

1

Clasificarea și producerea radiațiilor nucleare

1.1 Caracteristici ale radiațiilor nucleare

Radiațiile nucleare utilizate în experimentele de fizică nucleară au structură electromagnetică sau corpusculară. În grupa radiațiilor electromagnetice intră razele X și γ în timp ce emisiile corpusculare includ particulele alfa, β^- , β^+ , electronii de conversie, electronii Auger, neutronii, protonii și fragmentele de fisiune. Cele mai multe dintre aceste radiații își au originea în nucleu dar unele provin și din învelișul atomic. Tabelul 1.1 prezintă proprietățile celor mai utilizate radiații folosite în laborator. Fiecare tip de radiație este caracterizat de un spectru energetic care depinde de procesul atomic sau nuclear implicat în producere. O anumită sursă de radiații poate emite mai multe radiații diferite între ele. Spre exemplu emisiile α și β sunt însoțite aproape întotdeauna de emisia cuantelor gamma și electroni. Fisiunea nucleară este cea mai complexă sursă de radiații, producând într-un singur act de dezintegrare practic toate tipurile de radiații cunoscute.

Table 1.1: Cele mai utilizate radiații atomice și nucleare

Tipul radiației	Origine	Procesul de generare	Sarcina electrică	Masa [MeV]	Spectrul energetic
α	Nucleu	Dezintegrare sau reacție	+2	3727	Discret [MeV]
β^-	Nucleu	Dezintegrare nucleară	-1	0.511	Continuă [keV-MeV]
β^+	Nucleu	Dezintegrare nucleară	+1	0.511	Continuă [keV-MeV]
γ	Nucleu	Dezexcitare nucleară	0	0	Discretă [keV-MeV]
raze X	Invelis electronic	Dezexcitare atomică	0	0	Discretă [eV - keV]
e^- de conversie	Inveliș electronic	Dezexcitare nucleară	-1	0.511	Discretă [keV]
e^- Auger	Inveliș electronic	Dezexcitare atomică	-1	0.511	Discretă [eV-keV]
Neutroni	Nucleu	Reacții nucleare	0	939.6	Continuu sau discret [keV-MeV]
Fragmente de fisiune	Nucleu	Fisiune	$\simeq +20$	80-160u	Continuu 30-150 MeV

Procesele fizice prin care se emit radiații prin dezintegrarea radioizotopilor au fost prezentate pe scurt în Capitolul 2. În continuare ne vom referi la sursele radioactive cele mai folosite în laborator, relevând unele aspecte de utilizare specifice fiecăreia.

1.2.1 Surse de particule α

Emisia de particule α poate fi înțeleasă ca un proces de tunelare printr-o barieră de potențial. Deoarece probabilitatea de transmisie a barierei crește cu energia, rezultă că sursele ce emit radiații mai energetice au timp de viață mai scurt. Sursele uzuale emit radiații alfa cu energii în domeniul 2 – 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. Cea mai utilizată sursă de particule α (utilizată în calibrarea energetică a detectorilor de particule cu corp solid) este ^{241}Am . Ea emite două grupe de radiații α cu energiile de 5.443 MeV și 5.486 MeV, având perioada de înjumătățire $T_{1/2} = 433$ zile.

Deoarece particulele α pierd foarte rapid energia atunci când pătrund în materia condensată, sursele alfa monoenergetice trebuie preparate sub forma unor straturi foarte subțiri. Pentru a preveni dispersarea materialului radioactiv, aceste surse sunt acoperite cu straturi foarte subțiri din diverse metale. Aceste straturi trebuie să fie de asemenea foarte subțiri pentru a evita degradarea energetică a radiațiilor α primare. În Tabelul 1.2.1 se prezintă caracteristicile unora dintre cele mai utilizate surse α de calibrare. Protecția biologică și ecranarea surselor α sunt ușor de realizat din metale sau chiar plastice datorită parcursului redus al radiațiilor alfa în materie (vezi Capitolul 5).

1.2.2 Surse izotopice de electroni

Surse de radiații beta Deoarece aproape toți radionuclizii produși

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

prin reacțiile nucleare sunt beta activi, este foarte ușor să se producă o largă varietate de surse de radiații β . În particular, surse foarte intense se pot obține prin iradierea unor probe formate din nuclee stabile în reactorii nucleari unde sunt disponibile fluxuri de neutroni de $10^{10} - 10^{14}$ neutroni/(cm^2s). Specii nucleare beta radioactive cu timpi de înjumătățire situați într-un domeniu foarte larg (de la microsecunde la mii de ani) pot fi obținute relativ ușor. 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 să emită doar radiații beta. Acestea sunt prezentate în Tabelul 1.2.2

Multe dintre sursele β emit mai multe grupuri de radiații, fiecare populând o altă stare în nucleul rezidual. Fiecare din aceste grupuri are energia sa maximă a spectrului beta, corespunzând diferenței energetice între stările inițială și finală. Spectrul β total al sursei este constituit din superpoziția acestor grupuri, ponderate cu probabilitățile lor de dezintegrare (factorii de ramificație). Deoarece electronii își pierd relativ ușor energia în materie, este important ca aceste surse să fie subțiri pentru a permite radiațiilor beta să aibă o pierdere minimă de energie. Această constrângere este importantă în mod particular pentru sursele de pozitroni deoarece aceștia se pot anihila în materialul sursei propriu-zise producând un fond foarte puternic de fotoni de anihilare (cu energia de 511 keV).

Nucleu	$T_{1/2}$	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
$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	27.7 ani/64 ore	0.546/2.279
^{99}Tc	2.1×10^5 ani	0.292
^{147}Pm	2.62 ani	0.224
^{204}Tl	3.81 ani	0.766

Surse de electroni de conversie internă Energia continuă a spectrului radiațiilor beta produse de sursele beta nu este convenabilă pentru calibrarea în energie a detectorilor. În general, o sursă utilă pentru operația de calibrare trebuie să emită un spectru de linii. Fenomenul de conversie internă descris în Capitolul 2 constituie o sursă de electroni monoenergetici. În Tabelul 1.2.2 sunt prezentate caracteristicile celor mai comune surse de calibrare care emit electroni de conversie. Prin notația "CI" înțelegem "conversie internă". **Electronii Auger.** Ca și electronii emiși în procesul de conversie internă, și electronii Auger au un spectru discret de energie. În toate cazurile, energia lor este mică în comparație cu energia radiațiilor beta sau a electronilor proveniți din conversia internă. Aceasta se datorează faptului că emisia Auger este favorizată în elementele cu Z mic pentru care energia de legătură a electronilor este mică. Energia electronilor Auger (tipic de câțiva keV) este puternic absorbită în materialul sursei sau în fereastra de intrare a detectorilor. Din acest motiv, utilizarea acestor surse de radiații electronice monoenergetice este

Nucleu părinte	$T_{1/2}$	Mod de dezintegrare	Nucleul fiică	Energia tranziției(keV)	Energia electronilor
^{109}Cd	453 zile	CI	^{109m}Ag	88	62 84
^{113}Sn	115 zile	CI	^{113m}In	393	365 389
^{137}Cs	30.2 ani	β^-	^{137m}Ba	662	624 656
^{139}Ce	137 zile	CI	^{139m}La	166	126 159
^{207}Bi	38 ani	CI	^{207m}Pb	570	482 554
				1064	976 1048

foarte limitată.

Surse izotopice de radiații gamma. Radiația gamma este emisă de radioizotopi atunci când are loc dezexcitarea stărilor nucleare pe stări din *același* nucleu. În cele mai utilizate surse de laborator stările excitate sunt produse prin dezintegrarea beta (mai rar și alfa) a unui nucleu părinte. În cazul surselor de calibrare gamma utilizate în practica de laborator dezintegrarea beta este un proces lent cu perioada de dezintegrare de ordinul câtorva ani, iar stările excitate din nucleele fiică se dezintegrează gamma cu perioada foarte scurtă - de ordinul picosecundelor. Așadar razele gamma apar a fi emise cu timpul de înjumătățire al nucleului părinte (lung!) dar cu energiile egale cu diferența energetică între stările nucleului fiică. Spre exemplu, deși se utilizează în mod curent denumirea de "sursă de calibrare gamma de ^{60}Co " energiile radiațiilor gamma corespund tranzițiilor între stările nucleului fiică ^{60}Ni dar perioada de înjumătățire este de $T_{1/2} = 5.26$ ani, caracteristică nucleului ^{60}Co care se dezintegrează beta.

Datorită faptului că stările nucleare au energii bine definite (până la lărgimea lor naturală), razele gamma emise au energii specifice unui anumit radioizotop. În Tabelul 1.2.3 sunt prezentate energiile radiațiilor gamma specifice surselor de radiații comune laboratoarelor de fizică nucleară. Aceste surse au energiile radiațiilor gamma mai mici decât 2.8 MeV. Face excepție izotopul ^{56}Co care emite fotoni gamma cu energii până la 3.55 MeV. Perioada sa de înjumătățire relativ scurtă ($T_{1/2} = 77$ zile) îl face de utilitate practică limitată. El este produs la accelerator prin reacția nucleară $^{56}\text{Fe}(p,n)$. Sursele de laborator folosite în calibrarea detectorilor de radiații 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.

O alta sursă de fotoni cu energie ridicată este procesul de anihilare a pozitronului. Dacă o sursă radioactivă β^+ cum este ^{22}Na este înconjurată de material absorbant, pozitronii se vor anihila în timp ce îl parcurg și vor da naștere la fotoni cu energia de 511 keV care sunt emși pe direcții diametral opuse.

În laboratoarele de studii nucleare la energii joase sursa de

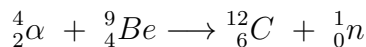
este ^{152}Eu . Ea are multe linii de calibrare intense, prima cu energia de 121.1 keV și ultima cu energia de 1408.0 keV. Liniile de calibrare emise de această sursă au intensități bine determinate, ceea ce permite calibrarea spectrometrului gamma în parametrul eficacitate de detecție. În cazul în care se dorește calibrarea în energie și eficacitate a unui spectrometru de raze X în zona de energii foarte joase, se poate folosi sursa de ^{55}Fe care emite linii cu energiile 5.888 keV, 5.899 keV și 6.49 keV.

Nucleu părinte	Mod de dezintegrare	$T_{1/2}$ zile	E_γ keV	Probabilitatea de emisie
^{22}Na	CE	950.8(9)	1274.542	0.99935(15)
^{56}Co	CE	77.31(19)	846.764(6)	0.99933(7)
			1037.844(4)	0.1413(5)
			1238.287(6)	0.6607(19)
			1771.350(15)	0.1549(5)
			2598.460(10)	0.1696(6)
			3201.954(14)	0.0313(9)
			3253.417(14)	0.0762(24)
			3272.998(14)	0.0178(78)
^{57}Co	CE	271.79(9)	14.4127(4)	0.0916(15)
			122.0614(3)	0.8560(17)
			136.4743(5)	0.1068(8)
			1173.238(4)	0.99857(22)
^{60}Co	β	1925.5(5)	1332.502(5)	0.99983(6)
			661.660(3)	0.851(2)
^{137}Cs	β	$1.102(6) \times 10^4$	661.660(3)	0.851(2)

1.2.4 Surse izotopice de neutroni

Surse de tip (α, n)

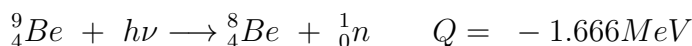
Datorită faptului că particule alfa cu energii de ordinul MeV sunt disponibile ușor din surse radioizotopice, se pot fabrica surse de neutroni prin amestecul unor emițători alfa cu un material țintă convenabil ales. Se pot alege diverse materiale țintă pentru producerea reacțiilor (α, n) în funcție de intensitatea și spectrul energetic dorite pentru sursa de neutroni. Maximul de producție de neutroni se obține atunci când materialul țintă este beriliul. Reacția nucleară prin care se produc neutroni este



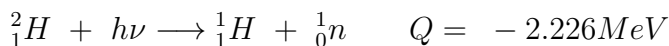
MeV. Secțiunea eficace a reacției este mare în scara secțiunilor eficace uzuale - aproximativ 1 particulă α din 10^4 produce această reacție nucleară. Nucleele α active de interes pentru fabricarea surselor de neutroni sunt nucleele actinide, acestea formând un aliaj stabil cu Be, de tipul MBe_{13} unde M reprezintă metalul actinid. Probabil cea mai utilizată sursă izotopică de neutroni este $^{239}\text{Pu}/\text{Be}$. Intensități de ordinul a 10^7 neutroni/secundă se obțin folosind 10 grame de plutoniu, distribuit într-un disc cu diametrul de 1 cm. Energiile neutronilor emiși de toate sursele (α, n) se situează în domeniul 0-10 MeV.

Surse de tip (γ, n)

Unii izotopi care emit radiații gamma sunt folosiți pentru construirea surselor de neutroni prin reacții nucleare de tip (γ, n) (reacții fotonucleare). Materialul "țintă" pentru fotonii γ este Be sau deuteriu, reacțiile generatoare de neutroni fiind



și



Reacțiile fiind endoenergetice, fotonii gamma trebuie să aibă o energie minimă E_γ iar energia cinetică corespunzătoare a neutronilor rezultă din aplicarea legilor de conservare a energiei și a impulsului [14]

$$K_n(\theta) \simeq (E_\gamma + Q) \frac{M}{m + M} + E_\gamma \frac{[(2mM)(m + M)(E_\gamma + Q)]^{1/2}}{(m + M)^2} \cos(\theta) \quad (1.1)$$

în care

θ = unghiul între direcția fotonului gamma și direcția neutronului

M = masa nucleului de recul (în unități energetice)

m = masa neutronului (în unități energetice)

Avantajul major al surselor fotoneutronice apare în cazul utilizării fotonilor monoenergetici, caz în care ecuația (1.1) arată

datorată unghiului θ fiind de numai câteva procente.

Principalul dezavantaj al surselor fotoneutronice este legat de puterea mare de penetrare a radiației gamma. Pentru a obține intensități mari de neutroni trebuie să se utilizeze surse gamma cu activități foarte mari, ceea ce implică măsuri speciale de protecție. Emițătorii gamma cei mai folosiți în construcția acestor surse sunt ^{226}Ra , ^{124}Sb , ^{72}Ga , ^{140}La și ^{24}Na .

Fisiunea spontană

Sursele radioactive bazate pe fenomenul de fisiune spontană sunt practic singurele surse izotopice de laborator care emit nuclee de masă medie. Fisiunea nucleară fiind un proces nuclear complex [5], emisia de nuclee grele (fragmente de fisiune) este însoțită de emisia altor radiații : X și γ , β și neutroni. Datorită parcursului extrem de mic al ionilor grei în substanță, sursele de fisiune (utilizate la calibrarea detectorilor) necesită condiții speciale de preparare. Cele mai utilizate sunt sursele de ^{252}Cf și ^{242}Cm .

1.3 Acceleratorii de particule

Producerea unor fascicule de electroni sau de particule încărcate monoenergetice, cu posibilitatea de a le varia practic continuu energia este necesară pentru studiile fundamentale sau aplicative din fizica nucleară. Instrumentele care produc aceste fascicule sunt *acceleratorii de particule*. Dezvoltați începând cu anul 1920, acceleratorii de particule au devenit instrumente de uz curent în laboratoare și chiar în unități industriale. Există o mare diversitate de acceleratori în funcțiune, în continuare ne vom referi pe scurt la acceleratorii electrostatici Tandem Van de Graaf care sunt în mod particular importanți pentru aplicațiile metodelor nucleare discutate în continuare. O astfel de masină este în funcțiune și la Institutul de Fizică și Inginerie Nucleară din București. Acest tip de instrumente intră în categoria acceleratorilor de energii joase și intermediare care produc fascicule de particule încărcate de rezoluție energetică foarte bună, fiind astfel instrumente performante pentru utilizarea în analizele de materiale descrise în acest

Figure 1.1: Schița de principiu a unui accelerator Tandem Van de Graaf

curs. Schița unui accelerator Tandem Van de Graaf este prezentată în Figura 1.1.

Din punct de vedere constructiv, acest accelerator este alcătuit dintr-un vas de presiune umplut cu un gaz bun izolant electric - e.g. SF₆. În centrul acestui vas se află un electrod al cărui potențial electric este ridicat la mai multe milioane de volți. Dintr-o parte în cealaltă a vasului trece un tub (tub de accelerare) în care se află vid înalt. Prin acest tub circulă particulele accelerate. În jurul tubului de accelerare se află coloana de uniformizare a câmpului electric, structură alcătuită dintr-o succesiune de inele conductoare. O bandă în mișcare transportă sarcina electrică la terminalul central ridicându-i tensiunea. Scopul gazului de izolație este acela de a împiedica descărcările electrice între terminalul de înaltă tensiune și peretele incintei.

Principiul de funcționare este următorul: ionii negativi sunt extrași din sursa de ioni în starea de sarcină 1^- cu ajutorul unui potențial de ordinul a zecilor de kV. Urmează apoi injectarea lor în acceleratorul propriu-zis, aceștia ajungând în interiorul terminalului central cu energia V [MeV] unde V este potențialul terminalului central. Aici ei întâlnesc un stripper solid sau gazos în care pierd n electroni, ajungând la starea de sarcină (pozitivă) $+q$. Având energie cinetică în urma accelerării din prima jumătate a tubului de accelerare particulele fasciculului ajung în cea de a doua secțiune a acceleratorului unde întâlnesc aceeași diferență de potențial V , dar având sarcina electrică $+q$, capătă energia Vq . La ieșirea din tubul de accelerare particula are energia cinetică

$$K_t = V(q + 1) \quad [\text{MeV}]$$

în care q este numărul de unități elementare de sarcină cu care particula părăsește stripperul din terminalul central. În urma strippării rezultă o distribuție a stărilor de sarcină (în general de formă gaussiană), toate aceste stări de sarcină fiind accelerate mai departe. Pentru a trimite spre țintă numai o singură stare de sarcină, are loc o analiză magnetică cu un magnet dipolar la 90 de grade. În final un alt magnet dipolar (magnetul comutator) selectează diferite arii experimentale. Pe tot parcursul fascicului sunt montate lentile electrice (Einzel) și magnetice cu rol de focalizare. Acest tip de accelerator poate accelera toate speciile de ioni care formează ioni negativi, la energii corespunzătoare unui potențial de accelerare de maximum 25-30 milioane volți. Intensitatea maximă a fasciculelor de protoni este de ordinul a 1 microamper electric iar a celor de ioni grei de ordinul sutelor de nanoamperi.

Un element specific acestui tip de accelerator este sursa de ioni negativi. Ionii negativi pot fi produși fie în plasmă prin interacțiuni cu electronii acesteia, fie prin ciocnirea ionilor rapizi din fasciculul extras dintr-o sursă de ioni pozitivi cu moleculele neutre ale unui gaz la o presiune determinată. Aceste procese de atașare a unui electron la un ion neutru au loc cu secțiuni eficiente foarte mică, ceea ce face ca productivitatea unei surse de ioni negativi să fie cu 2-3 ordine de mărime mai redusă decât a unei surse de ioni pozitivi. Dezvoltări relativ recente [12] au arătat că acceleratorii de acest tip pot deveni instrumente foarte precise pentru un mod avansat de a face spectrometrie de masă (vezi Capitolul 13).

1.4 Reactorul nuclear

Reactorul nuclear este o instalație complexă în care se realizează reacția controlată de fisiune în lanț a unor izotopi grei. Se pot imagina diverse scheme de clasificare a reactorilor în funcție de caracteristicile lor constructive și funcționale. Din punctul de vedere al utilizării, reactorii sunt de două tipuri:

(ii). reactori de cercetare și iradiere de materiale.

Pentru subiectele discutate în această lucrare, sunt de interes cei din a doua categorie.

Condiția de menținere a reacției în lanț în reactor este ca producerea neutronilor prin fisiune să fie echilibrată de pierderea lor prin absorbție sau eliminare în exterior. Astfel, are loc reacția în lanț dirijată, în care factorul de amplificare a neutronilor este sensibil egal cu unitatea. Faptul că pentru fiecare neutron absorbit pentru a produce un act de fisiune se emit (în medie) doi neutroni, face posibilă reacția în lanț. Reacțiile în lanț sunt foarte comune în chimie. Un exemplu este procesul de combustie (ardere) a unui combustibil. Arderea are drept condiție necesară existența unei molecule într-o stare excitată astfel încât să devină posibilă combinarea ei cu o moleculă de oxigen. Dar la fiecare astfel de combinare se eliberează suficientă energie pentru excitarea altor molecule din combustibil, continuându-se astfel procesul în lanț.

Un reactor nuclear este alcătuit din 5 elemente principale:

1. Combustibilul nuclear. Poate fi uraniul natural, uraniul îmbogățit în izotopul ^{235}U , izotopii plutoniului $^{239,240,241}\text{Pu}$, ^{232}Th sau un amestec al lor. Neutronii din reactor care rezultă din procesele de fisiune au o distribuție energetică $\Phi(E)$ care se situează aproximativ între limitele 0.001 eV și 10 MeV. În funcție de energia neutronilor care duc la perpetuarea reacției în lanț, reactorii nucleari pot fi cu neutroni rapizi, neutroni intermediari și neutroni termici. Marea majoritate a reactorilor existenți sunt cu neutroni termici.

2. Moderatorul. este substanța a cărei rol este de a încetini neutronii până la energii pentru care secțiunea de fisiune este maximă, fără a fi absorbiți. Moderatorii trebuie să aibă o secțiune de împrăștiere inelastică a neutronilor mare și o secțiune de absorbție a neutronilor mică. De asemenea, moderatorii trebuie să fie cât mai stabili din punct de vedere chimic sub acțiunea fluxului de neutroni. Astfel de substanțe sunt: grafitul, beriliul, apa ușoară și apa grea.

3. Reflectorul. Pentru a diminua pierderea de neutroni din reactor, zona activă este înconjurată de o substanță cum este apă sau grafitul, care împrăștie înapoi în zona activă neutronii care

4. Agentul de răcire. Procesele de fisiune depun energie în mediul în care se produc, energie care conduce la încălzirea miezului reactorului. De asemenea, în procesul încetinirii neutronii transferă energie moderatorului. Preluarea acestei energii termice (care este transformată în electricitate în reactorii energetici) se face de către un agent termic care poate fi spre exemplu apa (ușoară și grea), CO_2 , Na lichid (în reactorii rapizi).

5. Sistemul de control și protecție, asigură menținerea reactorului în regim critic, reglând fluxul de neutroni astfel încât reacția în lanț să fie controlată. El se bazează pe existența unor bare de material puternic absorbant de neutroni (B, Hf, Cd) care sunt introduse/scoase din zona activă într-o buclă de control astfel încât să regularizeze fluxul de neutroni.

În reactorii de cercetare-iradiere fluxul de neutroni este folosit în mai multe moduri:

- a). este preluat din zona moderatorului, trecut prin diverse filtre și utilizat pentru studii de materia condensată.
- b). substanțele ce urmează a fi activate cu neutroni se introduc în interiorul moderatorului (într-o zonă de flux determinat) pentru o anumită perioadă de timp, apoi se transferă în aria de măsură.
- c). casetele de combustibil se introduc în zona activă a reactorului unde sunt iradiate în dispozitive care permit controlul lor în timpul procesului de iradiere.

Pentru studiile de materie condensată sunt necesare fascicule de neutroni cât mai monocromatice. Aceste fascicule se selectează din spectrul termic al reactorului nuclear. Metodele de monocromatizare și filtrare a neutronilor se bazează pe proprietățile ondulatorii ale neutronilor (filtre cristaline) sau pe cele corpusculare (filtre mecanice). Utilizarea cristalelor monocromatoare se bazează pe fenomenul de difracție a neutronilor [13]. Dacă se notează cu d_{hkl} distanța dintre planele cristaline determinate de indicii de rețea h, k, l și cu θ_B unghiul de incidență a neutronilor pe aceste plane, atunci lungimea de undă a neutronilor reflectați este dată

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin(\theta_B) = \frac{nh}{\sqrt{2mK}} \quad (1.2)$$

unde n este ordinul de reflexie iar m și K sunt masa și respectiv energia cinetică a neutronilor. Din această relație se poate observa că pentru o anumită orientare a familiei de plane (hkl) se obțin neutroni de mai multe energii K_n

$$K_n = \frac{n^2 h^2}{8md_{hkl}^2 \sin^2(\theta)} \quad (1.3)$$

adică dacă se utilizează un monocristal pentru a selecta neutronii de o anumită lungime de undă λ care satisface relația (1.2), vor fi reflectați de către cristal și neutronii cu lungimile de undă $\lambda/2$, $\lambda/3$, $\lambda/4, \dots$. În majoritatea experiențelor se folosește numai reflexia în ordinul întâi.

Unul dintre parametrii principali care determină calitatea unui fascicul monocromatic este împrăștierea în energie (rezoluția)

$$\frac{\Delta K}{K} = 2 \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (1.4)$$

unde

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \text{ctg}(\theta) \Delta \theta$$

Altă mărime importantă ce caracterizează un monocristal este reflectivitatea integrală R^θ care dă domeniul unghiular în care cristalul este total reflectant. În mod similar, reflectivitatea R^λ determină domeniul de lungimi de undă în care cristalul poate fi considerat total reflectant. Aceste mărimi sunt caracteristici ale cristalului și sunt legate prin relația

$$R^\lambda = R^\theta 2d_{hkl} \cos(\theta) \quad (1.5)$$

Admițând o distribuție de echilibru a neutronilor termici cu moderatorul la temperatura T , intensitatea fasciculului de neutroni cu lungimea de undă cuprinsă în intervalul $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ este [13]

$$I_\lambda = \frac{2}{\lambda} I_0 \left(\frac{K}{k_B T} \right)^2 e^{-K/k_B T}$$

cad în fiecare secundă pe cristalul monocromator. Într-o primă aproximație, intensitatea fascicului neutronilor cu lungimea de undă λ reflectați la unghiul θ este

$$I = I_{\lambda} R^{\lambda} = \frac{4}{\lambda} I_0 \left(\frac{K}{k_B T} \right)^2 e^{-K/k_B T} d_{hkl} \cos(\theta) R^{\theta}$$

Cele mai bune reflectivități se obțin pentru materiale cum sunt Be, Cu iar la energii mai mari ale neutronilor C sub formă de grafit [13].

1.5 Radiațiile nucleare din mediul înconjurător

În mediul terestru se întâlnesc sute de radioizotopi. După modul în care au fost produși ei pot fi clasificați în trei categorii.

Primordiali - sunt radioizotopi caracterizați prin faptul că ei sau nucleele lor părinte au perioada de înjumătățire comparabilă cu vârsta Terrei (4.5×10^9 ani). Ei își au originea în sinteza nucleară primordială și au apărut pe Terra în momentul formării ei.

^{232}Th , ^{235}U și ^{238}U generează 3 serii de dezintegrări radioactive [5] care se termină cu nucleele stabile ^{208}Pb , ^{207}Pb respectiv ^{206}Pb . Abundența izotopică în natură a izotopului ^{235}U este de numai 0.7%, ponderea sa în activitatea totală a uraniului terestru fiind neglijabilă.

Potasiul conține 0.0118% ^{40}K . Inșă ca element chimic, potasiul este de 10^4 ori mai abundent ca uraniul și toriul în mediul terestru. Ca urmare, contribuția sa la radioactivitatea naturală terestră este comparabilă cu cea produsă de U și Th.

Radonul este produs în seriile de dezintegrare ale uraniului și toriului. Ca structură chimică, el se plasează în categoria gazelor nobile. Cei 3 izotopi radioactivi ai radonului sunt

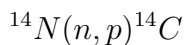
$$^{220}\text{Rn} \text{ produs din seria } ^{232}\text{Th} \quad T_{1/2} = 54.5 \text{ s}$$

$$^{219}\text{Rn} \text{ produs din seria } ^{235}\text{U} \quad T_{1/2} = 3.92 \text{ s}$$

$$^{222}\text{Rn} \text{ produs din seria } ^{238}\text{U} \quad T_{1/2} = 3.82 \text{ zile}$$

intrând în circuitele naturale ale aerului atmosferic și ale apelor subterane. Datorită acestei caracteristici, el reprezintă un pericol potențial pentru sănătate, producerea și circulația sa în natură fiind intens studiate. Valorile medii tipice ale concentrației radonului în aer sunt 5-10 Bq/m³ în aer liber și 50-100 Bq/m³ în interiorul clădirilor.

Cosmogenici- sunt radioizotopi produși în mediul terestru (în special în straturile superioare ale atmosferei) de către razele cosmice. Exemplul tipic este ¹⁴C, produs prin reacția



de către neutronii apăruiți prin interacția radiației cosmice cu atmosfera superioară. Alți izotopi cosmogenici sunt ³H, ⁷Be, ⁵⁹Ni, ⁵³Mn, etc.

Produși de către om - în special prin eliberarea în mediu a produșilor de fisiune. Cea mai mare parte dintre ei provin din testele armelor nucleare detonate în atmosfera în perioada 1952-1962. Alte surse de produși de fisiune sunt accidentele la centralele nucleare (exemplu Chernobyl) sau deșeurile de la uzinele de reprocesare a combustibilului nuclear.

1.6 Noțiuni de dozimetria radiațiilor

Radiațiile pot avea efecte dăunătoare asupra organismelor vii prin *efectul lor ionizant* la nivel molecular. Prin această acțiune ele pot afecta celulele vii în mod direct prin ruperea legăturilor chimice sau în mod indirect prin crearea de radicali liberi (în urma ionizării moleculelor de apă) care afectează procesele biologice prin acțiune chimică. Într-o anumită măsură aceste defecte sunt reparate prin procese biologice naturale dar dacă deteriorarea structurii celulare depășește anumite limite efectele rămân permanente. Datorită acestui risc produs de radiațiile ionizante, s-a dezvoltat un sistem coerent și reglementat de control al câmpurilor de radiații ionizante. Se definesc următoarele mărimi dozimetrice fundamentale:

cantitatea de sarcină electrică produsă de radiații prin ionizarea unui mediu. Expunerea se definește prin relația

$$X = \frac{Q}{m} \quad (1.6)$$

unde Q este suma sarcinilor electrice a tuturor ionilor de un anumit semn produși de radiațiile ionizante (prin efecte primare și secundare) într-un element de volum de aer (în condiții N.T.P. : $T=20^\circ$, $p=760$ mm Hg) și m este masa aerului din acel element de volum. Unitatea sa de măsură este *Roentgen* (R) care se definește ca fiind cantitatea de radiații X sau γ care produce 2.58×10^{-4} Coulomb/kg în aer pur, uscat, aflat în condiții normale de presiune și temperatură. În sistemul internațional de unități, unitatea pentru expunere este coulombul/kg. Debitul expunerii se definește ca fiind viteza de variație a expunerii în timp (dX/dt). **Doza absorbită sau doza** (D) reprezintă energia totală absorbită de către unitatea de masă. Unitatea sa de măsură se numește *Gray* și este definită astfel

$$1 \text{ Gray (Gy)} = 1 \text{ Joule/Kg}$$

O unitate mai veche pentru doză este *rad* definită prin

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g} = 10^{-2} \text{ Gy}$$

Trebuie remarcat faptul că D nu furnizează nici o indicație asupra ratei cu care energia este depusă de către radiația ionizantă în substanță sau a tipului de radiație implicat, factori deosebit de importanți în evaluarea efectului biologic al radiațiilor. Debitul dozei absorbite se definește ca fiind doza absorbită în unitatea de timp (dD/dt).

Echivalentul de doză (H). Atunci când se au în vedere efectele biologice, mărimea D nu este adecvată, deoarece conține doar o parte din informația necesară. Efectul biologic al radiațiilor este o funcție puternic dependentă de tipul radiației și de energia sa. Spre exemplu, o anumită doză absorbită de particule α produce efecte biologice mult mai puternice decât o doză egală de protoni,

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

care este mult mai puternică decât o doză egală de electroni sau raze gamma. Diferența constă în faptul că "transferul liniar de energie", definit ca energia depusă local de radiații pe unitatea de parcurs, este diferit. Cu cât ionizarea unei particule este mai puternică, cu atât este mai mare efectul biologic local.

Pentru a ține cont de acest efect, fiecărui tip de radiație i se asociază un *factor pondere* sau *factor de calitate* w_R . În Tabelul 1.6 sunt date valorile w_R pentru principalele tipuri de radiații. Pentru a obține o măsură normată a efectului biologic suferit de un țesut sau organ în urma iradierii, se utilizează mărimea *echivalentul de doză (sau doză biologică)* (H_T) care se calculează prin înmulțirea valorii dozei absorbite mediată peste țesutul sau organul respectiv, cu factorul de calitate al radiației respective

$$H_T = w_r \times D_R \tag{1.7}$$

unde D_R este doza medie absorbită de către un anumit organ. Dacă iradierea este produsă de mai multe radiații, atunci doza biologică se calculează prin sumarea ponderată

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R}$$

unde $D_{R,T}$ este doza absorbită medie primită de către organul T atunci când este iradiat de radiația de tip R .

Tabelul 1.7: Factorii de pondere pentru diverse țesuturi

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

Unitatea pentru echivalentul de doză este Sievert (Sv) care are aceleași dimensiuni ca Gray (J/Kg). O unitate mai veche este *rem*

$$1 \text{ rem} = 10^{-2} \text{ Sv}$$

Folosirea Sv indică faptul că *doza a fost normată* pentru efectul său biologic, 1 Sv de particule alfa producând aproximativ același efect biologic cu 1 Sv de radiații gamma. Trebuie remarcat faptul că doza biologică sau echivalentul de doză *nu este* o cantitate direct măsurabilă, în timp ce doza absorbită se poate măsura direct.

Doza efectivă. Probabilitatea de a se dezvolta o anomalie biologică majoră cum este cancerul sau un accident genetic datorit radiațiilor, este dependentă de țesutul iradiat. Pentru a ține cont de acest lucru a fost dedus prin studii medicale un set de ponderi pentru diverse țesuturi din organismul uman. Acestea sunt prezentate în Tabelul 1.6. Aceste ponderi sunt normate, astfel încât suma lor este 1. Cu ajutorul acestor factori de pondere se

Tabel 1.6: 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
Tesuturi		
Cristalin	150 mSv/an	15 mSv/an
Piele (100cm ²)	500 mSv/an	50 mSv/an
Alte țesuturi	500 mSv/an	50 mSv/an

definește *Doza efectivă* prin relația:

$$E = \sum_T w_T H_T$$

mărime care este mai bine corelată cu probabilitatea dezvoltării de anomalii biologice. Ea se măsoară ca și doza biologică în Sievert. Pentru o doză uniformă pe tot organismul doza efectivă este numeric egală cu echivalentul de doză.

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 1.6. 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.

Ecranarea surselor de radiații este un aspect de importanță practică deosebită pentru lucrul în siguranță în laboratoarele nucleare. Alegerea unui anumit material pentru construcția ecranului de protecție depinde de natura radiației ecranate și de proprietățile sale fizico- chimice. În tabelul 1.6 sunt prezentate principalele

Tablă 1.9: Materiale utilizate în construcția ecranelor de protecție

Radiația	Material ecran
Raze gamma	Materiale cu Z mare, e.g. Pb
Electroni	Materiale cu Z mic, e.g. polistiren, lucita, etc. Trebuie evitate materialele cu Z mare datorită emisiei de radiație de frânare. Pentru surse intense de electroni ecranul se construiește din două straturi: (I) unul interior cu Z mic pentru absorbția electronilor (II) altul exterior cu Z mare pentru absorbția radiației de frânare.
Pozitroni	Materiale cu Z mare pentru absorbția radiației de anihilare. În acest caz nu este necesară construcția unui ecran cu două straturi ca în cazul electronilor
Particule încărcate	Materiale cu densitate mare pentru a mări puterea de stopare
Neutroni	Materiale hidrogenoide cum sunt apa și parafina. Ca și în cazul electronilor este necesar un ecran exterior din materiale cu Z mare pentru absorbția radiațiilor gamma de capură.

materiale utilizate în construcția ecranelor de radiații. Calculul grosimii ecranelor se face astfel încât doza la suprafața sa exterioară să nu depășească valorile admise.

Bibliography

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

- ciples*, Romanian Reports in Physics, vol.46, no.4, p.259-281 (1994)
- [13] S. Râpeanu, I. Pădureanu, I. Cristian, V. Cuculeanu, Gh. Rotărescu, M. Avrigeanu, *Tehnici și Măsuări la Reactorii Nucleari*, Editura Academiei, București 1983
- [14] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons Inc., New York 1989
- [15] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Krieger, New York 1982
- [16] P. Marmier, E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*, Academic Press Inc. New York and London, 1971
- [17] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics, 2nd Ed.*, John Wiley & Sons, New York 1975
- [18] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1987, 1994
- [19] N. Tsoufanidis, *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

John Wiley & Sons, New York, 1990

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