

1

Stabilitatea nucleului atomic, dezintegrarea radioactivă

1.1 Linia de stabilitate nucleară

În general, ansamblul de neutroni și protoni din care este alcătuit nucleul formează o structură instabilă în timp. Anumite combinații de neutroni și protoni sunt mai stabile decât altele. Tendința generală de stabilitate este dată de relația dintre forțele nucleare puternic atractive și forțele de respingere Coulomb dintre protoni. Peste ele se suprapun efecte cuantice specifice care fac spre exemplu ca nucleele par-pare să fie mult mai stabile decât cele impare. Dacă se reprezintă energia medie de legătură pe nucleon $b_A(Z)$ în funcție de numărul atomic Z și numărul de masă A , se obține o suprafață care, într-o primă aproximație, are forma unei șei a cărei coamă corespunde celor mai stabile nuclee din natură. Proiecția acestei coame în planul (Z,A) determină așa numita curbă Green în jurul căreia se așează toate nucleele stabile din natură. O aproximație rezonabilă pentru această curbă se obține în cadrul modelului picătură de lichid [5]

$$Z = \frac{A}{1.98 + 0.015 \cdot A^{2/3}} \quad (1.1)$$

izobarul cel mai stabil. O relație mult mai precisă care furnizează legătura între Z și A pentru nucleele stabile, cu o precizie mai bună de 3% pentru nuclee cu $Z < 93$, a fost dedusă de Kantele [6] și are expresia

$$A = C \times \exp[1.4595 + 0.2158 \ln Z + 0.24867(\ln Z)^2 - 0.02225(\ln Z)^3] \quad (1.2)$$

unde $C(9) = 1.047$, $C(11) = 1.036$, $C(18) = 1.065$, $C(20) = 0.95$, $C(23) = 1.035$, $C(34) = 1.033$, în toate celelalte cazuri $C = 1$.

1.2 Rata de dezintegrare și activitatea unei surse radioactive

Probabilitatea ca un nucleu al unui radioizotop dat să se dezintegreze într-un anumit timp este independentă de dezintegrarea altor nuclee din jurul lui, durata de timp cât a existat, etc. Ea este o proprietate intrinsecă a fiecărei stări nucleare. Dacă notăm cu λ probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp numită și *constantă de dezintegrare radioactivă*, atunci probabilitatea de dezintegrare în intervalul de timp Δt este dată de ecuația

$$p(\Delta t) = \lambda \Delta t \quad (1.3)$$

Deoarece suma tuturor probabilităților de dezintegrare este unitatea, probabilitatea ca un nucleu să *nu* se dezintegreze în intervalul de timp Δt este $[1 - p(\Delta t)]$ iar

$$1 - p(\Delta t) = 1 - \lambda \Delta t \quad (1.4)$$

Probabilitatea ca nucleul să supraviețuiască nedezintegrat intervalului de timp $2\Delta t$, este egală cu produsul probabilităților individuale

$$1 - p(2\Delta t) = (1 - \lambda \Delta t)(1 - \lambda \Delta t) = (1 - \lambda \Delta t)^2 \quad (1.5)$$

Generalizând, putem spune că probabilitatea ca un nucleu să supraviețuiască nedezintegrat n intervale de timp Δt este dată de relația

$$1 - p(n\Delta t) = (1 - \lambda \Delta t)^n \quad (1.6)$$

$$1 - p(t) = \left(1 - \frac{\lambda t}{n}\right)^n \quad (1.7)$$

Dacă Δt devine foarte mic (care este de fapt condiția de valabilitate a ecuației (1.3), atunci ecuația (1.7) devine:

$$1 - p(t) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\lambda t}{n}\right)^n = e^{-\lambda t} \quad (1.8)$$

deci probabilitatea ca nucleul să rămână nedeintegrat timpul t este egală cu $\exp(-\lambda t)$.

În cazul unei probe cu $N(t)$ nuclee radioactive identice la momentul t , atunci relația între $N(t)$ și $N(t = 0) = N(0)$ are forma

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (1.9)$$

care este binecunoscuta lege a dezintegrării radioactive.

Prin derivarea ei obținem forma diferențială a legii dezintegrării radioactive

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

care arată că rata de dezintegrare a unei surse radioactive este proporțională cu numărul de nuclee radioactive prezente în sursă. Rata de dezintegrare a unei surse este o mărime des utilizată în practică și se numește *activitatea* sursei, notată cu $\Lambda(t)$

$$\Lambda(t) \equiv \lambda N(t) \quad (1.11)$$

Unitatea de măsură tradițională pentru Λ este Curie (Ci), și este definită ca fiind activitatea unui gram de radiu-226 în stare pură, unitate echivalentă cu

$$1 \text{ Curie (Ci)} = 3.7 \times 10^{10} \text{ dezintegrări pe secundă}$$

Aceasta este o unitate foarte mare, în laborator folosindu-se în mod uzual surse de activități în domeniul μCi sau mCi . Din acest motiv, în Sistemul Internațional de Unități este definită unitatea de activitate - Becquerel

Din punctul de vedere al dezintegrării, un radioizotop este caracterizat de *constantă de dezintegrare radioactivă* λ definită mai sus ca probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp a nucleului considerat. În funcție de schema de dezintegrare caracteristică, la fiecare act de dezintegrare se pot emite una sau mai multe radiații nucleare. Corelat cu mărimea λ , se definește *timpul mediu de viață* τ

$$\bar{t} = \frac{\int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^\infty e^{-\lambda t} dt} = \frac{1}{\lambda} \equiv \tau$$

reprezentând durata în care activitatea Λ_0 scade de e ori. Se folosește pe scară largă și mărimea $T_{1/2}$ definită prin condiția

$$\frac{N(t)}{N(0)} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}}$$

și numită *timp de înjumătățire*. Din definiție rezultă relația

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2$$

Fenomenul de dezintegrare radioactivă este în esența sa de natură statistică. Să considerăm măsurarea numărului de dezintegrări ale unei surse radioactive într-o perioadă de timp Δt scurtă comparativ cu timpul de înjumătățire $T_{1/2}$ a sursei. Presupunem de asemenea pentru simplificare, că la fiecare act de dezintegrare se emite o singură radiație nucleară care produce un singur puls în detector. În aceste condiții, activitatea sursei poate fi considerată constantă pe intervalul temporal considerat. Dacă vom repeta măsurarea aceluiași număr n , în același interval de timp vom observa fluctuații ale valorii măsurate. Aceasta arată experimental natura statistică a dezintegrării radioactive. Se poate arăta [7] că probabilitatea de a observa n pulsuri într-un interval de timp Δt este dată de distribuția Poisson

$$P(n, \Delta t) = \frac{m^n}{n!} e^{-m}$$

unde m este valoarea medie a numărului de pulsuri măsurate în intervalul de timp Δt . Abaterea standard a acestei distribuții este

$$\sigma = \sqrt{m}$$

Așadar, dacă se măsoară spre exemplu numărul de dezintegrări ale unei surse radioactive produse în timpul de 5 secunde și se înregistrează 900 de pulsuri, atunci numărul de pulsuri înregistrat pe secundă va fi

$$(900 \pm \sqrt{900})/5 = (180 \pm 6) \quad \text{pulsuri/sec}$$

Mărima *activitate specifică* (AS) se folosește des în aplicațiile practice ale trasorilor radioactivi (vezi Capitolul 14). Ea are semnificație diferită în funcție de starea de agregare a materialului din care este alcătuită sursa, după cum urmează

1. Pentru o sursă solidă de masă m

$$AS = \Lambda/m \quad (\text{Bq/Kg sau Ci/g})$$

2. Pentru o sursă gazoasă sau lichidă de volum V

$$AS = \Lambda/V \quad (\text{Bq/m}^3 \text{ sau Ci/cm}^3)$$

spre exemplu activitatea specifică a unei surse pure de ^{60}Co (cu $T_{1/2}=5.2$ ani) este calculată astfel

$$AS = \frac{\Lambda}{m} = \frac{\lambda N}{m} = \frac{1}{m} \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \frac{m}{60} \aleph = \frac{\aleph}{60} \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 4.23 \times 10^{16} \text{ Bq/kg} = 1.14 \times 10^3$$

unde $\aleph$ este numărul lui Avogadro iar N numărul de atomi din sursa cu masa m .

Cei mai mulți radioizotopi au mai multe moduri de dezintegrare 1, 2, 3, ... I fiecare caracterizat prin constanta de dezintegrare λ_i (cu semnificația de probabilitate/secundă ca un nucleu să se dezintegreze prin modul i). Constanta de dezintegrare totală este

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_i + \dots \equiv \sum_i \lambda_i \equiv \sum_i \lambda_i \quad (1.12)$$

iar dacă sursa de radiații conține $N(t)$ atomi la momentul t , atunci activitatea ei *în modul "i" de dezintegrare* este:

$$\Lambda_i = \lambda_i N(t) = \lambda_i N(0) e^{-\lambda_i t}$$

$$\Lambda = \sum_i \Lambda_i = \lambda N$$

Se mai folosește uneori denumirea de *timp de înjumătățire parțial* $T_{1/2}^i$, care se leagă de timpul de înjumătățire total prin relația

$$\frac{1}{T} = \sum_i \frac{1}{T_{1/2}^i}$$

1.3 Lanțuri de dezintegrare radioactivă

O situație des întâlnită este aceea în care un nucleu a (numit uneori și nucleu *părinte*) se dezintegrează într-un nucleu b (nucleu *fiică*) care la rândul lui este radioactiv și se dezintegrează în nucleul c care este stabil

$$a \longrightarrow b \longrightarrow c$$

aplicând legea dezintegrării radioactive pentru cele două procese, rezultă următoarele ecuații pentru numărul de nuclee din cele 3 specii prezente în sursă

$$\begin{aligned} \frac{dN_a}{dt} &= -\lambda_a N_a \\ \frac{dN_b}{dt} &= \lambda_a N_a - \lambda_b N_b \\ \frac{dN_c}{dt} &= \lambda_b N_b \end{aligned} \tag{1.13}$$

unde λ_a și λ_b sunt constantele de dezintegrare corespunzătoare. Dacă în momentul inițial în probă nu se aflau decât $N_a(0)$ nuclee radioactive de tip "a", atunci $N_b(0) = N_c(0) = 0$ și ecuațiile de mai sus pot fi integrate, rezultând [1]

$$\begin{aligned} N_a(t) &= N_a(0)e^{-\lambda_a t} \\ N_b(t) &= N_a(0) \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} (e^{-\lambda_a t} - e^{-\lambda_b t}) \end{aligned} \tag{1.14}$$

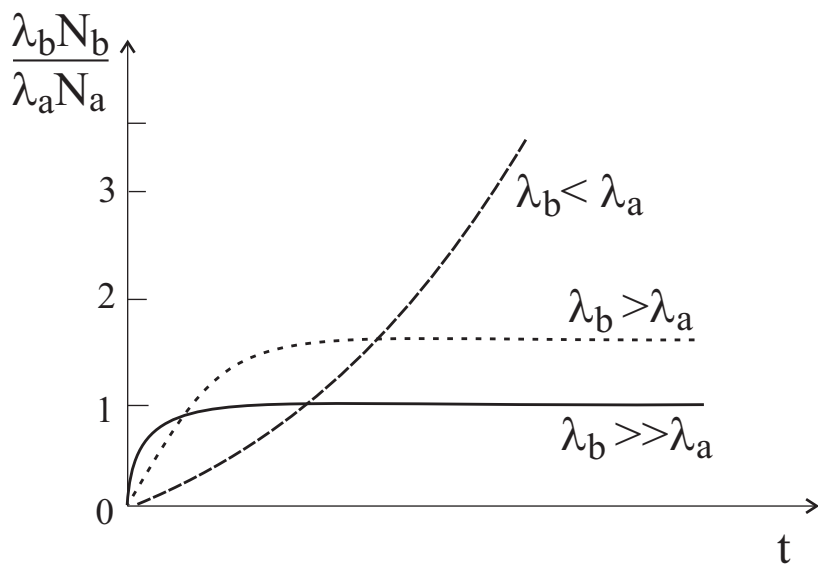
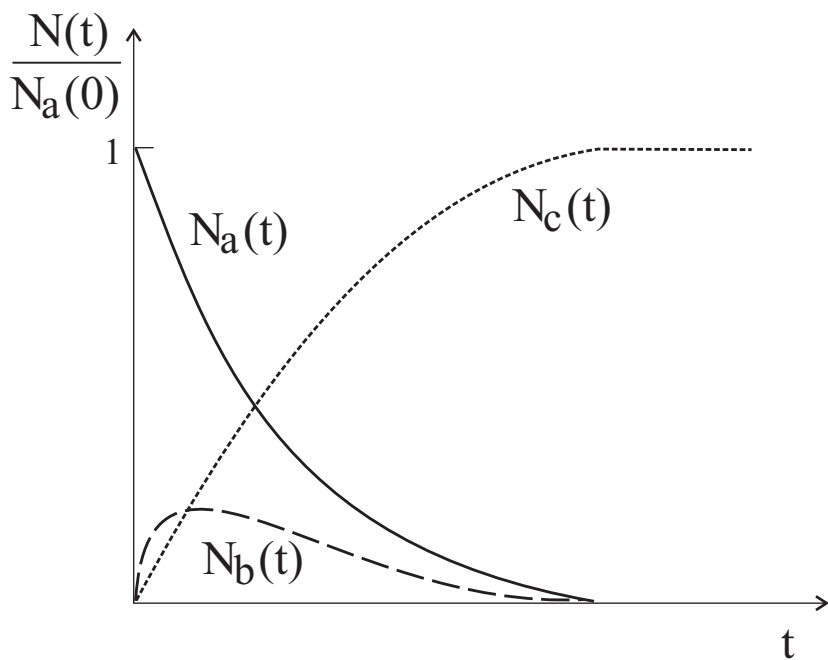


Figure 1.1: Graficul dependențelor funcționale din ecuațiile 2.14

relații care sunt reprezentate grafic în Figura 1.1.

Evident, N_a scade, iar N_c crește în timp. Funcția $N_b(t)$ atinge un maxim la momentul

$$t_{max} = \frac{\ln(\lambda_b/\lambda_a)}{\lambda_b - \lambda_a}$$

situație numită *echilibru ideal*. În acest moment activitățile speciilor radioactive A și B devin egale

$$\lambda_b N_b(t_{max}) = \lambda_a N_a(t_{max})$$

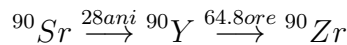
La orice alt moment raportul între activitățile speciilor B și A (sau raportul activității fiică/părinte în lanțuri de dezintegrare mai lungi) este

$$R^{ab} = \frac{\Lambda_b}{\Lambda_a} = \frac{\lambda_b N_b}{\lambda_a N_a} = \frac{\lambda_b}{\lambda_b - \lambda_a} [1 - e^{-(\lambda_b - \lambda_a)t}] \quad (1.15)$$

Pot fi distinse trei cazuri remarcabile

- (i). dacă $\lambda_a > \lambda_b$ atunci R^{ab} crește continuu în timp
- (ii). dacă $\lambda_b > \lambda_a$ atunci R^{ab} devine aproape constant și > 1 la valori mari ale timpului t . Această situație este numită de *echilibru tranzient*.
- (iii). dacă $\lambda_a \gg \lambda_b$ atunci R^{ab} atinge rapid valoarea $\simeq 1$, situație numită *echilibru secular*.

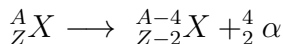
În cazul echilibrului secular numărul nucleelor fiică B rămâne constant în raport cu numărul nucleelor de tip a . Aceasta înseamnă că rata de dezintegrare a nucleelor de tip b este aceeași cu rata lor de creare. Spre exemplu dezintegrarea β a radioizotopului ^{90}Sr



Deoarece numărul de nuclee ^{90}Y este menținut constant prin regenerarea din ^{90}Sr obținem în mod efectiv o sursă de ^{90}Y cu o perioadă de înjumătățire $T_{1/2}$ de 28 de ani în loc de 65 ore cât este perioada de înjumătățire a izotopului ^{90}Y !!

1.4.1 Dezintegrarea alfa

Particulele α sunt nuclee 4He , adică un sistem legat de 2 protoni și 2 neutroni. Ele sunt emise în general de nucleele grele instabile. Emisia acestui cluster de nucleoni în locul nucleonilor individuali este un proces mai avantajos energetic decât emisia de nucleoni individuali datorită energiei de legătură ridicate a particulei α . Procesul poate fi reprezentat prin relația



Aplicarea legilor de conservare a energiei (exprimând masele partenerilor în unități energetice) conduce la

$$M_A(Z) = M_{A-4}(Z-2) + M_4(2) + K_M + K_\alpha \quad (1.16)$$

unde K_M și K_α sunt energiile cinetice ale nucleului rezidual și respectiv ale particulei alfa și impulsului la

$$0 = \vec{p}_\alpha + \vec{p}_M \quad (1.17)$$

Energia care devine disponibilă prin emisia de particule alfa este denumită *energie de dezintegrare* Q_α , definită prin relația $Q_\alpha = (\text{masa nucleului părinte}) - (\text{masa produșilor de reacție})$

$$Q_\alpha = M_A(Z) - M_{A-4}(Z-2) - M_4(2)$$

Condiția energetică de apariție a dezintegrării α este ca $Q_\alpha > 0$, sau

$$M_Z(A) > M_{A-4}(Z-2) + M_4(2)$$

Dacă nucleul fiică (rezidual) rămâne în starea excitată de energie E_x , atunci din legile de conservare anterioare rezultă

$$K_M + K_\alpha = Q_\alpha - E_x$$

care arată că energia de dezintegrare Q_α scade odată cu creșterea energiei de excitație. Rezolvarea ecuațiilor 1.16 și 1.17 conduce

a particulelor alfa

$$K_{\alpha} = \frac{M_{A-4}(Z-2)}{M_{A-4}(Z-2) + M_4(2)}(Q_{\alpha} - E_x) \simeq \frac{A-4}{A}(Q_{\alpha} - E_x) \quad (1.18)$$

Spre exemplu, dezintegrarea α a nucleului $^{238}_{92}\text{U}$ conduce la nucleul fiică $^{234}_{90}\text{Th}$ care poate fi populat în starea fundamentală sau în două stări excitate aflate la energiile de de 0.16 MeV și 0.048 MeV. Energia de dezintegrare este

$$Q_{\alpha} = M_{238}(92) - M_{234}(90) - M_4(2) = 238.050786 - 234.043594 - 4.002603 = 4.2$$

În funcție de energia de excitare a nucleului fiică, particulele α au energiile cinetice $K_{\alpha}=4.20, 4.15$ și respectiv 4.04 MeV

1.4.2 Dezintegrarea beta

Dezintegrarea β^{-} . Acest tip de dezintegrare este reprezentat prin relația

$$^A_Z X \longrightarrow ^A_{Z+1} X + \beta^{-} + \bar{\nu}$$

unde β^{-} este particula beta negativă (electronul) iar $\bar{\nu}$ este antineutrino (particulă neutră de masă zero).

Bilanțul energetic al dezintegrării beta minus se poate reprezenta astfel

$$M_A(Z) = M_A(Z+1) + m_e + K_{\beta^{-}} + K_{\bar{\nu}} + K_M \quad (1.19)$$

sau exprimat în funcție de masele atomice

$$m(Z, A) = m(Z+1, A) + K_{\beta^{-}} + K_{\bar{\nu}} + K_M \quad (1.20)$$

iar conservarea impulsului

$$0 = \vec{p}_M + \vec{p}_{\beta^{-}} + \vec{p}_{\bar{\nu}} \quad (1.21)$$

Energia dezintegrării beta minus este definită prin relația

$$Q_{\beta^{-}} = m(Z, A) - m(Z+1, A)$$

$Q_{\beta^-} > 0$. În funcție de Q_{β^-} , ecuația 1.20 se rescrie astfel

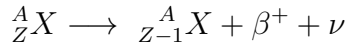
$$K_{\beta^-} + K_{\bar{\nu}} + K_M = Q_{\beta^-} \quad (1.22)$$

Ecuatiile 1.21 și 1.22 arată că cele 3 particule rezultate din dezintegrare împart energia Q_{β^-} , impulsul lor total fiind zero. Există un număr infinit de combinații ale energiilor și impulsurilor care satisfac aceste două ecuații. Așadar, spectrul energetic al radiațiilor beta este continuu în domeniul

$$0 < K_{\beta^-} \leq K_{max}$$

unde K_{max} simbolizează energia maximă a spectrului beta [3].

Dezintegrarea β^+ . Acest tip de dezintegrare este reprezentat prin relația



unde β^+ este un pozitron (antiparticula electronului) iar ν reprezintă neutrino. Conservarea energiei se scrie pentru acest caz

$$m(Z, A) = m(Z - 1, A) + 2m_e + K_{\beta^+} + K_{\nu} + K_M$$

iar conservarea impulsului

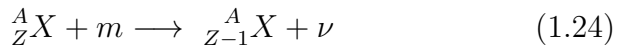
$$0 = \vec{p}_m + \vec{p}_{\beta^+} + \vec{p}_{\nu}$$

Energia dezintegrării β^+ este

$$Q_{\beta^+} = m(Z, A) - m(Z - 1, A) - 2m_e \quad (1.23)$$

care arată că pentru a avea loc dezintegrarea β^+ , masa nucleului părinte trebuie să fie mai mare decât masa nucleului fiică cu cel puțin energia $2m_e c^2 = 1.022$ MeV. Spectrul energetic al radiației β^+ este continuu din același motiv ca la dezintegrarea β^- - energia disponibilă din dezintegrare se împarte între 3 corpuri: nucleul rezidual, radiația β^+ și neutrino.

Captura electronică. Există o probabilitate nenulă ca un electron atomic să fie absorbit de către nucleu și un neutrino să fie emis în acord cu ecuația



este

$$Q_{CE} = m(Z, A) - m(Z, A - 1) \quad (1.25)$$

iar condiția ca procesul să fie posibil este $Q_{CE} > 0$. Procesul de captură electronică apare întotdeauna în competiție cu dezintegrarea β^+ . După captura electronică rămâne o vacanță în orbitalii atomici, vacanță care este ocupată de către electronii din orbitalii mai înalți.

Dacă presupunem că a fost capturat în nucleu un electron din pătura K, un electron din pătura L poate umple golul rămas. Când are loc acest proces, devine disponibilă o energie egală cu $B_K - B_L$, unde B_K și B_L sunt energiile de legătură ale electronilor din păturile K și L. Această energie poate fi emisă în mod radiativ, sub formă de raze X (numită radiație de fluorescență) sau poate fi transferată în mod neradiativ unui electron atomic. Dacă această energie este transferată unui electron din pătura L, electronul emis va avea energia egală cu $(B_K - B_L) - B_L = B_K - 2B_L$. Electronii atomici emiși în acest mod se numesc *electroni Auger*. Atunci când un electron atomic este înlăturat și rămâne un gol în locul lui (oricare ar fi mecanismul de producere a acestei vacanțe), apare competiția între emisia electronilor Auger și a radiației X de fluorescență. Această competiție este exprimată cantitativ prin coeficienții definiți în Capitolul 4.

1.4.3 Dezintegrarea gamma

În procesul de dezintegrare γ , un nucleu trece dintr-o stare excitată într-o stare de energie mai joasă, diferența de energie dintre cele două nivele fiind emisă sub formă radiativă prin fotoni γ sau fiind transferată neradiativ unui electron atomic, procesul numindu-se în acest caz *conversie internă*. Deși procesele electro-dinamice de ordine superioare prin care se emit mai mulți fotoni la o tranziție gamma sunt posibile, probabilitatea lor este cu multe ordine de mărime mai mică decât probabilitatea emisiei unui singur foton. Ele devin semnificative atunci când regulile de selecție interzic tranziția unifonică, așa cum este cazul tranzițiilor între două stări cu spinul-paritatea 0^+ . Dezintegrarea gamma radiativă

$${}^A_ZX^* \longrightarrow {}^A_ZX + \gamma \quad (1.26)$$

Legile de conservare a energiei și a impulsului pentru tranzițiile radiative se scriu

$$m^*(Z, A) = m(Z, A) + K_M + E_\gamma \quad (1.27)$$

și

$$0 = \vec{p}_m + \vec{p}_\gamma$$

care conduc la următoarea expresie pentru energia cinetică a nucleului care se dezintegrează din repaus (energia de recul)

$$K_m = \frac{p_m^2}{2m} = \frac{p_\gamma^2}{2m} = \frac{E_\gamma}{2mc^2} \quad (1.28)$$

Valoarea acestei energii de recul este mică - spre exemplu, emisia unui foton cu energia de 1 MeV de către un nucleu cu $A=50$ produce un recul al nucleului emițător cu energia (obținută din legile de conservare enunțate anterior)

$$K_m = \frac{1^2(MeV)^2}{2(50)(932)MeV} \simeq 11eV$$

care este foarte mică în comparație cu energia cuantei gamma, conducând la

$$E_\gamma = m^*(Z, A) - m(Z, A) \quad (1.29)$$

cu masele exprimate în unități energetice. Sunt și cazuri în care energiile de recul sunt relativ importante, un exemplu remarcabil în acest sens fiind efectul Mössbauer [1].

În cazul în care dezintegrarea evoluează prin conversie internă (modul neradiativ de dezintegrare), conducând la emisia unui electron atomic "i" având energia de legătură în atom B_i , se obține pentru energia sa cinetică expresia (neglijând energia de recul a nucleului)

$$K_i = E_\gamma - B_i \quad (1.30)$$

Cu probabilități specifice sunt convertiți electronii din păturile $K, L, M, \dots$ având energiile

$$K_M = E_\gamma - B_K, \quad K_L = E_\gamma - B_L, \quad K_M = E_\gamma - B_M$$

devine sursa unor grupe de electroni monoenergetici. Conversia internă devine modul dominant de dezintegrare atunci când tranziția gamma este interzisă datorită regulilor de selecție (legi de conservare). Dacă facem notațiile

λ_e = probabilitatea totală de conversie internă

λ_i = probabilitatea de conversie internă a unui electron din pătura atomică "i"

λ_γ = probabilitatea de emisie gamma

λ = probabilitatea totală a dezintegrării gamma

atunci se pot defini coeficienții de conversie internă $\alpha_K, \alpha_L, \dots$ prin relațiile

$$\alpha_K = \lambda_K / \lambda_\gamma, \alpha_L = \lambda_L / \lambda_\gamma, \dots \quad (1.31)$$

de unde

$$\lambda_e = \lambda_K + \lambda_L + \lambda_M + \dots$$

și

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e \quad (1.32)$$

Sursele de electroni de conversie constituie singurele surse de electroni monoenergetici, cu excepția acceleratoarelor.

1.5 Scheme de nivele nucleare

Informația asupra modurilor de dezintegrare și structura nivelelor energetice nucleare este prezentată într-un mod sintetic prin *schemele* (sau diagramele) de nivele nucleare. Un exemplu este prezentat în Figura 1.2. Pentru un nucleu cu Z și A date, nivelele energetice sunt reprezentate sub forma unor linii orizontale (scala energetică verticală este de obicei arbitrară). Spinul și paritatea fiecărei stări este de obicei indicată. Păstrând același număr de masă A , nivelele energetice ale nucleelor vecine $(Z-1, A), (Z+1, A), \dots$ sunt desenate în aceeași scară energetică cu Z ordonate pe direcția orizontală. Această convenție reflectă faptul că nucleele cu Z diferite dar cu același A , pot fi tratate ca stări diferite ale unui sistem cu A nucleoni. În această schemă, tranzițiile β și γ pot fi interpretate ca tranziții între stările aceluiași sistem de A nucleoni. Spre exemplu să considerăm procesul de dezintegrare β^-

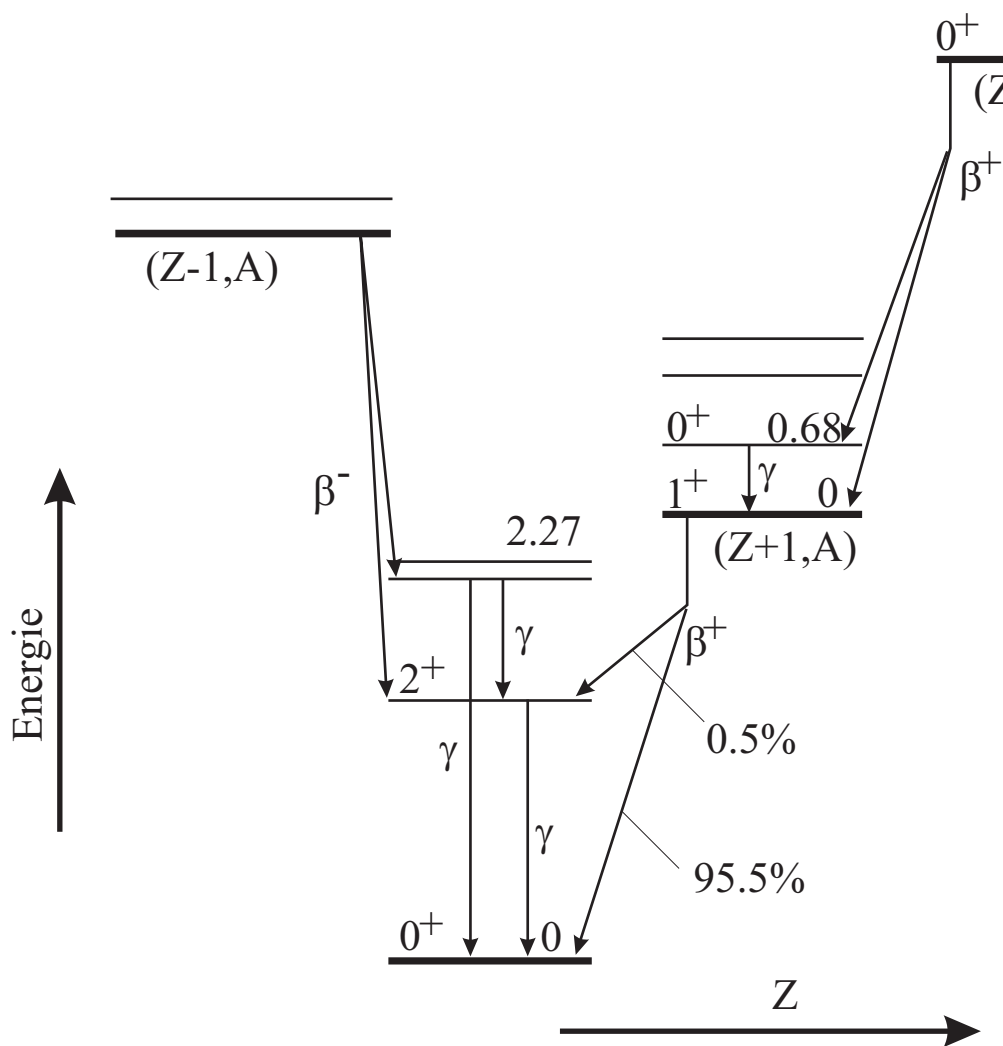


Figure 1.2: Exemplu tipic de schemă de dezintegrare

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^{-} + \bar{\nu} \quad (1.33)$$

unde starea finală în nucleul $(Z+1, A)$ poate fi starea fundamentală sau una din stările excitate. Acest proces este indicat în Figura 1.2 prin săgeți înclinate spre dreapta. Numărul atomic Z crește cu o unitate, dar numărul de masă A rămâne constant. Este posibil ca aceeași stare inițială să se dezintegreze prin tranziții pe diferite stări finale. Aceste tranziții sunt reprezentate prin mai multe săgeți care pleacă toate de pe aceeași stare inițială. Probabilitatea cu care se produc fiecare dintre aceste dezintegrări este indicată printr-un număr marcat pe fiecare săgeata (*raport de ramificație*). Pentru fiecare radiație se definește un *factor de schemă* ca fiind probabilitatea ca la o dezintegrare să apară radiația considerată. Evident, factorul de schemă poate fi exprimat ca produs de mai multe rapoarte de ramificație.

Având în vedere utilizarea foarte frecventă a schemelor de nivele în studii de fizică nucleară fundamentală și aplicată, există un efort permanent de colectare a tuturor informațiilor experimentale și teoretice în baze de date localizate în diverse centre de cercetare (Brookhaven National Laboratory, AIEA, NEA, etc.). Cea mai completă colecție a schemelor de nivele experimentale pentru toate nucleele cunoscute este în lucrarea *Table of Isotopes* editată de *Lederer și Shirley* [8], colecție care este actualizată periodic în funcție de acumularea de informație nouă.

Accesarea prin *INTERNET* a bazelor de date nucleare este practic deschisă pentru toate laboratoarele de pe mapamond. În acest fel se pot afla cele mai recente scheme de nivele nucleare precum și alte observabile de largă utilizare. În continuare sunt prezentate câteva adrese internet utile, cu acces liber:

- **National Nuclear Data Center (NNDC)**, Brookhaven National Laboratory (BNL), USA
 TELNET: [bnlnd2.dne.bnl.gov](telnet://bnlnd2.dne.bnl.gov) (130.199.112.132), username:NNDC (fără parolă)
 WWW: <http://www.dne.bnl.gov/nnhc.html>

ergy Agency, Viena, Austria

TELNET: iaeand.iaea.or.at, username IAEANDS (fără parolă)

- **Nuclear Energy Agency Data Bank (NEADB)**, OECD, Franța
TELNET: db.nea.fr, username: NEADB (fără parolă)
WWW: <http://www.nea.fr/html/dbdata/dbdata.html>
- **Isotope Project (IP)**, Lawrence berkeley National Laboratory (LBL), USA
WWW: <http://csa5.lbl.gov/fchu/ip.html>
- **Lund Nuclear Data services**, University of Lund, Sweden
TELNET: outis.lucas.lu.se, username: anonymous (fără parolă)
WWW: <http://www.fysik.lu.se/NuclearData/>
- **Nuclear Data project (NDP)**, Oak Ridge National Laboratory, USA
WWW: <http://www.phy.ornl.gov/ndp/ndp.html>

Bibliography

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

- [13] S. Râpeanu, I. Pădureanu, I. Cristian, V. Cuculeanu, Gh. Rotărescu, M. Avriganu, *Tehnici și Măsuări la Reactorii Nucleari*, Editura Academiei, București 1983
- [14] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons Inc., New York 1989
- [15] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Krieger, New York 1982
- [16] P. Marmier, E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*, Academic Press Inc. New York and London, 1971
- [17] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics, 2nd Ed.*, John Wiley & Sons, New York 1975
- [18] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1987, 1994
- [19] N. Tsoulfanidis, *Measurement and Detection of Radiation*, Taylor & Francis, 1984
- [20] H.A. Bethe, J. Ashkin, *Passage of Radiations through Matter*, in *Experimental Nuclear Physics*, Vol.1, ed. by E.Segree, John Wiley & Sons, New York, N.Y. 1953
- [21] S.P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. 52, 121 (1980)
- [22] F. Fano, *Penetration of Protons, Alpha Particles and Mesons*, Annual Review of Nuclear Science, v.13, p.1-66 (1963)
- [23] E.M. Abramovitz, I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publ. Inc. New York (1965)
- [24] L.C. Northcliffe and R.F. Schiling, Nuclear Data Tables A7,233(1970)

tons and mesons: Tabulations of Vavilov Distribution", in National Academy of Sciences Publication 1133, Nuclear Science Series Report No.39 (1964)

- [26] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed., Oxford Univ. Press (Clarendon), London and New York 1954
- [27] J.F. Ziegler and W.K. Chu, "*Stopping Cross Sections and Backscattering Factors for ^4He Ions in Matter*", Atomic Data and Nuclear Data Tables v.13, p.463 (1974)
- [28] P.A.M. Dirac, Proc. Royal Soc. v.126,p.361 (1930)
- [29] A.T. Steward, L.O. Roelling, *Positron Annihilation*, Academic Press, New York (1967)
- [30] P. Hantojarvi, A. Vehanen, *Applications of positron annihilation*, AIEA Conference (1978)
- [31] G.L. Brownell, C.A. Burnham, in *Instrumentation in Nuclear Medicine*, Vol.2, p.135, Academic Press, New York (1974)
- [32] M. Alonso, E. Finn, *Physics*, Addison - Wesley Publishing Company, 1992
- [33] A. Septier (ed.) *Focusing of Charged Particles*, Academic Press, New York 1967
- [34] E. Rodean, *Aparate și metode de măsură, analiză și control cu radiații*, Editura Academiei, București, 1986
- [35] E. Ligeon, M. Bruel, A.Bonetemps, "*Analyse du Phosphore dans le Silicium par Reactions Nucleaires*", Journal of Radioanalytical Chemistry v.16,p.537 (1973)
- [36] J. H. Fremlin, *Applications of Nuclear Physics*, The English Universities Press Limited, London (1964)
- [37] P. Theodorsson, *Measurement of Weak radioactivity*, World Scientific Co.,1996

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