucrări este de a verifica experimental informațiile privitoare la atenuarea radiațiilor alcătuite din particule încărcate din Capitolul 4 și de a măsura parcurșuri ale radiațiilor α și β .

9.1 Atenuarea radiației α

Radiația α este alcătuită din particule încărcate grele. Pe baza cunoștințelor furnizate în secțiunea 4.1.2 putem afirma următoarele:

- particulele α își pierd energia în special prin excitări și ionizări, pierderea liniară de energie putând fi calculată cu formula Bethe-Bloch (4.5);
- parcurșul trebuie să fie mic în raport cu parcurșul unei particule ușoare de energie comparabilă;
- traiectoria particulei α ar trebuie să fie dreaptă, iar lungimea ei ar trebui să coincidă cu parcurșul.

Pentru a vedea în ce măsură predicțiile sunt confirmate de datele experimentale, folosim o emulsie nucleară care a fost iradiată cu particule α cu energii situate în jur de 7 MeV. Emulsiile nucleare sunt detectori pasivi și fac parte din categoria detectorilor de urme, detectori ce permit vizualizarea efectelor produse la trecerea particulei, cu alte cuvinte vizualizarea traiectoriei acestora. Valorile mici ale parcurșului fac necesară utilizarea unui microscop optic. Imaginea obținută, confirmă faptul că traiectoriile sunt drepte.

Temă

1. Estimați valorile experimentale ale parcurșurilor pentru 5 particule α .
2. Găsiți un criteriu de a stabili capătul trasei corespunzător intrării, respectiv stopării în emulsie.
3. Stabiliți componentele unei protecții biologice față de o sursă α .
4. Sugerăți câțiva nuclizi radioactivi din care să se constituie surse α -active.

9.2 Atenuarea radiației β^-

Radiația β^- este alcătuită din electroni, deci din particule încărcate ușoare. Modul dominant de interacție a acestora cu substanța este interacția Coulombiană cu învelișul electronic al atomilor materialului străbătut. În funcție de mărimea energiei maxime a radiației, poate să apară și emisia radiației de frânare, dar ponderea ei este oricum mică, așa cum se poate observa din Figura 9.1 în care sunt prezentate dependențele energetice ale puterilor de stopare totale și parțiale ale electronilor în Al și Pb.

Determinarea precisă a parcurșului particulelor β , definit ca distanța medie străbătută în material până la pierderea energiei cinetice, este destul de dificilă din cauza faptului că traiectoria acestor particule în absorbant nu este liniară. Spre deosebire de cazul radiațiilor α , în care lungimea traiectoriei până la stopare coincide cu parcurșul, în cazul radiațiilor β lungimea traiectoriei, dată de (4.8), nu mai coincide cu valoarea parcurșului. De aceea, pentru determinarea sa, se folosesc cel mai des relații empirice obținute din analiza valorilor măsurate experimental ale parcurșurilor radiațiilor β de diferite energii, în diferiți absorbanți.

Parcurșul particulelor încărcate ușoare se poate determina prin măsurători de transmisie, adică prin detectarea radiației transmise prin absorbant de diferite grosimi. Să considerăm plăcuțe dintr-un anumit material Z de grosimi diferite x_1, x_2, \dots și două categorii de electroni: (a) electroni dintr-un fascicul monoenergetic cu energia E_{max} și (b) radiații β cu spectru energetic continuu și energie maximă E_{max} , egală cu energia fasciculului monoenergetic (vezi Figura 9.2).

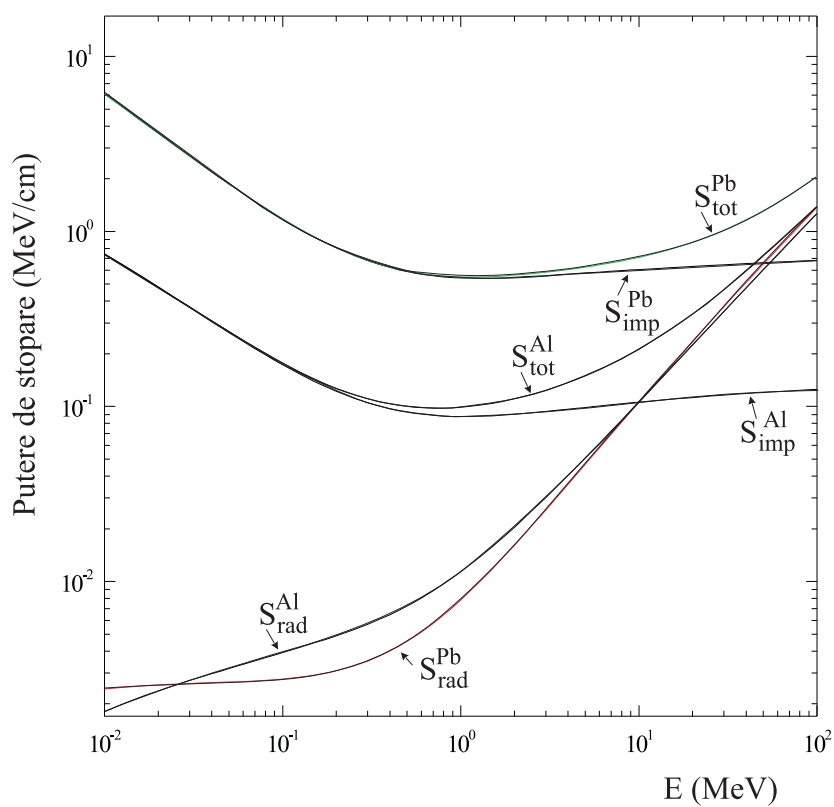


Figure 9.1: Puterea de stopare radiativă, prin împrăștiere și totală a electronilor în Al și Pb

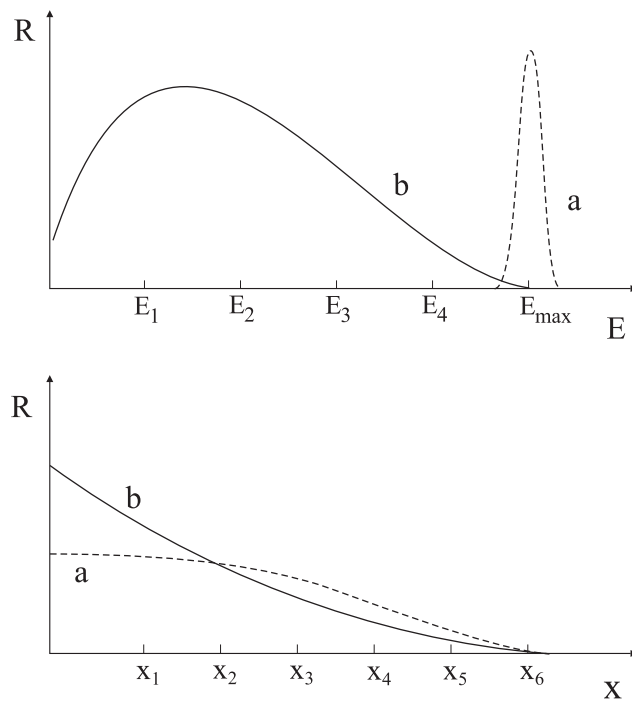


Figure 9.2: Atenuarea particulelor încărcate cu spectru continuu (linie continuă) și monoenergetic (linie întreruptă).

În cazul (a), rata de numărare corespunzătoare detecției radiației transmise scade destul de lent în funcție de grosimea materialului străbătut atingând rata fondului la o grosime X , care reprezintă parcursul electronilor cu energia E_{max} în materialul respectiv. Acest comportament se explică prin faptul că electronii, deși își pierd energie în urma excitărilor și ionizărilor pe care le produc în materialul de grosime x_1 de exemplu, mai au suficientă energie pentru a ieși din material, a ajunge pe detector și a da semnal, excepție făcând electronii împrăștiați la unghiuri mari. Pe măsură ce grosimea de material crește, energia electronilor transmiși va fi din ce în ce mai mică, dar încă suficientă pentru ca un număr semnificativ de electroni să fie detectați. Atunci când grosimea materialului devine însă egală cu parcursul $X(Z, E_{max})$, electronii își pierd întreaga energie în materialul atenuator și rata de numărare scade la rata fondului. Caracterul statistic al interacțiilor este foarte important, parcursul reprezentând o mărime medie. În cazul (b), al radiațiilor β cu spectru energetic continuu și energie maximă E_{max} rata de numărare corespunzătoare radiației transmise scade continuu, ajungând la zero (la valoarea fondului) pentru aceeași grosime X_{max} . Explicația constă în faptul că electronilor cu energii mai mici decât E_1 le corespund parcursuri mai mici decât x_1 și deci ei nu pot fi transmiși, nu dau semnal în detector, iar rata de numărare scade corespunzător. Se observă că în cazul radiației β trebuie introdusă noțiunea de *parcurs maxim*, adică *parcursul corespunzător energiei maxime*.

Din reprezentarea grafică a variației intensității fasciculului (adică a variației ratei de numărare) în funcție de grosimea materialului atenuator se poate determina parcursul radiațiilor în materialele respective (vezi Figura 9.3). În mod similar, se pot determina parcursurile masice din reprezentarea variației ratei de numărare în funcție de grosimea masică.

Experiența arată că parcursul masic X_m , pentru aceeași energie, depinde foarte puțin de natura materialului atenuator. Acest lucru permite determinarea parcursului liniar în orice material, dacă se cunoaște parcursul liniar într-un material de referință, de exemplu Al:

$$R_{mX} = R_{mAl} \quad \Rightarrow \quad R_X = \frac{\rho_{Al}}{\rho_X} R_{Al}. \quad (9.1)$$

În literatură există diferite relații empirice pentru determinarea *parcursului masic maxim*, dintre care au fost alese următoarele, valabile în diferite

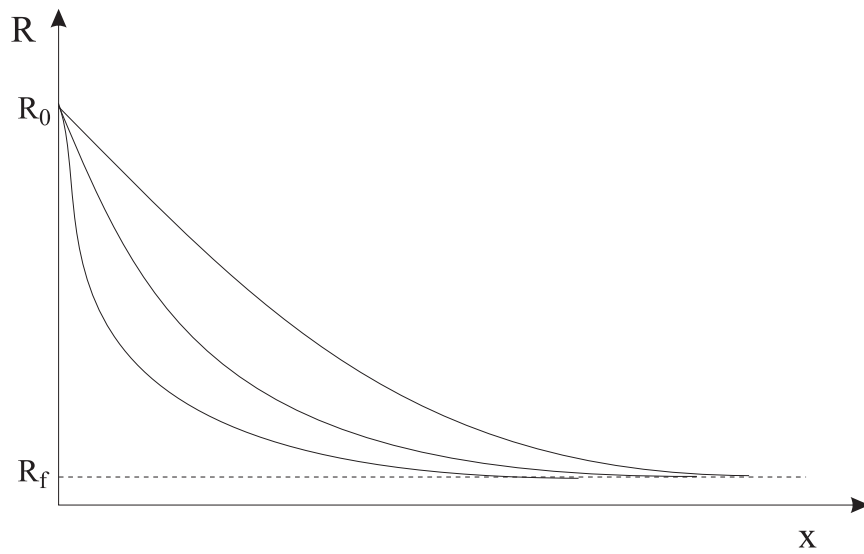


Figure 9.3: Variația ratei de numărare corespunzătoare radiației β transmise în funcție de grosimea atenuatorului. Diferitele curbe pot reprezenta fie atenuarea în același material a unor radiații β cu energii maxime E_{max} diferite, fie atenuarea aceleiași radiații β în materiale diferite.

domenii ale energiei particulelor:

$$\begin{aligned} X_m &= 0,407E^{1.38} && \text{pentru } 0.15 \text{ MeV} < E < 0.8 \text{ MeV} \\ X_m &= 0.542E - 0.133 && \text{pentru } 0.80 \text{ MeV} < E < 3.0 \text{ MeV} \\ X_m &= 0.571E - 0.161 && \text{pentru } 1.20 \text{ MeV} < E < 2.3 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (9.2)$$

Obiectul lucrării

Obiectul lucrării îl constituie studiul atenuării radiațiilor β în diferite materiale, determinarea parcurșurilor prin metoda transmisiei și verificarea experimentală a faptului că parcurșul masic maxim nu depinde de natura atenuatorului.

Surse, materiale și aparatură utilizate

Sursa β aleasă este ^{204}Tl . Așa cum indică schema sa de dezintegrare (Figura 3.8), acesta este un caz destul de rar, în care nucleul rezidual în dezintegrarea β se obține numai în stare fundamentală; cu alte cuvinte, radiația β nu este însoțită și de radiația γ sau de electronii de conversie care ar fi apărut dacă nucleul rezidual ^{204}Pb s-ar fi obținut și într-o stare excitată. Utilizarea acestei surse permite ca detecția radiației β transmise prin atenuator să nu fie afectată de prezența altor radiații. O radiație care ar putea altera totuși măsurătorile ar fi radiația de frânare, dar acest lucru nu se întâmplă dacă energia radiației β este relativ mică și dacă detectorul are o sensibilitate mare pentru radiația beta, dar nu și pentru fotoni.

Ca materiale atenuatoare se folosesc plăcuțe de Al, Cu, Sn, Fe, Pb.

Lanțul de măsură utilizat este specific unei măsurători β globale. El este alcătuit din: detector cu scintilator plastic, preamplificator, amplificator, discriminator integral, numărător și timer.

Modul de lucru

1. Se verifică lanțul de măsură și se stabilesc parametrii de funcționare ai modulelor:
 - Amplificarea se reglează astfel încât amplitudinea maximă a semnalelor la ieșirea din amplificator să nu depășească 10 V.
 - Pragul discriminatorului se stabilește în funcție de amplitudinea maximă a semnalelor care formează zgomotul electronic. Aceasta

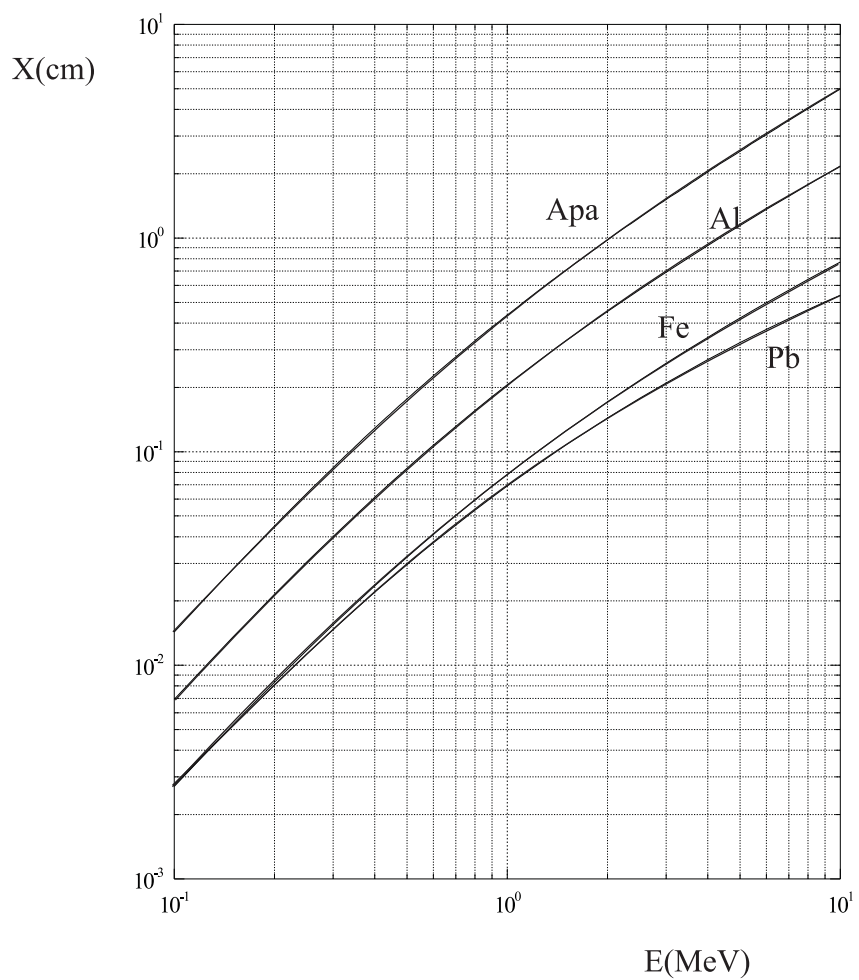


Figure 9.4: Parcursuri liniare ale electronilor în diferite materiale

Table 9.1: Parcursul masic al electronilor în diferite materiale

Energie (MeV)	Parcurs masic (g/cm ²)			
	Al	Fe	Cu	Pb
0.0100	3.539E-04	4.330E-04	4.601E-04	8.255E-04
0.0500	5.738E-03	6.637E-03	6.946E-03	1.015E-02
0.1000	1.872E-02	2.136E-02	2.225E-02	3.113E-02
0.1500	3.659E-02	4.149E-02	4.314E-02	5.905E-02
0.2000	5.804E-02	6.556E-02	6.807E-02	9.180E-02
0.3000	1.083E-01	1.218E-01	1.263E-01	1.668E-01
0.4000	1.652E-01	1.851E-01	1.918E-01	2.494E-01
0.5000	2.260E-01	2.528E-01	2.617E-01	3.361E-01
0.6000	2.894E-01	3.232E-01	3.345E-01	4.250E-01
0.7000	3.545E-01	3.952E-01	4.089E-01	5.149E-01
0.8000	4.206E-01	4.683E-01	4.843E-01	6.050E-01
0.9000	4.874E-01	5.420E-01	5.604E-01	6.949E-01
1.0000	5.546E-01	6.159E-01	6.367E-01	7.843E-01
1.2500	7.231E-01	8.011E-01	8.1234-01	1.004E+00
1.5000	8.913E-01	9.851E-01	1.017E+00	1.219E+00
1.7500	1.058E+00	1.167E+00	1.204E+00	1.427E+00
2.0000	1.224E+00	1.347E+00	1.389E+00	1.629E+00
2.5000	1.550E+00	1.699E+00	1.750E+00	2.016E+00
3.0000	1.869E+00	2.042E+00	2.101E+00	2.381E+00

se determină în lipsa sursei cu ajutorul osciloscopului, sau variind pragul de la 0 V până la valoarea la care rata de numărare se stabilizează, devenind egală cu rata fondului. Amplitudinea maximă a semnalelor care formează zgomotul electronic sau, echivalent, valoarea ce trebuie aleasă pentru pragul discriminatorului integral, depinde de calitatea detectorului și de mărimea amplificării.

- Timpul de achiziție se fixează în funcție de valoarea ratei de numărare și de eroarea relativă impusă.

2. Se măsoară rata fondului R_f .
3. Se plasează sursa în fața detectorului, folosind suportul de plastic, într-o poziție care trebuie să rămână fixă. Distanța sursă-detector trebuie

să fie suficient de mică pentru ca atenuarea radiațiilor β în aer să fie neglijabilă, dar suficient de mare pentru a putea fi plasate plăcuțele atenuatoare. Se determină rata de numărare R_0 .

4. Se așează plăcuțe dintr-un anumit material între sursă și detector de grosime x_i și se determină ratele de numărare corespunzătoare $R(x_i)$. Se continuă operațiunea până când rata de numărare rămâne constantă și egală cu rata fondului.
5. Se calculează ratele de numărare reale $R(x) = r(x) - R_f$.
6. Se reprezintă grafic rata de numărare în funcție de grosimea masică $R = f(\rho x)$. Se determină parcursul masic maxim (grosimea masică pentru care rata reală de numărare devine zero) și grosimea masică de înjumătățire (grosimea masică pentru care rata de numărare scade la jumătate).
7. Se repetă măsurătorile pentru ceilalți absorbanți.
8. Se verifică faptul că parcursul masic maxim depinde slab de natura materialului.
9. Se compară valoarea parcursului masic maxim obținută experimental cu valoarea calculată pe baza relației empirice (9.2) aplicabile în cazul energiei maxime a radiațiilor β emise de ^{207}Tl și cu valorile din Tabelul 9.1.
10. Se calculează parcursurile liniare și se compară cu cele din Figura 9.4.

10

Determinarea timpului de înjumătățire prin metoda curbelor de dezintegrare

Timpul de înjumătățire reprezintă intervalul de timp în care numărul de nuclee radioactive de un anumit tip, se reduce la jumătate. Legătura dintre timpul de înjumătățire $T_{1/2}$, constanta de dezintegrare λ și timpul mediu de viață τ este (vezi secțiunea 1.2):

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \ln 2\tau. \quad (10.1)$$

Timpii de înjumătățire măsurabili ai nuclizilor pot avea valori în domeniul $10^{-15} - 10^{35}$ s. Determinarea lor experimentală se face prin metode specifice diferitelor domenii de valori. În această lucrare se măsoară timpii de înjumătățire în domeniul zeci-sute de secunde, adică valori comparabile cu cele ale timpilor de măsură. Metoda experimentală de determinare este sugerată de următoarele caracteristici ale probelor radioactive formate din izotopi cu timpii de înjumătățire în acest domeniu:

- ele trebuie preparate în momentul efectuării experimentului;
- variația activității lor poate fi sesizată într-un interval de timp rezonabil de scurt.

Ca urmare, vom crea radionuclizi cu timpii de înjumătățire în domeniul dorit prin activare cu neutroni (proces descris în secțiunea 4.3) și vom analiza variația numărului lor în timp.

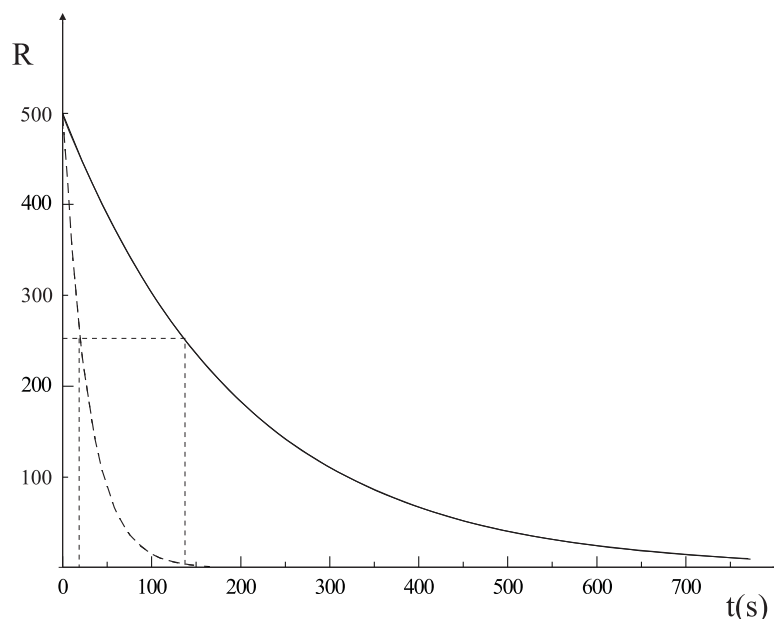


Figure 10.1: Curbe de dezintegrare

Tinând cont de faptul că variația în timp a activității este descrisă de legea dezintegrării radioactive și că între activitatea sursei și rata de numărare există o relație de proporționalitate, rezultă că rata de numărare are, la rândul său, o variație exponențială în timp:

$$\left. \begin{array}{l} \Lambda(t) = \Lambda_0 \exp(-\lambda t) \\ R = g \cdot s \cdot \varepsilon \cdot \Lambda \end{array} \right\} \Rightarrow R(t) = R_0 \exp(-\lambda t) \quad . \quad (10.2)$$

Reprezentarea grafică a variației ratei de numărare $R(t)$ constă într-o *curbă de dezintegrare* (vezi Figura 10.1). Acesta este motivul pentru care metoda experimentală folosită pentru determinarea timpilor de înjumătățire cu valori de ordinul secundelor până la ordinul zilelor se numește *metoda curbelor de dezintegrare*.

Relația (10.2) este valabilă în cazul în care preparatul radioactiv este alcătuit dintr-un singur izotop. Reprezentarea logaritmului natural al ratei

de numărare în funcție de timp constă într-o dreaptă:

$$\ln R = \ln R_0 - \frac{0.693}{T_{1/2}} \cdot t \quad (10.3)$$

din panta căreia se determină timpul de înjumătățire.

Dacă în preparatul radioactiv există n specii de nuclee radioactive care se dezintegrează independent, atunci activitatea totală este:

$$\Lambda(t) = \sum_{i=1}^n \Lambda_i = \sum_{i=1}^n \Lambda_{i0} \exp(-\lambda_i t), \quad (10.4)$$

iar variația vitezei de numărare reprezintă o suprapunere de exponențiale:

$$R(t) = \sum_{i=1}^n R_{i0} \exp(-\lambda_i t). \quad (10.5)$$

În cazul particular a doi radionuclizi independenți, această relație devine:

$$R(t) = R_{10} \exp(-\lambda_1 t) + R_{20} \exp(-\lambda_2 t). \quad (10.6)$$

În Figura 10.2 sunt reprezentate rata de numărare totală a unui preparat alcătuit din doi izotopi cu ponderi egale și timpi de înjumătățire diferiți, precum și ratele de numărare parțiale, corespunzătoare celor doi izotopi. Metoda curbelor de dezintegrare poate fi aplicată pentru determinarea celor doi timpi de înjumătățire cu condiția ca între aceștia să existe o diferență de cel puțin un ordin de mărime.

Pentru a demonstra acest lucru, să presupunem că $T_{1/2}^{(1)} \ll T_{1/2}^{(2)}$. După un interval de timp egal cu aproximativ $5 \cdot T_{1/2}^{(1)}$, primul radioizotop s-a dezintegrat practic complet, astfel încât:

$$R(t > 5 \cdot T_{1/2}^{(1)}) \simeq R_2(t) = R_{20} \exp(-\lambda_2 t). \quad (10.7)$$

Timpul de înjumătățire $T_{1/2}^{(2)}$ se determină procedând ca și în cazul unui singur radionuclid. Se poate calcula apoi, contribuția primului izotop la rata de numărare pentru orice valoare a timpului:

$$R_1(t) = R(t) - R_2(t), \quad (10.8)$$

iar din reprezentarea $\ln R_1(t)$ în funcție de timp, se determină $T_{1/2}^{(1)}$.

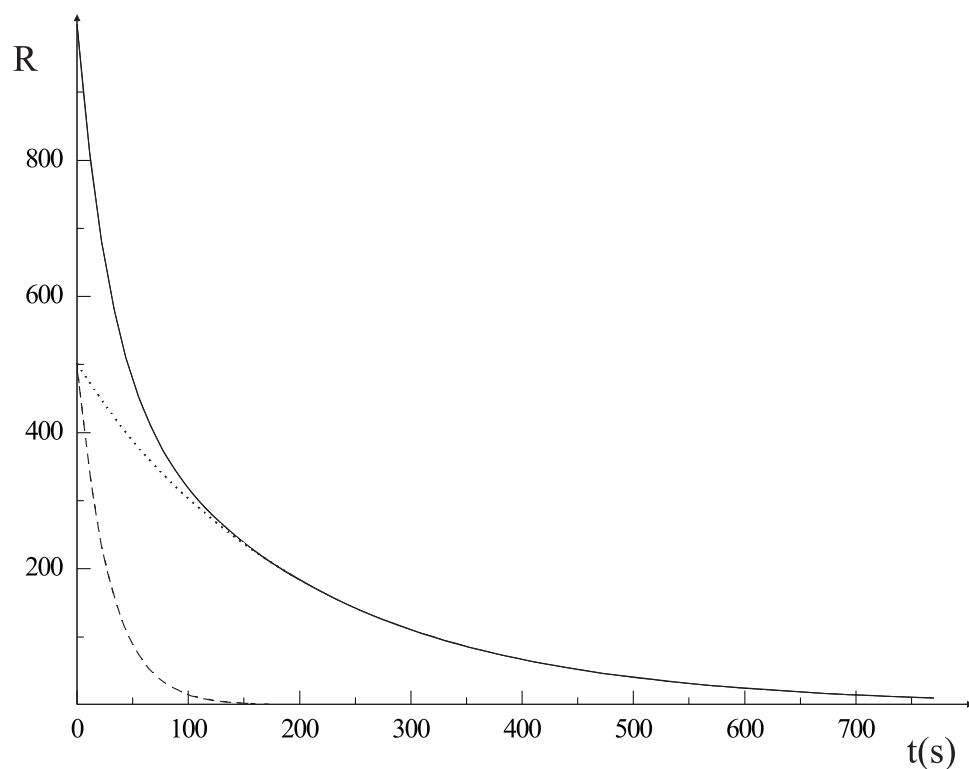


Figure 10.2: Rata de numărare $R(t)$ corespunzătoare unui preparat radioactiv alcătuit din doi radionuclizi independenți, cu timpi de înjumătățire diferiți (linie continuă), ratele de numărare corespunzătoare radionuclidului de viață scurtă $R_1(t)$ (linie întreruptă) și radionuclidului de viață lungă $R_2(t)$ (linie punctată).

Obiectul lucrării

Scopul lucrării este determinarea timpilor de înjumătățire ai radionuclizilor β^- -activi, folosind curbele de dezintegrare. Se vor analiza două cazuri: cel al unui preparat format dintr-un singur radionuclid și cel al unui preparat format din doi radionuclizi nelegați genetic (radionuclizi care nu se obțin unul din dezintegrarea celuilalt, cu alte cuvinte, se dezintegrează independent).

Surse, materiale și aparatură necesară

Pentru obținerea radionuclizilor, se vor activa cu neutroni probe de vanadiu (vanadiul natural conține numai izotopul $^{51}_{23}\text{V}$), aluminiu (alumiul natural conține numai izotopul $^{27}_{13}\text{Al}$), și argint (argintul natural conține izotopii $^{107}_{47}\text{Ag}$ și $^{109}_{47}\text{Ag}$). Prin reacții de captură radiativă (n, γ) se formează izotopii β^- -activi $^{52}_{23}\text{V}$, $^{27}_{13}\text{Al}$, $^{108}_{47}\text{Ag}$ și $^{110}_{47}\text{Ag}$ ale căror scheme de dezintegrare sunt redată în Figura 3.9.

Pentru activare, se folosește sursa de neutroni Pu-Be, prezentată în secțiunea 3.5.

Lanțul de detecție este cel specific unei măsurători β -globale (detector cu scintilator organic, preamplificator, amplificator, discriminator integral sau analizor monocanal, numărător, timer).

Modul de lucru

1. Se activează probele plasându-le la aproximativ 10 cm de sursă, unde fluxul neutroni-lor termici are valoare mare (procentul de neutroni termalizați este semnificativ, iar scaderea fluxului cu creșterea distanței de la sursă nu este încă prea mare).

Timpul de activare trebuie să fie în jur de 20 de minute, suficient pentru a se atinge saturația în cazul tuturor izotopilor. Realizarea acestor condiții spațiale și temporale contribuie la creșterea numărului de nuclee active din probă și deci, la o valoare mare a ratei de numărare inițiale. Acest lucru asigură atât o bună evidențiere în raport cu rata fondului, cât și fluctuații statistice mai mici.

2. Se verifică lanțul de detecție și se fixează parametrii de funcționare astfel încât amplitudinea maximă a semnalelor să nu depășească 10 V, iar pragul de discriminare să elimine efectul zgomotului electronic.

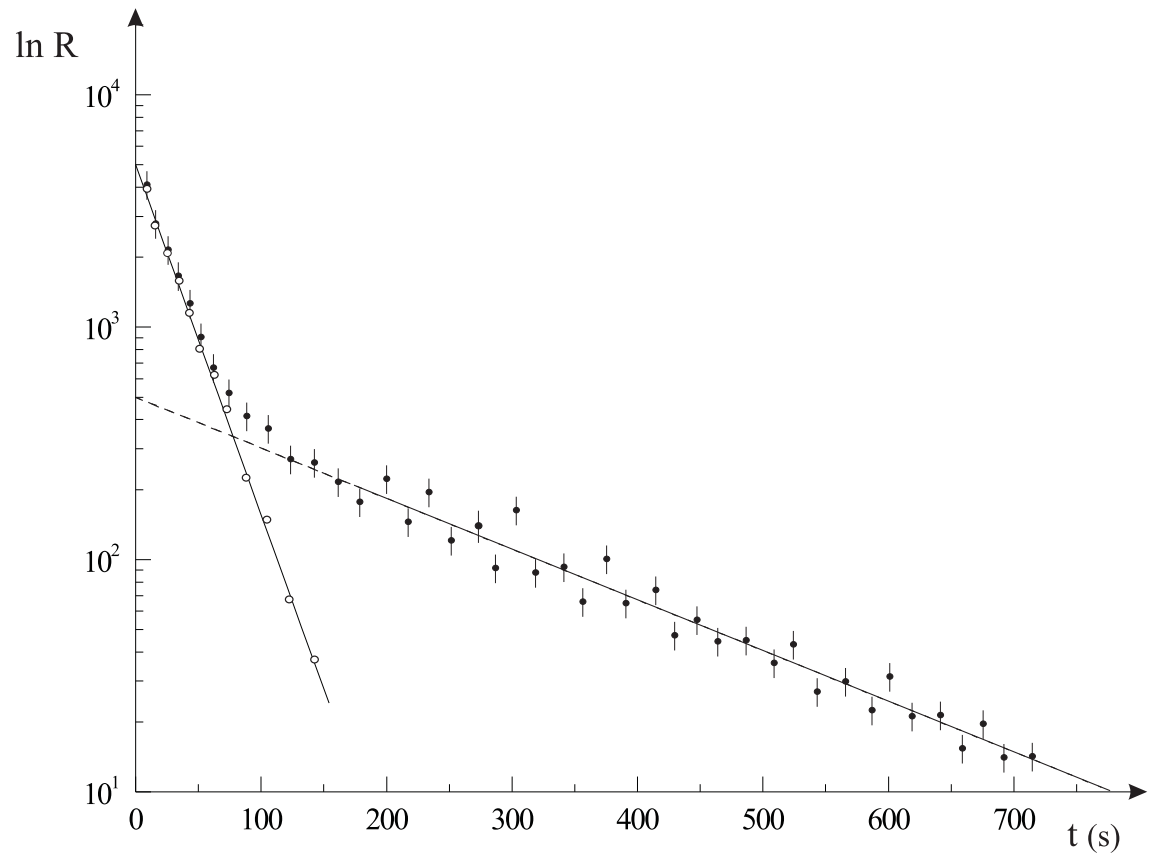


Figure 10.3: Determinarea timpilor de înjumătățire ai izotopilor argintului natural

3. Se determină rata de numărare a fondului.
4. Timerul se reglează să funcționeze în regim automat: 10 secunde achiziție - 1 secundă pauză - ștergere și reluarea secvenței.
5. După trecerea timpului de activare, probele se plasează în fața detectorului, la o distanță cât mai mică de acesta, pentru ca particulele β să nu fie stopate înainte de a pătrunde și de a da semnal în detector. Este recomandabil ca timpul de transport să fie cât mai scurt, pentru ca numărul nucleelor dezintegrate în acest interval să fie mic.
6. Se începe măsurarea, care continuă până când viteza de numărare scade de circa 8 ori, sau devine egală cu rata fondului.
7. Se calculează vitezele de numărare, cărora li se aplică corecția de fond:

$$R(t_i) = r(t_i) - R_f \quad (10.9)$$

unde $r(t_i)$ reprezintă rata de numărare la momentul t_i , iar R_f reprezintă rata fondului.

8. Se reprezintă $\ln R(t_i)$ în funcție de t_i pentru fiecare probă.
9. Pentru probele care conțin un singur izotop radioactiv, punctele experimentale se fitează cu o dreaptă prin metoda celor mai mici pătrate. Panta drepte și abaterea standard asociată se calculează conform relațiilor:

$$\lambda = \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \sum_i \frac{t_i y_i}{\sigma_i^2} - \sum_i \frac{t_i}{\sigma_i^2} \sum_i \frac{y_i}{\sigma_i^2} \right) / \left[\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \sum_i \frac{t_i}{\sigma_i^2} - \left(\sum_i \frac{t_i^2}{\sigma_i^2} \right)^2 \right] \quad (10.10)$$

$$\sigma_\lambda^2 = \sum_i \left(\frac{\partial \lambda}{\partial y_i} \right)^2 \sigma_i^2 = \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \right) / \left[\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \sum_i \frac{t_i}{\sigma_i^2} - \left(\sum_i \frac{t_i^2}{\sigma_i^2} \right)^2 \right] \quad (10.11)$$

unde:

$$y_i = \ln R_i; \quad \sigma_i = \Delta(\ln R_i) = \frac{\Delta R_i}{R_i} \quad (10.12)$$

10. In cazul probei de Ag, reprezentarea logaritmică a lui $R_i(t_i)$ constă în două drepte unite printr-o zonă de racord (vezi Figura 10.3). Pentru determinarea celor doi timpi de înjumătățire ai celor doi izotopi se parcurg următoarele etape:

124 10. DETERMINAREA TIMPULUI DE ÎNJUMĂTĂȚIRE PRIN METODA CURBEL

- Punctele experimentale $\ln R_i(t_i)$ corespunzătoare timpilor mari se fitează cu dreapta $f_2(t) = -\lambda_2 t + \ln R_{02}$ din a cărei pantă se determină timpul de înjumătățire al izotopului de viață lungă $T_{1/2}^{(2)}$.
- Se extrapolează această dreaptă și în domeniul timpilor mici și se face diferența $R(t_i) - f_2(t_i) \approx R_1(t_i)$ care poate fi aproximată cu rata de numărare corespunzătoare detecției radiațiilor emise de izotopul cu timp scurt de înjumătățire.
- Punctele $R_1(t_i)$ se fitează la rândul lor cu dreapta $f_1(t) = -\lambda_1 t + \ln R_{01}$ din a cărei pantă se determină $T_{1/2}^{(1)}$.
- Se compară valorile timpilor de înjumătățire determinate în cadrul experimentului cu valorile furnizate de schemele de dezintegrare, tabelul radionuclizilor sau alte surse de date nucleare.

11

Legea de activare

În contextul fizicii nucleare, prin *activare* se înțelege *transformarea unui nucleu stabil într-un nucleu radioactiv*. Exprimări echivalente sunt producere (inducere) de radioactivitate artificială sau producere de radionuclizi.

Activarea este indusă în reacții nucleare. Iată câteva exemple.

Scopul activării este de a produce radionuclizi cu proprietăți de dezintegrare (timp de viață, tipul, energia și intensitatea radiațiilor emise) utile în diverse aplicații, cum ar fi: medicină (diagnosticare și terapie), control nedistructiv, geologie, etc. Pe lângă aplicații, radionuclizii

Din exemplele anterioare, rezultă că activarea poate fi indusă de neutroni, sau de particule încărcate. Producerea radionuclizilor în reacții induse de particule încărcate se face cu ajutorul acceleratoarelor. Activarea cu neutroni se realizează în reactori nucleari, dar și în acceleratori, atunci când randamentul de activare maxim corespunde unor energii ale neutronilor incidenți mai mari decât energiile medii ale neutronilor de fisiune.

11.1 Legea de activare

Legea de activare exprimă dependența numărului de nuclee radioactive (active) N_a de timpul de activare T_a . Deducerea ei se face pornind de la exprimarea variației numărului de nuclee active în unitatea de timp dN/dt . Această variație reprezintă diferența dintre nuarul de nuclee care se activează și cele ce se dezintegrează în unitatea de timp. Numărul de nuclee care se

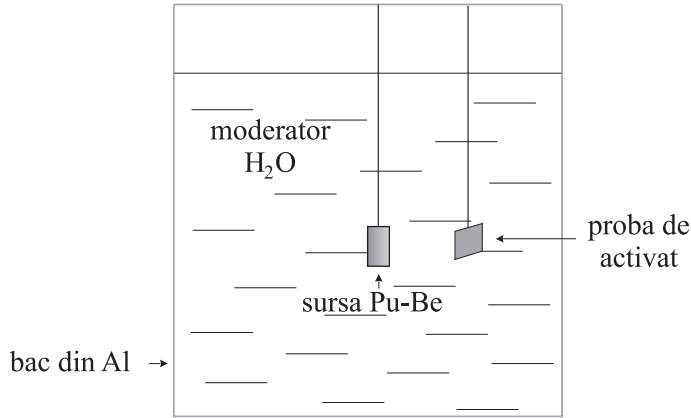


Figure 11.1: This is the caption of the figure.

activează în unitatea de timp este proporțional cu fluxul particulelor incidente ϕ , cu numărul nucleelor țintă n și cu probabilitatea de interacție dintre țintă și proiectil care să conducă la formarea nucleului radioactiv, exprimată de secțiunea eficace de activare σ_a . Numărul de nuclee care se dezintegrează în unitatea de timp este proporțional cu numărul de nuclee active la momentul respectiv, constanta de proporționalitate fiind constanta dezintegrării radioactive λ . Rezultă că variația numărului de nuclee active, în timpul activării, se exprimă ca:

$$\frac{dN}{dt} = n\phi\sigma_a - \lambda N \quad (11.1)$$

Această relație reprezintă forma diferențială a legii de activare. Integrarea se face impunând următoarele condiții la limită numărului de nuclee active: $N(t=0) = 0$, $N(t=t_a) = N_a$.

$$N_a(t_a) = \frac{n\phi\sigma_a}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda t_a)] \quad (11.2)$$

Echivalent, exprimarea activității funcție de timpul de activare

$$\Lambda(t_a) = \lambda N_a(t_a) = n\phi\sigma_a [1 - \exp(-\lambda t_a)] \quad (11.3)$$

Se observa că pentru timpi de activare foarte mari, activitatea probei tinde spre o valoare constantă:

$$\Lambda(t_a \rightarrow \infty) = \Lambda_\infty = n\phi\sigma_a \quad (11.4)$$

Din ultimile doua relatii rezulta:

$$\frac{\Lambda(t_a)}{\Lambda_\infty} = [1 - \exp(-\lambda t_a)] = \left[1 - \exp\left(-\ln 2 \frac{t_a}{T_{1/2}}\right) \right] \quad (11.5)$$

11.2 Activarea cu neutroni

Activarea cu neutroni se face prin intermediul reactiei de captura radiativa si conduce la obtinerea unor izotopi β^- activi.

11.3 Determinarea fluxului de neutroni

Fluxul de neutroni (in punctul in care se face activarea) intervine ca parametru in expresia legii de activare. Rezulta ca fluxul neutronilor poate fi determinat masurand activitatea $\Lambda(T_a)$ si cunoscand valorile celorlalti parametri.

Alegerea lantului de masura pentru pentru determinarea activitatii probei se face in functie de proprietatile de dezintegrare ale radionuclizilor din proba. In masuratorile absolute in care se detecteaza radiatie beta, trebuie luate in considerare probabilitatea ca electronul sa nu fie absorbit in proba (factorul de autoabsorbție) si cea sa nu fie retroimprastiat (factorul de retroimprastiere).

La sfarsitul duratei de activare t_a , proba contine N_a nuclee radioactive. Daca transportul probei pana la detector necesita timpul t_p , rezulta ca in momentul inceperii masuratorii au ramas nedezintegrate $N_1 = N_a \exp(-\lambda T_p)$ nuclee.

In ... s-a aratat ca intre numarul de nuclee dezintegrate in unitatea de timp si rata de numarare exista o relatie de proportionalitate, proportionalitate ce exista si intre numarul de evenimente inregistrate in timpul de masura t_m si numarul de nuclee care se dezintegreaza in acest interval $N_2 = N_1 [1 - \exp(-\lambda t_m)]$.

Principalii factori de proportionalitate mentionati in sunt factorul de schema, factorul geometric si eficacitatea de detectie. In cazul detectiei radiatiei beta, la acestia factorul de autoabsorbție si factorul de retroimprastiere, adica $N_3 = sg\epsilon Ca C_r N_2$.

$$N_m = sg\epsilon Ca C_r n \phi \sigma_a [1 - \exp(-\lambda t_a)] [1 - \exp(-\lambda t_m)] \exp(-\lambda T_p) \quad (11.6)$$

11.3.1 Obiectivele lucrării

Lucrarea are două obiective: verificarea experimentală a legii de activare și determinarea fluxului de neutroni termici.

11.3.2 Surse, materiale, aparatură

Sursa de neutroni folosită în această lucrare este PuBe și a fost prezentată în capitolul. Spectrul neutronilor

Parametrii care intervin în relația de mai sus se determină în modul următor:

- Factorul de schema (intensitatea) radiației măsurate se determină din schema de dezintegrare a ^{28}Al din...,
- factorul geometric se determină considerând omogenitatea probei, diametrul sau mai mic decât al detectorului și neglijând grosimea,
- eficacitatea de detecție a particulelor încărcate se determină din
- corecția de autoabsorbție
- corecția de retroîmprăștiere
- numărul de evenimente N_m , timpii de activare, de transport și de măsură se determină experimental
- constanta de dezintegrare se determină cu ajutorul informațiilor din schema de dezintegrare
- secțiunea de captură radiativă a neutronilor termici de ^{27}Al este.

[12pt,bezier]report graphicx,rom

12

Legea de activare

În contextul fizicii nucleare, prin *activare* se înțelege *transformarea unui nucleu stabil într-un nucleu radioactiv*. Expresii echivalente sunt producere (inducere) de radioactivitate artificială sau producere de radionuclizi.

Activarea este indusă în reacții nucleare. Iată câteva exemple.

Scopul activării este de a produce radionuclizi cu proprietăți de dezintegrare (timp de viață, tipul, energia și intensitatea radiațiilor emise) utile în diverse aplicații, cum ar fi: medicina (diagnosticare și terapie), control nedistructiv, geologie, etc.

Din exemplele anterioare rezultă că activarea poate fi indusă de neutroni, sau de particule încărcate. Producerea radionuclizilor în reacții induse de particule încărcate se face cu ajutorul acceleratoarelor. Activarea cu neutroni se realizează în reactorii nucleari, dar și în acceleratori, atunci când randamentul de activare maxim corespunde unor energii ale neutronilor incidenti mai mari decât energiile medii ale neutronilor de fisiune.

12.1 Legea de activare

Legea de activare exprimă dependența numărului de nuclee radioactive (activate) N_a de timpul de activare T_a . Deducerea ei se face pornind de la exprimarea variației numărului de nuclee active în unitatea de timp dN/dt . Această variație reprezintă diferența dintre numărul de nuclee care se activează și cele ce se dezintegrează în unitatea de timp. Numărul de nuclee care se activează în unitatea de timp este proporțional cu fluxul particulelor incidente ϕ , cu numărul nucleelor țintă n și probabilitatea de interacție dintre

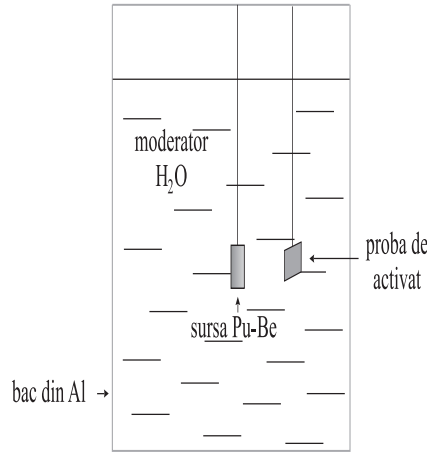


Figure 12.1: This is the caption of the figure.

tinta și proiectil care să conducă la formarea nucleului radioactiv, exprimată de secțiunea eficace de activare σ_a . Numărul de nuclee care se dezintegrează în unitatea de timp este proporțional cu numărul de nuclee active la momentul respectiv, constanta de proporționalitate fiind constanta dezintegrării radioactive λ . Rezultă că variația numărului de nuclee active, în timpul activării, se exprimă ca:

$$\frac{dN}{dt} = n\phi\sigma_a - \lambda N \quad (12.1)$$

Această relație reprezintă forma diferențială a legii de activare. Integrarea se face impunând următoarele condiții la limita numărului de nuclee active: $N(t=0) = 0$, $N(t=t_a) = N_a$.

$$N_a(t_a) = \frac{n\phi\sigma_a}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda t_a)] \quad (12.2)$$

Echivalent, exprimarea activității funcție de timpul de activare

$$\Lambda(t_a) = \lambda N_a(t_a) = n\phi\sigma_a [1 - \exp(-\lambda t_a)] \quad (12.3)$$

Se observă că pentru timpi de activare foarte mari, activitatea probei tinde spre o valoare constantă:

$$\Lambda(t_a \rightarrow \infty) = \Lambda_\infty = n\phi\sigma_a \quad (12.4)$$

Din ultimile doua relatii rezulta:

$$\frac{\Lambda(t_a)}{\Lambda_\infty} = [1 - \exp(-\lambda t_a)] = \left[1 - \exp\left(-\ln 2 \frac{t_a}{T_{1/2}}\right) \right] \quad (12.5)$$

12.2 Activarea cu neutroni

Activarea cu neutroni se face prin intermediul reactiei de captura radiativa si conduce la obtinerea unor izotopi β^- activi.

12.3 Determinarea fluxului de neutroni

Fluxul de neutroni (in punctul in care se face activarea) intervine ca parametru in expresia legii de activare. Rezulta ca fluxul neutronilor poate fi determinat masurand activitatea $\Lambda(T_a)$ si cunoscand valorile celorlalti parametri.

Alegerea lantului de masura pentru pentru determinarea activitatii probei se face in functie de proprietatile de dezintegrare ale radionuclizilor din proba. In masuratorile absolute in care se detecteaza radiatie beta, trebuie luate in considerare probabilitatea ca electronul sa nu fie absorbit in proba (factorul de autoabsorbție) si cea sa nu fie retroimprastiat (factorul de retroimprastiere).

La sfarsitul duratei de activare t_a , proba contine N_a nuclee radioactive. Daca transportul probei pana la detector necesita timpul t_p , rezulta ca in momentul inceperii masuratorii au ramas nedezintegrate $N_1 = N_a \exp(-\lambda T_p)$ nuclee.

In ... s-a aratat ca intre numarul de nuclee dezintegrate in unitatea de timp si rata de numarare exista o relatie de proportionalitate, proportionalitate ce exista si intre numarul de evenimente inregistrate in timpul de masura t_m si numarul de nuclee care se dezintegreaza in acest interval $N_2 = N_1 [1 - \exp(-\lambda t_m)]$.

Principalii factori de proportionalitate mentionati in sunt factorul de schema, factorul geometric si eficacitatea de detectie. In cazul detectiei radiatiei beta, la acestia factorul de autoabsorbție si factorul de retroimprastiere, adica $N_3 = sg\epsilon Ca C_r n \phi \sigma_a N_2$.

$$N_m = sg\epsilon Ca C_r n \phi \sigma_a [1 - \exp(-\lambda t_a)] [1 - \exp(-\lambda t_m)] \exp(-\lambda T_p) \quad (12.6)$$

12.3.1 Obiectivele lucrării

Lucrarea are două obiective: verificarea experimentală a legii de activare și determinarea fluxului de neutroni termici.

12.3.2 Surse, materiale, aparatură

Sursa de neutroni folosită în această lucrare este PuBe și a fost prezentată în capitolul. Spectrul neutronilor

Parametrii care intervin în relația de mai sus se determină în modul următor:

- Factorul de schema (intensitatea) radiației măsurate se determină din schema de dezintegrare a ^{28}Al din...,
- factorul geometric se determină considerând omogenitatea probei, diametrul sau mai mic decât al detectorului și neglijând grosimea,
- eficacitatea de detecție a particulelor încărcate se determină din
- corecția de autoabsorbție
- corecția de retroîmprăstiere
- numărul de evenimente N_m , timpii de activare, de transport și de măsură se determină experimental
- constanta de dezintegrare se determină cu ajutorul informațiilor din schema de dezintegrare
- secțiunea de captură radiativă a neutronilor termici de ^{27}Al este.

13

Incetinirea neutronilor

Reactiile nucleare induse de neutroni sunt importante pentru foarte multe aplicatii energetice sau ne-energetice. De aceea, modurile de interactie ale neutronilor cu diferite tinte si in diferite domenii energetice au fost si vor mai fi subiecte de interes pentru fizica nucleara teoretica si experimentală.

Principalele tipuri de reactii induse de neutroni au fost prezentate in si reamintite: imprastierile elastice (n, n) si inelastice (n, n') , captura radiativa (n, γ) , emisia de particule incarcate $(n, p), (n, \alpha)$, fisiunea nucleara (n, f) .

13.0.3 De ce incetinim neutronii?

Rata de interactie. Maximizarea ratei de interactie presupune selectarea acelui domeniu energetic in care si sectiunea de reactie si fluxul neutronilor sa aiba valori mari.

Spectrele de neutroni

In Figura sunt prezentate sectiunile de fisiune ale celor mai importanti izotopi ai uraniului inca existenti in natura, ${}_{92}^{235}\text{U}$ si ${}_{92}^{238}\text{U}$. Se observa ca sectiunea de fisiune a ${}_{92}^{238}\text{U}$ este foarte mica la energii mici, in timp ce sectiunea ${}_{92}^{235}\text{U}$ are valori maxime in domeniul energiilor termice. Nucleele care au sectiuni de fisiune foarte mici in domeniul energiilor termice au un numar par de neutroni si se numesc nuclee *fertile*, iar cele care au sectiuni de fisiune mari in acel domeniu au de obicei un numar impar de neutroni si se numesc nuclee *fisile*. In Figura sunt prezentate sectiunile de captura radiativa ale. Se observa valorile maxime in domeniul termic.

Rezumand cele prezentate anterior, neutronii emisi in reactiile nucleare au de obicei energii mari (sunt neutroni rapizi), dar sectiunile reactiilor de

interes practic induse de neutroni cum sunt captura radiativa si fisiunea, au valori mari in domeniul energiilor joase (domeniul termic). Rezulta ca pentru a maximiza rata reactiilor amintite trebuie sa incetinim neutronii.

Incetinirea neutronilor se realizeaza in principal in urma imprastierii elastice pe nucleee

Incetinirea, moderarea, termalizarea neutronilor

Procesul de incetinire poate fi descris cu ajutorul urmatoarelor marimi: $n(\vec{r}, E)$ numarul neutronilor cu energia E cuprinsa intr-un interval energetic unitar din unitatea de volum situata la d

Un parametru de interes practic in proiectarea reactorilor, a protectiei surselor de neutroni etc. care caracterizeaza incetinirea este distanta patratica medie $\overline{r^2(E)}$ parxursa de neutroni de la sursa pana cand isi reduce energia de la E_0 la E :

$$\overline{r^2(E)} = \int_v r^2 n(\vec{r}, E) dv / \int_v n(\vec{r}, E) dv \quad (13.1)$$

In cazul unei geometrii cu simetrie sferica, relatia de mai sus devine

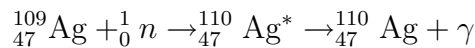
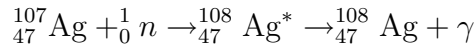
$$\overline{r^2(E)} = \int_0^\infty r^4 n(r, E) dr / \int_0^\infty r^2 n(r, E) dr \quad (13.2)$$

Activitatea probei $\Lambda(r)$ activate la distanta r este proportionala cu rata de reactie in acel punct

$$\Lambda(r) = K \cdot \int \sigma_a(E') \phi(r, E') dE' = K \cdot \int_{E-\Delta E}^{E+\Delta E} \sigma_a(E') \phi(r, E') dE' = \quad (13.3)$$

$$K \cdot \phi(r, E) \int_{E-\Delta E}^{E+\Delta E} \sigma_a(E') dE' = K \cdot n(r, E)$$

Argintul natural contine izotopii ^{107}Ag (abundenta naturala 51.35%) si ^{109}Ag (abundenta naturala 48.65%). Dependenta de energia neutronilor incidenti a sectiunilor eficace de captura radiativa:



sunt prezentate in Figurile. Se observa valorile foarte mari ale sectiunilor in domeniul termic 44 ± 9 b 110 ± 20 b 7600 b si de asemenea in cazul ^{109}Ag o valoare foarte mare in jurul valorii de 5.2 eV. O proba de argint natural invelita in cadmiu se va activa practic doar cu neutroni cu energia $E=5.2$ eV prin

producerea izotopului ^{109}Ag . Activitatea probei este proportionala cu fluxul neutronilor cu energia $E=5.2$ eV in punctul in care se realizeaza activarea. Activand proba la diferite distante r , se obtin informatii despre variatia cu distanta a fluxului de neutroni cu energie data, iar data fiind proportionalitatea fluxului cu densitatea de neutroni... Ca urmare, raza patratica medie a distributiei neutronilor cu energia $E=5.2$ eV se poate determina din relatia

$$\overline{r^2(E = 5.2\text{eV})} = \int_0^\infty r^4 \Lambda(r) dr / \int_0^\infty r^2 \Lambda(r) dr \quad (13.4)$$

Exista o reprezentare analitica

$$n(r, E) = \frac{A}{r} e^{-ar} \quad (13.5)$$

$$\Lambda(r) = \frac{B}{r} e^{-ar} \quad (13.6)$$

Efectuarea analitica a integralelor pentru $r \geq r_0$ reduce efectul fluctuatiilor datelor experimentale din acest domeniu si tine cont de contributia la integrale a distantelor mai mari decat cea mai departata pozitie masurata.