

Cuprins

1	Introducere	11
1.1	Natura radiației electromagnetice	11
1.1.1	Natura ondulatorie	11
1.1.2	Natura corpusculară	12
1.2	Spectrul undelor electromagnetice	15
1.2.1	Undele radio	15
1.2.2	Microundele	16
1.2.3	Radiațiile infraroșii	16
1.2.4	Lumina	17
1.2.5	Radiațiile ultravioletele	18
1.2.6	Razele X	19
1.2.7	Radiații gamma	19
1.3	Ipoteza de Broglie	19
1.4	Structura atomică	21
1.4.1	Modelul Bohr	21
1.4.2	Atomul cu mai mulți electroni	25
1.5	Raze X	25
1.6	Electronii Auger	27
1.7	Energia relativistă	29
1.7.1	Postulatele teoriei relativității a lui Einstein	29
1.7.2	Energia cinetică a unei particule relativiste	29
1.7.3	Relația dintre impuls și energie	30
1.8	Efectul Compton	31
1.9	Probleme	34
2	Elemente de teoria nucleului	37
2.1	Raza nucleului	39
2.2	Masa nucleară și energia de legătură	40

2.3	Forțe nucleare și energia de interacțiune nucleară	43
2.4	Modele nucleare	43
2.4.1	Modelul picăturii de lichid	43
2.4.2	Modelul păturilor nucleare	46
2.5	Interacțiuni nucleare	49
2.5.1	Secțiunea eficace	50
2.6	Tipuri de reacții nucleare	52
2.7	Energia de reacție	55
2.7.1	Energia de prag	57
2.8	Reacții produse de diverse particule incidente	58
2.8.1	Reacții produse de particule α	58
2.8.2	Reacții produse de protoni	58
2.8.3	Reacții produse de deuteroni	59
2.8.4	Reacții nucleare induse de neutroni	59
2.8.5	Reacții produse de fotoni cu energie foarte mare	61
2.8.6	Fisiune indusă	61
2.8.7	Fuziunea	61
2.9	Probleme	63
3	Transformări radioactive	65
3.1	Transformările nucleelor cu neutroni în exces	67
3.2	Transformarea nucleelor cu protoni în exces	70
3.2.1	Emisia de pozitroni (transformarea β^+)	70
3.2.2	Captura electronică	73
3.3	Transformări radioactive suferite de nucleele grele prin emisia particulelor alfa	74
3.4	Emisia gamma	77
3.4.1	Conversia internă	77
3.5	Fisiunea spontană	78
3.6	Probleme	79
4	Viteza transformărilor radioactive	81
4.1	Activitatea	81
4.2	Legea transformărilor radioactive	82
4.2.1	Timp de înjumătățire	82
4.2.2	Timp mediu de viață	83

4.2.3	Timp mediu de viață efectiv	83
4.3	Serii de transformări radioactive	84
4.4	Echilibrul de transformare	86
4.4.1	Echilibrul secular	86
4.4.2	Echilibrul tranzient	87
4.5	Probleme	89
5	Mărimi dozimetrice	91
5.1	Caracterizarea câmpului de radiații	91
5.1.1	Mărimi cu ajutorul cărora se caracterizează câmpul de radiații	91
5.2	Mărimi fizice în dozimetria radiațiilor	93
5.2.1	Doza absorbită	93
5.2.2	Expunere	94
5.3	Mărimi de radioprotecție	94
5.3.1	Doza echivalentă	94
5.3.2	Doză efectivă	97
5.3.3	Doza echivalentă angajată $H_T(\tau)$	97
5.3.4	Doza efectivă angajată $E(\tau)$	99
5.4	Mărimi operaționale	99
5.4.1	Echivalent de doză ambiental $H^*(10)$	99
5.4.2	Echivalent de doză individual $H_P(d)$	101
5.5	Expunerea ocupațională	101
5.6	Expunerea populației	102
5.7	Limite de doze	102
5.8	Fundamentele radioprotecției	104
5.9	Organisme Internaționale	106
5.10	Legislație națională în domeniul nuclear	107
5.11	Probleme	108
6	Interacțiunea radiațiilor cu materia	109
6.1	Introducere	109
6.2	Interacțiunea cu materia a particulelor alfa și a nucleelor grele	111
6.2.1	Parcursul particulelor alfa	112
6.3	Interacțiunea particulelor beta cu materia	115
6.4	Atenuarea particulelor beta	117

6.5	Calcularea dozei absorbite datorată particulelor beta	120
6.6	Interacțiunea radiației gamma cu materia	123
6.6.1	Efectul fotoelectric	123
6.6.2	Efect Compton	125
6.6.3	Producerea de perechi	127
6.6.4	Împrăștierea coerentă (Rayleigh)	128
6.7	Atenuarea fasciculelor de fotoni	128
6.8	Transferul de energie	129
6.9	Echilibrul electronic	135
6.10	Teoria Bragg–Gray	136
6.11	Calculul dozei echivalente în aer pentru surse punctiforme	138
6.12	Probleme	139
7	Ecranarea radiațiilor	141
7.1	Ecranarea surselor alfa	142
7.2	Ecranarea surselor beta	142
7.3	Ecranarea surselor gamma	144
7.4	Grosimea stratului de înjumătățire	145
7.5	Factorul de "Build Up"	145
7.6	Probleme	148
8	Detecția radiațiilor și măsurarea lor	149
8.1	Detectoare umplute cu gaz	149
8.1.1	Camere de ionizare	152
8.1.2	Detectoare proporționale	155
8.1.3	Contoarele Geiger-Müller	156
8.2	Detectoare cu scintilație	159
8.3	Detectoare cu semiconductoare	163
9	Radiațiile și radioactivitatea din mediul natural	165
9.1	Expunere naturală	166
9.2	Radiații cosmice	166
9.3	Radionuclizi cosmogenici	168
9.4	Radiația terestră	172
9.5	Radioizotopi încorporați în organism	173

9.6	Expunerea radioactivă datorată procedurilor medicale	174
9.7	Expunerea radioactivă datorată fumatului	175
9.8	Radonul	176
9.9	Datări radioactive	177
9.9.1	Datarea cu carbon	177
9.9.2	Datarea cu ajutorul radionuclizilor primordiali . .	178
9.9.3	Datarea potasiu - argon	178
9.9.4	Datarea cu Thorium 230	179

Capitolul 1

Introducere

1.1 Natura radiației electromagnetice

1.1.1 Natura ondulatorie

La finalul secolului al XIX-lea a fost pusă în evidență existența undelor electromagnetice. Pornind de la ecuațiile lui Maxwell, viteza de propagare a acestora în vid este:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (1.1)$$

unde constanta $\varepsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ este permitivitatea vidului și constanta $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ este permeabilitatea vidului.

Componenta electrică (intensitatea câmpului electric) a unei unde electromagnetice armonice plane care se propagă prin vid (sau aer) oscilează pe o direcție perpendiculară pe direcția de propagare și are ecuația:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx) \quad (1.2)$$

În ecuația (1.2), E_0 este amplitudinea intensității câmpului electric, ω este pulsația iar k este modulul vectorului de undă.

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \quad (1.3)$$

În relația (1.3), ν este frecvența undei, iar T este perioada.

Vectorul de undă $\vec{k}$ are ca direcție și sens, direcția și sensul de propagare a undei, modulul său este:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.4)$$

Mărimea λ este lungimea de undă și reprezintă distanța pe care se propagă unda în timp de o perioadă.

$$\lambda = cT = \frac{c}{\nu} \quad (1.5)$$

Natura ondulatorie a undelor electromagnetice (și a luminii, care este tot o undă electromagnetică) a fost pusă în evidență prin fenomenele de interferență și difracție.

1.1.2 Natura corpusculară

La finalul secolului al XIX-lea și începutul secolului al XX-lea au fost puse în evidență fenomene care nu au mai putut fi explicate pe baza teoriei clasice a electromagnetismului, două dintre aceste fiind cruciale în introducerea noțiunii de foton.

Primul a constatat în evidențierea **radiației termice**. Experiența arată că orice corp încălzit emite radiații electromagnetice (simțite sub formă de căldură), emisie ce apare la orice temperatură mai mare de 0 K, și care este continuu distribuită pe toate lungimile de undă. În general, procesele care determină o astfel de emisie sunt procese de neechilibru. Dacă emisia are loc în condiții de echilibru, adică în cazul în care energia emisă de copuri este egală cu energia absorbită de acestea, temperatura menținându-se constantă, radiația poartă numele de radiație termică de echilibru.

La temperaturi joase (sub 500 °C), cea mai mare parte a radiației este concentrată pe lungimile de undă infraroșii (radiațiile care dau senzația de căldură), iar la temperaturi mai mari (peste 500 °C) o parte tot mai mare a energiei se găsește în domeniul lungimilor de undă din vizibil (corpurile devin incandescente). Radiația termică emisă de Soare, a cărei suprafață se află la 6000 K, acoperă toate domeniile lungimilor de undă. Forma distribuției densității de energie în funcție de frecvență nu a putut fi explicată cu ajutorul teoriilor clasice. Printre cele mai

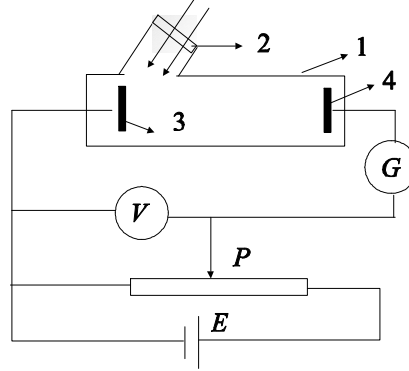


Figura 1.1: Instalație pentru studiul efectului fotoelectric: 1 – tub vidat, 2 – fereastră de cuarț, 3 – catod, 4 – anod.

interesante abordări a fost cea a lui Rayleigh, care însă a putut explica forma distribuției doar la frecvențe joase.

Cel care a dat o primă explicație pentru această comportare a fost Planck, care, renunțând la interpretarea clasică, a presupus că emisia și absorbția undelor electromagnetice nu se realizează în mod continuu ci astfel încât energia acestora să varieze cu un multiplu întreg al unei cantități de energie a cărei mărime este proporțională cu frecvența radiației ν :

$$\varepsilon = h\nu \quad (1.6)$$

unde $h = 6,626 \times 10^{-34}$ Js este numită constantă Planck.

Al doilea fenomen a fost **efectul fotoelectric extern**, explicat de Einstein prin introducerea noțiunii de cuantă de energie.

Efectul fotoelectric extern constă din emisia de electroni (în principal din metale) sub acțiunea radiației luminoase sau ultraviolete. Instalația experimentală cu care se poate studia efectul fotoelectric este prezentată în Fig. 1.1.

Tubul de sticlă (1) este vidat și este prevăzut cu o fereastră de cuarț (2) pentru a nu fi împiedicate radiațiile ultraviolete să ajungă pe catod (3). Sub acțiunea undelor electromagnetice catodul emite electroni care ajung la anod (4) astfel că în circuitul extern apare un curent care poate fi măsurat cu galvanometrul G. Tensiunea dintre anod și catod se reglează cu potențiometrul P. Cu ajutorul montajului prezentat în Fig. 1.1 se poate determina variația curentului I în funcție de tensiunea aplicată pentru diverse fluxuri de lumină.

Din experimentele efectuate s-a dedus că:

1. dacă frecvența radiației este menținută constantă, curentul fotoelectric crește cu intensitatea radiației incidente;
2. fotoelectronii sunt emiși instantaneu (în mai puțin de 10^{-9} s) după ce suprafața este iluminată;
3. pentru o anumită suprafață, emisia de fotoelectroni are loc numai dacă frecvența radiației incidente este egală sau mai mare decât o frecvență minimă ν_0 – numită frecvență de prag, care este specifică fiecărui metal;
4. energia cinetică E_c a fotoelectronilor depinde doar de frecvența radiației incidente, nu și de intensitatea ei. Determinarea energiei cinetice E_c se face prin aplicarea unei tensiuni inverse U_f între anod și catod, care anulează curentul electric. Acest lucru se petrece când $E_c = eU_f$. Tensiunea U_f este tensiunea de frânare, iar $e = 1,6 \times 10^{-19}$ C este sarcina electronului;
5. există o relație liniară între E_c și frecvența ν .

O abordare clasică a fenomenului nu poate explica aceste legi. Astfel, ne așteptăm ca energia cu care electronul părăsește metalul să fie proporțională cu mărimea fluxului undei electromagnetice. Experimental acest lucru nu se observă. Un alt aspect care rămâne neexplicat este acela al timpului de apariție al curentului electric. Astfel, în teoria ondulatorie clasică energia undei electromagnetice este repartizată uniform pe frontul de undă. Pentru a scoate un electron din metal, trebuie să se concentreze suficientă energie pe o regiune de dimensiuni atomice, lucru care nu se poate realiza fără o anumită întârziere, mai ales în cazul undelor cu intensități mici.

Explicația fenomenului a fost dată de Einstein în 1905, care a considerat că lumina este formată din fotoni (el a folosit conceptul de cuantă de lumină; termenul de foton a fost introdus în 1926 de G. N. Lewis), fiecare foton având energia

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.7)$$

unde h este constanta Planck iar c este viteza luminii în vid.

Efectul fotoelectric este explicat prin absorbția unui foton de către un electron liber din metal. O parte din energia fotonului este folosită la scoaterea acestuia din metal; aceasta poartă numele de lucru de extracție

W , iar restul o regăsim sub formă de energie cinetică a electronului:

$$h\nu = W + \frac{1}{2}mv^2 \quad (1.8)$$

Rezultă, că pentru a obține electroni liberi, este necesar ca:

$$h\nu \geq W \quad \text{sau} \quad \nu \geq \frac{W}{h} \quad (1.9)$$

Mărimea $\nu_p = W/h$ este frecvența de prag pentru care are loc efectul fotoelectric.

Datorită valorilor mici ale energiilor cu care se lucrează la nivel atomic, molecular și nuclear s-a introdus ca unitate de măsură pentru energie electronvoltul, reprezentând energia căpătată de un electron care este accelerat la o diferență de potențial egală cu un volt.

$$1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J} \quad (1.10)$$

Aplicație

O bilă de cupru în stare electrică neutră, independentă de alte corpuri, este iradiată cu lumină monocromatică având lungimea de undă $\lambda = 0,2 \mu\text{m}$. Până la ce potențial maxim se va încărca bila pierzând fotoelectroni? Lucrul de extracție al cuprului este $W = 4,47 \text{ eV}$.

Soluție

Prin pierdere de fotoelectroni bila de cupru se încarcă la un anumit potențial. La limită energia cedată de foton trebuie să fie egală cu suma dintre energia electronului necesară pentru a învinge forța de atracție electrostatică eU și a efectua lucrul mecanic de extracție W .

$$h\frac{c}{\lambda} = eU + W$$

Rezultă:

$$U = \frac{hc}{e\lambda} - \frac{W}{e} = 1,74 \text{ V}$$

1.2 Spectrul undelor electromagnetice

1.2.1 Undele radio

În 1887, la opt ani după moartea lui Maxwell, Henrich Hertz, profesor de fizică la Technische Hochschule în Karlsruhe din Germania, a

generat și a detectat primele unde electromagnetice. Undele obținute de Hertz sunt astăzi clasificate ca fiind în domeniul de radiofrecvență care se întinde de la câțiva herți la 10^9 Hz (lungimea de undă variază de la 0,3 m la câțiva kilometri). Aceste unde sunt cele emise de circuitele electroscilante. De exemplu un curent alternativ de 50 Hz, ce trece prin liniile de transmisie a energiei electrice, generează o undă electromagnetică cu lungimea de undă:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = 6 \times 10^6 \text{ m} = 6 \times 10^3 \text{ km}$$

Nu există limită superioară teoretică pentru lungimea de undă a acestui tip de unde. Ca exemple vom da intervalele în care emit posturile de radio. Intervalul frecvențelor în cazul undelor lungi este 153-279 kHz, al undelor medii 532-1620 kHz și al undelor scurte 2310 - 25820 kHz. Posturile FM emit în intervalul de frecvențe 87,5-108 MHz. Telefoanele mobile utilizează frecvențele de 900 MHz, 1800 MHz și 2100 MHz.

1.2.2 Microundele

Domeniul microundelor are frecvențele de la 10^9 Hz până la 3×10^{11} Hz. Lungimile de undă corespunzătoare sunt cuprinse între 1 mm și 30 cm. Radiațiile capabile să penetreze atmosfera Pământului au lungimile de undă cuprinse între 1 cm și 30 cm. Astfel, microundele sunt importante pentru comunicațiile cu vehiculele din spațiul cosmic și de asemenea în radioastronomie. Ca exemplu atomii neutri de hidrogen, distribuiți în vaste regiuni din spațiul cosmic emit microunde cu lungimea de undă de 21 cm ($\nu = 1420$ MHz). Microundele sunt utilizate în telefonie, pentru ghidarea avioanelor, în cuptoarele cu microunde și pentru determinarea vitezelor de deplasare a autovehiculelor (radar). Conform reglementărilor actuale, benzile certificate pentru radare sunt: 2,4-2,48 GHz (banda S); 9,20-10 GHz (banda X joasă); 10,5-10,6 GHz (banda X); 13,4-14 GHz (banda Ku); 24,05-24,25 GHz (banda K); 33,4-35,20 GHz (banda Ka).

1.2.3 Radiațiile infraroșii

Domeniul radiațiilor infraroșii se extinde de la 3×10^{11} Hz până la 4×10^{14} Hz. Domeniul infraroșu este împărțit în patru regiuni:

- a) infraroșul apropiat (750-3000 nm);

- b) infraroșul intermediar (3000-6000 nm);
- c) infraroșul îndepărtat (6000-15000 nm);
- d) infraroșul extrem (15000 nm - 1,0 mm).

Aceasta este o împărțire arbitrară. Trebuie remarcat că orice material radiază și absoarbe unde infraroșii datorită tranzițiilor ce au loc între nivelele de vibrație ale moleculelor.

Moleculele oricărui corp emit radiații infraroșii chiar dacă temperatura acestora este puțin mai mare ca 0 K, dar în acest caz ele au o intensitate mică. Pe de altă parte radiații infraroșii sunt emise într-un spectru continuu de corpurile calde. Trebuie remarcat că jumătate din energia emisă de Soare corespunde domeniului infraroșu, iar becurile cu incandescență emit mai multă radiație infraroșie decât lumină.

Ca orice organism cu sânge cald și corpul omenesc emite radiații infraroșii cu lungimi de undă mai mari de 3 μm , având un maxim al emisiei în jur de 10 μm .

Energia radiațiilor infraroșii este măsurată cu detectoare sensibile la absorbția de radiații infraroșii. Unele detectoare pot fi cuplate prin intermediul unui sistem de scanare la un ecran, fapt care duce la producerea unei imagini în infraroșu. Un astfel de aparat este cunoscut sub numele de termograf.

Ca exemplu de emițător de unde infraroșii poate fi dat laserul cu CO_2 . El este folosit ca sursă de putere continuă cu nivelul de 100 W. Laserul cu CO_2 este utilizat mult în industrie, în special în tăieri de precizie și tratamente termice. Radiațiile emise au lungimea de undă cuprinsă în intervalul (18,3 – 23) μm . Acestea sunt ușor absorbite de corpul uman, astfel că laserul cu CO_2 este util și în medicină pentru diverse operații.

1.2.4 Lumina

Lumina corespunde radiațiilor electromagnetice din banda de frecvențe $4 \times 10^{14} \text{ Hz} - 7,7 \times 10^{14} \text{ Hz}$ sau lungimilor de undă cuprinse în intervalul 390 nm - 750 nm. Ea este produsă prin rearanjarea electronilor în atomi și molecule.

Newton a fost primul care a observat că lumina albă este un amestec de culori. Culoarea reprezintă răspunsul fenomenologic și psihologic al omului la diferitele frecvențe ale spectrului luminii. Astfel, frecvenței $3,84 \times 10^{14} \text{ Hz}$ îi corespunde culoarea roșie. Pe măsura ce crește frecvența

culoarea se schimbă în orange, galben, verde, albastru, indigo și violet la aproximativ $7,7 \times 10^{14}$ Hz.

În materialele incandescente, precum filamentele metalice încălzite puternic lumină este emisă într-un spectru continuu. Aceasta este situația becurilor incandescente.

În cazul în care se umple un tub cu un gaz și se realizează o descărcare electrică, atomii se excită și emit o radiație caracteristică diverselor nivele energetice ale acestor atomi, determinând o serie de linii sau benzi de frecvențe bine determinate.

Un astfel de dispozitiv este cunoscut sub numele de tub de descărcare. Astfel, kriptonul 86 are liniile foarte înguste. Linia cu lungimea de undă $\lambda = 605,780210$ nm cu lărgimea la semiînălțime egală cu $0,000470$ nm (ceea ce corespunde la o lărgime de 400 MHz) este utilizată din 1983 la definirea unității de lungime ($1 \text{ m} = 1.650.763,73$ lungimi de undă).

Lămpile cu fluorescență emit un spectru cu multe linii, în care foarte importante sunt cele ale mercurului, de la 405 nm, 436 nm și 546 nm.

Alte surse de lumină sunt becurile cu leduri (diode electroluminescente). Ledurile emit într-un spectru îngust (50–80 nm) cu maximele situate în intervalul 350–750 nm. Pentru a se obține culoarea albă becurile cu leduri trebuie să emită culorile primare: albastru, verde și roșu.

1.2.5 Radiațiile ultravioletele

Lângă spectrul radiațiilor luminoase se găsește spectrul radiațiilor ultraviolete descoperite de Johann Willhelm Ritter (1776-1810). Frecvențele radiațiilor ultraviolete sunt în intervalul $7,7 \times 10^{14} - 2,4 \times 10^{16}$ Hz, iar lungimile de undă între 12,5 nm și 390 nm.

Ochiul uman nu poate percepe undele ultraviolete deoarece corneea absoarbe în particular radiațiile cu lungimile de undă cele mai mici, iar cristalinul absoarbe puternic radiațiile cu lungimea de undă din jurul a 300 nm. Insectele, de exemplu albinele, pot percepe radiațiile ultraviolete.

Atomii emit radiații ultraviolete când au loc dezexcitări ale electronilor de pe nivelele energetice cele mai înalte pe nivele energetice mai joase ale atomilor.

1.2.6 Razele X

Au fost descoperite în 1895 de Wilhelm Conrad Röntgen (1845-1923). Ele au domeniul frecvențelor de la $2,4 \times 10^{16}$ Hz până la 5×10^{19} Hz, având lungimile de undă foarte mici (6×10^{-3} nm - 12,5 nm).

O metodă practică de obținere a acestor radiații este aceea de a accelera electroni și a-i orienta către ținte realizate din diverse materiale. Aceasta determină o decelerare rapidă a electronilor care vor emite o radiație de frânare. În plus, atomii țintei se ionizează în cursul acestui bombardament prin eliminarea electronilor din păturile interioare foarte apropiate de nucleu. Atunci când o astfel de stare este ocupată de un electron din păturile superioare se emit radiații X. Rezultatul obținut este o radiație specifică materialului țintei și ea poartă numele de radiație caracteristică.

Radiografiile cu raze X produc mai degrabă umbre decât o imagine fotografică. Au fost realizate telescoape cu raze X care sunt plasate pe orbite cosmice, microscopie cu raze X, rețele de difracție pentru raze X. În 1984 un grup de la Lawrence Livermore National Laboratory a reușit să realizeze un laser cu lungimea de undă de 20,6 nm.

1.2.7 Radiații gamma

Sunt radiațiile electromagnetice cu frecvențe mai mari de 5×10^{19} Hz și sunt radiațiile electromagnetice cu lungimile de undă cele mai mici. Ele sunt emise în tranzițiile între nivelele energetice ale particulelor ce alcătuiesc nucleul atomic. Datorită lungimilor de undă mici, este practic imposibil să se observe comportarea ondulatorie a acestora.

1.3 Ipoteza de Broglie

Ipoteza fost formulată de Louis de Broglie în 1924 cu ocazia prezentării la Paris a tezei sale de doctorat *Cercetări asupra teoriei cuantelor*. El a emis ipoteza că particulele pot avea și proprietăți ondulatorii, așa cum radiația are proprietăți corpusculare.

În reprezentarea corpusculară se atribuie unei particule o energie E și un impuls p . În reprezentarea ondulatorie se lucrează cu frecvența ν și lungimea de undă λ . Dacă cele două reprezentări sunt aspecte diferite

ale aceluiași obiect, atunci legătura dintre mărimile care-l caracterizează sunt aceleași ca pentru un foton:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.11)$$

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (1.12)$$

De Broglie a propus ca unei particule să i se asocieze o undă plană cu frecvența ν și lungimea de undă λ determinate de relațiile:

$$\nu = \frac{E}{h} \quad (1.13)$$

și

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1.14)$$

Aplicație

Să se determine lungimea de undă de Broglie:

- a. pentru un neutron cu energia de 0,025 eV;
- b. pentru un electron cu energia de 100 eV.

Se cunosc: masa neutronului $m_n = 1,6749280 \times 10^{-27}$ kg și masa electronului $m_e = 9,1 \times 10^{-31}$ kg.

Soluție

- a. Lungimea de undă se calculează cu relația lui de Broglie:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{unde} \quad p = \sqrt{2mE}$$

unde m este masa particulei. Astfel:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_n E}} = 1,81 \text{ Å}$$

unde energia a fost transformată în jouli prin înmulțire cu $1,6 \times 10^{-19}$.

- b. În cazul electronului se utilizează aceeași formulă:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e E}} = 12,3 \text{ Å}$$

1.4 Structura atomică

Un mare număr de fapte experimentale au arătat că materia este alcătuită din sarcini pozitive și negative. Repartiția acestora în interiorul atomului a constituit obiectul a numeroase modele. Primul model propus a fost cel al lui Thomson din 1897, care considera atomul ca fiind o sferă încărcată uniform cu sarcină pozitivă, în interiorul căreia sunt dispuși electronii.

Rutherford a efectuat o serie de experimente cu privire la împrăștierea particulelor α (nuclee de heliu) pe foițe metalice. Experimentele au demonstrat că majoritatea particulelor sunt deviate cu unghiuri foarte mici de la direcția inițială; o mică parte sunt deviate cu unghiuri foarte mari. Rutherford a ajuns la concluzia că aproape toată masa atomului este concentrată într-un nucleu, iar electronii se mișcă în jurul acestuia. Elaborând o teorie a difuziei particulelor α și confruntând această teorie cu rezultatele experimentale, a ajuns la concluzia (valabilă și astăzi) că nucleul concentrează aproape întreaga masă atomică și are dimensiuni de ordinul a 10^{-14}m . Din punctul de vedere al fizicii clasice, un astfel de atom nu este stabil deoarece sarcinile electrice aflate în mișcare circulară în jurul nucleului ar trebui să emită unde electromagnetice. Atunci raza traiectoriei electronului s-ar micșora și electronul ar cădea pe nucleu într-un timp $\Delta t < 10^{-10}\text{ s}$.

1.4.1 Modelul Bohr

Bohr a prezentat modelul său în anul 1913. El a admis existența modelului planetar considerând pentru simplificare că orbitele electronilor sunt circulare. La baza teoriei structurii atomului stau două postulate:

Postulatul I: Atomii și sistemele atomice se pot găsi un timp îndelungat numai în stări bine determinate - numite stări staționare - în care acestea nu emit și nici nu absorb energie. În aceste stări sistemele atomice posedă energii care formează un șir discret $E_1, E_2, \dots, E_n \dots$

Postulatul II: Energia unui atom nu poate varia decât discontinuu prin trecerea dintr-o stare staționară E_n în altă stare staționară E_m . Acest lucru se realizează prin emisia sau absorbția unui foton a cărui frecvență este dată de relația:

$$\nu_{nm} = \frac{|E_m - E_n|}{h}$$

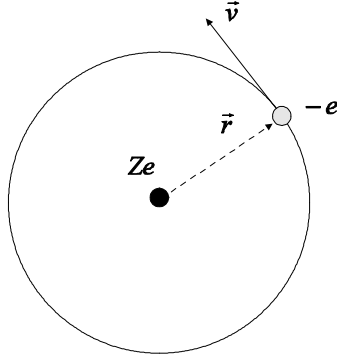


Figura 1.2: Electron aflat pe o orbită circulară în jurul nucleului.

Pentru a putea calcula efectiv valoarea nivelelor de energie a atomului de hidrogen, Bohr a mai adoptat un postulat suplimentar:

Postulatul III: Dintre toate orbitele circulare posibile electronul se află pe acelea pe care momentul său cinetic este un număr întreg de $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (condiția de cuantificare a orbitelor circulare). Astfel:

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Se consideră un electron care se mișcă în jurul unui nucleu (infini de greu) pe o orbită circulară (Fig. 1.2).

Pentru ca electronul să rămână pe o orbită circulară este necesar ca forța de atracție coulombiană ce acționează asupra sa datorită interacției electrostatice cu nucleul de sarcină Ze să fie egală cu forța centrifugă (în cazul atomului de hidrogen $Z = 1$):

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{m_e v^2}{r} \quad (1.15)$$

unde $m_e = 9,1 \times 10^{-31}$ este masa electronului.

Din relația (1.15) se obține viteza electronului de masă m_e pe traiectorie:

$$v = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r m_e}} \quad (1.16)$$

Energia totală a sistemului este suma dintre energia cinetică E_c și energia potențială E_p . Ținând cont de expresia vitezei (1.16) rezultă:

$$E = E_c + E_p = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (1.17)$$

Pe baza condiției de cuantificare $mvr = n\hbar$ și a expresiei vitezei (1.16) se obține raza orbitei:

$$r_n = \frac{\hbar^2}{m_e} \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right) n^2 \quad (1.18)$$

Atunci expresia energiei totale devine:

$$E_n = -\frac{m_e}{2\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{n^2} \quad n = 1, 2, \dots \quad (1.19)$$

Astfel energia totală a electronului în atomul de hidrogen poate avea doar anumite valori discrete care sunt determinate de numărul n . Numărul de nivele discrete este infinit. Numărul n poartă numele de număr cuantic principal. Energia cea mai mică este cea pentru care $n = 1$ și poartă numele de energia stării fundamentale. Aceasta are valoarea:

$$E_1 = -13,6 \text{ eV} \quad (1.20)$$

Astfel se poate scrie:

$$E_n = -\frac{E_1}{n^2} = -\frac{13,6}{n^2} \text{ eV} \quad (1.21)$$

Referitor la nivelele de energie se utilizează următoarea notație: pentru $n = 1$ nivelul energetic se notează cu K , pentru $n = 2$ nivelul energetic se notează cu L , pentru $n = 3$ nivelul energetic se notează cu M , pentru $n = 4$ nivelul energetic se notează cu N . În Fig. 1.3 este prezentată o diagramă cu câteva din nivelele de energie ale atomului de hidrogen.

Dacă electronului i se furnizează o energie corespunzătoare el poate ajunge într-o stare de energie superioară pe o orbită cu raza $r_n = r_1 n^2$, unde

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e} \frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} = 0,529 \times 10^{-10} \text{ m} \quad (1.22)$$

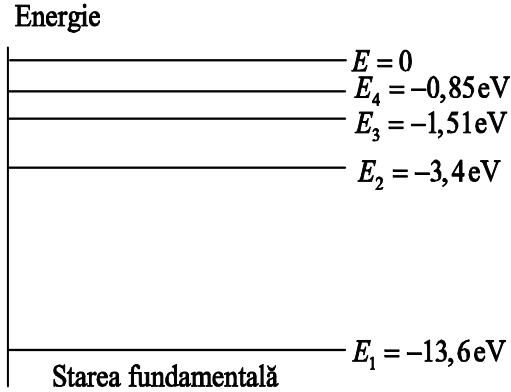


Figura 1.3: Nivele de energie în atomul de hidrogen.

Această rază poartă numele de rază Bohr.

Energia necesară pentru a rupe electronul de nucleu (a duce electronul la o energie egală cel puțin cu zero), poartă numele de energie de ionizare. Astfel energia minimă necesară pentru ionizarea atomului de hidrogen este $E = 13,6 \text{ eV}$.

Unul din succesele teoriei lui Bohr constă în faptul că a reușit să interpreteze materialul empiric acumulat în domeniul spectroscopiei, referitor la spectrul hidrogenului și al metalelor alcaline. Dacă se aplică cel de-al doilea postulat Bohr când atomul trece din starea energetică E_n în starea energetică E_m ($E_n > E_m$) acesta emite un foton cu energia $h\nu_{nm}$:

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m = \frac{m_e}{2\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = -13,6 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ eV} \quad (1.23)$$

Aplicație

De câte ori se mărește raza atomului de hidrogen aflat în stare fundamentală, dacă este excitat cu un foton cu energia $\Delta E = 10,2 \text{ eV}$?

Soluție

Fie E_n energia nivelului energetic pe care ajunge electronul după absorbția fotonului cu energia ΔE . Atunci:

$$E_n = E_1 + \Delta E$$

unde $E_1 = -13,6 \text{ eV}$ este energia nivelului fundamental. Rezultă:

$$n = \sqrt{\frac{E_1}{E_1 + \Delta E}} = 2$$

Atunci, raza noii orbite Bohr devine:

$$r_n = n^2 r_1 = 4r_1$$

unde r_1 este raza atomului de hidrogen aflat în starea fundamentală.

1.4.2 Atomul cu mai mulți electroni

În cazul atomilor cu mai mulți electroni pe un nivel (pătură) caracterizat de numărul cuantic principal n , există $2n^2$ electroni.

Energia necesară pentru a scoate un electron dintr-o pătură interioară (cu număr cuantic mic) este mai mare decât în cazul atomului de hidrogen, deoarece electronul se află mai aproape de nucleul pozitiv. Pentru acești atomi energia necesară pentru a scoate un electron din pătura cu $n = 1$ are expresia aproximativă

$$E = -13,6 (Z - 1)^2 \text{ eV} \quad (1.24)$$

unde Z este numărul atomic. De exemplu, pentru atomul de Pb energia calculată pentru a scoate un electron de pe pătura K este de 89,23 keV ($1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$), față de cea exactă care este de 87,95 keV. Pentru atomul de Pb energia unui electron de pe pătura K este de -88 keV , de pe pătura L este de -15 keV , de pe pătura M este de -3 keV și de pe pătura N -300 eV . Energia de legătură a unui electron de pe pătura exterioară (electron de valență) este de 7,3 eV și este mult mai mică decât cea de pe păturile interioare.

1.5 Raze X

Razele X sunt produse în interiorul unor tuburi vidate prin bombardarea cu electroni rapizi a unor plăci metalice plasate în fața unui anod. Razele X sunt invizibile pentru ochiul uman, dar au proprietatea de a produce o fluorescență vizibilă în anumite substanțe cristaline naturale (platinocianură de bariu, sulfură de zinc) sau în unele pulberi preparate artificial (luminofori). Ele impresionează placa fotografică și produc ionizarea gazelor.

Natura razelor X este una electromagnetică și lungimea lor de undă este foarte mică în raport cu cea a radiațiilor din spectrul vizibil. Există două modalități în care apar razele X.

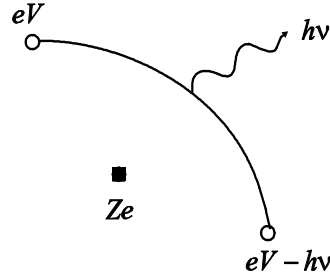


Figura 1.4: Emisia radiației de frânare. Linia curbată reprezintă traiectoria electronului, eV reprezintă energia inițială a electronului iar $eV - h\nu$ reprezintă energia electronului după emisia unui foton.

1. Când sarcina negativă (electronul) intră cu viteză mare în câmpul electric al unui nucleu asupra lui va acționa o forță electrică de atracție care-i va curba traiectoria. Aceasta înseamnă că mișcarea sa va deveni una accelerată. Acest fapt face ca electronul să emită o radiație electromagnetică (Fig. 1.4).

Presupunând că electronul este accelerat inițial la o diferență de potențial V , energia înainte de apropierea de nucleu este eV . Deoarece el emite un foton cu energia $h\nu$, energia sa după ce se îndepărtează de nucleul respectiv va fi $eV - h\nu$.

Producerea razelor X în acest fel este un proces aleatoriu, deoarece un electron poate avea toate traiectoriile posibile, inclusiv aceea în care acesta cade pe nucleu. Din acest motiv, fotonii emiși au toate energiile posibile până la valoarea eV . În plus, ei sunt emiși în toate direcțiile. Radiațiile X astfel obținute poartă numele de radiații de frânare (deoarece în final energia electronului va fi mai mică decât cea inițială) și au un spectru continuu.

2. Când electronii au suficientă energie, ei pot disloca un electron de pe păturile interioare ale atomului. Astfel rămâne un loc vacant în structura electronică, ce poate fi ocupat de un electron de pe o pătură superioară. Prin această tranziție apare o radiație X. Deoarece nivelele energetice pentru un anumit material au valori bine determinate, radiațiile X care apar în acest mod poartă numele de *radiații X caracteristice*.

Dacă apare un loc vacant în pătura K , razele X care sunt emise prin ocuparea acestui loc poartă numele de raze K (Fig 1.5). Electronii care ocupă acest loc pot proveni din subpăturile nivelelor L , M , N . La fel se

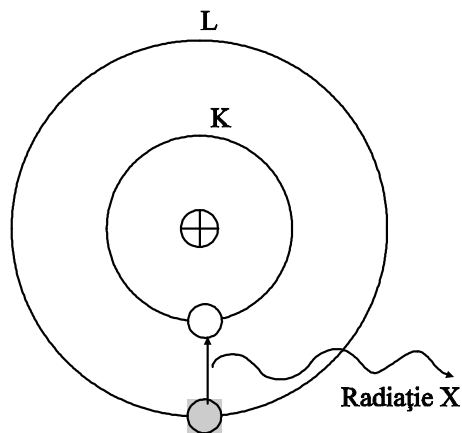


Figura 1.5: Apariția unei radiații X caracteristice. Segmentul orientat de la pătura L la pătura K reprezintă tranziția unui electron între cele două pături.

petrec lucrurile când apare un loc vacant în pătura L . Atunci electronii care ocupă acest loc pot proveni din subpăturile nivelelor $M, N, \dots$

1.6 Electronii Auger

Așa cum am spus, razele X caracteristice sunt produse când un loc liber din învelișul electronic este ocupat de un electron ce cade de pe un nivel energetic superior.

Totuși, în spectrul observat al razelor X nu apar toate radiațiile caracteristice. Aceasta se explică prin faptul că o radiație X caracteristică interacționează cu un electron dintr-o pătură mai depărtată de nucleu pe care îl scoate din atom. Acești electroni poartă numele de electroni Auger.

Efectul Auger este similar cu efectul "fotovoltaic intern". Atunci când un loc vacant din pătura K este ocupat cu alt electron din pătura L este emisă o radiație X caracteristică. Dacă în loc să părăsească atomul, radiația X interacționează cu un alt electron din pătura L atunci acest electron este scos din atom (Fig. 1.6). Astfel din pătura L dispar doi electroni și atomul rămâne dublu ionizat. Aceste locuri libere pot fi ocupate de electroni din pătura M, încât se produc raze X și ele pot scoate alți electroni din pătura M. Ca urmare apar electroni Auger în cascadă. Probabilitatea unor astfel de procese neradiative descrește cu

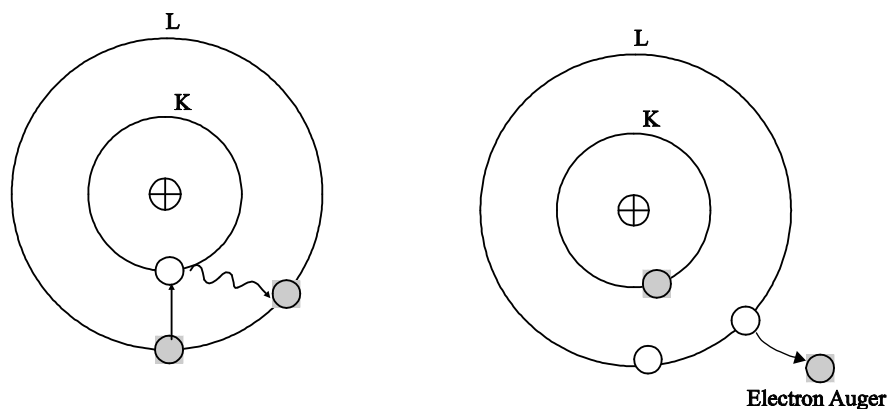


Figura 1.6: Apariția unui electron Auger. Segmentul orientat de la pătura L la pătura K reprezintă tranziția unui electron între cele două pături. Energia radiației X emise este transferată unui electron tot de pe pătura L. Acest electron poartă numele de electron Auger și el părăsește atomul.

creșterea sarcinii nucleului. În cazul nucleelor ușoare, emisia de electroni Auger depășește emisia de radiații X.

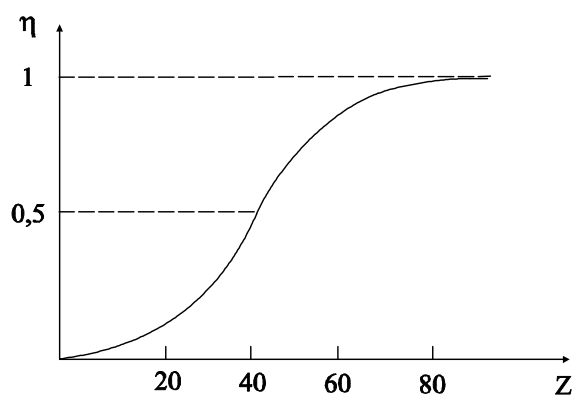


Figura 1.7: Randamentul de producere a radiațiilor X η în funcție numărul atomic Z .

Emisia de radiații X este în competiție cu emisia de electroni Auger. Se constată că emisia de electroni Auger este importantă pentru atomii cu număr atomic Z mic și scade pe măsură ce numărul atomic crește. Pentru a caracteriza producerea radiațiilor X în competiție cu electronii Auger se introduce mărimea η numită *randament de producere a radiațiilor X*.

El este egal cu raportul dintre numărul de fotoni emiși (radiații X) și numărul de atomi ionizați. Acest raport în funcție de numărul atomic Z este prezentat în (Fig. 1.7).

Energia cinetică a electronului Auger este egală cu diferența dintre energia radiației X și energia de legătură a electronului.

1.7 Energia relativistă

1.7.1 Postulatele teoriei relativității a lui Einstein

1. Viteza luminii în vid este $c = 3 \times 10^8$ m/s în orice sistem de referință inerțial.
 2. Legile fizicii au aceeași formă în orice sistem de referință inerțial.
- Una din consecințele teoriei relativității este aceea că masa unui corp în mișcare variază în funcție de viteză astfel:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.25)$$

unde m_0 este masa corpului aflat în repaus.

1.7.2 Energia cinetică a unei particule relativiste

Legea a II-a a lui Newton se scrie:

$$F = \frac{d(mv)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) \quad (1.26)$$

Ca și în mecanica clasică energia cinetică a unui corp este egală cu lucrul mecanic care trebuie efectuat pentru a aduce viteza corpului de la 0 la v . Deoarece lucrul mecanic elementar este:

$$\delta L = F dl = \frac{d(mv)}{dt} v dt = v d(mv) = v m_0 d \left(\frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) \quad (1.27)$$

se poate exprima energia cinetică astfel:

$$E_c = L = \int_0^v v m_0 d \left(\frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right)$$

$$E_c = m_0 \int_0^v \left(\frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{\frac{v^3}{c^2}}{\sqrt{(1 - \frac{v^2}{c^2})^3}} \right) dv$$

$$E_c = m_0 \int_0^v \frac{v dv}{(1 - \frac{v^2}{c^2})^{3/2}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Big|_0^v = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2$$

Atunci:

$$E_c = mc^2 - m_0 c^2 \quad (1.28)$$

În expresia (1.28) mărimea mc^2 reprezintă energia totală a particulei în mișcare iar $m_0 c^2$ reprezintă energia de repaus a particulei. Astfel, energia totală a particulei este suma dintre energia de repaus și energia cinetică:

$$E = mc^2 = m_0 c^2 + E_c \quad (1.29)$$

La valori mici ale vitezei se demonstrează că expresia energiei cinetice se reduce la expresia din mecanica clasică:

$$E_c = \frac{m_0 v^2}{2}$$

1.7.3 Relația dintre impuls și energie

Deoarece impulsul este o mărime care se conservă în cazul sistemelor în care acționează numai forțe conservative, este de dorit să se poată utiliza o relație care leagă energia totală a particulelor de impuls. Din relația (1.25) prin ridicare la pătrat și multiplicare cu c^4 se obține:

$$m^2 c^4 = \frac{m_0^2 c^4}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

$$m^2 c^4 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$$

unde impulsul particulei este $p = mv$. Rezultă că

$$E = mc^2 = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad (1.30)$$

În cazul în care viteza unei particule cu masa m_0 se apropie de viteza luminii $v \rightarrow c$ atunci $m \rightarrow \infty$. Aceasta arată că viteza luminii nu poate fi atinsă de particule cu masa de repaus diferită de zero.

În cazul particulelor cu masă de repaus nulă (de exemplu, fotonii), viteza de deplasare este c , iar relația dintre energie și impuls este:

$$E = pc \quad (1.31)$$

Deoarece în repaus energia unei particule este m_0c^2 , se poate face o echivalență între masă și energie. Ca exemplu, vom exprima energiile echivalente ale unității atomice de masă, electronului, protonului și neutronului:

$$\begin{aligned} 1u &\rightarrow 931,475 \text{ MeV} \\ m_e &\rightarrow 0,511 \text{ MeV} \\ m_p &\rightarrow 938,26 \text{ MeV} \\ m_n &\rightarrow 938,55 \text{ MeV} \end{aligned}$$

1.8 Efectul Compton

Efectul a fost descoperit de Compton, care a studiat împrăștierea radiației X pe parafină. Împrăștierea radiațiilor X de către diverse substanțe a fost studiată de C. G. Barkla care a interpretat rezultatele cu ajutorul teoriei electronilor. Unda incidentă acționează asupra electronilor întâlniți și-i obligă să oscileze cu o frecvență egală. Drept rezultat electronii trebuie să emită unde electromagnetice cu aceeași frecvență. Radiația este împrăștiată fără schimbarea frecvenței (împrăștierea Thomson). Rezultatele obținute au fost în bună concordanță cu teoria, cu excepția unor rezultate anormale obținute pentru radiațiile X dure (corespunzătoare unor lungimi de undă foarte mici).

S-a constatat că prin împrăștiere lungimea de undă a radiației λ devine mai mare decât lungimea de undă inițială λ_0 și crește cu creșterea unghiului de împrăștiere θ . Variația lungimii de undă se numește deplasarea Compton și are valoarea:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2} = \Lambda (1 - \cos \theta) \quad (1.32)$$

unde Λ este o constantă universală independentă de lungimea de undă λ_0 și θ .

$$\Lambda = 2,42 \times 10^{-12} \text{ m} = 0,0242 \text{ \AA}$$

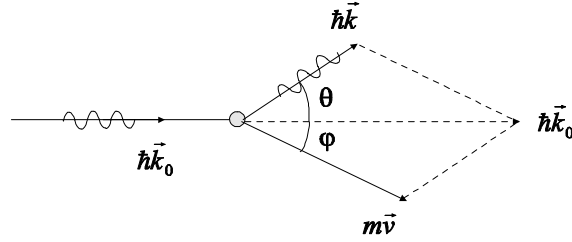


Figura 1.8: Împrăștierea unui foton pe un electron liber.

Rezultatul poate fi explicat considerând că radiația este de natură pur corpusculară, fiind formată din fotoni. Astfel, Compton a presupus că variația lungimii de undă este datorată împrăstierii fotonilor pe electronii aflați pe păturile exterioare. Deoarece energia de legătură a acestor electroni este mult mai mică decât energia fotonilor corespunzători radiației X, împrăștierea poate fi considerată ca fiind făcută pe electroni liberi.

Dacă un foton cu energia $\frac{hc}{\lambda}$ lovește un electron el își va pierde o parte din energie, astfel că în final, va avea energia $\frac{hc}{\lambda} < \frac{hc}{\lambda_0}$. Rezultă că $\lambda > \lambda_0$, adică lungimea de undă a fotonului împrăștiat este mai mare decât cea a fotonului incident. Deoarece fotonul este o particulă cu masă de repaus nulă, legătura dintre energie și impuls este conform relației (1.31). Rezultă:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k \quad (1.33)$$

unde k este modulul vectorului de undă. Direcția și sensul vectorului de undă coincid cu direcția și sensul de propagare a undei. Vectorial, relația (1.33) de unde rezultă:

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (1.34)$$

Presupunem că înainte de ciocnire electronul este în repaus, adică impulsul electronului este nul. Considerând că impulsul fotonului era înainte de ciocnire $\hbar\vec{k}_0$, după ciocnire el devine $\hbar\vec{k}$, iar cel al electronului $m\vec{v}$. Procesul este reprezentat în Fig. 1.8.

Aplicând legile de conservare a energiei și impulsului în cazul relativist, se obține:

$$h\nu_0 + m_e c^2 = h\nu + m c^2 \quad (1.35)$$

$$\hbar \vec{k}_0 = \hbar \vec{k} + m \vec{v} \quad (1.36)$$

rezultă că variația lungimii de undă este:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{2h}{m_e c} \sin^2 \frac{\theta}{2} = \Lambda (1 - \cos \theta) \quad (1.37)$$

unde $\Lambda = \frac{h}{m_e c}$ este lungimea de undă Compton. În relațiile precedente am notat cu m_e masa de repaus a electronului, iar cu m masa electronului aflat în mișcare.

Deoarece $\Lambda = 0,0242 \text{ \AA}$ deplasarea nu este observată în vizibil, unde lungimile de undă sunt de ordinul $10^3 \text{ \AA}$. Când electronii sunt împrăștiați pe electronii puternic legați, energia și impulsul sunt schimbate practic cu întreg atomul.

Aplicație

Un fascicul de radiații X , cu lungimea de undă $\lambda_0 = 0,1 \text{ nm}$ este împrăștiat pe un bloc de carbon. Să se determine:

- energia fotonilor incidenti;
- lungimea de undă a radiației difuzate la $\theta = 90^\circ$ față de direcția fotonului incident;
- energia cinetică a electronului de recul.

Soluție

- Energia fotonului incident este:

$$\varepsilon = \frac{hc}{\lambda_0} = 12400 \text{ eV} = 12,4 \text{ keV}$$

-

$$\Delta\lambda = 2 \frac{h}{m_e c} \sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{h}{m_0 c} = \Lambda_0 = 2,42 \times 10^{-12} \text{ m}$$

Variația lungimii de undă pentru fotonul împrăștiat este egală cu lungimea de undă Compton.

- Din legea conservării energiei:

$$\frac{hc}{\lambda_0} + m_e c^2 = \frac{hc}{\lambda_0 + \Delta\lambda} + m_e c^2$$

energia cinetică este:

$$E_c = m_e c^2 - m_e c^2 = \frac{hc}{\lambda_0} - \frac{hc}{\lambda_0 + \Delta\lambda} = 294 \text{ eV}$$

1.9 Probleme

1.1 Să se determine energia și impulsul unui foton a cărui lungime de undă corespunde:

- a. domeniului vizibil al spectrului ($\lambda = 0,6 \mu\text{m}$);
- b. radiației X cu lungimea de undă de $0,1 \text{ nm}$;
- c. radiației γ cu lungimea de undă de $0,001 \text{ nm}$.

1.2 Să se arate, cu ajutorul legii de conservare a impulsului și legii de conservare a energiei, că un electron liber nu poate absorbi un foton.

1.3 O suprafață de aluminiu este iradiată cu radiație ultravioletă cu $\lambda = 200 \text{ nm}$. Știind că lucrul de extracție al aluminiului este egal cu $W = 4,2 \text{ eV}$, să se afle:

- a. energia cinetică a fotoelectronilor;
- b. tensiunea de stopare;
- c. lungimea de undă de prag pentru aluminiu.

1.4 Suprafața unui metal oarecare este iluminată cu o radiație având lungimea de undă $\lambda = 3500 \text{ Å}$. Alegând o anumită diferență de potențial de frânare, fotocurentul este anulat. Micșorând lungimea de undă a radiației cu 500 Å , diferența de potențial de frânare a trebuit să fie mărită cu $\Delta U = 0,59 \text{ V}$ pentru a anula din nou fotocurentul. Cunoscând constanta Planck $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ Js}$, să se determine sarcina electronului.

1.5 Lungimea de undă de prag pentru un metal oarecare este egală cu $\lambda_p = 2700 \text{ Å}$. Să se determine:

- a. lucrul de extracție a unui electron din acel metal;
- b. viteza electronilor emiși din metalul bombardat cu radiație electromagnetică cu $\lambda = 1800 \text{ Å}$;
- c. energia cinetică a acestor electroni.

Se cunosc: sarcina electronului $e = -1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$ și masa de repaus a electronului $m_e = 9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}$.

1.6 Să se calculeze viteza maximă a fotoelectronilor emiși de o suprafață argintată, dacă aceasta se iradiază cu:

- a. radiații ultraviolete ($\lambda_1 = 0,155 \mu\text{m}$);
- b. radiații γ ($\lambda_2 = 0,01 \text{ Å}$).

Se cunoaște lucrul de extracție $W = 4,7$ eV și masa de repaus a electronului $m_e = 9,1 \times 10^{-31}$ kg.

1.7 Să se arate că energia fotonului împrăștiat la unghiul θ prin efect Compton nu poate depăși energia de repaus a electronului.

1.8 Să se determine unghiul sub care este împrăștiat electronul de recul și energia acestuia într-o experiență de difuzie Compton.

1.9 Un fascicol de raze X monoenergetice cade pe un material împrăștiator. Lungimea de undă a radiațiilor împrăștiate la unghiurile $\theta_1 = 120^\circ$ și $\theta_2 = 60^\circ$ se află în raportul $\eta = 2$. Știind că împrăștierea se face pe electroni liberi, să se determine lungimea de undă a radiațiilor incidente.

1.10 Să se determine lungimea de undă a fotonului incident dacă se știe că fotonul împrăștiat are energia egală cu energia cinetică a electronului de recul și electronul de recul și fotonul împrăștiat se mișcă pe direcții care fac între ele un unghi de 90° .

1.11 Un foton cu lungimea de undă $\lambda_0 = 6$ nm este difuzat sub un unghi de 90° pe un electron aflat în repaus. Să se determine:

- a. lungimea de undă a fotonului difuzat;
- b. energia cinetică a electronului de recul.

1.12 Să se determine expresia lungimii de undă λ (în angstromi) a unei asociate unui electron accelerat sub o tensiune U (măsurată în volți).

1.13 Să se determine razele orbitelor Bohr pentru atomul de hidrogen. Se cunosc: constanta Planck $h = 6,626 \times 10^{-34}$ Js, sarcina electronului $e = -1,6 \times 10^{-19}$ C și masa electronului $m_e = 9,1 \times 10^{-31}$ kg.

1.14 Să se determine vitezele unui electron pe orbitele Bohr, pentru atomul de hidrogen.

1.15 Să se calculeze de câte ori se va mări raza orbitei electronului unui atom de hidrogen care se găsește în starea fundamentală, dacă este

excitat cu o cuantă (foton) de energie $E_f = 12,09$ eV. Se cunoaște energia electronului aflat pe prima orbită Bohr $E = -13,6$ eV.

1.16 Un atom de hidrogen se dezexcită prin emisia succesivă a două radiații cu lungimele de undă $\lambda_1 = 1281,8$ nm și $\lambda_2 = 102,57$ nm și ajunge în starea fundamentală. Să se determine energia stării excitate și numărul cunatic principal al acestei stări. Se cunosc constanta Planck $h = 6,626 \times 10^{-34}$ Js, viteza luminii $c = 3 \times 10^8$ m/s și energia stării fundamentale $E_1 = -13,6$ eV.

1.17 Să se calculeze energia de repaus a unui electron. Masa de repaus a electronului este $9,1 \times 10^{-31}$ kg. Să se exprime aceasta în electronvolți (eV) știind că $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19}$ J.

1.18 Să se arate că dacă $v/c \ll 1$, expresia energiei cinetice relativiste se reduce la expresia energiei cinetice din mecanica clasică.

1.19 Care este diferența de potențial pentru a accelera un electron din repaus la viteza $0,6c$.

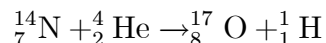
1.20. Un pion pozitiv ($m_p = 273m_e$) se dezintegrează într-un miuon ($m_\mu = 207m_e$) și un neutrino ($m_\nu = 0$). Să se calculeze energia miuonului cunoscând că $m_e c^2 = 0,511$ MeV.

Capitolul 2

Elemente de teoria nucleului

Rutherford a efectuat o serie de experimente cu privire la împrăștierea particulelor α pe foițe metalice. Experimentele au demonstrat că majoritatea particulelor sunt deviate cu unghiuri foarte mici de la direcția inițială; o mică parte sunt deviate cu unghiuri foarte mari. El a ajuns la concluzia că atomii ar fi constituiți dintr-un nucleu pozitiv, de masă mare (aproximativ egală cu masa atomului) și de dimensiuni mici (sub 10^{-14} m), în jurul căruia se rotesc electroni la distanțe mari de nucleu (în jur de 10^{-10} m).

Nucleul este constituit din protoni și neutroni. Protonul a fost descoperit în anul 1919 odată cu prima reacție nucleară realizată de Rutherford. Protonul este încărcat pozitiv cu sarcina $e = 1,6 \times 10^{-19}$ C (o sarcină egală dar de semn contrar cu sarcina electronului) și o masă mult mai mare decât a electronului. Nucleele de azot au fost bombardate cu particule α (nuclee de heliu) și s-a obținut un izotop al oxigenului și un proton:



Având în vedere faptul că înainte de a se descoperi neutronul, fuseseră descoperiți electronul și protonul, în primul model al nucleului s-a presupus că acesta este constituit din protoni și electroni. Acest model a prezentat o serie de deficiențe care au fost rezolvate în anul 1932 când Chadwick a descoperit neutronul. Ulterior Ivanenco și Heisenberg (în mod independent) au propus modelele în care nucleul este format din protoni și neutroni (fără electroni). Protonul și neutronul mai sunt numiți nucleoni. Trebuie remarcat că în stare liberă neutronii sunt instabili și timpul lor mediu de viață este de 16,9 minute.

La nivel atomic și nuclear, masele atomilor și nucleelor sunt date în unități atomice de masă (u). O unitate atomică de masă este definită ca a 12-a parte din masa atomului de carbon ^{12}C .

$$1\text{u} = 1,66053886 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

Este de remarcat că unitatea atomică de masă este apropiată de masa protonului și a neutronului:

$$m_p = 1,6726231 \times 10^{-27} \text{ kg} \quad \text{și} \quad m_n = 1,6749280 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

Masa electronului, protonului și neutronului se pot exprima în unități atomice de masă:

$$m_e = 0,00054858 \text{ u} \quad , \quad m_p = 1,00727547 \text{ u} \quad , \quad m_n = 1,00866492 \text{ u}$$

În fizica nucleară se utilizează noțiunile:

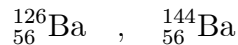
1. *numărul de masă A*, reprezintă numărul de nucleoni (protoni și neutroni) din care este constituit nucleul;
2. *numărul atomic Z*, reprezintă numărul de protoni din nucleu; el este o măsură a sarcinii cu care este încărcat nucleul;
3. *numărul de neutroni din nucleu*, este notat cu N . Între numerele A , Z și N există o relația:

$$Z + N = A \tag{2.1}$$

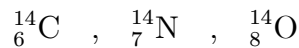
Pentru denumirea speciilor nucleare se utilizează notația $^A_Z\text{El}_N$ unde cu El am notat elementul chimic;

4. *nuclidul*, reprezintă o specie nucleară și este caracterizat de numărul de masă A și numărul atomic Z . În prezent sunt cunoscuți peste 1200 nuclizi;

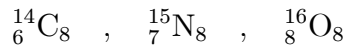
5. *izotopii*, sunt nuclizi care au același număr atomic Z (adică atomii care au același număr de protoni, dar au un număr diferit de neutroni):



6. *izobarii*, sunt nuclizii care au același număr de masă:



7. *izotonii*, sunt nuclizii care au același număr de neutroni:



8. *izomerii*, sunt nuclizii ce au același număr de masă și același număr atomic, dar care se află în stări metastabile diferite. Stările metastabile sunt stările în care timpul de viață mediu este de 10^{-9} s.

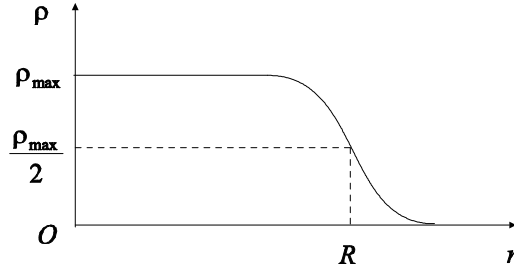


Figura 2.1: Variația densității materiei nucleare în funcție de distanța măsurată din centrul nucleului.

2.1 Raza nucleului

Studiile efectuate prin împrăștiere cu electroni, nucleoni, deuteroni și particule α au făcut ca într-o primă aproximație să se considere că nucleul poate fi privit ca având o structură sferică. În plus, s-a ajuns la concluzia că densitatea materiei nucleare este de forma:

$$\rho = \frac{\rho_1}{1 + e^{(r-R)/z_1}} \quad (2.2)$$

în care ρ_1 este densitatea la dimensiuni mici ale razei, R este valoarea razei r la care $\rho = \rho_1/2$, iar z_1 este o măsură a grosimii stratului superficial al nucleului. Aceasta arată că nucleele nu au o frontieră bine determinată. Din acest motiv, vom înțelege prin raza nucleului R distanța din centrul nucleului la punctul în care densitatea scade la jumătate (Fig. 2.1). S-a tras concluzia că pentru nuclee raza acestora este:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (2.3)$$

unde A este numărul de masă al nucleului, iar $r_0 = 1,4 \times 10^{-15}$ m. Legătura dintre R și A permite determinarea densității materiei nucleare:

$$\rho_0 \simeq \frac{Am_p}{V} = \frac{3Am_p}{4\pi R^3} = \frac{3m_p}{4\pi r_0^3} \simeq 10^{14} \text{ g/cm}^3$$

Aplicație

Cu cât diferă raza nucleului rezultat prin fuziunea a două nuclee de ${}^8_4\text{Be}$ față de raza nucleului de beriliu? Se cunoaște $r_0 = 1,45 \times 10^{-15}$ m.

Soluție

Raza nucleului de beriliu este:

$$R_1 = r_0 \sqrt[3]{8} = 2r_0$$

Raza nucleului obținut prin fuziune va fi:

$$R_2 = r_0 \sqrt[3]{16} = 2\sqrt[3]{2}r_0$$

Rezultă:

$$R_2 - R_1 = (2\sqrt[3]{2} - 2)r_0 = 7,54 \times 10^{-16} \text{ m}$$

2.2 Masa nucleară și energia de legătură

Nucleul conține în jur de 99,975% din masa unui atom. Tabelul cu masele nucleare poate fi obținut prin scăderea maselor electronilor din masa atomului (luând în considerare și energiile de legătură ale electronilor când se dorește obținerea unor precizii foarte mari). Totuși, cu excepția unor particule ionizate (He, H) masa atomică este cea utilizată, mai degrabă decât cea nucleară. Există însă și situații în care prezența electronilor nu mai poate fi neglijată, ca de exemplu când aceștia iau parte direct la procesele nucleare (captură electronică, conversie internă). Masa nucleară se obține cu ajutorul formulei:

$$M_N c^2 = M(A, Z) c^2 - (Z m_e c^2 - B_e) \quad (2.4)$$

în care $M(A, Z)$ este masa atomică, m_e este masa electronului, c este viteza luminii, M_N este masa nucleului, iar B_e este energia de legătură a electronilor. Energia de legătură a electronilor reprezintă energia care ar trebui cedată atomului pentru a desprinde de el toți electronii și a-i duce la o distanță la care interacțiunea dintre ei și nucleu să fie neglijabilă. În general energia de legătură a electronilor este foarte mică, astfel că masa nucleului se poate considera ca fiind diferența dintre masa atomică și masa electronilor.

$$M_N = M(A, Z) - Z m_e \quad (2.5)$$

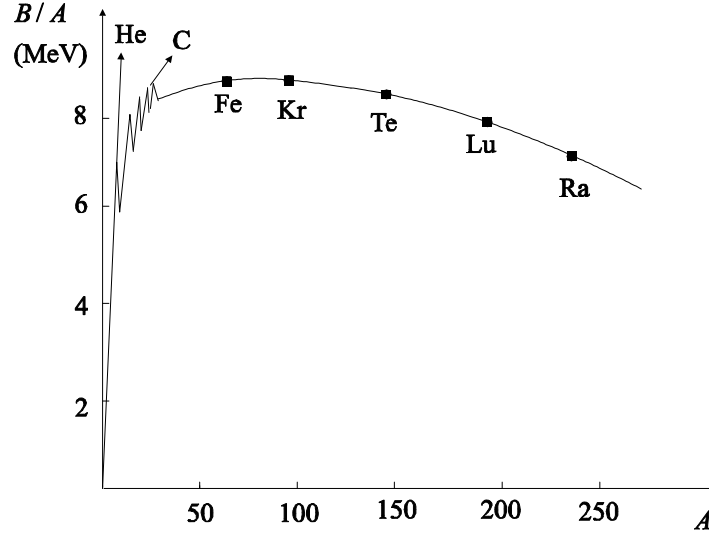


Figura 2.2: Variația energiei de legătură pe nucleon funcție de numărul de masă.

Mai mult, experimental s-a constatat că masa nucleului este mai mică decât suma maselor componentelor sale. Aceasta se datorează existenței unei energii de legătură a nucleonilor în nucleu. Energia de legătură reprezintă în acest caz energia necesară pentru a rupe nucleul în constituenții săi. Ea este:

$$B = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_N]c^2 \quad (2.6)$$

Expresia (2.6) se poate scrie ca:

$$B = [Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n - (M_N + Zm_e)]c^2 \quad (2.7)$$

Ținând cont că masa hidrogenului este $M_H = m_p + m_e$, iar masa atomică $M(A, Z) = M_N + Zm_e$ relația (2.7) devine (neglijând energia de legătură a electronilor):

$$B = [ZM_H + (A - Z)m_n - M(A, Z)]c^2 \quad (2.8)$$

O semnificație mai importantă o are energia medie de legătură pe nucleon B/A , arătată în Fig. 2.2, deoarece ea este direct legată de stabilitatea speciilor nucleare. Pentru nucleele cu $A > 30$ energia de legătură

rămâne aproximativ constantă, și anume 8 MeV/nucleon cu un maxim de 8,8 MeV/nucleon în jurul lui $A = 60$ și apoi scade monoton până în jur de 7,6 MeV/nucleon când $A = 240$.

Această comportare furnizează informații despre valoarea energiei ce apare în cazul în care are loc fisiunea nucleelor grele în nuclee mai ușoare. Fisiunea conduce la o mărire a energiei de legătură per nucleon. Pentru nucleele cu $A = 240$ prin fisiune, creșterea energiei de legătură per nucleon este de aproximativ $8,5 \text{ MeV} - 7,6 \text{ MeV} = 0,9 \text{ MeV}$, și corespunde unei energii eliberate de aproximativ $\Delta E \simeq 216 \text{ MeV}$.

Aplicație

Să se calculeze energia medie de legătură pe nucleon în nucleul de $^{16}_8\text{O}$. Se dau: masa atomului de $^{16}_8\text{O}$, $M_O = 15,99491 \text{ u}$, masa neutronului $m_n = 1,00867 \text{ u}$ și $M_H = 1,00783 \text{ u}$, unde u este unitatea atomică de masă.

Soluție

Energia de legătură este:

$$W = [ZM_H + (A - Z)m_n - M_O]c^2$$

Energia de legătură pe nucleon va fi:

$$B = \frac{W}{A}$$

Pentru calculul numeric se ține cont că:

$$1 \text{ u} c^2 = 931,5 \text{ MeV}$$

Rezultă:

$$B = 7,98 \text{ MeV/nucleon}$$

2.3 Forțe nucleare și energia de interacțiune nucleară

Pentru ca nucleele să fie stabile este necesar ca între nucleoni să existe forțe de interacțiune care să-i țină apropiați unii de alții. Aceste forțe trebuie să fie suficient de puternice pentru a contracara acțiunea forțelor repulsive de natură electrostatică existente între protoni.

Energia medie de legătură pe nucleon (B/A) este aproximativ constantă pentru nucleele stabile și are valoarea de aproximativ 8 MeV. Aceasta arată că energia necesară pentru a îndepărta un nucleon din nucleu este aproximativ independentă de numărul de nucleoni pe care acesta îi conține. Această constanță a raportului B/A implică faptul că energia potențială de interacțiune dintre nucleoni nu are o rază mare de acțiune și dependența de r trebuie să difere mult față de $1/r$. Concluzia care poate fi trasă este aceea că energia potențială are rază mică de acțiune, iar în nucleu nucleonii sunt supuși unor forțe atractive datorate vecinilor lor (această proprietate poartă numele de proprietatea de saturare a forțelor nucleare). Deoarece distanța dintre doi nucleoni este în jur de $1,8 \times 10^{-15} \text{ m} = 1,8 \text{ fm}$ putem presupune că forțele de interacțiune dintre nucleoni se manifestă pe o distanță de 2 fm (fm este prescurtarea de la femtometru; $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$).

O altă proprietate a potențialului nuclear V rezultă din faptul că volumul nucleului este proporțional cu numărul de masă A . Această proporționalitate implică faptul că deși energia potențială de interacțiune determină forțe atractive nu se ajunge la un colaps al nucleului. Acest fapt se datorează existenței unei componente repulsive care are o rază de acțiune mult mai mică decât raza de acțiune a componentei atractive a forțelor nucleare. Această componentă ține la distanță nucleonii unii față de alții. Forma energiei potențiale de interacțiune este arătată în Fig. 2.3.

2.4 Modele nucleare

2.4.1 Modelul picăturii de lichid

Modelul este bazat pe ideea că nucleul se comportă asemănător unei picături de lichid. De exemplu, în cazul lichidelor, forțele intermoleculare

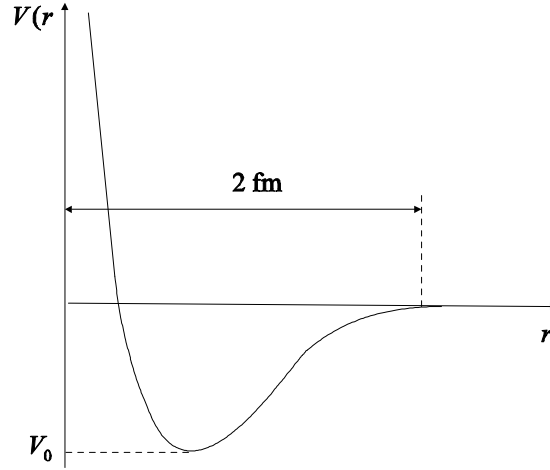


Figura 2.3: Forma energiei de interacție internucleonice.

sunt forțe cu rază scurtă de acțiune, astfel că energia necesară vaporizării unei mase de lichid dintr-o picătură este independentă de dimensiunea picăturii, ceea ce înseamnă că energia de legătură a moleculelor în picătură este independentă de mărimea acesteia. În același mod, energia de legătură pe nucleon este independentă de A .

Modelul picăturii de lichid se aplică la nucleele grele pentru a calcula energia de legătură și a studia procesul de fisiune nucleară. El se aplică în general pentru nucleele cu $A > 30$.

Ideea de bază de la care se pornește este aceea că energia de legătură este dată de suma mai multor termeni, forma acestora fiind determinată de considerente de natură fizică. Termenii depind de anumiți parametri care sunt determinați din compararea datelor teoretice cu valorile experimentale. Pentru un nucleu cu numărul atomic Z și numărul de masă A , există următorii termeni care contribuie la energia de legătură a nucleului:

1. *Energia de volum.* Aceasta reprezintă contribuția forțelor atractive care acționează asupra fiecărui nucleon din partea nucleonilor vecini. Dacă fiecare nucleon contribuie cu energia a_v la energia de legătură atunci:

$$B_v = a_v A \quad (2.9)$$

2. *Energia de suprafață.* Nucleonii de pe suprafață nucleului interacționează cu mai puțini nucleoni față de cei care sunt în interiorul

nucleului. De aceea energia de legătură este micșorată cu o cantitate proporțională cu numărul de nucleoni aflați la suprafață (fenomenul este analog cu existența unei tensiuni superficiale pentru o picătură de lichid). Deoarece numărul de nucleoni aflați la suprafața nucleului este proporțional cu suprafața, el va fi proporțional și cu $A^{2/3}$ deoarece raza nucleului este proporțională cu $A^{1/3}$. Rezultă:

$$B_s = -a_s A^{2/3} \quad (2.10)$$

3. *Energia de interacțiune coulombiană.* Nucleul are sarcina totală Ze distribuită în mod uniform în interiorul unei sfere de rază R . Energia potențială pentru o astfel de distribuție de sarcină este:

$$E_p = \frac{3}{5} \times \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (2.11)$$

Deoarece $R \sim A^{1/3}$ contribuția acesteia la energia de legătură este de forma:

$$B_c = -a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (2.12)$$

4. *Energia de asimetrie.* Nucleele stabile ușoare sunt caracterizate prin faptul că $N \simeq Z$, și $A \simeq 2Z$. Abaterea de la egalitatea $A = 2Z$ duce la micșorarea energiei de legătură. Astfel trebuie introdus un termen negativ care să depindă de diferența $A - 2Z$:

$$B_{as} = -a_{as} \frac{(A - 2Z)^2}{A} \quad (2.13)$$

5. *Energia de împerechere.* Experiența arată că nucleele cele mai stabile sunt nucleele par-pare, nucleele impar-impare sunt cel mai puțin stabile, iar cele par-impare au o stabilitate intermediară. Efectul acesta este considerat prin intermediul unui nou termen de forma:

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} +a_0 A^{-3/4}, & \text{pentru nucleele par-pare} \\ 0, & \text{pentru nucleele par-impare} \\ -a_0 A^{-3/4}, & \text{pentru nucleele impar-impare} \end{cases} \quad (2.14)$$

Valoarea pozitivă a lui δ pentru nucleele par-pare indică creșterea energiei de legătură.

Rezultă în final următoarea expresie a energiei de legătură:

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{as} \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (2.15)$$

Masa nucleului este:

$$M_N = Zm_p + (A - Z)m_n - B/c^2 \quad (2.16)$$

Comparând masele nucleare calculate cu expresia (2.16) cu cele determinate experimental rezultă următoarele valori pentru parametrii din relația (2.15): $a_v = 15,76$ MeV, $a_s = 17,81$ MeV, $a_c = 0,71$ MeV, $a_{as} = 23,70$ MeV, $a_0 = 34$ MeV.

Cu ajutorul modelului picăturii se poate găsi relația dintre A și Z pentru toate nucleele stabile. Pentru aceasta se derivează relația (2.15) la Z , se egalează cu zero și se obține:

$$Z = \frac{A}{2 + 0,015A^{2/3}} \quad (2.17)$$

Formula permite calculul lui Z pentru izobarul β stabil pentru un număr de masă A dat. Trebuie remarcat că deși formula semiempirică (2.15) permite calculul energiilor de legătură, al maselor nucleare, modelul nu poate fi utilizat pentru a explora în detaliu proprietățile nucleare ca spinul, paritatea, momentul magnetic și nivelele de energie.

2.4.2 Modelul păturilor nucleare

Modelul care a permis înțelegerea structurii nucleare este *modelul păturilor nucleare* care ia în considerație comportarea individuală a nucleonilor în nucleu. Forța medie care acționează asupra unui neutron care se mișcă în interiorul nucleului, este aproximativ zero atâta timp cât este departe de marginile nucleului, deoarece el este înconjurat din toate părțile de alți nucleoni care-și compensează reciproc acțiunile. Atunci când nucleonul se apropie de suprafață, asupra lui vor începe să acționeze forțe de atracție, fapt ce duce la modificarea energiei sale potențiale. Aceasta crește de la o valoare negativă aproximativ constantă (când nucleonul este în interiorul nucleului) la zero atunci când neutronul ajunge departe de nucleu și este în afara razei de acțiune a forțelor internucleonice. Se pot aplica aceleași argumente la studiul mișcării unui proton, cu excepția

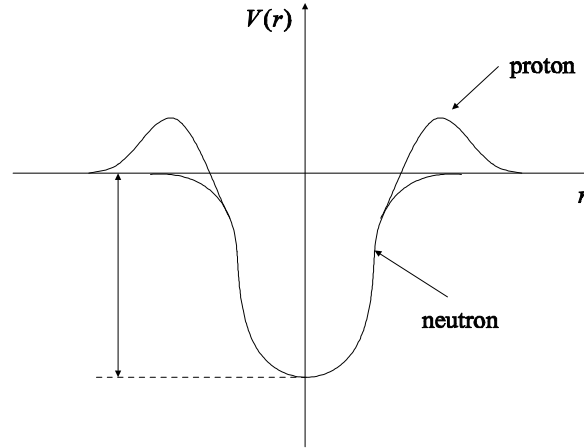


Figura 2.4: Energia potențială pe care o au un neutron și un proton în interiorul nucleului.

faptului că atunci când acesta se îndepărtează de nucleu există forțe de repulsie electrostatice care dau o contribuție pozitivă la energia potențială de interacțiune. Această energie este reprezentată în Fig. 2.4.

Considerând o particulă într-o astfel de groapă de potențial, prin rezolvarea ecuației Schrödinger rezultă o serie de nivele de energie. Este de așteptat ca nucleele în care nivelele energetice sunt complete, să prezinte o stabilitate deosebită.

S-a observat experimental că nucleele ce au anumite valori pentru Z sau N , cunoscute sub denumirea de *numere magice* au o mare stabilitate. Numerele magice sunt:

$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$$

Anumite caracteristici ale acestor nuclee sunt prezentate în continuare.

1. Comparând masele nucleare reale cu cele date de formula (2.16) se găsește că acestea sunt semnificativ mai mici când Z și N sunt numere magice.

2. Nucleele care au pentru Z și N ca valori numerele magice posedă mai mulți izotopi stabili, respectiv mulți izotoni stabili decât nucleele vecine. De exemplu pentru $Z = 50$ există 10 izotopi stabili în comparație cu cei 4 izotopi stabili pentru celelalte nuclee. Pentru $N = 20$ există 5

izotoni stabili în timp ce pentru $N = 19$ nu există nici un izoton stabil iar pentru $N = 21$ există un singur izoton stabil.

3. Nucleele dublu magice sunt deosebit de stabile. Ca exemplu putem da nucleul de ${}^4_2\text{He}$ ($Z = 2$, $N = 2$), de ${}^{16}_8\text{O}$ ($Z = 8$, $N = 8$) și nucleul de ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ ($Z = 82$, $N = 126$) care este cel mai greu nucleu stabil.

4. Heliul precum și nucleele având $N = 50, 82, 126$ prezintă o mare abundență în univers.

5. Primele stări excitate ale nucleelor cu un număr magic de protoni sau neutroni au energii mult mai mari decât în cazul nucleelor vecine.

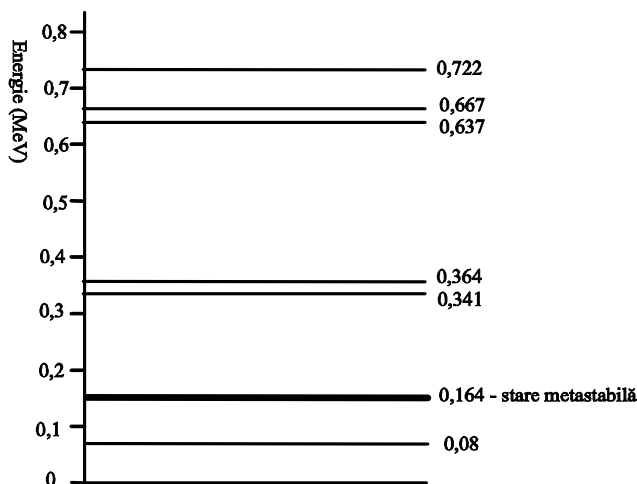
Pentru a obține anumite rezultate cantitative trebuie să fie făcute presupuneri asupra adâncimii și lărgimii gropii de potențial. Din studii de împrăștiere cu neutroni cu joasă energie a rezultat că adâncimea gropii de potențial este $V_0 \simeq 50$ MeV. Calculele teoretice au pus astfel în evidență existența nivelelor de energie. Modelul astfel obținut poartă numele de modelul păturilor nucleare. Acesta permite explicarea diverselor stări în care se pot afla nucleele:

- starea fundamentală reprezintă starea în care aranjamentul nucleonilor dintr-un nucleu este cel mai stabil;
- starea excitată este o stare nestabilă care are o existență foarte scurtă, în general sub 10^{-12} s. Nucleul trece după acest timp într-o altă stare;
- stare metastabilă este tot o stare nestabilă, dar al cărui timp de viață este mai lung (peste 10^{-12} s). Există stări metastabile al căror timp de viață poate ajunge la ordinul orelor.

Din acest motiv, stările metastabile sunt considerate ca având identități separate. Astfel două nuclee care se află în stări metastabile diferite sunt numite izomeri.

În fizica nucleară, stările excitate sunt identificate printr-un asterix ${}^AX^*$ iar stările metastabile sunt identificate cu ajutorul literei m . Astfel, ${}^{99m}\text{Tc}$ reprezintă o stare metastabilă. ${}^{99m}\text{Tc}$ și ${}^{99}\text{Tc}$ sunt izomeri.

Tranzițiile nucleare între două aranjamente ale nucleonilor (protoni și neutroni) implică valori bine determinate ale energiei, ca și în cazul atomului Bohr. Diagrama nivelelor de energie este utilizată pentru a identifica diversele stări excitate și metastabile precum și energia acestora (față de starea fundamentală). În Fig. 2.5 este reprezentată diagrama parțială a nivelelor energetice ale nucleului ${}^{157}\text{Xe}$. Stările metastabile sunt reprezentate în general prin linii mai groase. Distanțele pe verticală dintre linii sunt proporționale cu diferența energiei dintre nivelele energetice respec-

Figura 2.5: Nivele energetice ale nucleului ^{157}Xe .

tive. O tranziție de la un nivel energetic către un nivel cu energia mai mare implică ca nucleul să primească o energie suplimentară din exterior. Tranziția de pe un nivel de energie către un nivel cu energie mai mică implică eliberare de energie prin emiterea unui foton sau a unei particule. Tranziție de pe nivelul energetic de 0,364 MeV în starea fundamentală, are loc emisia unui foton cu energia de 0,364 MeV. Dacă tranziția are loc de pe nivelul de energie de 0,364 MeV pe nivelul de energie de 0,08 MeV se emite un foton cu energia de 0,284 MeV.

2.5 Interacțiuni nucleare

Interacțiunile nucleare implică bombardarea cu particule a unor nuclee țintă. Proiectilele utilizate în interacțiunile nucleare pot fi particule alfa (${}^4_2\alpha$) - care sunt nuclee de heliu, protoni (${}^1_1\text{p}$), deuteroni (${}^2_1\text{H}$), neutroni (${}^1_0\text{n}$) sau nuclee de tritii (${}^3_1\text{H}$). Interacțiunea dintre proiectil și nucleul țintă produce în principal un nou nucleu (B) și o altă particulă b .

$$A + a \rightarrow B + b$$

O astfel de reacție se mai scrie $A(a, b)B$.

Într-o reacție nucleară, printre alte mărimi se conservă: numărul de nucleoni, sarcina, energia și impulsul.

2.5.1 Secțiunea eficace

Pentru a introduce noțiunea de secțiune eficace considerăm o porțiune de materie cu aria L^2 și grosimea dz care conține N sfere de rază R (nuclee) ce nu se obturează una pe alta. Această presupunere este adevărată deoarece nucleele se găsesc la distanțe de 10^{-10} m unul de altul în timp ce raza unui nucleu este de ordinul a 10^{-14} m. O particulă punctiformă care cade pe această porțiune de materie poate lovi o sferă (nucleu) cu probabilitatea:

$$dP_0 = \frac{N\pi R^2}{L^2} = \sigma ndz \quad (2.18)$$

unde $\sigma = \pi R^2$ iar $n = N/L^2 dz$ reprezintă densitatea de sfere (nuclee). În discuția anterioară s-a considerat că interacțiunea dintre particula incidentă și o sferă (nucleu) din cele considerate, are loc dacă particula incidentă cade efectiv pe suprafața sferei (nucleului). În cazul unor particule care trec prin materie interacțiunea are loc chiar dacă particula incidentă nu cade efectiv pe suprafața nucleului. Probabilitatea de interacțiune se exprimă și în acest caz prin relația (2.18), dar σ deși are dimensiunea de arie, nu mai reprezintă aria secțiunii nucleului. Mărimea σ poartă numele de *secțiune eficace de interacțiune*. Deoarece raza nucleului este de ordinul femtometrilor, anticipăm că în reacțiile nucleare secțiunea eficace este de ordinul femtometrilor pătrați. Din acest motiv pentru secțiunea eficace utilizată în fizica nucleară s-a introdus o unitate de măsură numită barn.

$$1\text{b} = 100 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$$

Vom demonstra în continuare că atenuarea unui fascicul de particule ce trec printr-o țintă este legată de σ . Fie o țintă de arie A , grosime dz care conține n nuclee pe unitatea de volum, iar pe suprafața țintei ajung N_0 particule în unitatea de timp (Fig. 2.6).

Considerăm că la distanța z de suprafața țintei ajung doar N particule, $N < N_0$. Probabilitatea ca o particulă din cele N ce ajung la adâncimea z în interiorul țintei să interacționeze cu un nucleu în interiorul stratului de grosime dz este egală cu:

$$dP = \sigma ndz$$

Astfel în acest strat numărul de particule ce interacționează cu nucleele țintei este:

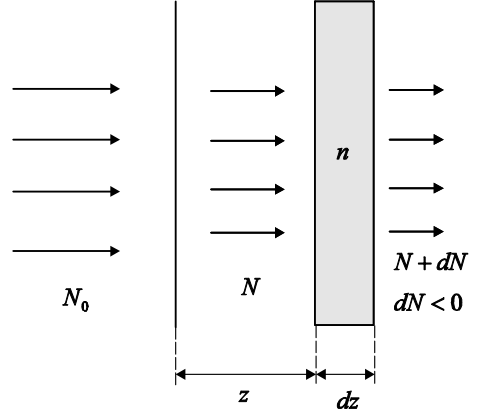


Figura 2.6: Atenuarea unui fascicul de particule care cade pe o țintă.

$$NdP = N\sigma ndz$$

Acesta este numărul de particule care este îndepărtat din fasciculul incident. Notând cu dN variația numărului de particule din fasciculul incident prin reacția nucleară ($dN < 0$) și atunci:

$$dN = -N\sigma ndz \quad (2.19)$$

Pentru o țintă de dimensiuni finite vom obține atenuarea totală prin integrarea pe grosimea z :

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = - \int_0^z n\sigma dz \quad (2.20)$$

unde N_0 este o măsură a intensității fasciculului incident iar N este o măsură a intensității fasciculului transmis. Rezultă:

$$N = N_0 \exp(-n\sigma z) = N_0 \exp(-\mu z) \quad (2.21)$$

unde $\mu = n\sigma$ este cunoscut sub denumirea de coeficient de atenuare.

Aplicație

Un fascicul de neutroni cade pe o folie de bor (densitatea borului este $\rho = 2,5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, masă molară $\mu_B = 10,8$) și $f = 95\%$ din ei sunt absorbiți. Dacă secțiunea eficace de absorbtie este $\sigma = 4000 \text{ b}$, să se

calculeze grosimea l a foliei.

Soluție

Numărul de atomi de bor dintr-o zonă de suprafață S și grosime l este:

$$N = \frac{lS\rho}{\mu_B} N_A$$

Suprafața totală de absorbție este:

$$S_a = N\sigma = \frac{lS\rho N_A}{\mu_B} \sigma$$

Dar

$$f = \frac{S_a}{S} = \frac{l\rho N_A \sigma}{\mu_B}$$

Atunci:

$$l = \frac{f\mu_B}{\rho N_A \sigma} = 17 \text{ } \mu\text{m}$$

2.6 Tipuri de reacții nucleare

a) Împrăștiere elastică. Fie o particulă încărcată care se apropie de un nucleu. Prima interacțiune va fi cea electrostatică, iar dacă particula are o energie mică ea va fi împrăștiată pe un potențial de tip coulombian. Modul în care are loc împrăștierea depinde de forma și mărimea nucleului și de potențialul asociat acestuia. Un astfel de proces va fi simbolizat astfel:



b) Împrăștiere inelastică. Dacă energia particulei este suficient de mare, este posibil ca particula încărcată să traverseze bariera de potențial și să ajungă în regiunea în care se fac simțite forțele nucleare atingând nucleul. Există mai multe posibilități. Un nucleon poate fi excitat pe un nivel energetic superior în timp ce particula incidentă părăsește nucleul cu o energie mai mică. Un astfel de proces poartă numele de *ciocnire inelastică* și în urma lui nucleul rămâne într-o stare excitată. O altă

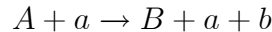
posibilitate este ca particula incidentă să excite un mod colectiv de vibrație sau rotație. Procesul este simbolizat prin:



unde A^* are semnificația că nucleul A este într-o stare excitată.

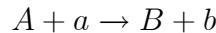
c) *Reacții directe*. Dacă energia particulei incidente este și mai mare atunci în urma interacțiunii nucleul poate suferi o transformare. Există două posibilități dependent de energia pe care o are particula incidentă și de câtă energie pierde aceasta.

Dacă particula a are suficientă energie ea poate să părăsească nucleul și să determine apariția unei noi particule care să părăsească nucleul. Acest proces se scrie ca:

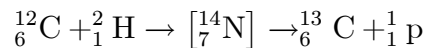


unde B este nucleul rezidual, iar b este noua particulă scoasă afară din nucleu după ciocnire.

Dacă particula incidentă pierde foarte multă energie în cursul reacției ea nu va mai avea suficientă energie să părăsească nucleul și va rămâne în interiorul nucleului:

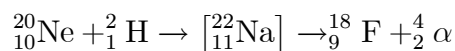


Aceste tipuri de reacții poartă numele de *reacții directe* deoarece interacțiunea are loc mai degrabă doar cu un singur nucleon sau cel mult cu un mic grup de nucleoni din nucleul țintă, decât cu nucleul țintă privit ca un întreg. Variante ale acestui tip de reacții sunt cele de stripping și pick-up. În primul tip de reacție particula incidentă (de obicei deuteronul) pierde unul din nucleoni, care rămâne în interiorul nucleului țintă în timp ce celălalt iese din acesta. Un exemplu este reacția:



în care particula incidentă pierde un neutron.

În al doilea tip de reacție (pick-up) particula incidentă preia nucleoni din nucleul țintă. Un exemplu de o astfel de reacție este:



în care particula incidentă preia un proton și un neutron.

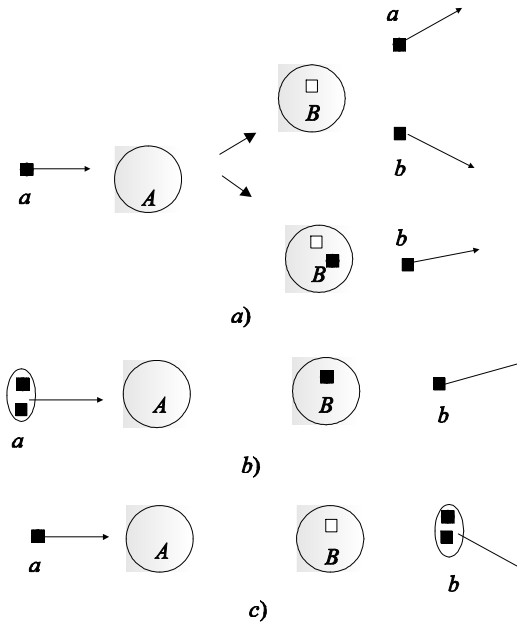
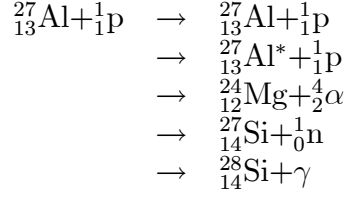


Figura 2.7: a) Exemple de reacții directe; b) reacție stripping; c) reacție pick-up.

Aceste posibilități sunt arătate în Fig. 2.7.

O altă posibilitate este aceea în care particula incidentă cade pe un nucleu din care nu are suficientă energie să iasă. În interiorul nucleului particula va suferi diverse ciocniri până ce energia va fi concentrată pe una sau mai multe particule care pot părăsi nucleul. Este posibil și ca nucleul să piardă excesul de energie prin emisie de radiație electromagnetică (emisie gamma).

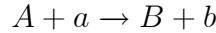
d) Reacții de absorbție cu formare de nucleu compus. Reacția se produce când proiectilul este absorbit în nucleul țintei. Se formează un nucleu nou care există doar 10^{-16} s. Acest nucleu nu poate fi observat direct, dar timpul său de viață este mult mai lung decât timpul necesar particulei să parcurgă nucleul (10^{-21} s). Noul nucleu format poartă numele de *nucleu compus*. Se presupune că nucleul compus nu-și "amintește" modul în care este format, astfel că el se poate dezintegra în diverse moduri. Un exemplu tipic pentru acest tip de reacție este următorul proces:



Diferitele moduri de dezintegrare poartă numele de *canale de dezintegrare* și includ: împrăștiere elastică, împrăștierea inelastică precum și dezintegrări radioactive.

2.7 Energia de reacție

Considerăm o reacție nucleară:



unde A este nucleul țintă, a este particula proiectil care ajunge pe nucleul țintă, B este nucleul format după reacția lor, iar b particula care rezultă în urma acestei reacții. O reacție de acest tip poate fi scrisă simplificat astfel: $A(a, b)B$. O reacție nucleară poate fi mai complicată în sensul că pot exista mai mulți produși de reacție. În continuare ne vom limita la situația în care există doar doi produși de reacție.

Reacțiile nucleare sunt guvernate de legile de conservare obișnuite: a impulsului, a energiei, a sarcinii și a numărului total de nucleoni.

Din punct de vedere energetic, importantă este energia de reacție Q care reprezintă diferența dintre energia de repaus a particulelor din starea inițială și energia de repaus a particulelor din starea finală:

$$Q = [(m_a + M_A) - (m_b + M_B)] c^2 \quad (2.22)$$

O altă expresie a lui Q se poate obține utilizând legea conservării energiei în sistemul laboratorului. Considerăm că energia cinetică a particulei a în sistemul laboratorului este E_{ca} , iar nucleul țintă se află în repaus. Atunci:

$$m_a c^2 + M_A c^2 + E_{ca} = M_B c^2 + E_{cB} + m_b c^2 + E_{cb} \quad (2.23)$$

unde E_{cB} și E_{cb} sunt energiile cinetice ale produșilor de reacție. Rezultă:

$$Q = E_{cB} + E_{cb} - E_{ca} \quad (2.24)$$

Există două situații:

a) $Q > 0$. Atunci energia cinetică a particulelor care se obțin prin reacție este mai mare decât a particulelor care intră în reacție. Reacția este însoțită de eliberare de energie. În acest caz, spunem că reacția este *exoenergetică*.

b) $Q < 0$. Atunci energia cinetică a particulelor care se obțin prin reacție este mai mică decât a particulelor care intră în reacție. Spunem că reacția este *endoenergetică*.

Aplicație

Să se calculeze energia necesară pentru a descompune un nucleu de ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ în două particule α și un nucleu de ${}^{12}_6\text{C}$ cunoscând că energia de legătură pe nucleon pentru neon este $B_{Ne} = 8,03 \text{ MeV/nucleon}$, că pentru particula alfa este $B_\alpha = 7,07 \text{ MeV/nucleon}$ și că pentru carbon este $B_C = 7,68 \text{ MeV/nucleon}$.

Soluție

Energia de reacție este:

$$Q = [M_{Ne} - 2M_\alpha - M_C]c^2$$

Deoarece energia de legătură are expresia:

$$W = AB = [Zm_p + (A - Z)m_n - M]c^2$$

unde A este numărul atomic, B este energia de legătură pe nucleon, m_p este masa protonului, m_n este masa neutronului, M este masa nucleului, rezultă masele nucleelor de neon, heliu și a particulei α :

$$\begin{aligned} M_{Ne} &= 10m_p + 10m_n - \frac{20B_{Ne}}{c^2} \\ M_\alpha &= 2m_p + 2m_n - \frac{4B_\alpha}{c^2} \\ M_C &= 6m_p + 6m_n - \frac{12B_C}{c^2} \end{aligned}$$

Astfel energia de reacție se scrie ca:

$$Q = (8B_\alpha + 12B_C - 20B_{Ne}) = -11,88 \text{ MeV}$$

iar energia necesară pentru descompunere va avea valoarea:

$$|Q| = 11,88 \text{ MeV}$$

2.7.1 Energia de prag

Dacă $Q < 0$, legea conservării energiei cere ca în sistemul laboratorului energia cinetică a proiectilului să fie mai mare decât $|Q|$ deoarece conservarea impulsului interzice ca produșii de reacție în starea finală să fie în repaus.

Singura situație în care produșii de reacție pot fi la finalul reacției în repaus, este sistemul centrului de masă, în care impulsul inițial total al sistemului este nul. Conform legii conservării impulsului, impulsul final trebuie să fie nul astfel că este posibil ca ambii produși de reacție să fie în repaus. Notând cu v_a viteza particulei incidente, m_a masa particulei incidente, v_A viteza nucleului țintă înainte de ciocnire și cu M_A masa nucleului țintă, în sistemul centrului de masă:

$$m_a v_a + M_A v_A = 0 \quad (2.25)$$

de unde se poate exprima viteza nucleului țintă în funcție de viteza proiectilului:

$$v_A = -\frac{m_a}{M_A} v_a \quad (2.26)$$

Astfel, în sistemul centrului de masă energia totală este:

$$E_{CM} = \frac{1}{2} m_a v_a^2 + \frac{1}{2} M_A v_A^2 = \frac{1}{2} m_a v_a^2 \left(1 + \frac{m_a}{M_A} \right) \quad (2.27)$$

În sistemul laboratorului nucleul țintă este în repaus și doar particula a se mișcă. Atunci energia cinetică este:

$$E = \frac{1}{2} m_a v_{ra}^2 = \frac{1}{2} m_a (v_a - v_A)^2 = \frac{1}{2} m_a v_a^2 \left(1 + \frac{m_a}{M_A} \right)^2 = E_{CM} \left(1 + \frac{m_a}{M_A} \right) \quad (2.28)$$

unde v_{ra} este viteza relativă a particulei a față de nucleul A .

Ținând cont de condiția de a se produce o reacție endoenergetică în sistemul centrului de masă $E_{CM} > |Q|$. Atunci:

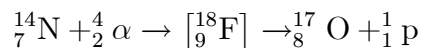
$$E > |Q| \left(1 + \frac{m_a}{M_A} \right) \quad (2.29)$$

Cantitatea $|Q| \left(1 + \frac{m_a}{M_A} \right)$ reprezintă energia de prag pentru care are loc reacția nucleară.

2.8 Reacții produse de diverse particule incidente

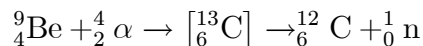
2.8.1 Reacții produse de particule α

Prima reacție nucleară a fost obținută de Rutherford. Acesta a plasat o sursă de radium care emite particule α cu energia 7,69 MeV într-o incintă umplută cu azot. La 40 cm de sursă a plasat un ecran pe care putea înregistra particulele ce ajungeau la el. S-au observat scintilații pe un ecran, deși particulele α nu pot străbate un strat de azot cu o astfel de grosime. Rutherford a concluzionat că scintilațiile sunt cauzate de alte particule și a presupus că ele sunt emise de nucleele de azot. Această reacție a fost:



Probabilitatea unei astfel de reacții este foarte mică: 1/1.000.000. Protonul ejectat în cursul acestei reacții are o energie mult mai mare decât particulele α și ea este datorată rearanjării nucleonilor din nucleul bombardat.

Un alt tip de reacție este aceea în care apar neutroni. Reacția următoare a fost cea cu ajutorul căreia s-a descoperit neutronul:



Neutronii sunt particule puternic penetrante deoarece nu au sarcină și nu sunt atrași de nucleu.

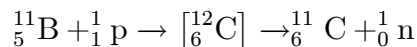
2.8.2 Reacții produse de protoni

Astfel de reacții pot fi obținute numai prin accelerarea protonilor și îndreptarea lor către o țintă.

a) *Reacții* (p, α).



b) *Reacții* (p,n). O astfel de reacție are ca efect creșterea sarcinii nucleului țintei. Reacția este una endoenergetică deoarece variația masei totale este negativă:

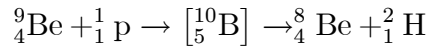


c) *Reacții* (p, γ).



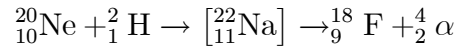
Această reacție este importantă deoarece ea furnizează fotoni cu energia de 17,2 MeV, energie care este mult mai mare decât energia fotonilor ce provin direct din substanțele radioactive.

d) *Reacții* (p, ${}^2_1\text{H}$).



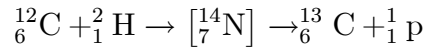
2.8.3 Reacții produse de deuteroni

a) *Reacții* (${}^2_1\text{H}$, α)

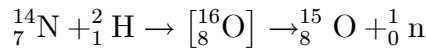


Această reacție produce ${}^{18}_9\text{F}$ un produs radioactiv cu timpul de înjumătățire $T_{1/2} = 110$ minute, care este utilizat în medicină.

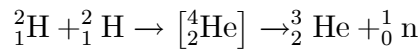
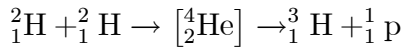
b) *Reacții* (${}^2_1\text{H}$, p)



c) *Reacții* (${}^2_1\text{H}$, n)



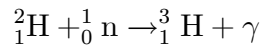
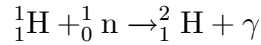
d) *Reacții* (${}^2_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$) Astfel de reacții apar atunci când apa grea este bombardată cu deuteroni:



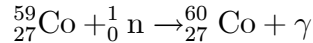
2.8.4 Reacții nucleare induse de neutroni

Neutronii produc foarte multe transformări nucleare deoarece nu au sarcină electrică și pot penetra nucleul mult mai ușor ca protonii. Reacțiile nucleare sunt cele mai importante surse de neutroni. Alte surse de neutroni se obțin prin amestecarea unor emițători α cu beriliu sau deuteriu.

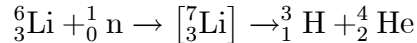
a) *Reacții de captură* (n, γ) Cea mai importantă reacție este captura radiativă în care numărul de masă crește cu o unitate datorită adăugării unui neutron. Energia de excitare indusă este eliberată sub forma unei radiații gamma ($Q > 0$). Elementul rămâne cu același Z , dar produsul de reacție care este adesea radioactiv. Ca exemplu, numeroase reacții au loc cu neutroni lenți:



Ultima reacție are o probabilitate de producere foarte mică. Din acest motiv în reactorii nucleari se utilizează ca moderator apa grea, deoarece deuteriul care înlocuiește hidrogenul în molecula de apă are o secțiune de interacțiune foarte mică. Mai mult datorită reacțiilor amintite apa de răcire a reactoarelor nucleare va conține și tritium, un gaz radioactiv extrem de nociv. O altă reacție este:



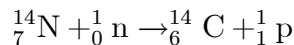
b) *Reacții* (n, α)



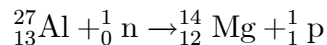
Aceste reacții sunt utilizate pentru a detecta neutronii. Într-una din metode o cameră de ionizare este umplută cu BF_3 care captează neutroni cu o mare probabilitate. Particulele α eliberate produc o ionizare semnificativă.

c) *Reacții* (n, p). Astfel de reacții au loc rar cu neutroni de energie joasă, deoarece expulzarea unei particule încărcate necesită o cantitate mare de energie:

- reacție cu neutroni lenți

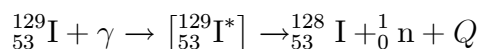


- reacție cu neutroni rapizi



2.8.5 Reacții produse de fotoni cu energie foarte mare

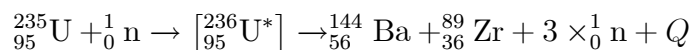
Fotonii de energie foarte mare (fotoni cu energii mai mari de 7 MeV) pot realiza reacții de tipul (γ, n) sau (γ, p) . Pentru a se obține astfel de fotoni se pot utiliza electroni accelerați la energii foarte înalte, care apoi sunt trimiși pe o țintă de tungsten. Ca exemplu putem da reacția:



Produsul ${}_{53}^{128}\text{I}$ are un timp de înjumătățire de 25 minute.

2.8.6 Fisiune indusă

Un astfel de tip de reacție nucleară se petrece atunci când nucleul unui material fisionabil precum ${}^{235}\text{U}$ sau ${}^{239}\text{Pu}$ absoarbe neutroni și apoi se sparge în două fragmente mai mici cu o energie de legătură pe nucleon mai mare. Reacțiile sunt exoenergetice și din acest cauză pot fi surse de energie. Deoarece în cursul procesului se emit și neutroni, aceste reacții sunt și surse de neutroni. O astfel de reacție este:

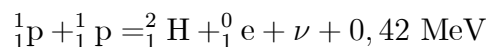


unde $Q \simeq 200$ MeV.

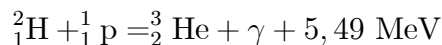
2.8.7 Fuziunea

Fuziunea este procesul prin care două nuclee ușoare se unesc și este eliberată o cantitate de energie. Din diagrama B/A în funcție de numărul de masă se observă că fuziunea implică nuclee ușoare, care în urma acestui proces formează nuclee mai grele, în final obținându-se ${}^4_2\text{He}$ a cărui energie de legătură este foarte mare. Fuziunea este sursa de energie din Soare și din armele termonucleare. Ca exemplu se poate da ciclul hidrogenului din Soare:

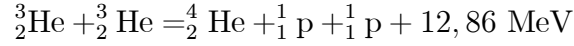
a) două reacții între doi protoni cu energie foarte mare:



b) două reacții între atomii de deuteriu formați și câte un proton:



c) o singură reacție între cei doi atomi de heliu formați în reacția anterioară, care se finalizează cu apariția unui atom de heliu ce conține doi protoni și doi neutroni. Acesta este un nucleu foarte stabil.



unde ${}^0_1\text{e}$ este pozitronul (o particulă cu aceeași masă ca a electronului dar cu sarcină pozitivă) și ν este neutrino, o particulă cu masă foarte mică apropiată de zero. Rezultatul net al acestor reacții este că din patru protoni se obține un nucleu de heliu și doi pozitroni (${}^0_1\text{e}$). Energia care rezultă în urma acestor reacții este:

$$E = [4m_p - M({}^4\text{He}) - 2m_e] c^2 = 24,7 \text{ MeV} \quad (2.30)$$

Reacțiile de fuziune sunt numite reacții termonucleare și au nevoie de temperaturi foarte mari pentru a fi produse. Protonii și deuteronii trebuie să aibă suficientă energie pentru a se apropia la 10^{-14} m unul de altul pentru a putea interacționa. În cazul protonilor, energia lor potențială este:

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} = 144 \text{ keV}$$

Astfel fiecare particulă ar trebui să aibă o energie cinetică medie de 72 keV. Din relația $\bar{E}_c = 3k_B T/2$ rezultă că $T = 5,6 \times 10^8$ K. În practică temperatura cerută este mai mică deoarece anumite nuclee au energii mult mai mari decât energia medie. În plus, unele nuclee cu energie mai mică decât energia barierei de potențial o pot penetra (efect tunel). În practică fuziunea are loc la o temperatură de 6×10^7 K.

Aplicație 1.5

Ce cantitate de căldură se degajă la formarea unui gram de ${}^4_2\text{He}$ din ${}^2_1\text{D}$? Se cunosc: $M_{He} = 4,0026$ u, $M_D = 2,0141$ u.

Soluție

Căldura de reacție este:

$$Q = (2M_D - M_{He})c^2 = 23,8 \text{ MeV}$$

Numărul de nuclee dintr-un gram de He și numărul de reacții nucleare este:

$$N = \frac{M_{He}}{\mu_{He}} N_A$$

unde $N_A = 6,023 \times 10^{23}$ atomi/mol este numărul lui Avogadro.

Atunci, energia degajată de reacție va fi:

$$W = \frac{M_{He}}{\mu_{He}} N_A Q = 57,3 \times 10^{10} \text{ J}$$

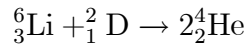
2.9 Probleme

2.1 Să se calculeze raza nucleelor de $^{12}_6\text{C}$, $^{64}_{29}\text{Cu}$, $^{88}_{46}\text{Pb}$ și $^{238}_{92}\text{U}$.

2.2 Să se determine aproximativ, energia medie pe nucleon (în MeV) pentru nucleele în care numărul de neutroni este egal cu numărul de protoni $N = Z$. Se cunosc: $M_H = 1,00783$ u și $m_n = 1,00867$ u.

2.3 Să se calculeze energia de legătură a particulei α în nucleul de $^{11}_5\text{B}$. Se dau: $M_\alpha = 4,002$ u, $M_{Li} = 7,01601$ u și $M_B = 11,0093$ u.

2.4 Să se calculeze energia care se degajă per nucleon în reacția termonucleară:



Se dau: $M_{Li} = 6,01513$ u, $M_D = 2,0141$ u și $M_{He} = 4,0026$ u.

2.5 Să se calculeze energia de prag a unei particule α în reacția nucleară $^7_3\text{Li}(\alpha, n)^{10}_5\text{B}$. Se cunosc masele atomice: $M_{Li} = 7,01601$ u, $M_\alpha = 4,0026$ u, $M_B = 10,01294$ u, $m_n = 1,00867$ u, unde u este unitatea atomică de masă.

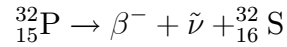
2.6 În reacția



se eliberează energia $Q = 22,37$ MeV. Dacă se cunosc masele atomice $M_\alpha = 4,0026$ u, $M_D = 2,0141$ u să se calculeze masa nucleului de Li.

2.7 Să se calculeze energia necesară descompunerii izotopului de $^{12}_6\text{C}$ în trei particule α . Se cunosc masele atomice: $M_{He} = 4,0026$ u și $M_C = 12$ u.

2.8 Nucleul $^{32}_{15}\text{P}$ suferă o dezintegrare β^- care conduce la nucleul de sulf în stare fundamentală.



Să se determine energia maximă a atomilor de sulf. Se cunosc masela atomice: $M_P = 31,973908$ u, $M_S = 31,972074$ u, și masa electronului $m_e = 0,00054$ u.

2.9 Să se calculeze energia totală eliberată la emisia unei particule α din nucleul de ^{213}Po știind că energia acesteia este $E_\alpha = 8,3$ MeV.

2.10 O particulă aflată în repaus în sistemul laboratorului se dezintegrează în două fragmente de mase M_1 și M_2 . Să se calculeze energia cinetică a fragmentelor în funcție de energia Q degajată în reacție. Tratarea problemei se face nerelativist.

2.11 Un nucleu de $^{11}_6\text{C}$ în repaus emite un pozitron cu energia maximă. Să se calculeze energia cinetică a nucleului de recul. Se cunosc: $M_C = 11,011433$ u, $m_\beta = 0,000548$ u, $M_B = 11,009305$ u.

Capitolul 3

Transformări radioactive

Descoperirea radioactivității aparține lui Bequerell, care plasând cristale de uraniu lângă plăci fotografice într-un sertar, a constatat că acestea au fost impresionate ca în cazul radiațiilor X. Bequerell a decis că radiațiile care au impresionat plăcile fotografice își au originea în cristalul de uraniu. Marie și Pierre Curie au studiat proprietățile acestor radiații și au găsit că și radiul, și poloniul emit radiații. Studiul acestor radiații a fost făcut prin plasarea sursei într-un recipient vidat și aplicarea unui câmp magnetic perpendicular pe direcția pe care era emis fasciculul de radiații. În cazul unui câmp magnetic mic s-a observat un spot în centru și unul în dreapta care arată că această parte a fasciculului era formată din sarcini negative de masă mică. Ele au fost denumite radiații β (electroni). Când s-a aplicat un câmp magnetic puternic s-a obținut un spot central și un spot în stânga care era determinat de un fascicul de sarcini pozitive. Acest tip de radiații au fost numite radiații α (nuclee de heliu). Radiațiile care formează fasciculul nedeviat au fost numite radiații gamma (fotoni de energie mare). Procesele descrise sunt exemplificate în Fig. 3.1

Descoperirea emisiei particulelor α și β a arătat că nucleul nu este unul indivizibil. Procesul de transformare radioactivă a fost explicat de Rutherford ca fiind unul de transformare al unui element în alt element. Dezintegrarea radioactivă este termenul cel mai cunoscut, dar denumirea de transformare radioactivă este mai potrivită (deoarece termenul de dezintegrare sugerează mai degrabă un proces de distrugere). Atomii suferă transformări radioactive, deoarece constituenții nucleului nu sunt aranjați în stările energetice cele mai joase, având loc o rearanjare a

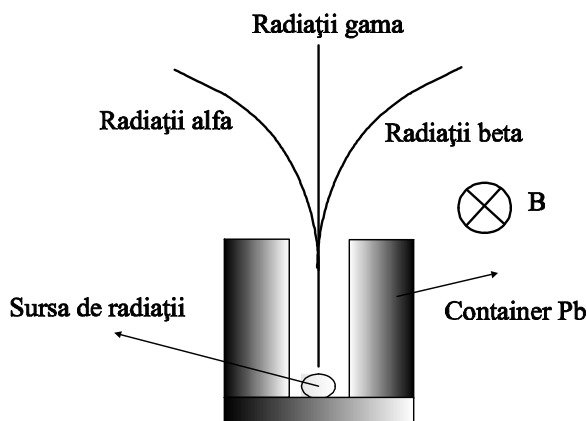


Figura 3.1: Separarea radiațiilor cu ajutorul câmpului magnetic

acestora cu emiterea de energii în exces, având loc transformarea nucleului în altul. Aceste transformări ale nucleului implică emisia de particule α , electroni, pozitroni, neutroni, protoni, raze X și radiații γ , nuclee de fisiune. După rearanjarea nucleonilor din nucleu se ajunge în stările cele mai joase din punct de vedere energetic, astfel că acesta devine stabil; dacă acest lucru nu se petrece au loc alte transformări radioactive.

În Fig 3.2 este prezentat numărul de neutroni în funcție de numărul de protoni pentru nuclee stabile. Deși graficul nu este unul continuu, pentru simplificare el este prezentat ca o curbă continuă care poartă numele de linie de stabilitate.

Pentru nucleele ușoare, numărul de protoni este egal cu cel de neutroni. În cazul nucleelor grele numărul de neutroni este mai mare decât numărul de protoni. Acest lucru se datorează faptului că în cazul acestor nuclee numărul de protoni este mare, iar pentru contracararea repulsiei electrostatice dintre aceștia este nevoie ca în nuclee să existe mai mulți neutroni. Aceștia interacționează prin forțe de atracție cu nucleonii vecini și măresc puțin distanța dintre protoni. Pe această diagramă pot fi puși și restul nuclizilor. Astfel elementele cu protoni în exces se situează deasupra liniei de stabilitate, iar cele cu neutroni în exces sub linia de stabilitate.

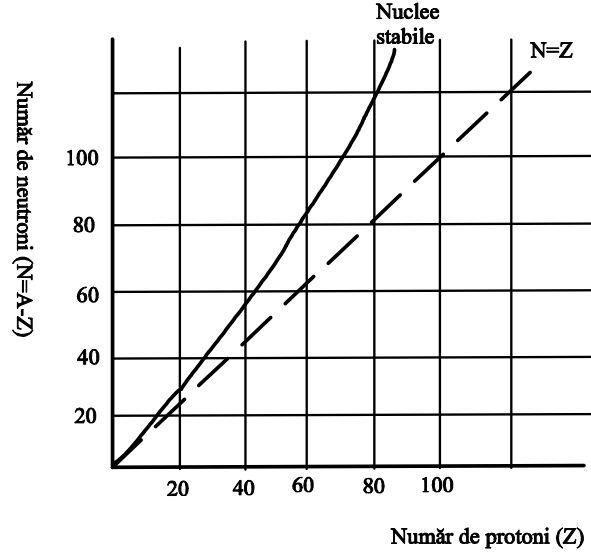


Figura 3.2: Curba de stabilitate.

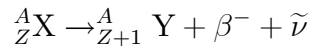
3.1 Transformările nucleelor cu neutroni în exces

Pentru ca nucleele cu neutroni în exces să devină stabile, ele trebuie să-și reducă numărul de neutroni. Transformarea care produce acest lucru este emisia unui electron (emisă de o particulă β^-). Modificarea masei nucleare este mică.

Ca exemplu pentru o astfel de transformare vom considera dezintegrarea beta minus a ^{14}C :



O astfel de transformare se scrie în general:



unde $\tilde{\nu}$ este o particulă cu masă aproape nulă, numită *antineutrino*.

Cunoscând masa nucleului inițial $M(Z, A) - Zm_e$, masa nucleului ce se obține $M(Z + 1, A) - (Z + 1)m_e$ și masa particulei β^- (electronului) m_e , energia degajată în această transformare este:

$$Q_{\beta^-} = \{[M(Z, A) - Zm_e] - [M(Z + 1, A) - (Z + 1)m_e + m_e]\} c^2$$

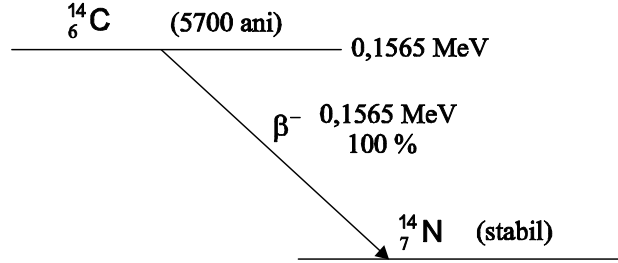


Figura 3.3: Schema transformării radioactive a $^{14}_6\text{C}$.

$$Q_{\beta^-} = [M(Z, A) - M(Z + 1, A)] c^2 \quad (3.2)$$

Pentru ca o astfel de transformare să fie posibilă este necesar ca energia de reacție să fie pozitivă (adică să se elibereze energie). Punând $Q_{\beta^-} > 0$, rezultă condiția ca transformarea să aibă loc:

$$M(Z, A) > M(Z + 1, A) \quad (3.3)$$

În Fig 3.3 este prezentată schema transformării descrise de relația 3.1: nivelul energetic inițial pe care se află izotopul de $^{14}_6\text{C}$ (cu energia 0,1565 MeV) și nivelul energetic de energie zero pe care se găsește izotopul $^{14}_7\text{N}$ care se obține după transformarea β^- . Pe diagramă este reprezentat și procentul de nuclee care suferă transformarea β^- față de nucleele care suferă transformări radioactive. În acest caz, deoarece această fracție este de 100 % rezultă că izotopul de $^{14}_6\text{C}$ suferă doar o transformare β^- între cele două nivele energetice. În diagramă este prezentată și energia eliberată în transformare, a cărei valoare este egală cu diferența dintre energiile nivelelor între care are loc transformarea. Deasupra liniei care reprezintă nivelul energetic pe care se află izotopul de $^{14}_6\text{C}$ este precizat și timpul de înjumătățire, care în acest caz este de 5700 ani. Timpul de înjumătățire $T_{1/2}$ reprezintă timpul după care numărul de nuclee inițial dintr-o probă scade la jumătate datorită transformărilor radioactive suferite.

Alte două exemple sunt transformările radioactive suferite de ^{137}Cs și ^{60}Co , doi nuclizi din care sunt realizate diferite surse radioactive. Aceste transformări sunt prezentate în Fig. 3.4 și 3.5. Transformările β^- sunt urmate de emisii γ și alte transformări. În cazul izotopului de ^{137}Cs se observă că există două posibilități pentru transformarea β^- : una în care energia eliberată prin transformare este 0,5140 MeV în cazul a 94,4 %

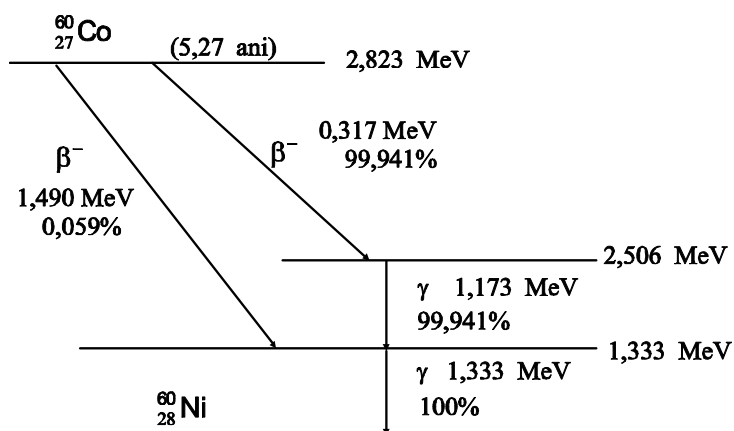


Figura 3.4: Transformările radioactive suferite de $^{60}_{27}\text{Co}$.

din nucleele ce suferă transformarea β^- și una în care energia eliberată prin transformare este 1,175 MeV în cazul a 5,6 % din nucleele ce suferă transformarea β^- . În cazurile izotopilor de ^{137}Cs și ^{60}Co pe diagramele de transformare sunt prezentate și alte tipuri de transformări radioactive, și anume emisia de radiații gamma și conversia internă (CI).

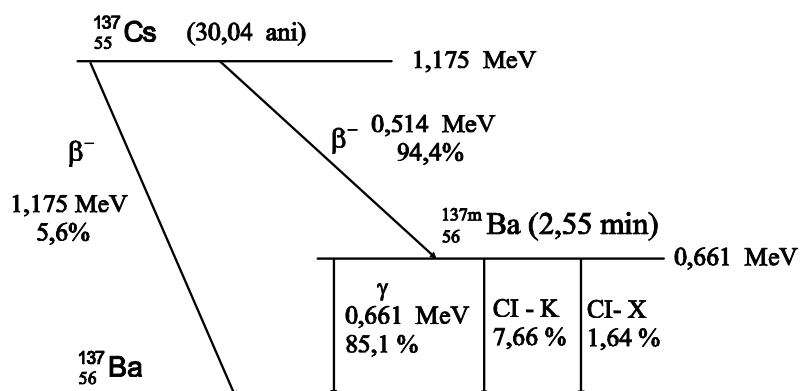


Figura 3.5: Transformările radioactive suferite de $^{137}_{55}\text{Cs}$. CI-K reprezintă procesul de conversie internă a electronilor de pe pătura K, CI-X reprezintă procesul de conversie internă de pe celelalte pături.

S-a observat că spectrul energetic al particulelor β^- este unul continuu deși de exemplu în reacția (3.1) energia nucleului descrește cu 0,156 MeV. Unele din particulele β^- au această energie, însă energia celor mai multe

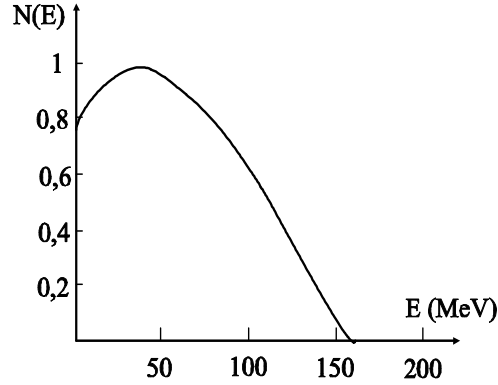


Figura 3.6: Spectrul continuu al particulelor β^- emise de ${}^{14}_6\text{C}$. $N(E)$ reprezintă fracția relativă de particule β^- emise cu energia E .

particule este sub această valoare. Spectrul energetic al particulelor β^- este prezentat în Fig. 3.6.

Această problemă a fost rezolvată prin considerarea apariției unei noi particule în procesul de transformare radioactivă care să preia restul de energie ce se degajă în transformarea β^- . Particula respectivă poartă numele de antineutrino și ea are o masă foarte mică ($mc^2 \sim 0,1 \text{ eV}$).

3.2 Transformarea nucleelor cu protoni în exces

Nuclee cu protoni în exces sunt produse în principal prin interacțiunea protonilor și deuteriilor cu ținte formate din nuclee stabile. Exemple de astfel de nuclee sunt: ${}^{11}_6\text{C}$, ${}^{13}_7\text{N}$, ${}^{18}_9\text{F}$ și ${}^{22}_{11}\text{Na}$.

3.2.1 Emisia de pozitroni (transformarea β^+)

Transformarea este descrisă adesea prin transformarea unui proton într-un neutron și un pozitron. Pozitronul este antiparticula electronului. El are masa egală cu masa electronului și o sarcină pozitivă egală cu $+e$. Această descriere nu este corectă, deoarece protonul nu poate furniza energie având în vedere că acesta are masa mai mică decât a neutronului. Trebuie să considerăm că un astfel de proces are loc cu participarea întregului nucleu, care furnizează excesul de energie necesar emisiei de

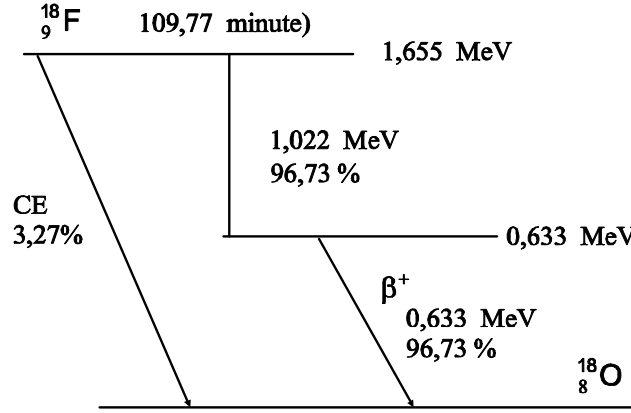
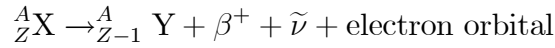


Figura 3.7: Transformările radioactive suferite de $^{18}_9\text{F}$. CE este fenomenul de captură electronică (captura unui electron de pe o pătură interioară de către nucleu).

pozitroni. Transformarea se scrie astfel:



Cunoscând masa nucleului inițial $M(Z, A) - Zm_e$, masa nucleului rezultat $M(Z - 1, A) - (Z - 1)m_e$ și masa unui pozitron m_e , energia degajată în această transformare este:

$$Q_{\beta^+} = \{[M(Z, A) - Zm_e] - [M(Z - 1, A) - (Z - 1)m_e + m_e]\} c^2$$

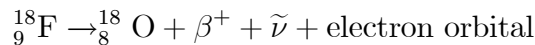
adică:

$$Q_{\beta^+} = [M(Z, A) - M(Z - 1, A) - 2m_e] c^2 \quad (3.4)$$

Pentru ca un nucleu să emită un pozitron este necesar ca $Q_{\beta^+} > 0$, adică:

$$[M(Z, A) - M(Z - 1, A) > 2m_e] \quad (3.5)$$

Astfel pentru ca un nucleu să sufere o astfel de transformare, diferența dintre masele celor doi atomi trebuie să fie mai mare decât masa a doi electroni. Ca exemplu considerăm transformarea (Fig. 3.7):



Așa cum am discutat anterior un proton nu se poate transforma într-un neutron și un pozitron, deoarece masa protonului este mai mică decât

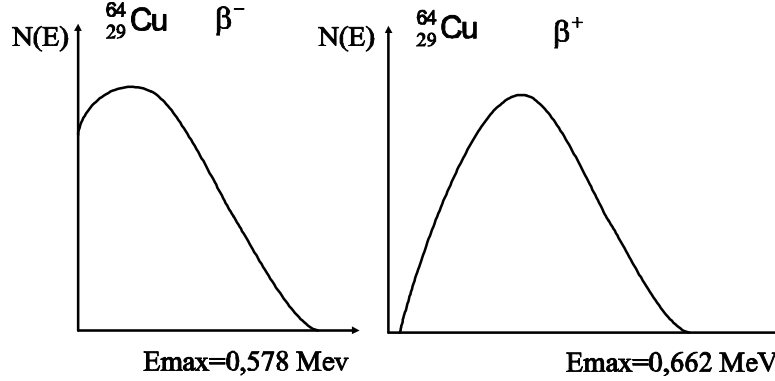


Figura 3.8: Spectrul particulelor β^- și β^+ emise de izotopul de $^{64}_{29}\text{Cu}$.

masa neutronului. O explicație ar fi aceea că excesul de energie al nucleului permite ca acesta să elibereze în interiorul său un foton cu energia mai mare de 1,022 MeV. Acest foton se transformă într-o pereche electron-pozitron în câmpul forțelor nucleare. Fenomenul a fost observat și în afara nucleului, când un foton cu energie mai mare de 1,022 MeV ajunge în apropierea unui nucleu. Fiecare din cele două particule va avea energia totală mai mare de 0,511 MeV (care reprezintă echivalentul în energie al masei electronului și a pozitronului). Electronul se combină în interiorul nucleului cu un proton și rezultă un neutron. Pozitronul este expulzat din nucleu.

Spre deosebire de spectrul de energii al electronilor, spectrul de energii al pozitronilor este tăiat la stânga datorită forțelor de respingere electrostatice a nucleului care adaugă pozitronului o anumită energie (Fig. 3.8).

Pozitronul eliberat din nucleu interacționează cu un electron din afara nucleului și se eliberează două cuante gamma cu energie egală cu cel puțin 0,511 MeV. Această reacție poartă numele de reacție de anihilare.

Energia medie a particulelor β^+ și β^- este aproximativ egală cu $E_{\max}/3$, unde $E_{\max}$ este energia maximă a particulelor β emise. Pentru un calcul mai exact se utilizează următoarele două relații:

$$E_{med}(\beta^-) = \frac{1}{3}E_{\max} \left(1 - \frac{\sqrt{Z}}{50} \right) \left(1 + \frac{\sqrt{E_{\max}}}{4} \right) \quad (3.6)$$

$$E_{med}(\beta^+) = \frac{1}{3}E_{\max} \left(1 + \frac{\sqrt{E_{\max}}}{4} \right) \quad (3.7)$$

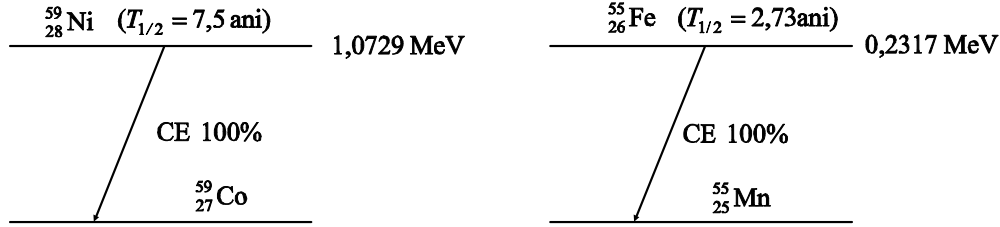


Figura 3.9: Diagrama unor reacții de captură electronică.

3.2.2 Captura electronică

Schema transformării radioactive pentru $^{18}_9\text{F}$ arată că în 96,73% din cazuri are loc o emisie de pozitroni. Restul de 3,27 % este datorat capturii electronice (CE) care este și ea un mecanism prin care nucleele cu protoni în exces își reduc numărul de protoni. Ca exemplu vom considera două reacții de captură (Fig. 3.9).

Captura electronică se poate produce dacă un electron orbital ajunge suficient de aproape de nucleu și este absorbit de acesta. Atunci un proton se transformă într-un neutron ceea ce are drept consecință reducerea numărului de protoni din nucleu. Transformarea generală în acest caz se scrie:



$$Q_{CE} = \{[M(Z, A) - Zm_e + m_e] - [M(Z - 1, A) - (Z - 1)m_e]\} c^2 \quad (3.9)$$

$$Q_{CE} = [M(Z, A) - M(Z - 1, A)] c^2 \quad (3.10)$$

Pentru ca procesul de captură electronică să aibă loc, este necesar ca $Q_{CE} > 0$, adică:

$$M(Z, A) > M(Z - 1, A) \quad (3.11)$$

Deoarece pătura K este cea mai apropiată de nucleu, cele mai multe evenimente de captură au loc cu electronii de pe această pătură (90%). Pot fi captați electroni și de pe pătura L (10%). Un astfel de proces lasă un loc liber în pătura K și L (pentru pătura M probabilitatea de captură este mai mică de 1%). Acest proces este însoțit de emisia unei radiații X caracteristice nuclidului. De exemplu pentru $^{55}_{25}\text{Mn}$ (mangan) această radiație are energia de 5,9 keV. Această emisie are loc atunci când un electron din pătura L ocupă locul liber rămas în pătura K . O altă posibilitate este să fie emis un electron Auger.

Captura electronică este însoțită de emisia unui neutrino monoenergetic fiind un proces care apare cu o probabilitate mare la nucleele grele, la care pătura K este situată în vecinătatea nucleului. Ea poate fi privită ca o transformare beta, deoarece în transformare este implicat un electron, masa nucleului se schimbă foarte puțin, schimbându-se însă raportul dintre protoni și neutroni.

Există nuclee care îndeplinesc condițiile pentru realizarea celor trei modalități de transformări beta (beta plus, beta minus și captura electronică). Ele vor prezenta simultan cele trei tipuri de transformare. Ca exemplu putem da nuclidul ${}_{29}^{64}\text{Cu}$ care în 40% din cazuri emite un electron, în 40% din cazuri suferă captură electronică și în 20% din cazuri emite pozitroni.

3.3 Transformări radioactive suferite de nucleele grele prin emisia particulelor alfa

Dezintegrarea alfa constă în eliberarea de către nucleu a unui nucleu de heliu. Acest mod de transformare are loc pentru nuclee grele (cu $Z \geq 83$ - bismut). De exemplu, nucleele ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{92}^{235}\text{U}$ și ${}_{90}^{232}\text{Th}$ se găsesc în natură și au timpi de înjumătățire foarte mari, iar nucleele ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, ${}_{95}^{241}\text{Am}$ sunt produse în mod artificial. Nuclizii ${}_{92}^{238}\text{U}$ și ${}_{90}^{232}\text{Th}$, datorită timpilor lor de înjumătățire foarte mari, existau chiar din momentul formării sistemului solar în urmă cu 4,6 miliarde de ani. Pentru a-și atinge stabilitatea acești nuclizi trebuie să se transforme în nuclizi stabili (${}_{82}^{206}\text{Pb}$ pentru ${}_{92}^{238}\text{U}$ și ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ pentru ${}_{90}^{232}\text{Th}$).

Astfel ${}_{92}^{238}\text{U}$ pierde 10 protoni și 22 de neutroni, iar ${}_{90}^{232}\text{Th}$ pierde 8 protoni și 16 neutroni. Cel mai eficient mod de a-și micșora masa este ca ei să emită particulele alfa (${}^4_2\alpha$).

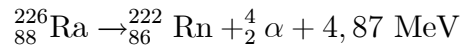
Transformarea prin emisie de particule alfa se scrie astfel:

$${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\text{Y} + {}^4_2\alpha \quad (3.12)$$

$$Q = [M(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) - M(2, 4)] c^2 \quad (3.13)$$

unde $M(2, 4)$ este masa atomului de heliu (particula alfa).

Particulele alfa sunt monoenergetice și posedă energii peste 4 MeV. Un exemplu este:



Deși energia de reacție este $Q = 4,87$ MeV particula α este emisă cu 4,78 MeV. Diferența de 0,09 MeV este preluată de nucleul de recul. Exprimăm energia de reacție ca:

$$Q = M_X c^2 - M_Y c^2 - m_\alpha c^2 \quad (3.14)$$

unde M_X este masa nucleului elementului X , M_Y este masa nucleului elementului Y , iar m_α este masa particulei alfa.

Această energie se împarte între particula alfa și nucleul Y :

$$Q = \frac{1}{2} M_Y v_Y^2 + \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 \quad (3.15)$$

Utilizând conservarea impulsului:

$$M_Y v_Y = m_\alpha v_\alpha \quad (3.16)$$

din relația (3.15) rezultă:

$$Q = \left(1 + \frac{m_\alpha}{M_Y}\right) \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 \quad (3.17)$$

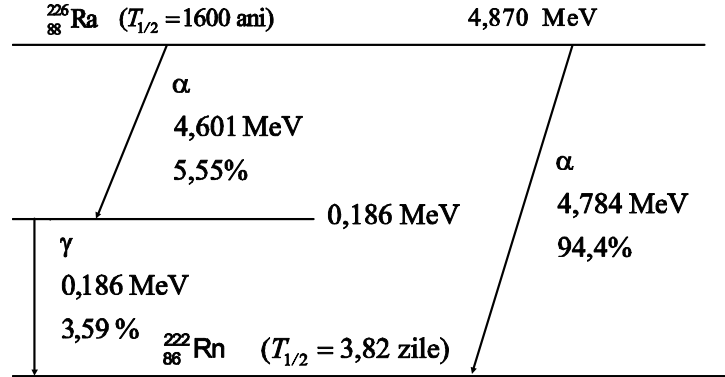
Astfel energia particulelor alfa:

$$E_c(\alpha) = \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 = \frac{Q}{\left(1 + \frac{m_\alpha}{M_Y}\right)} \quad (3.18)$$

Ca exemplu de dezintegrare alfa vom considera schema de dezintegrare a $^{226}_{88}\text{Ra}$ prezentată în Fig. 3.10.

Toți emițătorii alfa au timpi de înjumătățire ($10^{-6} - 10^{17}$ s) mult mai mari în comparație cu timpul necesar unei particule alfa pentru a traversa nucleul care este de ordinul a 10^{-21} s. Trebuie remarcat că există diferențe enorme între timpii de înjumătățire ai diversilor nuclizi care pot emite particule alfa. Astfel $^{210}_{84}\text{Po}$ emite particule alfa cu energia $E = 8,336$ MeV și are timpul de înjumătățire $T_{1/2} = 4,2 \times 10^{-6}$ s, iar $^{232}_{90}\text{Th}$ emite particule alfa cu $E = 3,08$ MeV și are timpul de înjumătățire $T_{1/2} = 1,39 \times 10^{19}$ ani.

În Tabelul 3.2 sunt prezentate câteva exemple din care se observă variațiile enorme ale timpilor de înjumătățire cărora le corespund variații mult mai mici în energia particulelor alfa.

Figura 3.10: Schema de dezintegrare a $^{226}_{88}\text{Ra}$.

O relație empirică care leagă constanta de dezintegrare $\lambda = (\ln 2)/T_{1/2}$ de energia E a particulelor α este:

$$\lg \lambda = C - D/\sqrt{E} \quad (3.19)$$

unde mărimile C și D variază în funcție de Z și nu depind de N .

Tabelul 3.1

Energia particulelor alfa și timpii de înjumătățire pentru diferiți radioizotopi

Emitător	Energia (MeV)	$T_{1/2}$
$^{212}_{84}\text{Po}$	8,8	3×10^{-7} s
$^{214}_{84}\text{Po}$	7,7	$1,6 \times 10^{-4}$ s
$^{210}_{84}\text{Po}$	5,3	$1,38 \times 10^2$ zile
$^{223}_{88}\text{Ra}$	4,7	$1,62 \times 10^3$ ani
$^{238}_{92}\text{U}$	4,1	$4,5 \times 10^9$ ani

Pentru a ieși din nucleu, particulele alfa trebuie să penetreze o barieră de potențial care poate ajunge la 30 – 40 MeV în timp ce energia lor este de cel mult 10 MeV. Rezolvarea problemei este dată în mecanica cuantică unde se arată că o particulă alfa cu o energie mai mică decât înălțimea barierei de potențial o poate penetra cu o anumită probabilitate.

3.4 Emisia gamma

Procesul radioactiv lasă de cele mai multe ori nucleul într-o stare excitată în care protonii și neutronii nu sunt în cele mai joase stări energetice posibile. Energia de excitare va fi emisă sub formă de radiații electromagnetice atunci când protonii și neutronii sunt pe nivele de energie mai mari decât cea a nivelului fundamental și cad pe nivele energetice inferioare. Energia unei cuante gamma este egală cu diferența de energie dintre nivele între care are loc tranziția. Astfel, radiația gamma emisă este caracteristică pentru un anumit nucleu.

Emisia gamma în general are loc după o transformare radioactivă precum emisia alfa, emisia unui electron, pozitron sau captură electronică.

Cele mai multe stări excitate ale nucleului au un timp de viață mai mic ca 10^{-9} s, după care are loc o emisie gamma. Anumite stări energetice excitate există un timp mult mai mare. Aceste stări excitate cu viață lungă se numesc *stări metastabile* (*stări izomerice*).

Un exemplu este transformarea ^{99}Mo , la care transformarea beta (85%) duce nucleul într-o stare metastabilă ^{99m}Tc cu energia 0,1405 MeV cu un timp de înjumătățire de 6 ore.

3.4.1 Conversia internă

Cele mai multe nuclee ajunse în stări excitate după o transformare radioactivă ajung în starea fundamentală prin emisia unei particule gamma. O altă modalitate ca un nucleu aflat într-o stare excitată să ajungă în starea fundamentală este *conversia internă*.

Dacă mișcarea orbitală a electronilor duce electronul foarte aproape de nucleu, este posibil ca energia de excitare a nucleului să fie transferată direct acestuia și electronul să fie ejectat din atom. Energia cinetică a electronului ejectat este egală cu diferența dintre energia de excitare a nucleului și energia de legătură a electronului respectiv. Fenomenul poartă numele de conversie internă. Deoarece conversia internă se petrece atunci când un electron orbital și un nucleu excitat se întâlnesc, procesul este important pentru stările metastabile (stări excitate de viață lungă). Procesul de conversie internă este arătat schematic în Fig. 3.11.

Din punct de vedere energetic, procesul de conversie internă este similar cu efectul fotoelectric intern, cu excepția faptului că nu există nici un foton. Un exemplu este transformarea radioactivă a $^{137}_{55}\text{Cs}$ în $^{137}_{56}\text{Ba}$.

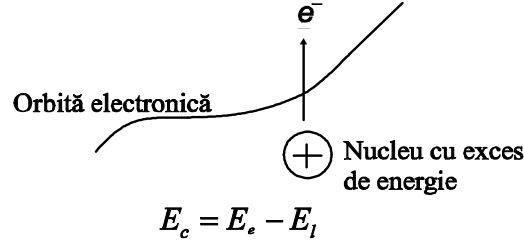


Figura 3.11: Conversia internă. E_c este energia cinetică a electronului emis, E_* este energia de excitare a nucleului, iar E_l este energia de legătură a electronului care este emis.

După o emisie β^- cu energia 0,5410 MeV (care are loc în 94,4% din cazuri) se ajunge într-o stare metastabilă ^{137m}Ba cu timpul de viață 2,552 minute.

Prin conversie internă electronii emiși sunt monoenergetici deoarece energia de excitare a nucleelor este discretă. Atunci un astfel de proces constă în apariția unei linii în spectrul energetic al particulelor beta.

Conversia electronilor din pătura K este mai probabilă decât pentru electronii din păturile L și M . În acest proces nu este creat un electron și nici nu apare un neutrino.

În cazul ^{137}Cs peste spectrul beta este suprapus un peak la 0,624 MeV dincolo de 0,514 MeV energia maximă a particulelor β .

Deoarece conversia internă este în competiție cu emisia beta se definește un *coeficient de conversie* ca fracție din dezexcitări ce se petrec prin conversie internă.

Coeficientul de conversie internă crește cu Z^3 astfel că procesul este mai important pentru nucleele grele. El descrește rapid cu creșterea energiei de tranziție, iar pentru păturile atomice variază cu $1/n^3$, unde n este numărul cuantic principal.

3.5 Fisiunea spontană

Fisiunea este un proces în care un nucleu greu (din regiunea uraniului) se dezintegrează în două nuclee mai ușoare cu eliberarea a doi-trei neutroni cu energii foarte mari.

În regiunea în care $A \simeq 240$, energia de legătură pe nucleon este

$B/A = 7,6$ MeV/nucleon, iar în regiunea în care $A = 120$, energia de legătură pe nucleon este $B/A = 8,5$ MeV/nucleon. Aceasta înseamnă că dacă un nucleu cu numărul de masă $A = 240$ se divide în două nuclee, energia de legătură a fiecărui nucleon crește cu $0,9$ MeV. Astfel este eliberată o energie egală cu 216 MeV. Această energie este de 10^6 mai mare decât energia eliberată în procesele chimice.

Trebuie remarcat că pe măsură ce A crește, proporția de neutroni în nucleele stabile crește. De exemplu, cel mai stabil nucleu cu $A = 120$ este $^{120}_{50}\text{Sn}$ cu $N/A = 0,58$ în timp ce pentru $A = 240$ cel mai stabil nucleu este $^{240}_{94}\text{Pu}$ cu $N/A = 0,61$. Acest efect este datorat creșterii energiei repulsive de tip electrostatic dintre protoni. Astfel când are loc un proces de fisiune există un exces de neutroni în sistem. Unii neutroni sunt emiși chiar în timpul procesului de fisiune (neutroni prompti), iar alții sunt emiși mai târziu (neutroni întârziți).

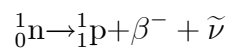
Energia eliberată în procesul de fisiune se distribuie astfel:

Energia cinetică a nucleelor obținute prin fisiune	165 ± 5 MeV
Energia gamma emisie.....	7 ± 1 MeV
Energia cinetică a neutronilor	5 ± 1 MeV
Energia particulelor beta emise	7 ± 1 MeV
Energia radiațiile gamma care apar după fisiune.....	6 ± 1 MeV
Energia neutronilor emiși de produși de fisiune...	10 MeV

3.6 Probleme

1. Să se studieze dacă ^{65}Zn poate suferi transformările β^+ , β^- și procesul de captură electronică.
2. Nucleul de ^{210}Po emite o particulă alfa. Să se determine energiile cinetice ale particulei alfa emise și a nucleului de recul.
3. Să se determine energia maximă a electronului emis de nucleul de ^{32}P printr-o dezintegrare β^- .
4. Să se calculeze energia maximă a pozitronilor emiși prin dezintegrarea β^+ a nucleului de ^{11}C .
5. Ce izotop va fi produs din ^{238}U după trei dezintegrări α și două dezintegrări β^- ?

6. Să se calculeze energia de reacție în transformarea suferită de un neutron care se transformă într-un proton prin emisia unui electron:



7. Să se calculeze energia de reacție a dezintegrării tritiului:



Capitolul 4

Viteza transformărilor radioactive

Viteza cu care au loc transformările radioactive nu este afectată de procese naturale precum răcirea, încălzirea sau de realizarea unor reacții chimice. Excepție fac anumite reacții chimice care cresc densitatea electronică de lângă nuclee, fapt ce influențează conversia internă sau captura electronică, ambele fiind legate de probabilitatea de interacțiune cu electroni orbitali. Efectul a fost observat prin creșterea timpului de înjumătățire în cazul beriliului, când acesta este în compusul BeF_2 cu 0,08% față de cazul când acesta este pur.

Transformările radioactive implică trei concepte importante:

1. activitatea sau viteza de transformare;
2. unitatea de măsură a activității;
3. legea care determină dependența de timp a activității.

4.1 Activitatea

Dacă se face abstracție de modalitatea în care are loc transformarea radioactivă, fiecare specie de nuclizi radioactivi are o anumită probabilitate de transformare în unitatea de timp. Această probabilitate este notată cu λ . Ea poartă numele de *constantă de dezintegrare*. Dacă N reprezintă numărul total de atomi radioactivi dintr-o probă, activitatea sursei se definește ca fiind:

$$\Lambda = \lambda N \quad (4.1)$$

și reprezintă numărul de transformări radioactive în unitatea de timp.

Mult timp unitatea de măsură a activității a fost Curiul (Ci) definit inițial ca numărul de transformări suferite de 1 g de radiu în unitatea de timp și care este $3,7 \times 10^{10}$ transformări /secundă. Apoi Curiul a fost definit ca fiind activitatea oricărui material care suferă $3,7 \times 10^{10}$ transformări/secundă. În Sistemul Internațional de Unități, unitatea pentru dezintegrare este Bequerelul (Bq).

$$1\text{Bq} = 1 \text{ transformare/secundă}$$

4.2 Legea transformărilor radioactive

Probabilitatea de dezintegrare dP a nucleului în intervalul de timp dt este dată de relația:

$$dP = \lambda dt \quad (4.2)$$

Astfel în cazul unei substanțe radioactive ce conține N nuclee de același tip, în timpul dt numărul de transformări va fi $NdP = N\lambda dt$. Atunci variația numărului de nuclee inițiale dN este $dN = -\lambda N dt$. Semnul minus apare deoarece numărul de nuclee netransformate scade. Atunci

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (4.3)$$

$$\int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.4)$$

Dacă multiplicăm cu λ și ținem cont că $\Lambda = \lambda N$ se obține:

$$\Lambda(t) = \Lambda_0 e^{-\lambda t} \quad (4.5)$$

Cu alte cuvinte, activitatea scade exponentul în timp.

4.2.1 Timp de înjumătățire

Timpul de înjumătățire al unei substanțe radioactive este utilizat pentru a descrie scăderea exponențială a activității, deoarece are o interpretare mai simplă decât constanta de dezintegrare. Timpul de înjumătățire este timpul după care rămân netransformate jumătate din

nucleeele inițiale.

$$\frac{N(t)}{N_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}}$$

Rezultă:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (4.6)$$

și

$$\Lambda(t) = \Lambda_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} \quad (4.7)$$

4.2.2 Timp mediu de viață

Timpul mediu de viață este timpul mediu după care fiecare atom suferă o transformare:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\int_0^\infty N(t) dt}{N_0} = \frac{\int_0^\infty N_0 e^{-\lambda t} dt}{N_0} \\ \tau &= \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = 1,4427 \times T_{1/2} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Timpul mediu de viață mai poate fi interpretat ca intervalul de timp după care activitatea unei surse radioactive se micșorează de e ori.

4.2.3 Timp mediu de viață efectiv

Uneori există și alte procese care determină reducerea radioactivității sursei, distinct de transformarea radioactivă. De exemplu, dacă un radionuclid este localizat într-un organism din care acesta este eliminat printr-un proces fiziologic, este necesar să se ia în considerație ambele procese în vederea determinării activității în funcție de timp.

Astfel, alături de constanta de dezintegrare λ trebuie introdusă o constantă care caracterizează eliminarea biologică a radionuclidului λ_b . Atunci:

$$\lambda_{ef} = \lambda + \lambda_b \quad (4.9)$$

$$\frac{\ln 2}{\tau_{ef}} = \frac{\ln 2}{\tau} + \frac{\ln 2}{\tau_b} \quad (4.10)$$

și *timpul efectiv de viață* este:

$$\tau_{ef} = \frac{\tau_b \tau}{\tau_b + \tau} \quad (4.11)$$

Se constată că timpul de viață efectiv al radionuclidului este mai mic decât timpul de viață fizic și cel biologic.

O altă mărime ce caracterizează activitatea unei surse este *activitatea specifică* care reprezintă activitatea unității de masă.

Aplicație

O mostră de cărbune găsită într-o grotă conține $1/16$ din cantitatea de $^{14}_6\text{C}$ pe care o conține o cantitate egală de carbon din materia vie. Să se găsească vârsta aproximativă a mostrei, dacă timpul de înjumătățire al $^{14}_6\text{C}$ este de 5568 ani.

Soluție

Considerând că la momentul inițial numărul de nuclee este N_0 , la momentul t acesta devine:

$$N = N_0 e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}}$$

Dar $N = N_0/16$, atunci:

$$\frac{N_0}{16} = N_0 e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}}$$

Rezultă:

$$t = 4T_{1/2} = 22.272 \text{ ani}$$

4.3 Serii de transformări radioactive

Uneori transformarea radioactivă a unui nucleu produce un alt nucleu radioactiv. Timpul de înjumătățire al nucleului produs este în general diferit de timpul de înjumătățire al nucleului părinte. De exemplu, ^{90}Sr suferă o transformare beta și se transformă în ^{90}Y care, la rândul lui este radioactiv beta. Particulele beta emise de ^{90}Y sunt mult mai energetice decât cele emise de ^{90}Sr , astfel că la calculul dozei ^{90}Y contribuie mai mult decât ^{90}Sr .

Să considerăm un izotop inițial care produce un alt izotop care la rândul său este radioactiv. Se consideră că ultimul izotop produs este stabil. Dacă în cazul izotopului inițial există un singur proces ce trebuie luat în considerare (transformarea sa radioactivă) în cazul izotopului rezultat din primul există două procese: producerea sa din izotopul inițial și transformarea sa radioactivă. Indexăm cu 1 numărul de nuclee ale izotopului inițial și cu 2 numărul de nuclee ale izotopului care se obține din

cel inițial. Atunci variația în timp ale numărului de nuclee a izotopului inițial se exprimă ca:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (4.12)$$

În cazul celui de-al doilea izotop viteza de variație a numărului de nuclee este:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (4.13)$$

Aceasta înseamnă că variația în timp a numărului de nuclee de tipul 2 este diferența dintre viteza de producere și viteza de transformare (dezintegrare) a acestora.

Ecuția (4.12) are ca soluție:

$$N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (4.14)$$

unde N_{10} este numărul inițial de nuclee de tipul 1 care se dezintegrează. Atunci relația (4.13) devine:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2 \quad (4.15)$$

Înmulțim relația (4.15) cu $e^{\lambda_2 t}$. Rezultă:

$$\frac{dN_2}{dt} e^{\lambda_2 t} + \lambda_2 e^{\lambda_2 t} N_2 = \lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}$$

și

$$\frac{d}{dt} (e^{\lambda_2 t} N_2) = \lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}$$

Rezultă:

$$N_2 e^{\lambda_2 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C$$

Constanta C se determină din condiția ca la $t = 0$, $N_2 = 0$. Atunci:

$$C = -\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}$$

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (4.16)$$

Înmulțind relația (4.17) cu λ_2 și introducând activitățile $\Lambda_1 = \lambda_1 N_1$ și $\Lambda_2 = \lambda_2 N_2$ se obține:

$$\Lambda_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \Lambda_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (4.17)$$

Activitatea nucleului nou format crește cu timpul și după ce atrage un maxim, în final descrește. Momentul de timp la care activitatea atinge un maxim se obține punând condiția:

$$\frac{d\Lambda_2}{dt} = 0 \quad (4.18)$$

$$-\lambda_1 e^{-\lambda_1 t_m} + \lambda_2 e^{-\lambda_2 t_m} = 0$$

și

$$t_m = \frac{\ln(\lambda_2/\lambda_1)}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (4.19)$$

Ținând cont că $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$ și notând cu T_1 și T_2 timpii de înjumătățire pentru cei doi izotopi, rezultă:

$$t_m = \frac{T_1 T_2}{(T_1 - T_2) \ln 2} \ln \frac{T_1}{T_2} \quad (4.20)$$

4.4 Echilibrul de transformare

Este posibil ca după un anumit timp, activitățile nucleelor să ajungă într-o stare de echilibru, dependent de diferența dintre constantele de dezintegrare.

4.4.1 Echilibrul secular

Dacă activitatea izotopului derivat ajunge egală cu cea a izotopului inițial spunem că se atinge *echilibrul secular*. Aceasta se întâmplă dacă timpul de înjumătățire al izotopului inițial este mult mai mare decât al izotopului derivat.

$$T_1 \gg T_2 \text{ sau } \lambda_1 \ll \lambda_2$$

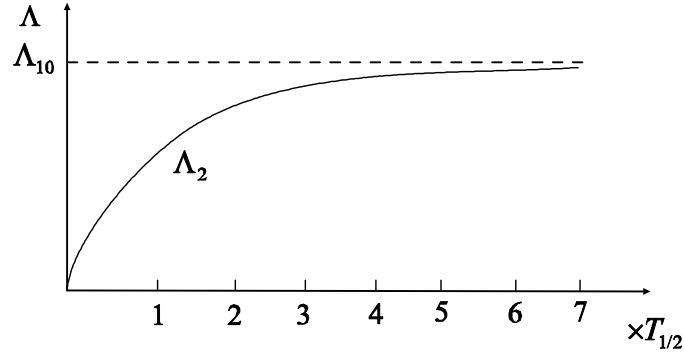


Figura 4.1: Echilibrul secular. Activitatea nuclidului derivat Λ_2 tinde către activitatea nuclidului din care provine Λ_{10} .

Astfel practic activitatea izotopului inițial poate fi considerată constantă pe un intervalul de timp mult mai mic decât timpul său de înjumătățire. Din relația (4.17) se obține:

$$\Lambda_2(t) = \frac{1}{1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}} [\Lambda_{10} e^{-\lambda_1 t} - \Lambda_{10} e^{-\lambda_2 t}]$$

Deoarece

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \simeq 0 \text{ și } e^{-\lambda_1 t} \simeq 1$$

rezultă:

$$\Lambda_2(t) = \Lambda_{10} [1 - e^{-\lambda_2 t}] \quad (4.21)$$

În acest caz, activitatea nuclidului derivat crește în timp până la un nivel egal cu activitatea nuclidului părinte. Astfel activitatea nuclidului derivat ajunge la 99% din activitatea izotopului inițial după 6,7 T_2 a radionuclidului derivat (Fig. 4.1).

4.4.2 Echilibrul tranzient

Dacă după un timp suficient de mare ($t \gg t_m$) raportul activităților izotopului inițial și a celui derivat rămâne constant, se spune că se atinge *echilibrul tranzient*. Acesta se petrece dacă nuclidul părinte are timp de înjumătățire puțin mai mare decât timpul de înjumătățire al nuclidului derivat ($T_1 \gtrsim T_2$) sau $\lambda_1 \lesssim \lambda_2$. Când $t \gg t_m$

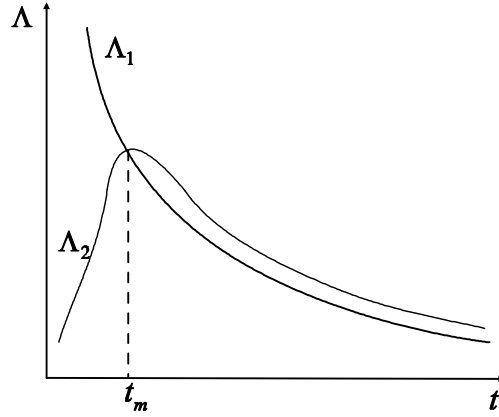


Figura 4.2: Echilibrul tranzient. După un timp suficient de lung raportul activităților celor doi nuclizi devine constant.

$$e^{-\lambda_2 t} \ll e^{-\lambda_1 t}$$

și

$$\Lambda_2(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \Lambda_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (4.22)$$

Deoarece

$$\Lambda_1(t) = \Lambda_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (4.23)$$

Astfel raportul activității celor doi nuclizi rămâne constant (Fig. 4.2)

$$\frac{\Lambda_2(t)}{\Lambda_1(t)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = ct.$$

Aplicație

Prin iradiere se formează nuclee radioactive cu viteza constantă q . Cunoscând constanta de dezintegrare λ a nucleelor radioactive, să se determine numărul acestora în funcție de timp.

Soluție

Variația numărului de nuclee radioactive se datorează producerii cu viteza q și dezintegrării acestora (λN în unitatea de timp). Atunci:

$$\frac{dN}{dt} = q - \lambda N \quad \text{sau} \quad \frac{dN}{dt} + \lambda N = q$$

Pentru rezolvarea acestei ecuații se utilizează metoda variației constante. Soluția ecuației omogene este:

$$N = Ce^{-\lambda t}$$

Considerând C funcție de timp rezultă:

$$C(t) = C_1 + \frac{q}{\lambda} e^{\lambda t}$$

Atunci:

$$N = C_1 e^{-\lambda t} + \frac{q}{\lambda}$$

unde C_1 este o constantă care se determină din condiția ca la $t = 0$, $N(0) = 0$. Atunci $C_1 = -q/\lambda$ și rezultă:

$$N = \frac{q}{\lambda} [1 - e^{-\lambda t}]$$

Când $t \rightarrow \infty$ atunci $N_\infty = q/\lambda$.

4.5 Probleme

4.1 Timpul de înjumătățire al uraniului ^{235}U este $8,5 \times 10^8$ ani. Care este activitatea unui gram de substanță exprimată în μCi . ($1\text{Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$).

4.2 Un preparat de uraniu $^{238}_{92}\text{U}$, având masa de 1 g, emite $1,24 \times 10^4$ particule/secundă. Să se determine timpul de înjumătățire al izotopului.

4.3 Câte particule α emite un gram de $^{232}_{90}\text{Th}$ într-o secundă, dacă timpul de înjumătățire este de $1,34 \times 10^{10}$ ani.

4.4 Un minereu de uraniu $^{238}_{92}\text{U}$ are ca impuritate $^{206}_{82}\text{Pb}$. Acesta provine din dezintegrarea uraniului ($T_{1/2} = 4,5 \times 10^9$ ani). Cunoscând că în minereul de uraniu se găsește 20% plumb, să se determine vârsta minereului.

4.5 Izotopul de uraniu ${}^{238}_{92}\text{U}$ are timpul de înjumătățire de $4,5 \times 10^9$ ani și se dezintegrează prin emisia de particule α . Să se determine activitatea radioactivă a 3,7 g de uraniu.

4.6 Izotopul de poloniu ${}^{210}_{84}\text{Po}$ are timpul de înjumătățire de 140 zile. Câte nuclee vor rămâne nedezintegrate din 20 g de poloniu după 10 zile?

4.7 Izotopul de uraniu ${}^{238}_{92}\text{U}$ are timpul de înjumătățire $4,5 \times 10^9$ ani și se dezintegrează prin emisia de particule α . Care este timpul mediu de viață?

4.8 Care este numărul de particule α emise în 131,6 ore de 0,222 g de radon? Se dă $T_{1/2} = 3,8$ zile ($\mu = 222$ kg/kmol).

4.9 Să se calculeze masa următoarelor surse care au activitatea egală cu $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$.

- a) ${}^{238}_{92}\text{U}$, care are timpul de înjumătățire $T_{1/2} = 4,5 \times 10^{10}$ ani;
- b) ${}^{32}_{15}\text{P}$, care are timpul de înjumătățire $T_{1/2} = 14,5$ zile.

4.10 Definim activitatea specifică Λ_s ca fiind activitatea unității de masă a unei probe. Să se determine $T_{1/2}$ al izotopului ${}^{87}\text{Rb}$ dacă prin măsurarea activității unei probe de RbCl se găsește activitatea specifică egală cu $\Lambda_s = 1000$ dez/s gram. Abundența izotopică a ${}^{87}\text{Rb}$ este 27,85%. Masa molară a RbCl este $\mu = 120,92$ g/mol.

4.11 Să se calculeze activitatea specifică a ${}^{226}\text{Ra}$ cunoscând că timpul de înjumătățire este egal cu 1600 ani.

4.12 Activitatea unui radionuclid scade cu 40% într-o zi. Să se determine constanta de dezintegrare, timpul de înjumătățire și timpul de viață.

Capitolul 5

Mărimi dozimetrice

5.1 Caracterizarea câmpului de radiații

O regiune din vid sau dintr-o substanță străbătută de radiații generate de surse concentrate sau distribuite va fi denumită câmp de radiații.

Modelul câmpului de radiații lucrează cu valori medii, astfel încât câmpul de radiații poate fi descris prin funcții continue de coordonate și timp. Regiunile din spațiu și intervalul de timp considerat trebuie să îndeplinească două condiții:

- a) sunt suficient de mari pentru a putea neglija fluctuațiile statistice ale mărimilor caracteristice ale câmpului de radiații;
- b) sunt suficient de mici pentru ca valorile acestor mărimi să fie considerate "punctuale" sau "instantanee".

Pentru a caracteriza complet câmpul de radiații trebuie specificate:

- a) natura particulelor;
- b) distribuția spațială a particulelor;
- c) energia particulelor;
- d) direcția vitezei particulelor.

5.1.1 Mărimi cu ajutorul cărora se caracterizează câmpul de radiații

Vom nota cu N numărul de particule de o natură oarecare care sunt emise sau transmise. Pentru a caracteriza câmpul de radiații trebuie utilizate anumite mărimi:

- elementul de arie da , considerat ca arie a secțiunii diametrale a unei sfere care înconjoară punctul P. Această sferă poartă numele de *sferă elementară*. Motivul pentru care se consideră o sferă în jurul punctului P este acela de a lua în considerare totalitatea particulelor care se mișcă în toate direcțiile. În acest fel, fiecare particulă care străbate sfera considerată trece perpendicular printr-o secțiune diametrală a sferei. Dacă însă există un fascicul paralel de particule elementul de arie da poate fi luat ca fiind perpendicular pe direcția fascicului respectiv;

- elementul de unghi solid $d\Omega$ din jurul unei direcții $\vec{r}$;
- intervalul elementar de timp dt ;
- intervalul elementar de energie dE ;

Fluența de particule este definită ca numărul de particule ce intră în sfera elementară dN raportată la secțiunea diametrală da , sau, mai precis, ca raportul dintre numărul de particule care traversează în orice direcție sfera elementară având traiectoria normală la o secțiune diametrală de arie da .

$$\varphi = \frac{dN}{da} \quad (5.1)$$

Debitul fluenței de particule reprezintă fluența în unitatea de timp:

$$\phi = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d^2N}{dt da} \quad (5.2)$$

Radianța particulelor este o mărime care specifică distribuția particulelor după direcție. Ea reprezintă raportul dintre debitul fluenței particulelor care se propagă în elementul de unghi solid $d\Omega$ din jurul unei direcții specificate $\vec{\Omega}$:

$$p = \frac{d\phi}{d\Omega} \quad (5.3)$$

Energia a N particule emise, transmise sau primite o vom nota cu W . Astfel putem defini o serie de mărimi energetice:

Fluența energetică reprezintă raportul dintre energia particulelor care traversează sfera elementară și aria suprafeței diametrale.

$$\varphi_W = \frac{dW}{da} \quad (5.4)$$

Dacă toate particulele au fiecare energia ε rezultă o relație între fluența energetică și fluența de particule

$$\varphi_W = \varepsilon \frac{dN}{dt} = \varepsilon \varphi \quad (5.5)$$

Debitul fluenței energetice

$$\phi_W = \frac{d\varphi_W}{dt} = \frac{d^2W}{dt da} \quad (5.6)$$

Unitățile de măsură ale mărimilor anterioare, depind de unitățile de măsură în care se măsoară suprafața și energia. În general suprafața este măsurată în centimetri pătrați (cm^2), iar energia în megaelectronvolți (MeV). Dacă toate particulele au fiecare energia ε rezultă că:

$$\phi_W = \varepsilon \phi \quad (5.7)$$

5.2 Mărimi fizice în dozimetria radiațiilor

5.2.1 Doza absorbită

Doza absorbită este o mărime fundamentală în biologia radiațiilor, radiologia clinică și protecția radiologică. Ea este utilizată pentru toate tipurile de radiații și orice geometrie de iradiere, fiind definită astfel:

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad (5.8)$$

unde $d\bar{\varepsilon}$ este energia medie transmisă de radiația ionizantă materiei de masă dm . Doza absorbită reprezintă cantitatea de energie pe care radiația o cedează în unitatea de masă. Ea se măsoară în jouli pe kilogram (J/kg) în Sistemul Internațional de Unități. Această unitate are o denumire specifică, și anume *gray* (Gy).

$$1\text{Gy} = 1\text{J/kg}$$

O altă unitate utilizată este *radul*. Deși grayul este din ce în ce mai mult utilizat ca unitate de măsură, totuși radul este încă utilizat în literatura de specialitate. Radul (*radiation absorbed dose*) a fost introdus în 1953. Un rad reprezintă doza determinată de energia de 100 erg care este absorbită într-un gram de mediu absorbant.

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g} = 0,01 \text{ Gy} \quad (5.9)$$

Doza absorbită este o mărime măsurabilă și există standarde primare pentru determinarea ei. Atunci când se utilizează în aplicații practice

de protecție dozele sunt mediate pe volumele țesuturilor. Calculul dozei mediate depinde de omogenitatea expunerii și tipul radiațiilor. Pentru radiațiile cu penetrare mică (fotoni de energie mică, particule încărcate) și pentru țesuturile și organele distribuite pe o suprafață mare, distribuția dozei va fi eterogenă.

O mărime de interes este și rata (viteza) dozei absorbită. Rata dozei este exprimată în gray pe secundă (Gy/s).

5.2.2 Expunere

Termenul de *expunere* este utilizat pentru a descrie cantitatea de ioni produși când radiațiile X și gamma interacționează cu aerul. Expunerea poate fi măsurată în mod convențional prin colectarea sarcinilor electrice în aer, lucru care nu se poate realiza în cazul unei persoane. Roentgenul (R) este unitatea pentru expunere, el fiind definit doar pentru aer și se aplică numai radiațiilor X și radiațiilor gamma cu energii sub 3 MeV. 1 R reprezintă cantitatea de radiații X sau gamma care produc $2,58 \times 10^{-4}$ C de sarcini pozitive și negative într-un kilogram de aer.

Expunerea și rata expunerii se utilizează pentru radiații X și gamma numai în aer. Energia cedată în aer de către radiația care determină o expunere cu 1 R poate fi calculată, cunoscând că pentru producerea unei perechi de ioni este necesară o energie de 33,97 eV. Astfel doza respectivă este:

$$D(1 \text{ R}) = \frac{2,58 \times 10^{-4}}{1,6 \times 10^{-19}} \times 33,97 \times 1,6 \times 10^{-19} = 0,008764 \text{ Gy}$$

5.3 Mărimi de radioprotecție

5.3.1 Doza echivalentă

Introducerea noțiunii de *doză echivalentă* este necesară deoarece diferitele radiații produc distrugerii diferite în țesuturi pentru aceeași cantitate de energie cedată în țesuturi. Doza echivalentă este notată cu H_T (pentru un țesut sau organ). În **NSR-01 - Norme fundamentale de securitate radiologică** echivalentul doză se definește ca produsul dintre doza absorbită D și un factor de ponderare w_R în cazul unei radiații:

$$H_T = w_R D_{TR} \quad (5.10)$$

unde D_{TR} este doza absorbită mediată pe țesutul sau organul T datorată radiației R . În caz că se consideră totalitatea radiațiilor care ajung la țesutul respectiv:

$$H_T = \sum_R w_R D_{TR} \quad (5.11)$$

Factorii de ponderare țin cont de diferențele în efectul stocastic datorat diferitelor tipuri de radiații.

Trebuie făcută observația că în jurul anului 1960 ponderarea efectelor biologice ale radiațiilor era asociată factorului de calitate Q care era o funcție de mărimea numită *transfer liniar de energie*. Transferul liniar de energie se notează cu LET (linear energy transfer) și este energia cedată mediului din energia particulei raportată la unitatea de lungime:

$$LET = -\frac{dE}{dx} \quad (5.12)$$

unde dE reprezintă pierderea de energie ($dE < 0$) când particula străbate distanța dx în mediul considerat.

Valorile factorilor w_R au fost definite în funcție de eficacitatea biologică relativă pentru diferite radiații. Valorile eficacității biologice relative sunt date ca raportul dozei unei radiații de referință și valoarea corespunzătoare a dozei radiației care produce același efect ca și doza de referință. Radiația de referință aleasă este radiația X de 200 keV. Valorile factorilor de ponderare care sunt valabile la momentul actual sunt prezentate în Tabelul 5.1.

Tabelul 5.1

Factorii de ponderare ai diverselor tipuri de radiații
din Normele de Securitate Radiologică - 01.

Tipul radiației	w_R
Fotoni - toate energiile	1
Electroni și mioni (toate energiile)	1
Neutroni cu energia < 10 keV	5
Neutroni cu energia cuprinsă între 10 keV și 100 keV	10
Neutroni cu energia cuprinsă între 100 keV și 2 MeV	20
Neutroni cu energia cuprinsă între 2 MeV și 20 MeV	10
Neutroni cu energia mai mare de 20 MeV	5
Protoni, alți decât cei de recul cu energii mai mari de 2 MeV	5
Particule alfa, fragmente de fisiune, nuclee grele	20

În 2007 în Publicația 103 sunt prezentate ICPR (International Commission on Radiological Protection) asupra acestor factori (Tabelul 5.2):

Tabelul 5.2

Factori de ponderare recomandați de ICPR
în Publicația 103 din anul 2007

Tipul radiației	w_R
Fotoni	1
Electroni și mioni	1
Protoni și pioni încărcăți	2
Particule alfa, fragmente de fisiune, ioni grei	20
Neutroni	funcție continuă

Funcția continuă pentru neutroni este:

$$w_R = \begin{cases} 2,5 + 18,2 \exp \left[-\frac{(\ln E)^2}{6} \right] & E_n < 1 \text{ MeV} \\ 5,0 + 17,0 \exp \left[-\frac{(\ln 2E)^2}{6} \right] & 1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 50 \text{ MeV} \\ 2,5 + 3,25 \exp \left[-\frac{(\ln 0,04E)^2}{6} \right] & E_n > 50 \text{ MeV} \end{cases}$$

În aceste relații energia este considerată în megaelectroni volți (MeV).

În ultimii ani, protonilor li s-a acordat o mai mare atenție pentru evaluarea dozei de expunere a echipajelor din avioane și nave spațiale. Expunerea se datorează radiației solare și cosmice. În aceasta predomină protonii cu energie mare, iar protonii cu energii de câțiva megaelectronivolți sunt nesemnificativi. Parcursul acestor protoni este mic în țesuturi (protonii cu energia de 4 MeV au un parcurs de 0,25 mm, iar cei de 10 MeV au parcursul de 1,2 mm). Ei vor fi absorbiți la suprafața țesuturilor. ICPR a apreciat că este suficient să se adopte o singură valoare pentru w_R , deoarece numai protonii de energie mare sunt relevanți în câmpurile de radiație cosmică.

Pionii sunt particule încărcate pozitiv, negativ sau neutri întâlnite în atmosferă, la altitudine deoarece ele rezultă din interacțiunea radiațiilor cosmice primare cu atmosfera. Ei se mai găsesc ca parte a câmpurilor de radiație din spatele protecției acceleratoarelor de particule de energie mare. Masa lor este egală cu 273 mase electronice. Interacțiunea lor cu materia se face în principal prin efect Compton. Când pionii negativi ajung în repaus, ei sunt captați de nucleu care apoi se dezintegrează.

Unitatea de măsură în Sistemul Internațional a dozei echivalente este sievertul (Sv)

$$1\text{Sv} = 1 \text{ J/kg}$$

O unitate tolerată este rem-ul $1 \text{ rem} = 100 \text{ erg/g} = 0,01 \text{ Sv}$.

5.3.2 Doză efectivă

Doza echivalentă, așa cum a fost descrisă anterior, se utilizează pentru a decela acțiunea diferitelor tipuri de radiații. *Doza efectivă* ia în considerare sensibilitatea fiecărui țesut care este iradiat.

$$E_T = w_T H_T \quad (5.13)$$

unde w_T este *factorul de pondere al țesutului sau organului T*.

Doza efectivă E_T se măsoară tot în sievert. Dacă la radiații sunt expuse mai multe organe doza efectivă se calculează după formula:

$$E = \sum_T E_T = \sum_T w_T H_T \quad (5.14)$$

Unitatea de măsură este tot sievertul. În Tabelele 5.3 și 5.4 sunt prezentate valorile factorilor de ponderare tisulară conform Normelor de Securitate radiologică - 01, respectiv recomandărilor ICPR 2007.

5.3.3 Doza echivalentă angajată $H_T(\tau)$

Această mărime ia în considerare radioizotopii încorporați de corpul uman care iradiază țesuturile. Mărimea iradierii depinde de timpul fizic de înjumătățire al izotopilor, precum și de retenția acestora în organism. Acești radioizotopi, pot iradia țesutul mulți ani după încorporarea lor în organism. Doza echivalentă angajată, este doza echivalentă datorită unui radionuclid încorporat de un organism într-o perioadă de timp specificată:

$$H_T(\tau) = \int_0^\tau \dot{H}(t) dt \quad (5.15)$$

unde $\dot{H}(t)$ este debitul dozei echivalente în interiorul organismului.

Tabelul 5.3

Factori de pondere tisulară w_T , conform recomandărilor ICPR 1991 și Normelor de Securitate Radiologică-01.

Țesut	w_T
Gonade	0,20
Măduvă osoasă	0,12
Colon	0,12
Plămâni	0,12
Stomac	0,12
Vezică urinară	0,05
Sâni	0,05
Ficat	0,05
Esofag	0,05
Tiroidă	0,05
Piele	0,01
Suprafața osoasă	0,01
Restul organelor/țesuturilor	0,05

Tabelul 5.4

Factori de pondere tisulară w_T , conform recomandărilor ICPR 2007.

Țesut	w_T
Gonade	0,08
Măduvă osoasă	0,12
Colon	0,12
Plămâni.	0,12
Stomac	0,12
Vezica urinară	0,04
Sâni	0,12
Ficat	0,04
Esofag	0,04
Tiroidă	0,04
Piele	0,01
Glande salivare	0,01
Creier	0,01
Suprafața osului	0,01
Restul organelor/țesuturilor	0,12

5.3.4 Doza efectivă angajată $E(\tau)$

Doza efectivă angajată se calculează cu o relație echivalentă celei dintre doza echivalentă și cea efectivă:

$$E(\tau) = \sum_T w_T H_T(\tau) \quad (5.16)$$

Timpul τ se consideră după ce radionuclidul a fost încorporat. ICPR recomandă ca doza angajată să fie atribuită anului în care s-a produs încorporarea. Pentru lucrători doza efectivă angajată este evaluată pe o perioadă de 50 de ani care urmează încorporării. Valoarea a fost considerată ca fiind durată de viață activă medie a unei persoane tinere care începe să lucreze.

Această doză este folosită, de asemenea, în estimările prospective de doză pentru populație. În aceste cazuri se recomandă tot o perioadă de angajament de 50 de ani. Pentru copii doza este evaluată pe 70 de ani. Unitatea de măsură pentru cele două mărimi este sievertul.

5.4 Mărimi operaționale

Mărimile dozimetrice precum doza echivalentă și doza efectivă nu sunt măsurabile în practică și, prin urmare, nu pot fi utilizate direct ca mărimi de monitorizare a radiației. Mărimile operaționale sunt utilizate pentru evaluarea dozei efective și a dozelor echivalente în țesuturi și organe. Ele oferă o estimare sau o limită superioară pentru valoarea mărimilor pentru protecție asociate unei expuneri sau unei expuneri potențiale a persoanelor în cele mai multe condiții de iradiere. Pentru dozimetria internă nu au fost definite mărimi operaționale care să furnizeze o evaluare directă a dozei echivalente sau efective. Pentru calculul dozelor interne sunt aplicate diferite metode de evaluare, bazate pe diverse măsurători de activitate și pe aplicarea unor modele biocinetice (modele numerice).

5.4.1 Echivalent de doză ambiental $H^*(10)$

Echivalentul de doză ambiental, $H^*(10)$ într-un punct dintr-un câmp de radiație este *echivalentul de doză* care ar fi produs de câmpul expandat

și aliniat corespunzător în sfera ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurement) la o adâncime de 10 mm pe direcția câmpului aliniat.

Echivalentul de doză H , este produsul dintre D , doza absorbită într-un punct din țesut și Q , factorul de calitate pentru radiația specificată:

$$H = DQ \quad (5.17)$$

Unitatea de măsură a echivalentului de doză este tot sievertul (Sv).

Factorul de calitate Q (LET) este factorul care caracterizează eficacitatea biologică a unei radiații, definit ca o funcție de transferul liniar de energie (LET) măsurat în kiloelectronivolți pe micrometru keV/ μ m.

$$Q(LET) = \begin{cases} 1 & LET < 10 \text{ keV}/\mu\text{m} \\ 0,32LET - 2,2 & 10 \leq LET \leq 100 \text{ keV}/\mu\text{m} \\ 300/\sqrt{LET} & LET > 100 \text{ keV}/\mu\text{m} \end{cases} \quad (5.18)$$

Factorul de calitate Q , a fost înlocuit de factorul de ponderare pentru radiație în definiția dozei echivalente, dar este utilizat la calculul mărimilor operaționale.

Sfera ICRU este o sferă realizată dintr-un material echivalent țesutului. Ea are diametrul de 30 cm, densitatea egală cu unitatea și are în compoziție 76,2 % oxigen, 11,1 % carbon, 10,1 hidrogen și 2,6 % azot.

Un câmp de radiație expandat este un câmp ipotetic, în care fluența spectrală și unghiulară are aceeași valoare în toate punctele unui volum suficient de mare, și egală cu valoarea din câmpul real la punctul de interes. Expandarea câmpului de radiație garantează că întreaga sferă ICRU a fost imaginată să fie expusă la un câmp de radiație omogen cu aceleași caracteristici ca și cele din punctul de interes din câmpul de radiație real.

Câmpul expandat și aliniat este un câmp derivat din câmpul real a cărui fluență are aceeași valoare pretutindeni în volumul de interes ca și câmpul real în punctul de referință, cu excepția faptului că fluența este unidirecțională. Practic, fluența câmpului aliniat este egală cu integrala radianței peste un unghi solid de 4π . În acest câmp de radiație ipotetic sfera ICRU este iradiată omogen dintr-o singură direcție.

În cele mai multe situații de expunere externă la radiații, echivalentul de doză ambiental are rolul de a furniza o estimare sau o limită superioară pentru valoarea dozei echivalente pe care o pot încasa persoanele

care intră în câmpul respectiv. Totuși, această definiție nu este corespunzătoare în cazul câmpurilor de radiație de mare energie cum sunt cele din vecinătatea acceleratorilor și a câmpurilor de radiații cosmice. În aceste cazuri, adâncimea la care se atinge echilibrul particulelor este mai mare de 10 mm și din acest motiv mărimile operaționale vor subestima dozele efective.

Echivalentul de doză ambiental este o mărime cu care se monitorizează mediul.

5.4.2 Echivalent de doză individual $H_P(d)$

Monitorizarea individuală a expunerii este realizată cu dozimetre personale purtate pe corp. Valoarea mărimii operaționale este determinată de valoarea mărimii respective lângă punctul unde este purtat dozimetrul.

Echivalentul de doză individual $H_P(d)$ este echivalentul de doză în țesutul moale ICRU la o adâncime corespunzătoare d sub un punct specificat pe corpul uman. Punctul specificat este de obicei dat de poziția unde este purtat dozimetrul personal. Pentru evaluarea dozelor efective se alege $d = 10$ mm și pentru evaluarea dozei efective la piele, mâini și picioare $d = 0,07$ mm. În cazul particular al monitorizării dozei la cristalin se consideră $d = 3$ mm.

Pentru o poziție în fața trunchiului (la piept) mărimea $H_P(10)$ furnizează de cele mai multe ori o estimare bună a dozei efective E .

5.5 Expunerea ocupațională

La monitorizarea expunerii ocupaționale la radiație externă se măsoară echivalentul de doză personal $H_P(10)$. Această valoare este acceptată ca o estimare a dozei efective cu condiția expunerii uniforme a întregului corp. Pentru expunerea internă, dozele efective angajate sunt determinate dintr-o evaluare a încorporării de radionuclizi prin măsurători de parametri biologici sau alte mărimi (excreții zilnice). Aceste valori sunt combinate pentru evaluarea dozei efective totale:

$$E \cong H_P(10) + E(50) \quad (5.19)$$

Pentru evaluarea dozei efective din expunerea externă, potrivit relației (5.19), este necesar ca dozimetrul personal să fie purtat pe corp la o

poziție reprezentativă. Pentru expunerea internă, doza efectivă angajată se poate calcula cu ajutorul relației:

$$E(50) = \sum_j e_{j,inh}(50) I_{j,inh} + \sum_j e_{j,ing}(50) I_{j,ing} \quad (5.20)$$

unde $e_{j,inh}(50)$ este coeficientul de doză efectivă angajată pentru activitatea încorporată prin inhalare a radioizotopului j , $I_{j,inh}$ este activitatea radioizotopului j încorporat prin inhalare, $e_{j,ing}$ este coeficientul de doză efectivă angajată pentru activitatea încorporată prin ingestie a radioizotopului j , $I_{j,ing}$ este activitatea radioizotopului j încorporat prin ingestie.

5.6 Expunerea populației

Expunerea populației cuprinde toate acele expuneri, altele decât expunerile medicale ale pacienților și expunerile profesionale. Deși expunerea la sursele de radiații naturale este cea mai importantă aceasta nu înseamnă că există justificare pentru reducerea atenției acordate expunerilor mai mici. Doza efectivă anuală la persoane este suma dozei efective datorită expunerii externe plus doza angajată datorită nuclizilor încorporați în acel an. Această doză este obținută nu din monitorizarea individuală, ci în special este determinată prin măsurători de mediu, de efluenți și prin modelare. Componenta datorată evacuărilor de efluenți poate fi estimată prin monitorizarea efluenților instalațiilor existente sau prin predicții de la instalații în curs de proiectare. Aceste informații sunt utilizate în legătură cu modelarea radioecologică (analiza căilor de transport din mediu prin aer, prin apă, sol, sedimente, plante, animale și oameni).

5.7 Limite de doze

Valorile prezentate sunt cele din Normele de Securitate Radiologică NSR 01.

1. Persoanele expuse profesional
 - a) Limita dozei efective este de 20 mSv pe an.
 - b) În limita condiției anterioare sunt valabile următoarele limite de doză echivalentă H :

- 150 mSv pe an pentru cristalin;
- 500 mSv pe an pentru piele: limita se aplică pentru valoarea medie a dozei pe 1 cm^2 pe cea mai puternic iradiată zonă a pielii;
- 500 mSv pentru extremitățile mâinilor și picioarelor.

Femeilor gravide trebuie să li se asigure condiții ca doza efectivă primită de făt să fie minimă (sub 1 mSv pe toată perioada de graviditate rămasă de la depistarea sarcinii). În plus, femeilor care alăptează li se interzic activități ce implică un risc semnificativ de contaminare.

2. Limite de doze pentru populație

a) Limita dozei efective este de 1 mSv pe an. În condiții speciale CNCAN poate autoriza pe an o limită de 3 mSv, cu condiția ca valoarea medie pe 5 ani consecutivi a dozei efective să nu depășească 1 mSv pe an.

b) În limita acestei condiții sunt valabile următoarele limite de doză echivalentă H :

- 15 mSv pe an pentru cristalin;
- 50 mSv pe an pentru piele: limita se aplică pentru valoarea medie a dozei pe 1 cm^2 pe cea mai puternic iradiată zonă a pielii;

3. Persoanele în curs de pregătire

a) sub 16 ani limitele de doze sunt cele pentru populație.

b) pentru persoanele între 16 și 18 ani care în cursul pregătirii lor sunt nevoite să utilizeze surse de radiații, limita dozei efective este de 6 mSv pe an.

c) În limita condiției de mai sus sunt valabile următoarele limite de doză echivalentă H :

- 50 mSv pe an pentru cristalin;
- 150 mSv pe an pentru piele: limita se aplică pentru valoarea medie a dozei pe 1 cm^2 pe cea mai puternic iradiată zonă a pielii;
- 150 mSv pe an pentru extremitățile mâinilor și picioarelor.

Aplicație

În timpul scanării stomacului cu ajutorul unui aparat de raze X pacientul primește o doză de 0,36 Gy. Să se calculeze doza efectivă primită de pacient. Pentru razele X, $w_R = 1$, iar pentru stomac $w_T = 0,12$.

Soluție

Doza echivalentă este:

$$H = w_R D = 0,3 \times 1 = 0,3 \text{ Sv}$$

Doza efectivă este:

$$E = w_T \times H = 36 \text{ mSv}$$

Aplicație

Un organ încasează $D_1 = 0,15 \text{ mGy}$ de la o radiație cu $w_{R1} = 6$ și $D_2 = 0,22 \text{ mGy}$ de la o radiație cu $w_{R2} = 10$. Care este doza absorbită și doza echivalentă?

Soluție

$$D = 0,15 + 0,22 = 0,37 \text{ mGy}$$

Doză echivalentă este:

$$H = w_{R1}D_1 + w_{R2}D_2 = 3,1 \times 10^{-3} \text{ Sv}$$

5.8 Fundamentele radioprotecției

Radioprotecția reprezintă un instrument pentru managementul măsurilor de protecție a sănătății împotriva riscurilor pentru persoane și mediu apărute ca urmare a utilizării radiației ionizante.

Principiile radioprotecției:

Conform Standardelor Internaționale de Bază elaborate de Agenția Internațională pentru Energie Atomică (IAEA) orice activitate umană care introduce surse adiționale radioactive și care crește astfel expunerea sau probabilitatea de expunere a persoanelor sau numărul persoanelor expuse se numește *practică*.

Nici o practică nu trebuie autorizată dacă nu produce un beneficiu suficient persoanelor expuse sau societății, care să compenseze daunele pe care radiația le-ar putea cauza, adică numai dacă practica este justificată. Pentru aceasta, trebuie luați în considerare factorii sociali, economici sau alți factori relevanți.

În anul 1990 ICPR a expus principiile protecției radiologice, independent de situațiile de intervenție.

1. Principiul justificării

Orice decizie care modifică situația de expunere trebuie să genereze beneficii și să micșoreze detrimentul cauzat.

Prin detriment se înțelege totalitatea daunelor care ar putea fi suferite de către un grup expus și de către descendenții acestora, ca urmare a expunerii grupului la radiații provenind de la o sursă.

În norma NSR-01 se statuează că CNCAN va autoriza o practică dacă are o justificare temeinică. În plus, practicile existente vor fi reevaluate ori de câte ori apar noi situații cu privire la consecințele și eficiența acestora. Sunt considerate nejustificate următoarele practici:

- cele care implică activitatea de iradiere, introducerea deliberată de substanțe radioactive în alimente, băuturi, cosmetice, sau orice alte mărfuri sau produse destinate ingestiei, inhalării sau transferului transdermic către o ființă umană;
- cele care implică utilizarea radiațiilor sau substanțelor radioactive în scop de divertisment, recreere sau în produse ca jucării, bijuterii personale sau ornamente.

2. Principiul optimizării protecției

Probabilitatea de a suporta o expunere, numărul persoanelor expuse și mărimea dozelor individuale trebuie menținute atât de mici cât este rezonabil de obținut. Nivelul de protecție trebuie să fie cel mai bun în circumstanțele date, maximizând marja beneficiului față de detriment.

Optimizarea include principiul ALARA (*As Low As Reasonably Achievable*): dozele trebuie să fie minime. Optimizarea practicilor este un proces continuu iterativ care implică:

- evaluarea situației la expunere incluzând orice expuneri potențiale;
- selectarea unei valori adecvate pentru constrângere sau nivel de referință;
- identificarea opțiunilor de protecție posibile;
- selectarea celei mai bune opțiuni în circumstanțele date;
- aplicarea opțiunii selectate.

3. Principiul aplicării limitelor de doze

Doza totală încasată de orice persoană, de la sursele reglementate și din situațiile de expunere planificată altele decât expunerea medicală, nu trebuie să depășească limitele recomandate.

Astfel, expunerea persoanelor trebuie restrânsă astfel încât doza efectivă totală cauzată de o anumită practică nu trebuie să depășească o limită relevantă de doză, cu excepția condițiilor speciale. Limita de doză nu se aplică expunerii medicale.

Există trei tipuri de expunere:

1. *Expunerea profesională*, care are loc în cursul activității lucrătorilor precum și expunerile de la practicile sau sursele exceptate de norme.
2. *Expunerea populației*, este expunerea suferită de persoanele din populație la diverse tipuri de surse. În general, la expunerea populației

fiecare sursă va avea ca rezultat o distribuție a dozelor pe mai mulți indivizi. Pentru a caracteriza obiectivele protecției populației, ICPR a utilizat conceptul de "grup critic" pentru a caracteriza un individ care primește o doză care este reprezentativă pentru persoanele din populație cu cea mai mare expunere.

3. *Expunerea medicală.* Sunt expunerile suferite de pacienți ca urmare a diagnosticului medical (radiografii, cobaltoterapie), de persoanele altele decât cele expuse profesional, care ajută voluntar la sprijinirea și susținerea pacientului sau de voluntari în programe de cercetare biomedicală care implică expunerea acestora.

În vederea optimizării radioprotecției se introduc noțiunile de constrângere sau restricție și nivele de referință.

Constrângerea de doză este o restricție impusă dozelor pe care persoanele le pot eventual primi de la o anumită sursă de radiații. Ea este utilizată la proiectarea protecției la radiații în scopul optimizării radioprotecției și al respectării limitelor de doze în cazul expunerii cumulative la radiații datorate mai multor practici și/sau mai multor surse de radiații din cadrul aceleiași practici și/sau emisiilor de efluenți produse de-a lungul timpului.

O constrângere servește ca margine superioară în optimizarea practicilor. Constrângerile de doză nu sunt limite de doză și nu se aplică în cazul pacienților care sunt supuși unor terapii ce implică iradiieri.

Nivele de referință. În situații de expunere de urgență sau expunere existentă controlabilă, nivelele de referință reprezintă nivelul de doză sau risc peste care este necorespunzător să se planifice o practică. ICPR a propus o valoare de 100 mSv, peste care există o probabilitate mare a efectelor deterministe și un risc semnificativ de cancer.

Astfel de expuneri ar fi justificate, fie pentru că expunerea nu poate fi evitată, fie în situații excepționale, așa cum ar fi salvarea de vieți sau prevenirea unor dezastre grave.

5.9 Organisme Internaționale

Trebuie menționate în final organismele internaționale relevante în radioprotecție:

1. ICPR (*International Commission on Radiological Protection*). Ea a fost înființată în 1928 și furnizează ghiduri și recomandări în domeniul

protecției radiologice. Ultimele recomandări au apărut în 2007 în cadrul Publicației 103 și ele înlocuiesc recomandările din 1990 - Publicația ICPR 60. La momentul actual, aceste recomandări nu au fost incluse în Legislația din România.

2. UNSCEAR - *United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation* elaborează rapoarte privind utilizarea și efectele radiației atomice.

3. IAEA (*Agencia Internațională pentru Energie Atomice - International Atomic Energy Agency*) este un organism independent interguvernamental înființat în 1957 și care avea la finalul anului 2009 un număr de 151 de state membre. Este organismul care stabilește standarde de securitate pentru protecția sănătății și oferă sprijin la cererea unui stat, pentru aplicarea acestor standarde. Agenția a publicat în 1996 *International basic safety standards for protection against ionizing radiation and for the safety of radiation sources (Safety Series no. 115)*

4. ICRU - *International Commission on Radiation Units and Measurement* este comisia responsabilă de unitățile de măsură utilizate.

5.10 Legislație națională în domeniul nuclear

Activitățile din domeniul nuclear sunt reglementate de *Legea privind desfășurarea în siguranță a activităților nucleare nr. 111/1996* cu modificările aduse ulterior.

În anul 1996 Consiliul Uniunii Europene a adoptat Directiva 96/26/*Euroatom* de stabilire a normelor de securitate de bază privind protecția sănătății lucrătorilor și a populației împotriva pericolelor cauzate de radiații ionizante. Această directivă a fost introdusă în legislația națională prin *Normele Fundamentale de Securitate Radiologică NSR-01* emise în anul 2000 de către CNCAN (*Comisia Națională pentru Controlul Activităților Nucleare*).

CNCAN a emis în continuare o serie de norme specifice dintre care amintim:

- *Norme fundamentale de securitate radiologică NSR-01*
- *Proceduri de autorizare NSR-03*
- *Norme de dozimetrie individuale NSR-06*

- *Norme de securitate radiologică privind eliberarea permiselor de exercitare a activităților nucleare și desemnarea experților acreditați în protecția radiologică NSR-07*
- *Norme de radioprotecție operațională privind desfășurarea practicii de control nedistructiv cu radiații ionizante NSR-10*
- *Norme de securitate radiologică în practicile de radiobiologie și diagnostic și radiologie intervenționale NSR-11*
- *Norme de securitate radiologică în practica de radioterapie NSR-12*
- *Norme de securitate radiologică - Sisteme de măsurare cu surse de radiații NSR-13*

5.11 Probleme

5.1 Care este densitatea fluxului de fotoni produși de o sursă punctiformă de ^{137}Cs cu activitatea de 1 mCi la distanța de 100 cm? Izotopul ^{137}Cs emite radiații γ în 85% din transformările radioactive suferite.

5.2 Să se calculeze numărul total de ioni produși în aer de o particulă alfa cu energia de 4,78 MeV emisă de ^{226}Ra .

5.3 Care este doza absorbită în aer ce corespunde unei expunerii de 100 mR?.

5.4 O sursă punctiformă de ^{60}Co care emite un număr egal de fotoni de 1,17 și 1,33 MeV determină o densitate a fluxului de $5,9 \times 10^9$ fotoni/cm²s. Care este expresia densității fluxului de energie, exprimată în MeV/cm²s?

5.5 Care este doza absorbită într-o regiune cu volumul de 40 cm³ dintr-un organ cu densitatea de $\rho = 0,93 \text{ g/cm}^3$ care absoarbe o energie de $3 \times 10^5 \text{ MeV}$ din câmpul de radiații?

5.6 Într-un depozit de surse radioactive durată maximă impusă este de 3 ore. Se cere debitul dozei efective la locul de muncă respectiv în condițiile expunerii profesionale limită de 20 mSv/an. Se presupune că într-un an se lucrează 46 de săptămâni, 5 zile pe săptămână.

Capitolul 6

Interacțiunea radiațiilor cu materia

6.1 Introducere

Radiația, fie corpusculară fie cea electromagnetică, are anumite proprietăți precum masa, energia, impuls și sarcină, care determină modul în care aceasta interacționează cu materia. În general, particulele încărcate își pierd energia prin ionizare în timp ce fotonii își pierd energia prin procese de împrăștiere și absorbție.

Tabelul 6.1

Parcursul în aer și apă al diferitelor tipuri de radiații.

Radiație	Sarcină	Energie	Parcurs în aer	Parcurs în apă
α	$+2e$	3 – 10 MeV	2 – 10 cm	20 – 125 μm
β^+, β^-	$\pm e$	0 – 3 MeV	0 – 10 m	< 1 cm
Neutroni	0	0 – 10 MeV	0 – 100 m	0 – 1 m
Radiații X	0	0,1 – 100 keV	m – 10 m	mm – cm
Radiații γ	0	0,1 – 10 MeV	m – 100 m	cm – zeci de cm

Pentru descrierea modificării energiei particulelor și energia absorbită de mediu se utilizează o serie de mărimi:

1. *Puterea de stopare* S . Ea reprezintă pierderea de energie a particulei pe unitatea de lungime:

$$S = -\frac{dE}{dl} \quad (6.1)$$

unde dE este pierderea de energie când particula parcurge distanța dl . Ea depinde de natura radiației, energia acesteia precum și de mediul prin care trece radiația.

2. *Transfer liniar de energie* (LET) reprezintă energia care este transferată pe unitatea de lungime mediului prin care trece particula:

$$LET = \frac{dE}{dl} \quad (6.2)$$

Deși relațiile de definiție ale puterii de stopare și transferului liniar de energie sunt asemănătoare ele sunt mărimi diferite. Trebuie remarcat că LET este diferit de S , deoarece nu ia în considerare radiația de frânare care transportă energie departe de locul unde are loc interacțiunea radiației cu materia.

3. *Ionizarea specifică* (IS) reprezintă numărul de perechi de ioni produși de radiația ionizantă pe unitatea de lungime:

$$IS = \frac{dN}{dx} \quad (6.3)$$

unde dN este numărul de perechi de ioni produși de radiație pe distanța dx . Cantitatea de energie necesară pentru a crea o pereche de ioni în aer este 33,97 eV, mărime care poate fi rotunjită la 34 eV.

4. *Puterea relativă de stopare* (S_{rel}). Această mărime este utilizată pentru compararea pierderii de energie în diverse substanțe față de un mediu de referință precum aerul:

$$S_{rel} = \frac{(dE/dx)_{mediu}}{(dE/dx)_{aer}} = \frac{R_{aer}}{R_{mediu}} \quad (6.4)$$

unde R_{aer} este parcursul radiației în aer și R_{mediu} este parcursul radiației în mediul respectiv. O modalitate aproximativă de calcul al puterii relative de stopare este:

$$S_{rel} = \frac{\rho_{mediu}}{\rho_{aer}} \quad (6.5)$$

5. *Kerma (kinetic energy released per unit mass)*. Aceasta este o mărime care se referă la energia cinetică a tuturor particulelor încărcate eliberată de particule neîncărcate (neutroni, fotoni) în unitatea de masă. Din punct de vedere matematic, Kerma se definește:

$$K = \frac{dE_{cin}}{dm} \quad (6.6)$$

unde dE_{cin} este energia cinetică a particulelor încărcate care apar ca rezultat al interacțiunii radiației în elementul de masă dm . Kerma este o mărime care nu este independentă de tipul țintei (adică al materialului pe care cade radiația). Trebuie remarcat că energia particulelor încărcate eliberate (în principiu electroni) nu este cedată decât parțial în zona în care acestea sunt produse.

6.2 Interacțiunea cu materia a particulelor alfa și a nucleelor grele

Particulele alfa, nucleeele grele de recul, fragmentele de fisiune sunt încărcate din punct de vedere electric și interacționează cu materia în principal prin forțele coulombiene dintre sarcinile lor pozitive și electronii orbitali. Deși interacțiunea acestor particule cu nucleeele (de exemplu, împrăștierea Rutherford a particulelor alfa) este posibilă, un astfel de fenomen este extrem de rar. Ciocnirile dintre particulele grele încărcate și atomii sau moleculele materialului implică forțe electrice de atracție sau respingere. De exemplu, o particulă încărcată care trece pe lângă un atom exercită forțe electrice asupra electronilor atomului respectiv. Dacă particula are o traiectorie care este apropiată de atomul respectiv, mărimea forțelor poate fi suficientă pentru a separa un electron orbital de atom, determinând ionizarea acestuia. Interacțiunea care duce la o ionizare apare ca o ciocnire dintre particula încărcată și atom. Particula pierde energie în cursul ciocnirii. Parte din această energie este necesară pentru a rupe electronul din legătura sa cu atomul, iar restul este cedată electronului ejectat ca energie cinetică. Electronul ejectat poate la rândul său să producă noi ionizări. Particulele alfa interacționează cu mulți electroni astfel că acestea pierd energie în mod continuu. Transferul de energie liniar este mare astfel că adâncimea de pătrundere este mică (de ordinul micrometrilor). Datorită masei mari a particulelor alfa

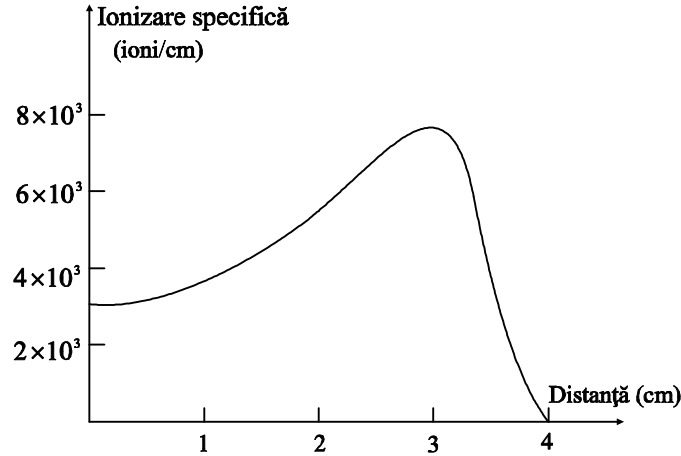


Figura 6.1: Ionizarea specifică a unei particule alfa cu energia 5,3 MeV emisă de ^{210}Po (poloniu) în aer la presiunea de 760 torr și temperatura 15 °C.

parcursul lor în materie este o linie dreaptă. Foarte puține particule alfa sunt deviate de la direcția inițială. Acele particule sunt cele care interacționează direct cu nucleele atomilor, fenomen care este foarte rar din cauza dimensiunii foarte mici a acestora.

Pierderea continuă de energie prin ionizarea mediului reduce viteza particulei. Atunci când o particulă alfa își reduce viteza și se oprește, ea captează doi electroni și se transformă într-un atom de heliu. Trebuie remarcat că ionizarea specifică nu este constantă de-a lungul parcursului particulei (Fig. 6.1).

Fragmentele de fisiune au un parcurs scurt. Cele două fragmente de fisiune care provin de la un atom de uraniu își împart o energie de aproximativ 170 MeV (70 MeV în cazul fragmentului ușor cu $A = 95$ și 100 MeV în cazul fragmentului greu cu $A = 140$). Fiecare fragment are o sarcină de aproximativ $+20e$ și din această cauză drumul lor prin materie este de câțiva micrometri. În uraniu unde sunt produse, fragmentele de fisiune parcurg 7 – 14 μm .

6.2.1 Parcursul particulelor alfa

Pentru a defini parcursul particulelor alfa ne referim la următorul experiment (Fig. 6.2). Particulele alfa provenite de la o sursă sunt trecute printr-un material absorbant a cărui grosime poate fi variată. Particulele

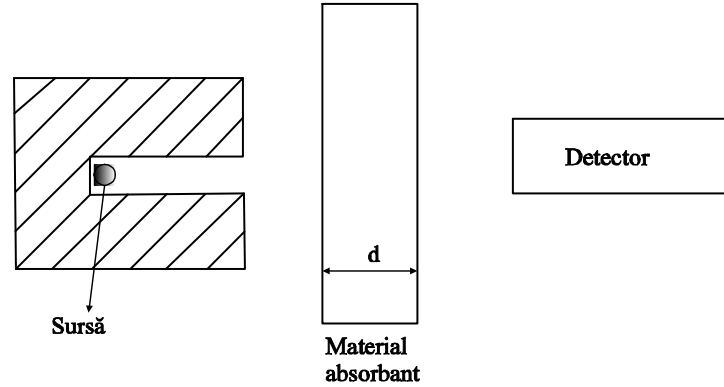


Figura 6.2: Experimentul prin care se determină parcursul particulelor alfa.

alfa care trec prin absorbant sunt înregistrate cu un detector.

Pentru valori mici ale grosimii absorbantului, singurul efect este că particulele α pierd o parte din energie și trec prin aceasta. Deoarece traiectoria particulelor este o linie dreaptă, numărul total de particule care ating detectorul rămâne același. Nu există nici o atenuare până ce grosimea absorbantului se apropie de cea mai scurtă traiectorie pe care o au particulele alfa în materie. Crescând grosimea, sunt stopate din ce în ce mai multe particule alfa și intensitatea detectată de detector scade brusc (Fig. 6.3). Putem defini parcursul mediu ca fiind grosimea absorbantului care reduce numărul de particule înregistrate de detector la jumătate (în același interval de timp). Un alt parcurs este parcursul extrapolat care este obținut prin extrapolarea unei porțiuni liniare de la capătul graficului. Particulele alfa traversează materia în linie dreaptă astfel că drumul parcurs de particulă în materie este chiar parcursul mediu definit anterior. Pentru electroni, care sunt particule ușoare, acest lucru nu mai este valabil deoarece când un electron suferă o ciocnire își schimbă direcția și traiectoria sa este o linie frântă. Parcursul mediu al particulelor alfa este dependent de energia lor. O formulă empirică pentru parcursul mediu al particulelor alfa în aer este:

$$R = 0,325 \times E^{3/2} \quad (6.7)$$

Relația inversă este:

$$E = 2,12 \times R^{2/3} \quad (6.8)$$

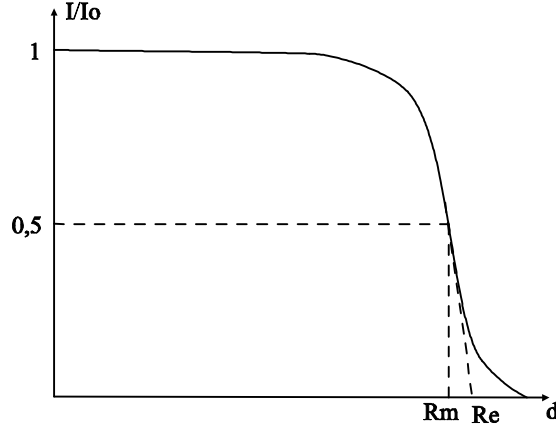


Figura 6.3: Parcursul particulelor alfa într-un material absorbant.

În relațiile (6.7) și (6.8), R este exprimat în centimetri iar E - energia este exprimată în megaelectronivolți (MeV).

Parcursul particulelor α în aer poate fi folosit pentru a determina parcursul în alt material:

$$R_{mediu} = \frac{\rho_{aer}}{\rho_{mediu}} R_{aer} \sqrt{\frac{\mu_{mediu}}{\mu_{aer}}} \quad (6.9)$$

unde ρ_{aer} este densitatea aerului, ρ_{mediu} este densitatea materialului respectiv, μ_{mediu} este masa molară a materialului și μ_{aer} masa molară echivalentă a aerului. Densitățile considerate sunt în grame pe centimetru cub (g/cm^3). Înlocuind valorile pentru aer ale mărimilor ρ_{aer} și μ_{aer} se obține:

$$R_m = 2,4 \times 10^{-4} \times \frac{\sqrt{\mu_{mediu}}}{\rho_{mediu}} R_{aer} \quad (6.10)$$

Aplicație

O suprafață contaminată cu ^{239}Pu emite particule alfa cu energia 5,144 MeV în 15,1 % din cazuri și energia 5,156 MeV în 73,3 % din cazuri. Suprafața este acoperită cu rășină ce conține fibră de sticlă cu densitatea $\rho = 1 \text{ g}/\text{cm}^3$. Cât de gros trebuie să fie acest strat pentru a stopa în totalitate particulele alfa emise? Se cunoaște masa molară a substanței care acoperă suprafața contaminată $\mu = 18 \text{ g}/\text{mol}$.

Soluție

Particulele alfa cu energia cea mai mare au un parcurs în aer egal cu

$$R_{aer} = 0,325 \times E^{3/2} = 0,325 \times (5,156)^{3/2} = 3,805 \text{ cm}$$

Atunci parcursul în substanța care acoperă suprafața contaminată este

$$R = 2,4 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{18}}{1} \times 3,805 = 38 \text{ } \mu\text{m}$$

Exemplul menționat arată că particulele alfa au un parcurs foarte mic în materie. Astfel, câțiva centimetri de aer, o folie de hârtie sau o pereche de mânuși sunt suficiente pentru a stopa în totalitate particulele alfa.

6.3 Interacțiunea particulelor beta cu materia

O particulă β^- este un electron a cărui origine se află în nucleul atomului radioactiv. Deoarece masa electronului este $m_e = 9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}$, atunci când energia acestuia este de ordinul megaelectronivolți, viteza sa este apropiată de viteza luminii. Particulele β pierd energia în patru moduri:

- a) prin ionizare directă;
- b) electroni delta;
- c) prin radiația de frânare;
- d) prin radiație Cerenkov.

Energia pierdută prin ionizare directă. Particulele β^- ce au suficientă energie ca prin interacțiunea cu un atom pot să scoată un electron din învelișul acestuia. Dacă particulele β^- elimină electroni din păturile K , L sau M sunt emise și radiații X caracteristice, deoarece locurile libere rămase în păturile inferioare sunt ocupate de electronii din păturile superioare. Traectoria particulei β^- va fi una în formă de linie frântă.

Parcursul particulelor β^- este mult mai mare decât al particulelor alfa, deoarece transferul liniar de energie și puterea de stopare sunt relativ mici. O particulă cu energia 3 MeV care produce aproximativ 50 perechi pe ioni/cm are în aer un parcurs de aproximativ 10 m. În Fig. 6.4 este prezentat procesul de ionizare directă.

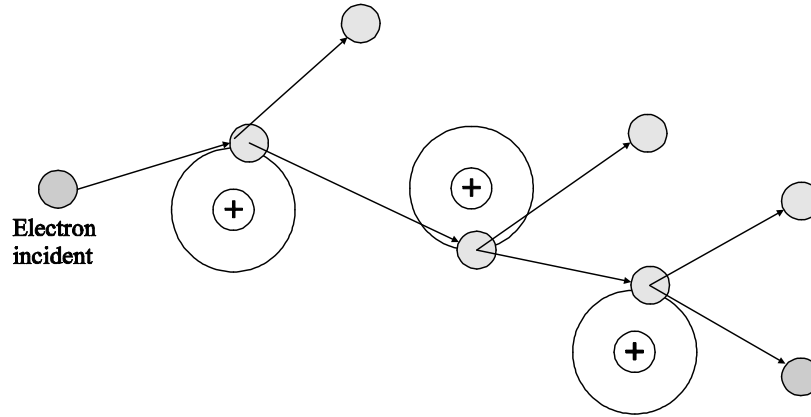


Figura 6.4: Procesul de ionizare directă. Traectoria unei particule β este în zig zag în materie.

Electronii delta sunt electroni care apar de-a lungul traiectoriei particulelor beta inițiale prin ionizarea primară, care au suficientă energie (de ordinul a 1 keV) să poată ioniza la rândul lor alți atomi. Traectoriile acestor electroni secundari formează razele delta. Denumirea lor vine de la faptul că procesele de ionizare ale acestor electroni secundari pornesc de la traiectoria electronului inițial de o parte și de alta a acesteia precum niște raze. Ei au fost observați în emulsii fotografice.

Energia pierdută prin radiație de frânare. Radiația de frânare se referă la emisia de radiații când particulele încărcate sunt accelerate sau decelerate în interiorul unui material. Astfel, când particulele β trec pe lângă nucleu ele își modifică viteza și direcția de deplasare, încât ele pierd energie prin emisie de radiații electromagnetice care poartă numele de *radiație de frânare*.

Forța cu care particulele β^- sunt deviate este proporțională cu sarcina nucleară Ze a țintei. Deoarece particulele β^- se pot apropia de nuclee sub diverse unghiuri, particulele β^- vor produce un spectru continuu al radiațiilor de frânare. Intensitatea radiației de frânare este proporțională cu numărul atomic al țintei. Trebuie remarcat că pentru radiația β^- de 2 MeV în plumb ($Z=82$), 10% din energie este convertită în energia radiațiilor de frânare. În cazul că această radiație este absorbită în țesuturi doar 1% din energie este convertită în energie a radiațiilor de frânare.

Radiația Cerenkov. Particulele beta cu viteze foarte mari (mai mari decât viteza luminii în acel mediu) pot cauza emisia unei radiații vizibile

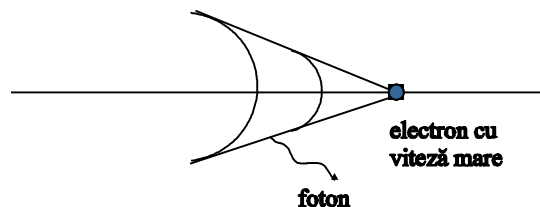


Figura 6.5: Efectul Cerenkov. Viteza electronului trebuie să fie mai mare decât viteza luminii în mediul respectiv.

albastre, fenomen numit efect Cerenkov (Fig. 6.5). Radiația Cerenkov apare atunci când

$$v_{\beta} > \frac{c}{n}$$

unde c este viteza luminii în vid iar n este indicele de refracție al mediului respectiv.

6.4 Atenuarea particulelor beta

Pentru determinarea atenuării particulelor beta se realizează un experiment asemănător cu cel utilizat pentru determinarea parcursului particulelor alfa. Gradul de absorbție este determinat prin numărul de pulsuri detectate atunci când în fața sursei sunt puși absorbanți de diverse grosimi (Fig. 6.6). Se remarcă că rata de numărare scade pe măsură ce grosimea stratului de absorbant crește. Spre deosebire de cazul particulelor alfa unde rata de numărare este constantă pentru grosimi mici ale absorbantului, în cazul particulelor beta, rata de numărare scade pe măsură ce grosimea stratului absorbant crește și ajunge la o valoare care rămâne aproximativ constantă pentru grosimi mari ale stratului de absorbant. Coada curbei nu reflectă transmisia de particule beta, ci pune mai degrabă în evidență radiațiile X de frânare generate de particule beta în absorbant, precum și fondul de radiații. Intersecția dintre dreapta ce extrapolează porțiunea liniară a curbei și dreapta ce reprezintă fondul de radiații poartă numele de *parcurs extrapolat*. El este puțin mai mic decât parcursul maxim al particulelor beta, dar diferența dintre acestea este puțin semnificativă. Parcursul extrapolat este invers proporțional cu densitatea materialului absorbant. Din acest motiv se va lucra cu parcursul masic R :

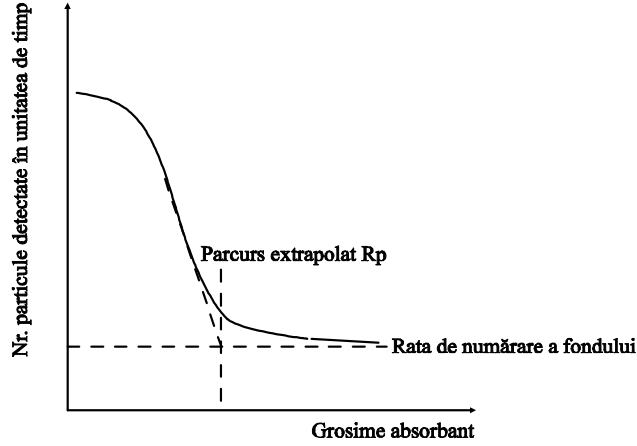


Figura 6.6: Absorbția particulelor beta funcție de grosimea de absorbție.

$$R = \rho R_e$$

unde ρ este densitatea, iar cu R_e este parcursul extrapolat. S-a găsit că parcursul masic extrapolat are aproximativ aceeași valoare în diverse materiale.

Acest lucru permite să se calculeze parcursul în diverse materiale pornind de la parcursul radiațiilor beta în apă. Deoarece parcursul masic are aceeași valoare în orice mediu

$$R_e \rho = R_{ea} \rho_a \quad (6.11)$$

unde R_e este parcursul extrapolat în mediu, ρ este densitatea mediului, R_{ea} este parcursul extrapolat în apă și ρ_a este densitatea apei, rezultă:

$$R_e = R_{ea} \frac{\rho_a}{\rho} = \frac{R_{ea}}{\rho} \quad (6.12)$$

S-a ales apa ca material de referință deoarece densitatea apei este egală cu unitatea și, în plus, este foarte apropiată de densitatea țesutului. În Fig. 6.7 este arătat parcursul extrapolat al particulelor beta în apă pentru energii până la 10 MeV.

S-au găsit relații empirice pentru parcursul masic al radiațiilor beta în funcție de energia lor. Dacă parcursul masic R se măsoară în grame pe centimetru pătrat (g/cm^2) și energia E în megaelectronivolți (MeV) se pot utiliza următoarele formule.

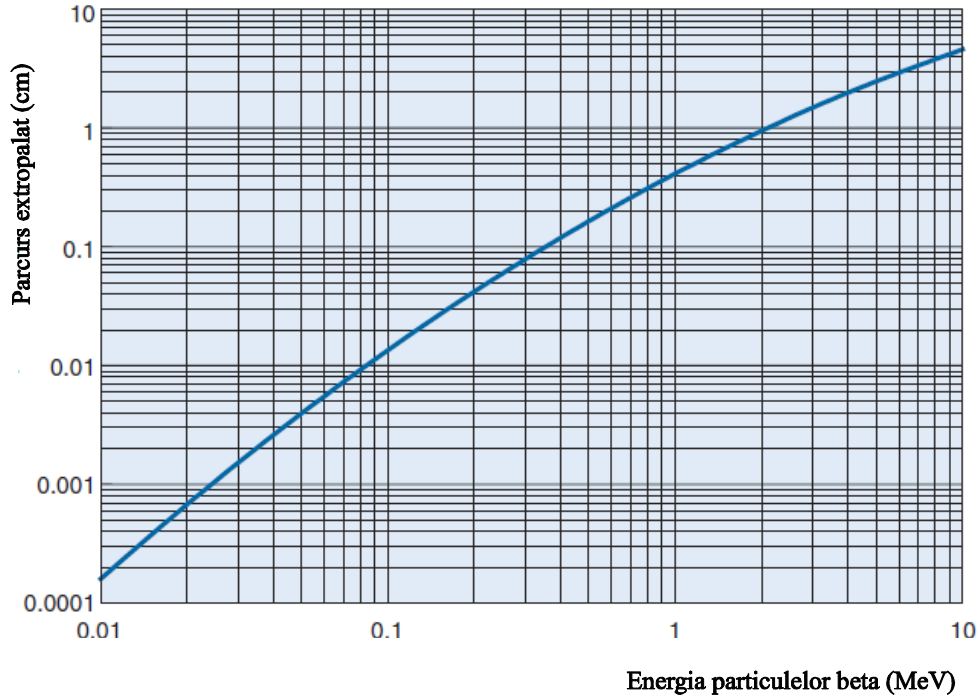


Figura 6.7: Parcursul particulelor beta în apă funcție de energie. Scările sunt logaritmice.

Pentru energii cuprinse în intervalul

$$0,01 \leq E \leq 2,5 \text{ MeV} \quad (6.13)$$

relația pentru parcursul masic este dată de:

$$R = 0,412 \times E^{1,265 - 0,0954 \times \ln E} \text{ g/cm}^2 \quad (6.14)$$

Pentru energii

$$E \geq 0,6 \text{ MeV} \quad (6.15)$$

relația pentru parcursul masic este dată de:

$$R \simeq 0,542E - 0,133 \text{ g/cm}^2 \quad (6.16)$$

Descreșterea numărului de particule beta în funcție de grosimea stratului absorbant este dată de o lege exponențială:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu_\beta \rho x} \quad (6.17)$$

unde ρ este densitatea materialului exprimată în grame pe centimetru cub (cm^3/g), iar μ_β este coeficientul masic de absorbție al radiațiilor beta exprimat în centimetru pătrat pe gram. Relația este totuși una aproximativă și este valabilă numai pentru grosimi mai mici decât parcursul în mediu al electronilor.

Aplicație

Să se estimeze parcursul masic a particulelor beta emise de ^{90}Y cu energia maximă 2,28 MeV în oase a căror densitate este $1,9 \text{ g/cm}^3$.

Soluție

Parcursul masic este

$$R = 0,542 \times E - 0,133 = 0,542 \times 2,28 - 0,133 = 1,1028 \text{ g/cm}^2$$

Parcursul în centimetri este:

$$d = \frac{R}{\rho} = \frac{1,1028}{1,9} = 0,58 \text{ cm}$$

6.5 Calcularea dozei absorbite datorată particulelor beta

Calcularea dozei absorbite datorată radiațiilor beta se face considerând numărul de particule care își pierd energia în mediu și fracția de energie care este cedată în unitatea de masă. Considerăm că N particule cad pe un material absorbant cu suprafața S și grosimea dx .

Numărul de particule care-și pierd energia atunci când străbat un strat de grosime dx este dat de numărul de particule care interacționează cu mediul și ies din fascicul. Acest număr este proporțional cu numărul de particule incidente N și grosimea stratului dx prin care trec aceste particule.

$$dN = N\mu_{l\beta}dx \quad (6.18)$$

unde $\mu_{l\beta}$ este coeficientul liniar de absorbție. El se exprimă în general în centimetru la minus unu (cm^{-1}). Totuși, de cele mai multe ori se utilizează o altă mărime, numită *coeficient masic de absorbție* μ_β care este exprimat în centimetru pătrat pe gram (cm^2/g). El este legat de coeficientul liniar de absorbție $\mu_{l\beta}$ prin relația:

$$\mu_\beta = \frac{\mu_{l\beta}}{\rho} \quad (6.19)$$

unde ρ este densitatea mediului exprimată în grame pe centimetru cub. Atunci relația 6.18 devine:

$$dN = N\mu_\beta\rho dx \quad (6.20)$$

Dacă considerăm că dN reprezintă variația numărului de particule din fasciculul inițial atunci:

$$dN = -N\mu_\beta\rho dx$$

și prin integrarea acestei relații se obține relația (6.17).

Considerăm $\bar{E}$ - energia medie corespunzătoare fiecărei particule. Astfel energia transferată în porțiunea de material considerată este:

$$dE = N\bar{E}\mu_\beta\rho dx \quad (6.21)$$

Energia transferată mediului în unitatea de volum este:

$$\frac{dE}{Sdx} = \frac{N}{S}\bar{E}\mu_\beta\rho \quad (6.22)$$

Energia transferată mediului în unitatea de masă, care reprezintă doza absorbită se obține prin împărțirea relației (6.22) la densitatea ρ :

$$\frac{dE}{dM} = \frac{dE}{\rho Sdx} = \frac{N}{S}\bar{E}\mu_\beta = \varphi\bar{E}\mu_\beta \quad (6.23)$$

Relația (6.23) exprimă doza absorbită datorată particulelor beta în material în gray (Gy), dacă toate mărimile din această relație ar fi exprimate în mărimi din SI. Dar în practică acest lucru nu se întâlnește deoarece fluența de particule φ este definită ca numărul de particule pe centimetru pătrat (cm^{-2}), coeficientul de atenuare masic μ_β în centimetru pătrat pe gram (cm^2/g) și energia $\bar{E}$ este exprimată în megaelectronvolți (MeV). Atunci unitatea de măsură pentru dE/dM este:

$$\left[\frac{dE}{dM} \right] = \frac{1}{\text{cm}^2} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \text{MeV} = \frac{\text{MeV}}{\text{g}}$$

Din acest motiv vom ține cont că:

$$1 \text{ MeV} = 1,6 \times 10^{-13} \text{ J} \quad \text{și} \quad 1 \text{ g} = 10^{-3} \text{ kg}$$

Astfel doza exprimată în gray se calculează cu formula:

$$D [\text{Gy}] = \varphi \bar{E} \mu_{\beta} \times \frac{1,6 \times 10^{-13} \text{ J}}{10^{-3} \text{ kg}} = \varphi \bar{E} \mu_{\beta} \times 1,6 \times 10^{-10} \text{ Gy} \quad (6.24)$$

Debitul dozei $\dot{D}$ (doza în unitatea de timp) se obține considerând în relația (6.24) în locul fluenței φ , debitul fluenței ϕ :

$$\dot{D} = \phi \bar{E} \mu_{\beta} \times 1,6 \times 10^{-10} \text{ Gy/s} \quad (6.25)$$

Dacă se dorește exprimarea debitului dozei în gray pe oră (Gy/h) atunci debitul dozei exprimat în gray pe secundă (Gy/s) se înmulțește cu 3600:

$$\dot{D} [\text{Gy/h}] = \dot{D} [\text{Gy/s}] \times 3600 = \phi \bar{E} \mu_{\beta} \times 5,678 \times 10^{-7} \text{ Gy/h}$$

Energia medie $\bar{E}$ a particulelor beta se poate calcula aproximativ cu relația:

$$\bar{E} \simeq \frac{1}{3} E_{\max} \quad (6.26)$$

și exact cu relațiile (3.6) și (3.7).

Pentru coeficienții de absorbție se pot folosi relațiile:

$$\mu_{\beta, \text{ aer}} = 16(E_{\beta \max} - 0,036)^{-1,4} \text{ cm}^2/\text{g} \quad (6.27)$$

$$\mu_{\beta, \text{ țesut}} = 18,6(E_{\beta \max} - 0,036)^{-1,37} \text{ cm}^2/\text{g} \quad (6.28)$$

$$\mu_{\beta, \text{ alt mediu}} = 17(E_{\beta \max})^{-1,14} \text{ cm}^2/\text{g} \quad (6.29)$$

În relațiile anterioare energia maximă $E_{\beta \max}$, este exprimată în megaelectronvolți (MeV).

Aplicație

Care este rata dozei absorbite de către o persoană aflată la 1 m de o sursă de 1 Ci de ^{32}P care emite particule beta cu $E_{\beta \max} = 1,71 \text{ MeV}$ și $E_{\beta \text{ mediu}} = 0,695 \text{ MeV}$, presupunând că nu există nicio atenuare când particulele trec prin aer?

Soluție

Densitatea fluxul particulelor beta este:

$$\Phi = \frac{\Lambda}{4\pi r^2} = \frac{3,7 \times 10^{10}}{4 \times 3,14 \times 100^2} = 2,95 \times 10^5 \text{ particule/cm}^2\text{s}$$

Coeficientul de absorbție în țesut este

$$\mu_\beta = 18,6 \times (E_{\beta\text{max}} - 0,036)^{-1,37}$$

$$\mu_\beta = 18,6 \times (1,71 - 0,036)^{-1,37} = 9,18 \text{ cm}^2/\text{g}$$

Atunci debitul dozei este:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} = 5,768 \times 10^{-7} \times \Phi_\beta \times E_{\beta\text{mediu}} \times \mu_\beta = 1,08 \text{ Gy/h}$$

6.6 Interacțiunea radiației gamma cu materia

Principalele moduri în care radiația gamma interacționează cu materia sunt: efectul fotoelectric intern, efectul Compton și producerea de perechi. Alte interacțiuni posibile sunt procesele de împrăștiere Rayleigh și Mie. Aceste interacțiuni au diverse energii de prag și există anumite energii pentru care secțiunile eficace de interacție au valori mari pentru diferite materiale. Chiar dacă fotonii din fascicul au energie suficientă pentru a suferi orice tip de interacțiune nu toți fotonii suferă aceleași interacțiuni. Acest lucru se petrece deoarece modul în care trebuie privită interacțiunea fotonilor cu materia este unul statistic, probabilitatea de interacțiune fiind caracterizată cu ajutorul secțiunii eficace.

6.6.1 Efectul fotoelectric

Efectul fotoelectric constă în scoaterea unui electron dintr-un atom atunci când acesta interacționează cu un foton. Ca exemplu putem considera interacțiunea unui foton incident cu un electron de pe pătura K (Fig. 6.8). Energia cinetică a electronului emis este:

$$E_c = E_\gamma - E_l \quad (6.30)$$

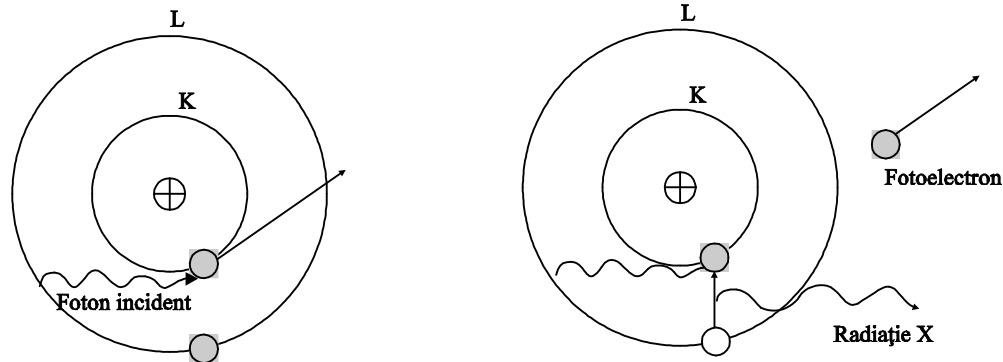


Figura 6.8: Efectul fotoelectric.

unde E_c este energia cinetică a electronului, E_γ este energia fotonului și E_l este energia de legătură a electronului. Deoarece în pătura interioară se creează un gol, acesta este ocupat de un electron de pe o pătură superioară. În urma acestei tranziții este emisă o radiație X caracteristică sau un electron Auger. În elementele ușoare energiile de legătură și energiile caracteristice radiațiilor X sunt de ordinul a câtorva kiloelectronivolți sau mai mici. Din acest motiv, energia radiației X sau a electronilor Auger reprezintă o fracție foarte mică din energia fotonului absorbit. În cazul elementelor grele, ca iodul sau plumbul, energiile de legătură sunt de ordinul a 20–100 keV și energia radiațiilor X sau a electronilor Auger reprezintă o fracție importantă din energia fotonului absorbit. Coeficientul de atenuare liniar datorat efectului fotoelectric este proporțional cu secțiunea eficace de realizare a procesului.

$$\tau \sim \frac{Z^5}{E^3} \quad (6.31)$$

unde Z este numărul atomic al atomului iar E este energia fotonului.

Putem concluziona că efectul fotoelectric este important pentru nuclee cu Z mare și particule gamma cu energii mici. În general, efectul fotoelectric are loc cu electronii aflați pe pătura K . Trebuie remarcat că:

- a) efectul fotoelectric implică electronii legați;
- b) atunci când energia fotonului depășește cu puțin energia de legătură dintr-o pătură secțiunea eficace se modifică rapid (crește brusc și apoi începe să scadă).
- c) 80% din valoarea secțiunii de realizare a efectului fotoelectric este datorată interacțiunii fotonilor incidenți cu electronii de pe pătura K .

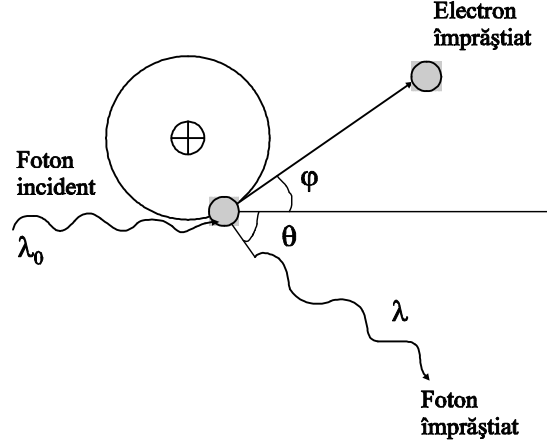


Figura 6.9: Efectul compton

Energia cinetică este cedată materiei lângă locul unde a avut loc efectul. Parcursul extrapolat al acestor electroni poate fi determinat cu o bună aproximație pentru țesuturile vii utilizând Fig. 6.7.

6.6.2 Efect Compton

Efectul Compton reprezintă împrăștierea unui foton pe un electron liber sau aproape liber (Fig. 6.9)

În urma împrăștierii, lungimea de undă asociată fotonului variază cu:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (6.32)$$

unde m_e este masa de repaus a electronului, h este constanta lui Planck, iar c este viteza luminii. Energia fotonului împrăștiat este:

$$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda} = \frac{hc}{\lambda_0 + \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)} = \frac{hc}{\lambda_0} \left[1 + \frac{hc}{\lambda_0 m_e c^2} (1 - \cos \theta) \right]^{-1}$$

Notând cu $E_{\gamma 0} = \frac{hc}{\lambda_0}$ energia fotonului incident se obține:

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \left[1 + \frac{E_{\gamma 0}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right]^{-1} \quad (6.33)$$

În cazul în care fotonul este împrăștiat înapoi, energia acestuia este minimă. Astfel dacă $\theta = 180^\circ$, $\cos 180^\circ = -1$ și:

$$E_{\gamma \min} = \frac{E_{\gamma 0}}{1 + \frac{2E_{\gamma 0}}{m_e c^2}} \quad (6.34)$$

În acest caz, electronului i se transmite energia maximă.

$$E_{e \max} = E_{\gamma 0} - \frac{E_{\gamma 0}}{1 + \frac{2E_{\gamma 0}}{m_e c^2}} = \frac{E_{\gamma 0}^2}{E_{\gamma 0} + \frac{m_e c^2}{2}} \quad (6.35)$$

Dacă energia fotonului incident este mult mai mare decât energia de repaus a electronului atunci:

$$E_{\gamma 0} \gg m_e c^2 = 0,51 \text{ MeV}$$

și:

$$E_{\gamma \min} \simeq E_{\gamma 0} \frac{m_e c^2}{2E_{\gamma 0}} \simeq \frac{m_e c^2}{2} \quad (6.36)$$

$$E_{\gamma m} \simeq 0,255 \text{ MeV} \quad (6.37)$$

Astfel energia maximă a electronului emis este:

$$E_{e \max} = E_{\gamma 0} - 0,255 \text{ MeV} \quad (6.38)$$

În Tabelul 6.2 sunt arătate câteva valori ale energiei minime $E_{\gamma \min}$ a fotonului împrăștiat și a energiei maxime $E_{e \max}$ a electronului emis, pentru diverși radionuclizi:

Tabel 6.2

Energia minimă a fotonului împrăștiat
și energia maximă a electronului emis.

Radionuclid	$E_{\gamma 0}$ (keV)	$E_{\gamma \min}$ (keV)	$E_{e \max}$ (keV)
^{125}I	27,5	24.8	2,7
^{133}Xe	81	62	19
^{131}I	364	150	214
^{60}Co	1330	214	1116

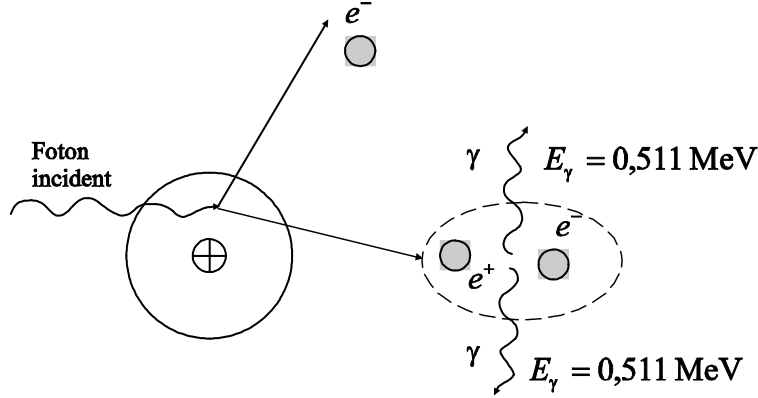


Figura 6.10: Crearea de perechi.

Astfel energia fotonului se schimbă puțin în cazul fotonilor incidenți de energie mică. La energii mari ale fotonilor incidenți $E_{\gamma \text{ min}}$ se apropie de valoarea de 255 keV.

Coeficientul de atenuare liniar datorat efectului Compton este proporțional cu numărul atomic Z și invers proporțional cu energia fotonului:

$$\sigma \sim \frac{Z}{E} \quad (6.39)$$

Spre deosebire de efectul fotoelectric, efectul Compton implică interacția fotonului incident cu un electron slab legat (de pe păturile exterioare) de atomul respectiv. Frația din energia fotonului incident care este transferată electronului împrăștiat sub formă de energie cinetică crește pe măsură ce energia fotonului incident crește. Procesul Compton este procesul cel mai important în cazul absorbției de energie în țesuturi pentru fotonii cu energia cuprinsă în intervalul 100 keV – 10 MeV.

6.6.3 Producerea de perechi

Când un foton de energie mare, $E_{\gamma} > 1,022 \text{ MeV}$, interacționează cu un câmp electromagnetic intens, precum acela produs de un nucleu, energia sa poate fi convertită într-o pereche electron–pozitron. Producerea de perechi este un exemplu clasic al teoriei relativității (Fig. 6.10).

Energia rămasă ($h\nu - 1,022 \text{ MeV}$) după proces se împarte între electron e^- și pozitron e^+ dar aceasta nu este împărțită în mod egal. Pozi-

tronul primește un exces de energie deoarece asupra pozitronului acționează o forță de respingere din partea nucleului, iar electronul este încetinit. Energia câpătată de pozitron este mai mare cu $0,0075 \times Z$ MeV decât energia $\frac{1}{2}(hv - 1,022)$ MeV. Electronul și pozitronul își pierd energia prin ionizări și interacțiuni de excitare. Când un pozitron și-a pierdut toată energia cinetică și a ajuns aproape în repaus, urmează anihilarea sa cu un electron care determină apariția a doi fotoni cu energia de 0,511 MeV. Energia celor doi fotoni nu trebuie considerată o energie absorbită în mediu. Fotonii rezultați prin anihilare pot produce la rândul lor efect fotoelectric sau Compton, astfel că doar o parte din energia lor va fi absorbită în mediu.

Coefficientul de atenuare datorat producerii de perechi se exprimă astfel:

$$\kappa \sim Z^2 \times (E - 1,022) \quad (6.40)$$

unde Z este numărul atomic și E energia fotonului în megaelectronvolți.

În Fig. 6.11 este prezentată variația în funcție de energie a coeficienților de atenuare datorată efectului fotoelectric, efectului Compton, generării de perechi precum și coeficientului liniar de atenuare, care este suma celor trei coeficienți anteriori.

6.6.4 Împrăștierea coerentă (Rayleigh)

Împrăștierea coerentă are loc între un foton și un atom privit ca un întreg. Deoarece masa atomului este mult mai mare decât a fotonului foarte puțină energie revine atomului după împrăștiere. Fotonul practic este împrăștiat fără să-și piardă energia. Împrăștierea coerentă este importantă doar pentru energii mici ale fotonului (< 50 keV) și este un mecanism prin care se transferă energie în materie.

6.7 Atenuarea fasciculelor de fotoni

Fotonii interacționează cu materia în mod diferit față de particulele încărcate electric. Aceasta se datorează faptului că interacțiunea fotonilor cu materia este una localizată sau discretă. Astfel, un foton care nu interacționează nu-și modifică energia și nici direcția de mișcare. Atenuarea fasciculelor de fotoni are loc tot după o lege exponențială:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6.41)$$

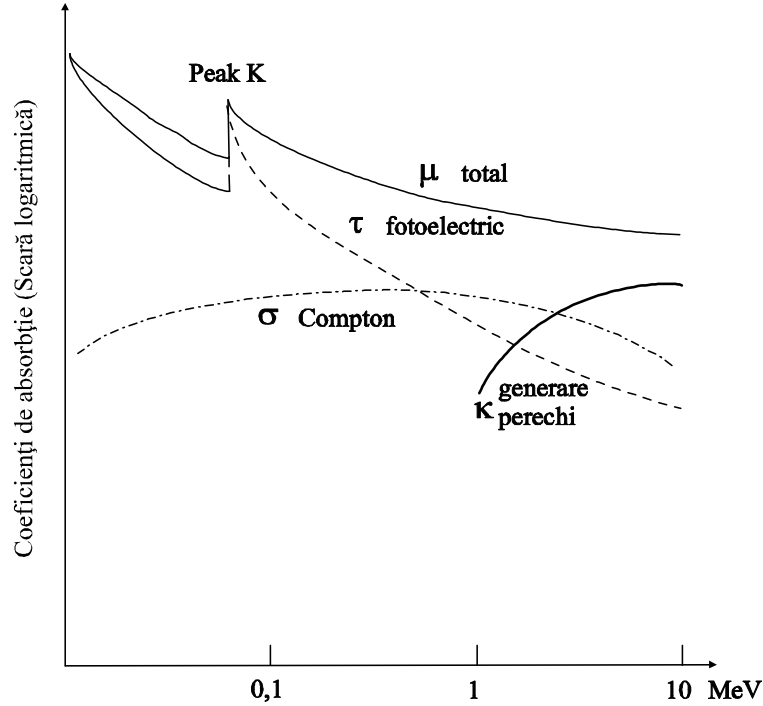


Figura 6.11: Dependența de energie a coeficienților de atenuare liniari ai radiației gamma.

unde I intensitatea fasciculului (care reprezintă numărul de fotoni, fluența sau debitul fluenței) incidentă pe suprafața unui absorbant de grosime x , iar μ este coeficientul de atenuare liniar. În relația (6.41) coeficientul de atenuare liniar poate fi exprimat în funcție de coeficienții de atenuare (liniari) fotoelectric, Compton și producere de perechi:

$$\mu \simeq \tau + \alpha + \kappa \quad (6.42)$$

6.8 Transferul de energie

Când are loc interacțiunea unui foton într-un material absorbant, o parte din energia acestuia este transmisă unui electron (prin efect fotoelectric sau Compton) și o parte se regăsește în energia fotonului împrăștiat (Compton). Acest foton împrăștiat poate să părăsească materialul

absorbant fără niciun transfer de energie. Electronul care a căpătat energie după interacțiunea cu fotonul inițial, produce ionizări în materie sau poate să emită radiație de frânare care poate să părăsească absorbantul sau să producă și ea noi ionizări. Aceste procese sunt puternic dependente de energia fotonului incident. Într-un singur act de interacțiune este greu de prezis modul în care energia este transferată de la foton și energia care este absorbită de mediul respectiv. Putem vorbi doar despre o energie medie transferată de la fotonul incident la electroni și de o energie medie absorbită de mediu. În Tabelul 6.3 este prezentată energia medie transferată și energia medie absorbită pentru fotoni de diverse energii. De exemplu, în cazul fotonilor cu energia de 10 MeV care interacționează cu carbonul, imediat după interacțiune, electronilor le este transferată o energie medie egală cu 7,30 MeV. Din aceasta energie, doar 7,04 MeV este cedată absorbantului, iar restul de 0,26 MeV se disipează în mediul înconjurător.

Tabelul 6.3

Energia medie transferată și energia medie absorbită a unor fotoni care interacționează cu carbonul.

Energie foton	Energie medie transferată	Energie medie absorbită
0,01 MeV	0,00865 MeV	0,00865 MeV
0,1 MeV	0,0141 MeV	0,0141 MeV
1 MeV	0,440 MeV	0,440 MeV
10 MeV	7,3 MeV	7,04 MeV
100 MeV	95,53 MeV	71,90 MeV

Pentru a înțelege aceste procese remarcăm că transferul de energie de la fotonii incidenți către mediul absorbant poate fi privit ca un proces care are loc în două etape (Fig. 6.12).

a) În prima etapă fotonul scoate un electron din atom (prin efect fotoelectric sau Compton) sau produce o pereche de electron – pozitron dacă energia fotonilor incidenți este suficient de mare. Putem caracteriza aceste interacțiuni prin *coeficientul liniar de transfer al energiei*. Considerăm o porțiune de grosime dx și suprafață S dintr-un absorbant caracterizat de coeficientul liniar de atenuare μ pe care cad N fotoni. Atunci numărul de fotoni care sunt scoși din fasciculul inițial, adică numărul de fotoni care-și transferă o parte din energie este:

$$dN = \mu N dx \quad (6.43)$$

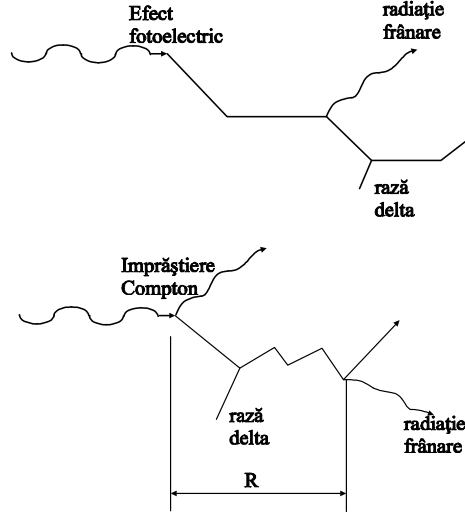


Figura 6.12: Pierderea de energie a radiației gamma. R reprezintă parcursul mediu al fotoelectronilor care apar prin efect fotoelectric și al electronilor împrăștiați prin efect Compton.

Notând cu $\bar{E}_{tr}(h\nu)$ energia medie pe care un foton de energie $h\nu$ o transferă electronilor mediului, rezultă că energia transferată de cei dN fotoni electronilor sub formă de energie cinetică este egală cu:

$$dE_t = \bar{E}_{tr}(h\nu)dN = \bar{E}_{tr}(h\nu)\mu Ndx = \left[\mu \frac{\bar{E}_{tr}(h\nu)}{h\nu} \right] Nh\nu dx \quad (6.44)$$

Atunci $Nh\nu = E_i$ este energia incidentă pe suprafața materialului considerat. Definim *coeficientul liniar de transfer al energiei* ca fiind:

$$\mu_{tr} = \mu \frac{\bar{E}_{tr}(h\nu)}{h\nu} \quad (6.45)$$

unde notația $\bar{E}_{tr}(h\nu)$ pune în evidență faptul că energia medie transferată electronilor este funcție de energia fotonilor $h\nu$. Astfel relația (6.44) devine:

$$dE_t = \mu_{tr} \frac{E_i}{S} Sdx = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \frac{E_i}{S} \rho Sdx \quad (6.46)$$

Cum $E_i/S = \varphi_{en}$ este fluența energetică, ρ este densitatea materialului iar $\rho Sdx = dM$ masa materialului considerat relația (6.46) devine:

$$dE_t = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \varphi_{en} dM \quad (6.47)$$

Astfel putem caracteriza procesele de transfer de energie prin energia transferată unității de masă. Această mărime este kerma:

$$K = \frac{dE_t}{dM} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \varphi_{en} \quad (6.48)$$

Dacă μ_{tr} și φ_{en} ar fi exprimate în unități SI, kerma s-ar exprima în jouli pe kilogram. Deoarece μ_{tr} se exprimă în centimetri la minus unu, ρ se exprimă în grame pe centimetru cub (g/cm^3), iar φ_{en} în megaelectronivoltzi pe centimetru pătrat (MeV/cm^2), pentru ca kerma să se exprime în jouli pe kilogram (J/kg), este nevoie ca în relația (6.48) să se introducă un factor egal cu $1,6 \times 10^{-10}$. Această discuție este similară cu cea efectuată la calculul dozei absorbite în material datorată radiației beta. Rezultă:

$$K = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \varphi_{en} \times 1,6 \times 10^{-10} \text{ J/kg} \quad (6.49)$$

Pornind de la relația (6.44) această mărime se poate exprima și în funcție de fluența particulelor

$$dE_t = dN \bar{E}_{tr} = \frac{\mu}{\rho} \bar{E}_{tr}(hv) \frac{N}{S} \rho S dx = \varphi \frac{\mu}{\rho} \times \bar{E}_{tr}(hv) \times dM \quad (6.50)$$

Astfel

$$K = \frac{dE_t}{dM} = \varphi \frac{\mu}{\rho} \times \bar{E}_{tr}(hv) \times 1,6 \times 10^{-10} \text{ J/kg} \quad (6.51)$$

unde $\bar{E}_{tr}$ energia medie transferată mediului este exprimată în megaelectronivoltzi pe centimetru (MeV/cm^2), μ/ρ este coeficientul de atenuare masic exprimat în centimetru pătrat pe gram (cm^2/g) și φ fluența de particule exprimată în centimetri la minus doi (cm^{-2}).

Interacțiunile Compton, efectul fotoelectric și generarea de perechi sunt procese locale deoarece în fiecare din aceste tipuri de interacțiuni este implicat un singur atom. În această regiune are loc transferul de energie de la fotonul incident la electronii secundari (fotoelectroni, electroni Compton). Electronii secundari părăsesc regiunea elementară în care au fost produși cu o anumită energie cinetică.

Din cauza smulgerii fotoelectronului, atomul respectiv rămâne ca ion pozitiv, cu o vacanță electronică. Vacanța se ocupă prin rearanjarea

electronilor orbitali. Ca urmare a acestei rearanjări sunt emise radiații X caracteristice sau electroni Auger.

b) În al doilea proces electronii secundari își transferă energia mediului prin procese de excitări și ionizări. Electronii secundari au un parcurs care este mult mai mare decât dimensiunile regiunii în care au fost produși. Procesele de interacțiune care sunt suferite de electroni secundari sunt procese nelocale, deoarece au loc în afara regiunii unde a avut loc interacțiunea inițială a fotonilor incidenti și au fost discutate în secțiunea referitoare la interacțiunea radiației β cu materia. O parte din această energie este pierdută prin procese radiative (în principal prin radiația de frânare). Procesul este caracterizat de coeficientul liniar de absorbție al energiei μ_{ab} exprimat în centimetru pătrat pe gram. El se definește în funcție de energia medie absorbită $\bar{E}_{ab}$ din energia fotonului incident și energia fotonului incident.

$$\mu_{ab} = \frac{\mu \bar{E}_{ab}(h\nu)}{h\nu} \quad (6.52)$$

Dacă se reiau raționamentele din cazul anterior, doza absorbită în mediu D_{mediu} poate fi exprimată astfel:

$$D_{mediu} = \varphi \frac{\mu}{\rho} \bar{E}_{ab}(h\nu) \times 1,6 \times 10^{-10} \text{ Gy} \quad (6.53)$$

unde $\bar{E}_{ab}(h\nu)$ este energia medie absorbită atunci când prin materie trece un foton de energie $h\nu$ exprimată în megaelectronivolți (MeV), μ este coeficientul de atenuare liniar exprimat în centimetru la minus unu (cm^{-1}) și ρ este densitatea exprimată în grame pe centimetru cub (g/cm^3).

Un alt mod de a exprima doza este cel în care se utilizează coeficientul liniar de absorbție a energie exprimat în centimetru la minus unu și fluența energetică φ_{en} exprimată în megaelectronivolți pe centimetru pătrat (MeV/cm^2):

$$D_{mediu} = \frac{\mu_{ab}}{\rho} \varphi_{en} \times 1,6 \times 10^{-10} \text{ Gy} \quad (6.54)$$

În relațiile anterioare, am considerat fotoni de aceeași energie în fasciculul incident. Trebuie observat că doza absorbită are loc de-a lungul parcursului mediu al electronilor în substanță.

Trebuie remarcat că μ_{tr} este coeficientul prin care se calculează energia care este cedată de radiația gamma la interacțiunea inițială cu materia

(prin efect fotoelectric și Compton în principal). Coeficientul μ_{ab} este coeficientul cu ajutorul căruia se calculează energia care este absorbită de mediu, deoarece o parte din energia transferată inițial se pierde prin procese radiative (radiație de frânare, de anihilare). Din acest motiv $\mu_{tr} > \mu_{ab}$. Între coeficientul de absorbție al energiei μ_{ab} și coeficientul de transfer al energiei μ_{tr} există următoarea relație:

$$\mu_{tr} = \frac{\mu_{ab}}{1 - g} \quad (6.55)$$

în care g este fracția de energie pierdută prin procese radiative.

$$g = \frac{E_{tr} - E_{ab}}{E_{tr}} \quad (6.56)$$

Practic, în cazul energiilor $E_\gamma < 1,5 \text{ MeV}$, $1 - g \simeq 1$. Astfel, diferența între energia medie transferată pe foton $\bar{E}_{tr}$ și energia medie absorbită pe foton $\bar{E}_{ab}$ apare atunci când $E_\gamma > 1,5 \text{ MeV}$. Valorile $1 - g$ sunt prezentate în Tabelul 6.4:

Tabelul 6.4

Mărimea $1 - g$ în funcție de energia fotonului.

$E \text{ (MeV)}$	$1 - g$
0,062	0,9984
1,25	0,9968
1,5	0,996
2	0,995
3	0,991
5	0,984
10	0,964

În Fig. 6.13 este prezentată relația calitativă dintre coeficientul de atenuare, de transfer al energiei și de absorbție a energiei.

Aplicație

Pe un țesut cade un fascicul de fotoni cu energia 10 MeV a căror fluență este 10^{10} fotoni/cm². Pentru fotonii cu această energie care pătrund în țesut se cunosc mărimile $\bar{E}_{tr} = 7,22 \text{ MeV}$, $\bar{E}_{ab} = 7,07 \text{ MeV}$ și $\mu/\rho = 0,0219 \text{ cm}^2/\text{g}$. Să se calculeze kerma și doza absorbită.

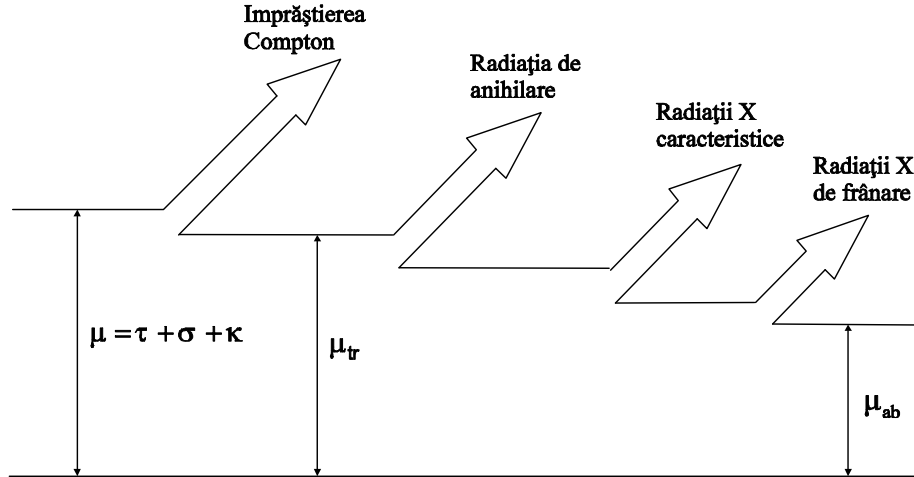


Figura 6.13: Pierderea de energie în material a radiațiilor gamma.

Soluție

Kerma este:

$$K = \varphi \frac{\mu}{\rho} \bar{E}_{tr} \times 1,6 \times 10^{-10} = 0,258 \text{ J/kg}$$

Doza absorbită este:

$$D = \varphi \frac{\mu}{\rho} \bar{E}_{ab} \times 1,6 \times 10^{-10} = 0,249 \text{ Gy}$$

6.9 Echilibrul electronic

Pentru a înțelege echilibrul electronic, presupunem pentru început că intensitatea fasciculului de fotoni nu este atenuată (Fig. 6.14). Cedarea de energie mediului se face de-a lungul parcursului electronilor de la suprafața materialului pornind de la zero și atingând valoarea maximă la adâncime egală cu R (parcursul maxim al electronilor produși de către radiațiile gamma). Regiunea de la suprafață ($d = 0$) până la distanța $d = R$ este numită regiune de “build up”. Condiția numită “echilibru electronic” se produce atunci când kerma rămâne constantă cu adâncimea, iar doza absorbită este egală cu kerma. În regiunea în care $d > R$ energia cinetică a particulelor ce intră într-un volum este egală cu energia cinetică a particulelor ce ies din acel volum.

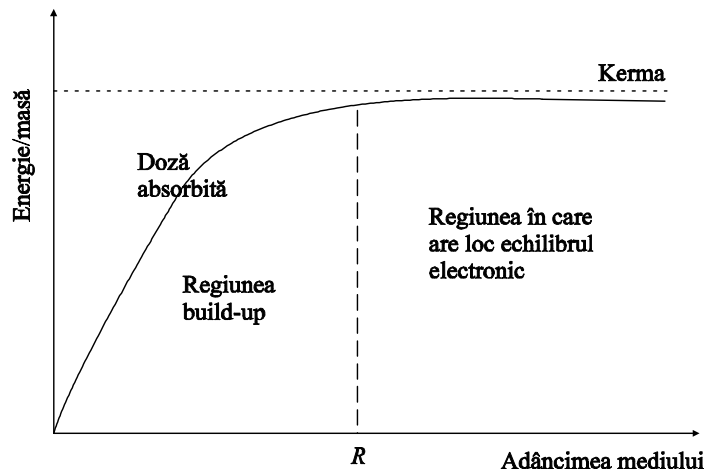


Figura 6.14: Echilibrul electronic - cazul ideal.

Totuși, această situație nu are loc în realitate, deoarece fluxul de fotoni se atenuează când traversează un mediu.

În acest caz, doza absorbită crește, atingând o valoare maximă când $d = R$ și apoi descrește ca și kerma. Dacă pierderile sunt realizate prin radiația de frânare, curba care reprezintă doza absorbită va fi deasupra curbei care reprezintă kerma deoarece energia corespunzătoare kermei se transferă într-o regiune mult mai mică decât în cazul energiei absorbite (Fig. 6.15). Pentru energii mai mari de 5 MeV valoarea calculată pentru kerma este practic egală cu valorile dozei absorbite.

6.10 Teoria Bragg–Gray

O măsurătoare precisă a dozei absorbite se poate face doar cu metode calorimetrice. Teoria Bragg–Gray permite determinarea dozei absorbite pornind de la ionizarea produsă de un fascicul de fotoni într-o cavitate mică de gaz (aer) aflată în principiu într-un material țesut echivalent la o adâncime suficientă față de suprafață pentru producerea echilibrului electronic. În acest caz, ionizarea în cavitatea considerată este produsă de electronii ejectați de fotoni din materialul țesut echivalent. Electronii care ajung în cavitate vor ioniza gazul din aceasta. Cum energia medie necesară pentru a realiza o singură ionizare este constantă pe o gamă largă a valorilor presiunii aerului și energiei electronilor, sarcina colectată

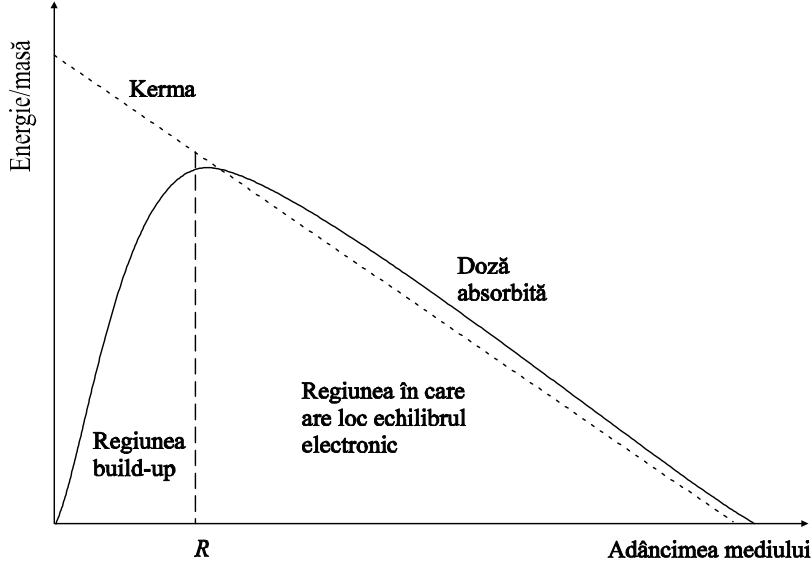


Figura 6.15: Echilibrul electronic în cazul fascicolului de fotoni care se atenuează în material.

este direct proporțională cu energia cedată gazului. Doza absorbită este legată de ionizare în gaz prin relația:

$$D_{aer} = \frac{Q}{M} w \quad (6.57)$$

în care Q este sarcina colectată exprimată în coulombi (C), M este masa aerului exprimată în kilograme și $w = 33,97 \text{ J/C}$ este energia care necesară pentru a produce prin ionizare o sarcină egală cu 1 C.

Deoarece cavitatea este mică, ea nu afectează spectrul electronilor, astfel că în aerul din cavitate fluența este aceeași ca și în interiorul mediului care înconjoară cavitatea. Doza în mediu este legată de cea din aer prin relația:

$$D_{mediu} = S_{rel} D_{aer} \quad (6.58)$$

Pentru țesut $S_{rel} = 1,2$.

6.11 Calculul dozei echivalente în aer pentru surse punctiforme

Cunoscând că doza absorbită este dată de relația (6.53), debitul dozei se exprimă ca

$$\dot{D} = \phi \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \bar{E}_{ab}(h\nu) \times 1,6 \times 10^{-10} \text{ Gy/s} \quad (6.59)$$

unde ϕ este debitul fluenței de particule. Dacă sursa este punctiformă calculul fluenței la o anumită distanță de sursă se poate exprima în funcție de activitatea sa Λ și numărul fotonilor emiși la un act de transformare (dezintegrare gamma) f , numit factor de schemă. Astfel

$$\phi = \frac{\Lambda f}{4\pi r^2} \quad (6.60)$$

În relația (6.60) am neglijat atenuarea fasciculului în aer. Pentru ca debitul fluenței să poată fi exprimat în particule pe centimetru pătrat secundă), activitatea Λ trebuie exprimată în Becquereli și distanța r în centimetri. Astfel relația (6.59) se poate scrie

$$\dot{D} = \frac{\Lambda f}{4\pi r^2} \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \bar{E}_{ab} \times 1,6 \times 10^{-10} \text{ Gy/s} \quad (6.61)$$

Debitul dozei echivalente coincide cu debitul dozei absorbite deoarece factorul de ponderare pentru radiația gamma este egal cu 1 ($w_\gamma = 1$).

$$\dot{H} = w_\gamma \dot{D} = w_\gamma \frac{\Lambda f}{4\pi r^2} \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \bar{E}_{ab} \times 1,6 \times 10^{-10} \text{ Sv/s} \quad (6.62)$$

În relația (6.62) toate mărimile sunt niște constante în afară de activitatea Λ și distanța r . Toate aceste mărimi se pot aduna sub forma unei constante Γ , numită *constantă radiației gamma*.

$$\dot{H} = \frac{\Gamma \Lambda}{r^2} \quad (6.63)$$

În Tabelul 6.5 sunt date constantele Γ pentru o serie de emițători gamma în milisieverti pe oră pe megabecquereli (mSv/h)/MBq la 1 m de

sursa aflată în aer. Atunci relația (6.63) furnizează debitul dozei echivalente în milisieverti pe oră mS/h dacă activitatea este dată în megabecquereli MBq iar distanța de la sursă în metri. Valorile pentru constanta Γ au fost preluate din publicația "*Specific gamma-Ray Dose Constants for Nuclides Important to Dosimetry and Radiological Assessment*" autori Laury M. Unger și D. K. Trubey de la Oak Ridge National Laboratory din 1982. Deși lucrarea pare veche o mare parte din cărțile și publicațiile apărute după data respectivă utilizează aceste valori pentru constanta gamma.

Tabelul 6.5

Constanta radiației gamma Γ ((mSv/h)/MBq la 1 m).

Izotop	Timp de înjumătățire	Γ
Na 22	2,6 ani	$3,590 \times 10^{-4}$
K 40	$1,28 \times 10^9$ ani	$2,197 \times 10^{-4}$
Be 7	53,4 zile	$9,292 \times 10^{-6}$
Ca 47	4,5 zile	$1,577 \times 10^{-4}$
Ce 137	30,17 ani	$1,017 \times 10^{-4}$
Co 60	5,3 ani	$3,697 \times 10^{-4}$
Iod 123	13,1 ore	$7,475 \times 10^{-5}$
Iod 129	$1,6 \times 10^7$ ani	$3,401 \times 10^{-5}$
Iod 130	1,24 ore	$3,768 \times 10^{-4}$
Iod 131	8 zile	$7,64 \times 10^{-5}$
Fe 59	44,6 zile	$1,487 \times 10^{-4}$

Într-un alt mediu:

$$\dot{H}_{mediu} = S_{rel} \times \dot{H}_{aer} \quad (6.64)$$

unde:

$$S_{rel} = \frac{(dE/dx)_{mediu}}{(dE/dx)_{aer}} = \frac{\rho_{mediu}}{\rho_{aer}} \quad (6.65)$$

6.12 Probleme

6.1 O sursă de radiații γ cu energia 1 MeV produce un debit al fluenței $\Phi = 10^6$ cuante $\gamma/\text{cm}^2\text{s}$ la distanța de $d_1 = 150$ cm. Care este rata dozei absorbite la distanța $d_2 = 200$ cm. Se cunoaște $\mu_{ab}/\rho = 0,0307 \text{ cm}^2/\text{g}$.

6.2 Care este grosimea unei folii de Al ($\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$) necesară pentru a atenua complet particule α de 5 MeV emise de o sursă.

6.3 Ce energie va avea o particulă β cu energia inițială de 2,2 MeV după ce trece printr-un material plastic cu densitatea $\rho = 1,19 \text{ g/cm}^3$ și cu grosimea de 5 mm.

6.4 Să se determine doza absorbită în aer dacă într-un centimetru cub (cm^3) de aer aflat în condiții normale de presiune și temperatură se colectează sarcina $Q = 3,336 \times 10^{-10} \text{ C}$. Se cunoaște densitatea aerului $\rho = 1,293 \text{ g/cm}^3$.

6.5 Debitul fluenței unor radiații γ cu energia $E = 6 \text{ MeV}$ este $3,4 \times 10^6$ fotoni/ cm^2s în interiorul unui ecran de plumb. Care este valoarea kermei acumulate în timp de o săptămână. Se cunoaște coeficientul masic de transfer al energiei $(\mu/\rho)_{tr} = 0,0331 \text{ cm}^2/\text{s}$.

6.6 O sursă de radiații produce un debit al fluenței de 10^6 particule gamma/ cm^2s într-un țesut la distanța de 150 cm de sursă. Dacă se cunoaște că energia particulelor gamma este 1 MeV și că pentru un țesut $\bar{E}_{ab} = 440 \text{ keV}$ iar $\mu/\rho = 0,07 \text{ cm}^2/\text{g}$, să se determine debitul dozei absorbite.

6.7 La distanța de 1 m de o sursă de ^{192}Ir a fost măsurat un debit al dozei efective de 6 mSv/h. La ce distanță de sursă debitul se reduce la 7,5 $\mu\text{Sv/h}$?

6.8 Debitul măsurat în aer pentru o sursă de ^{60}Co cu activitatea de 300 GBq este 600 mSv/h. La ce distanță se află sursa?

6.9 Care este debitul dozei în aer la distanța de 2 m de o sursă de ^{137}Ce cu activitatea de 10 GBq.

Capitolul 7

Ecranarea radiațiilor

Trei cuvinte cheie sunt utilizate când este vorba de lucru cu surse de radiații: timpul, distanța și ecranarea.

1. *Timpul* se referă la faptul că timpul petrecut în câmpul de radiații al unei surse nu trebuie să fie mai mare decât este necesar. Cu cât timpul petrecut în câmp de radiații este mai mare, cu atât numărul de particule incidente pe corp este mai mare și doza absorbită este mai mare. Este necesar ca timpul de lucru în câmp de radiații să fie cât mai mic posibil, deoarece cel ce muncește în câmpul de radiații nu simte prezența radiațiilor.

2. *Distanța* se referă la faptul că este de dorit ca distanța dintre lucrător și sursă să fie cât mai mare. Debitul fluenței, adică numărul de particule ce trec prin unitatea de timp prin unitatea de suprafață scade cu pătratul distanței în cazul unor surse de dimensiuni mici care pot fi considerate punctiforme. Mai mult, cu cât distanța dintre sursă și lucrător este mai mare cu atât atenuarea radiației este mai mare.

3. *Ecranarea* se referă la materialele plasate între surse și lucrător care pot micșora foarte mult intensitatea radiației. Diferite materiale plasate între sursă și receptor afectează cantitatea de radiație primită de receptor. Aceasta se datorează atenuării, împrăstierii și absorbției radiației în materialul sursei, în materialul utilizat pentru încapsularea sursei și în ecranele utilizate.

7.1 Ecranarea surselor alfa

Deoarece particulele alfa au masă mare, parcursul lor este de la ordinul zecilor de microni la câțiva centimetri în aer. Numai particulele alfa cu energia cea mai mare pot să penetreze cele 7 mg/cm^2 ale stratului de celule moarte de la suprafața pielii umane.

Cea mai importantă problemă pentru sursele emițătoare alfa este ca materialul în care se află sursa să nu devină o sursă de contaminare prin atingere sau prin particule eliberate în aer. Un strat de vopsea este de obicei suficient pentru a reduce foarte mult intensitatea radiațiilor transmise chiar în cazul suprafețelor puternic contaminate.

Trebuie ținut cont că detecția particulelor alfa este foarte dificilă din cauza parcursului foarte mic în mediile materiale. Fereastra detectorului trebuie să fie foarte subțire pentru ca acestea să ajungă în volumul sensibil al detectorului. Mai mult, trebuie avut grijă să nu se contamineze suprafața detectorului.

7.2 Ecranarea surselor beta

Sursele beta emit electroni sau pozitroni care au un parcurs limitat în cele mai multe medii, deoarece sunt particulele încărcate care-și disipă ușor energia când traversează mediul, prin ionizări și prin emisia de radiație de frânare.

Parcursul mediu al celor mai multe radiații beta în aer este de câțiva metri, astfel că aerul atenuează în mod semnificativ fluxurile de particule beta. Ecranele trebuie să aibă o grosime mai mare decât parcursul maxim al particulelor beta în materialul respectiv.

Atenuarea particulelor beta într-un material o considerăm ca fiind una exponențială

$$I(x) = I_0 \exp[-\mu_\beta(\rho x)] \quad (7.1)$$

unde $I(x)$ este intensitatea de radiații beta (de exemplu numărul de particule beta detectate) după ce radiația străbate un absorbant de grosime x măsurată în centimetri, μ_β este coeficientul de atenuare masic măsurat în centimetri pătrați pe gram (cm^2/g), iar ρx este densitatea superficială a absorbantului măsurată în grame pe centimetru pătrat (g/cm^2). Coeficientul de atenuare masic μ_β se poate calcula cu ajutorul relațiilor (6.27)–(6.29).

O problemă în cazul atenuării particulelor beta este aceea a apariției radiației de frânare. Procentul de energie care este transferat radiațiilor de frânare din energia radiației beta crește cu cât numărul Z al materialului traversat de radiația beta este mai mare.

Tabelul 7.1

Procent din energia electronilor E care este transferată radiației de frânare.

$E(\text{MeV})$	Apă	Aer	Al($Z=13$)	Cu($Z=29$)	Pb($Z=82$)
0,1	0,06	0,07	0,14	0,36	1,16
0,6	0,23	0,026	0,50	0,97	3,64
1	0,36	0,40	0,76	1,94	6,84
2	0,71	0,78	1,45	3,51	10,96
3	1,1	1,37	2,17	5,10	14,47

O relație empirică pentru calculul acestui procent este:

$$Y = \frac{6 \times 10^{-4} E Z}{1 + 6 \times 10^{-4} E Z} \times 10^2 \% \quad (7.2)$$

în care E este energia maximă a electronilor, iar Z este numărul atomic al materialului.

Astfel în cazul calculului ecranelor pentru radiațiile beta trebuie luată în considerare apariția radiației de frânare. Materialele cu Z mare, ca plumbul, nu pot fi utilizate pentru ecranarea unor surse emițătoare beta precum ^{23}P ($E_{\beta, \max} = 1,71 \text{ MeV}$) sau ^{90}Y ($E_{\beta, \max} = 2,28 \text{ MeV}$) deoarece 8 – 12 % din energia emisă va fi transmisă radiației de frânare.

Din acest motiv, un ecran pentru protecția la radiații beta constă din două straturi: un strat din material plastic sau aluminiu pentru ca particulele beta să fie absorbite și un strat de Pb sau un alt material cu Z mare pentru a absorbi radiația de frânare și radiațiile X caracteristice produse în primul strat de atenuare.

Aplicație

Să se estimeze fracția din energia particulelor beta cu energia maximă egală cu 2 MeV care este convertită în energie a radiației de frânare când acestea sunt absorbite în aluminiu și în plumb.

Soluție

Pentru aluminiu $ZE = 13 \times 2 = 26$

$$Y = \frac{0,0026 \times 6}{1 + 0,0026 \times 6} = 0,015 = 1,5\%$$

Pentru plumb $ZE = 82 \times 2 = 164$

$$Y = \frac{0,0164 \times 6}{1 + 0,0164 \times 6} = 0,09 = 9\%$$

7.3 Ecranarea surselor gamma

Atenuarea fotonilor prin diverse materiale în cazul unor fascicule înguste are loc aproximativ după relația

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

în care I_0 este intensitatea inițială a fasciculului (fluența sau debitul fluenței), $I(x)$ este intensitatea fasciculului după trecerea acestuia prin absorbantul de grosimea x . Coeficientul de atenuare liniar μ ia în considerare totalitatea proceselor pe care radiațiile gamma le pot suferi. El depinde de materialul absorbant și energia particulelor gamma. În plus, μ crește cu creșterea lui Z . Din acest motiv pentru ecranarea radiațiilor gamma și a radiațiilor X se utilizează ecrane de Pb.

Tabelul 7.2

Coeficienți de atenuare pentru radiațiile gamma μ (cm^{-1}).

Energie (MeV)	Apă	Fier	Plumb	Beton
0,01	4,99	1354	1435	62,3
0,1	0,168	2,69	59,4	0,400
1	0,071	0,469	0,776	0,150
10	0,022	0,235	0,549	0,054
100	0,017	0,034	0,056	0,055
$\rho(\text{g/cm}^3)$	1	7,85	11,3	2,35

Aplicație

Să se calculeze grosimea unui ecran de aluminiu și a unuia de cupru necesară pentru a atenua intensitatea unui fascicul monocromatic de fotoni cu energia 0,8 MeV de două ori. Se cunosc coeficienții de atenuare liniari $\mu_{Al} = 0,185 \text{ cm}^{-1}$ și $\mu_{Cu} = 0,581 \text{ cm}^{-1}$

Soluție

Din relația

$$\frac{I}{I_0} = \exp[-\mu x]$$

rezultă

$$x = -\frac{1}{\mu} \ln \left[\frac{I}{I_0} \right] = \frac{1}{\mu} \ln \left[\frac{I_0}{I} \right]$$

Pentru aluminiu rezultă $x_{1/2} = 3,74 \text{ cm}$ și pentru cupru $x_{1/2} = 1,19 \text{ cm}$.

7.4 Grosimea stratului de înjumătățire

Este util să se lucreze cu o mărime numită grosime de înjumătățire $x_{1/2}$. Această mărime este grosimea (în cm) a unui strat de material care face ca intensitatea fascicolului de fotoni (fluența sau debitul fluenței) să scadă la jumătate:

$$\frac{I(x)}{I_0} = \frac{1}{2} = \exp(-\mu x_{1/2}) \quad (7.3)$$

De aici rezultă:

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu} \quad (7.4)$$

7.5 Factorul de "Build Up"

Când un ecran este plasat între sursa fotonilor și receptor, fluxul fotonilor va fi alterat în mod semnificativ, din cauza fotonilor Compton împrăștiați în mediul ecranului. Acești fotoni împrăștiați au energie mai mică decât fotonii sursei inițiale, iar o parte din ei pot atinge receptorul.

Efectul fotonilor împrăștiati care apar în plus față de fotonii inițiali este cel mai bine descris cu ajutorul unui factor de "build up" B a cărui valoare este mai mare ca 1. Atunci:

$$I(x) = I_0 B(E, \mu x) \exp(-\mu x) \quad (7.5)$$

Există tabele cu factorii de "build up" în diferite medii în funcție de energia fotonilor și μx . În Tabelul 7.3 sunt prezentați factorii de "build up" pentru apă și plumb.

Tabelul 7.3

Factori de "build up" pentru apă și plumb.

(*The Health Physics and Radiological Health Handbook 1992*)

Energie fotoni (MeV)		μx						
		1	2	4	7	10	15	20
Apă	0,1	4,55	11,8	41,3	137	321	938	2170
	0,5	2,44	4,88	12,8	32,7	62,9	139	252
	1	2,08	3,62	7,68	15,8	26,1	47,7	74,0
	2	1,83	2,81	4,99	8,65	12,7	21,1	28,0
	4	1,63	2,24	3,64	5,30	7,16	10,3	13,4
	6	1,51	1,97	2,84	4,12	5,37	7,41	9,42
	10	1,37	1,68	2,25	3,07	3,86	5,19	6,38
Plumb	0,5	1,24	1,39	1,62	1,88	2,10	2,39	2,64
	1	1,38	1,68	2,19	2,89	3,51	4,45	5,27
	2	1,40	1,76	2,52	3,74	5,07	7,44	9,08
	4	1,36	1,67	2,40	3,79	5,61	9,73	15,4
	6	1,42	1,73	2,49	4,13	6,61	13,7	26,6
	10	1,51	2,01	3,42	7,37	15,4	50,8	16,1

În principiu B , depinde de energie și de μx . Deoarece aceste tabele sunt mari, de obicei se utilizează o serie de formule empirice care provin din fitarea datelor experimentale:

1. Fitarea Taylor

$$B(E, \mu x) = A \exp(-a_1 \mu x) + (1 - A) \exp(-a_2 \mu x) \quad (7.6)$$

unde A , a_1 și a_2 sunt parametrii pentru un anumit material și o anumită energie. Valori ale acestor parametri sunt prezentate pentru plumb și diverse energii în Tabelul 7.4:

Tabelul 7.4Valori ale parametrilor A , a_1 și a_2 pentru plumb.

E (MeV)	A	a_1	a_2
0,5	1,68	0,031	0,309
1	2,98	0,035	0,135
2	5,48	0,035	0,044
4	3,90	0,084	-0,024
6	0,92	0,178	-0,046
8	0,37	0,237	-0,057
10	0,31	0,240	0,028

O formulă mai simplă este una liniară:

$$B(E, \mu x) = 1 + a_l(\mu x) \quad (7.7)$$

În Tabelul 7.5 sunt prezentate diverse valori ale parametrului a_l pentru diverse materiale și diverse energii, când $\mu x = 7$.**Tabelul 7.5**Valorile parametrului a_l pentru diverse materiale și energii când $\mu x = 7$.

E (MeV)	Apă	Beton	Fier	Plumb
0,5	4,68	3,74	1,43	0,155
1	1,99	1,91	1,24	0,299
2	1,03	1,02	0,86	0,380
3	0,74	0,73	0,58	0,38

Aplicație

Un fascicul de radiații gamma cu energia 1,5 MeV, caracterizat de o fluență egală cu 10^5 particule/cm² cade pe un ecran de plumb cu grosimea de 2 cm. Care este fluența energetică ce cade pe un receptor după trecerea fotonilor prin ecranul de plumb. Se cunosc coeficientul de atenuare liniar $\mu = 0,5927 \text{ cm}^{-1}$ și factorul de build-up $B = 1,45$.

Soluție

$$\varphi(x) = 10^5 \times \exp[-0,5927 \times 2] = 3,06 \times 10^4 \text{ gamma/cm}^2$$

$$\varphi = 1,45 \times 3,06 \times 10^4 \text{ gamma/cm}^2$$

Fluența energetică este:

$$\varphi_W = \varphi \times E = 4,43 \times 10^4 \times 1,5 = 6,65 \times 10^4 \text{ MeV/cm}^2$$

7.6 Probleme

7.1 O sursă de ^{90}Y cu activitatea de $3,7 \times 10^8$ Bq se află într-o incintă de Pb suficient de groasă pentru a absorbi particulele β care au o energie maximă de 2,28 MeV. Să se estimeze fracția din energia particulelor β care este emisă sub formă de radiație de frânare. Să se estimeze debitul fluenței fotonilor la 1 m de sursă.

7.3 O sursă de ^{32}P , punctiformă cu activitatea de 1 Ci, emite radiații β cu $E_{\beta\text{max}} = 1,71$ MeV. Ea se află într-un container de Pb care nu permite niciunei particule β să iasă în afară. Care este debitul fluenței de fotoni ai radiației de frânare, la 10 cm de sursă, neglijând atenuarea?

7.4 Un flux de particule β cu debitul fluenței de 1000 de particule/cm²s cade pe o folie de aluminiu ($\rho = 2,7$ g/cm³) cu grosimea de 0,1 mm. Care este debitul fluenței particulelor β după trecerea acestora prin folie?

7.5 Să se calculeze grosimea unui strat de Pb care reduce debitul dozei echivalente la 2,5 m de o sursă punctiformă de ^{137}Cs cu activitatea de 16 Ci la 10 $\mu\text{Sv/h}$. Se cunoasc $\Gamma = 7,61 \times 10^{-5}$ (mSv/h)/kBq la 1 m și coeficientul liniar de atenuare în plumb pentru radiația emisă de sursă $\mu = 1,24$ cm⁻¹.

7.6 Un flux de 10^{12} particule beta/s cade la incidență normală pe un strat de material cu grosimea de 2 cm și densitate $\rho = 11,3$ g/cm³. Dacă coeficientul de atenuare masică este egal cu $\mu/\rho = 0,01$ cm²/g, să se calculeze numărul de particule beta ce trec prin stratul de material într-un minut.

7.7 O sursă punctiformă emite particule β cu energia maximă 3 MeV. Care este grosimea unui ecran de aluminiu care atenuează total particulele β . Se cunoaște densitatea aluminiului $\rho = 2,7$ g/cm³.

7.8 Un fascicul paralel de radiații γ cu energia de 1 MeV are debitul fluenței de 10.000 fotoni/cm²s. Un ecran de fier cu grosimea de 2 cm este plasat în fasciculul. Care este cea mai bună estimare a debitului fluenței fasciculului după trecerea acestuia prin ecran? Pentru fotonii de 1 MeV se cunoasc, coeficientul de atenuare liniar este $\mu = 0,472$ cm⁻¹ și factorul de build-up $B(0,944) = 1,8$.

Capitolul 8

Detecția radiațiilor și măsurarea lor

Când radiațiile emise de un material radioactiv trec prin materie ele interacționează cu atomii și moleculele cărora le transferă energie. Transferul de energie are două efecte: ionizarea și excitarea. Ionizarea are loc când energia transferată este suficientă pentru a scoate un electron din învelișul electronic al unui atom. Astfel se creează o pereche de ioni (electronul este ionul negativ, iar atomul care l-a pierdut este ionul pozitiv). Excitarea se petrece când electronii sunt perturbați din aranjamentul lor făcând ca moleculele și atomii să ajungă în stări excitate. Ambele procese sunt implicate în detecția radiațiilor.

Detectoarele se împart în principal în două mari categorii:

1. detectoare umplute cu gaz;
2. detectoare cu materiale cristaline.

8.1 Detectoare umplute cu gaz

Detectoarele cu gaz includ camerele de ionizare, contoare proporționale și detectorii Geiger Müller

Aceste detectoare răspund la acțiunea radiației prin apariția unui curent datorat ionizării gazului. Principiul de bază este prezentat în Fig. 8.1. Un volum de gaz se află între doi electrozi între care există o diferență de potențial, adică un câmp electric. Electroductul legat la polul negativ al sursei poartă numele de catod, iar electroductul legat la polul pozitiv al

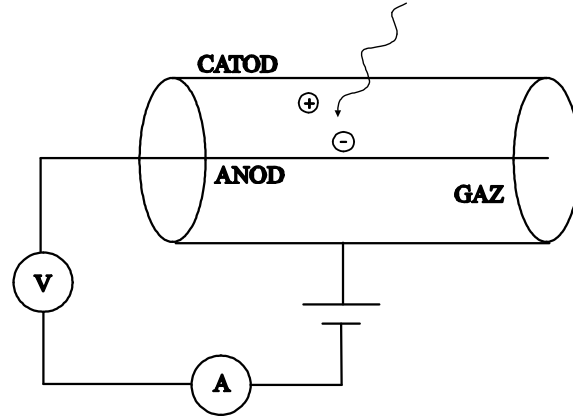


Figura 8.1: Schema de principiu a unui detector cu gaz.

sursei poartă numele de anod. În condiții normale, gazul este un izolator și între catod și anod nu circulă niciun curent electric.

Presiunea gazului din detector este în jur de 1 atm. Când o particulă trece prin gazul din detector, sunt produse perechi de ioni (electroni și ioni pozitivi). Electronii produși sunt atrași de anod și ionii pozitivi de catod. Astfel, în circuit apare un mic curent. Curentul care este măsurat este o măsură a numărului de ioni care sunt colectați. În Fig. 8.2 este prezentat numărul de ioni, colectat în funcție de tensiunea aplicată pe detector.

Dacă între catod și anod nu este nicio diferență de potențial, perechile de ioni se vor recombina și nu există curent prin circuitul extern.

Când se aplică o tensiune de câțiva volți, doar o parte din ioni produși se vor recombina, restul ajungând la catod și anod, astfel că în circuitul exterior detectorului apare un curent electric. Pe măsură ce tensiunea crește, recombinația se micșorează, iar peste tensiuni de 10 V recombinația devine neglijată și toți electronii ating anodul central. Dacă tensiunea crește până la câțiva zeci de volți, numărul de ioni colectați este independent de tensiunea aplicată dacă intensitatea radiației este constantă. În această regiune răspunsul detectorului este proporțional cu puterea de ionizare a radiației. Această regiune în care curentul este legat direct de ionizarea produsă este numită *regiune de ionizare*. Numărul de perechi de ioni produse este mai mare în cazul particulelor alfa față de particulele beta.

Dacă se crește tensiunea, electronii eliberați prin ionizarea primară

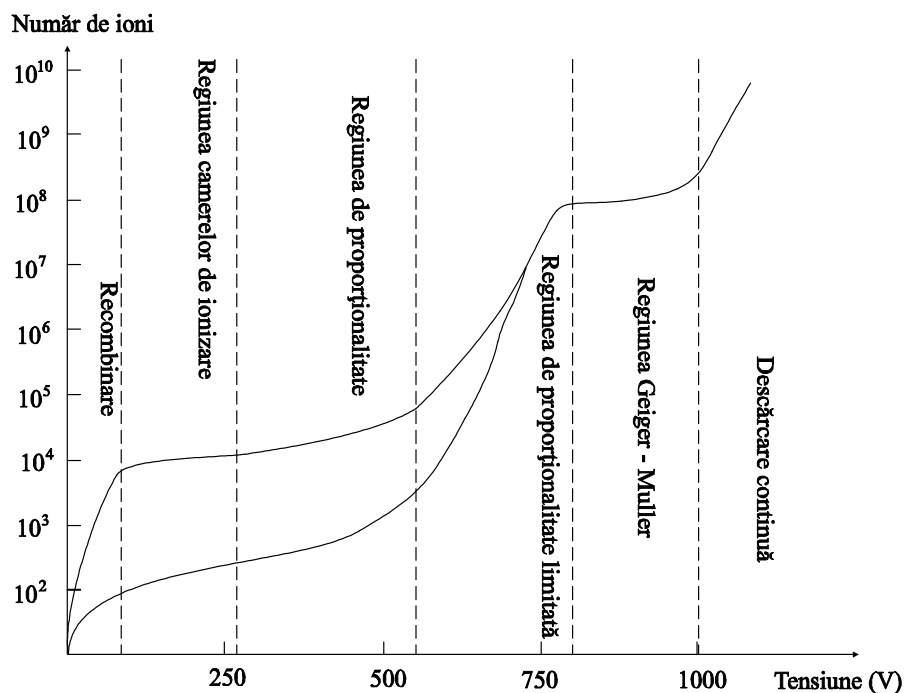


Figura 8.2: Numărul de ioni colectați în funcție de tensiunea aplicată între anod și catod.

capătă suficientă energie pentru a produce alte ionizări. Numărul de electroni colectați crește aproape exponențial cu creșterea tensiunii, deoarece fiecare electron primar accelerat produce o mică avalanșă de electroni care apar mai ales în apropierea anodului. Astfel ionizarea produsă inițial de radiație este amplificată cu o cantitate constantă, adică numărul de ioni colectați este proporțional cu ionizarea inițială. În această zonă detectorul operează în regim proporțional.

Când tensiunea din cameră atinge câteva sute de volți, efectul de multiplicare crește rapid și mai mulți electroni produc avalanșe. Aceasta este *regiunea de proporționalitate limitată*.

Crescând în continuare tensiunea, sarcina colectată devine independentă de ionizarea inițială și se obține un platou când tensiunea crește în continuare. Aceasta este regiunea Geiger -Müller. La tensiuni mai mari se obține o descărcare continuă în interiorul detectorului.

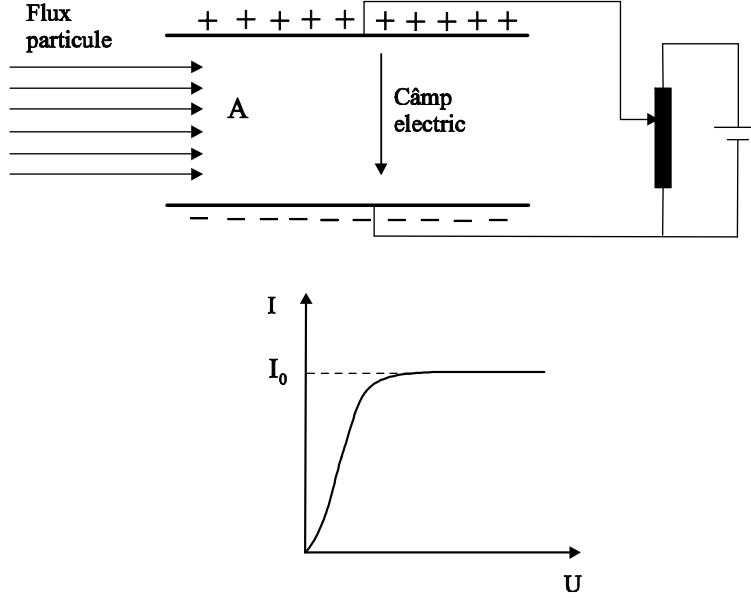


Figura 8.3: Camera de ionizare plană și curentul prin aceasta funcție de tensiunea dintre plăci.

8.1.1 Camere de ionizare

În cele mai multe camere de ionizare gazul utilizat este aerul. Pentru a lucra cu o eficiență maximă, tensiunea trebuie să fie suficient de mare ca toți ionii produși prin ionizare să fie colectați de cei doi electrozi, adică trebuie ca tensiunile să fie în regiunea de ionizare (Fig. 8.2). Curentul măsurat în această situație poartă numele de *curent de saturație*. Camerele de ionizare sunt caracterizate de o colectare completă a ionilor produși, fără a avea loc o amplificare a acestora în gaz. Camerele de ionizare pot fi plane (cu electrozii sub forma de plăci plan paralele) și cilindrice (cu un detector central care este anodul plasat într-un cilindru ce formează catodul).

Să considerăm o cameră de ionizare plană (Fig. 8.3) în care intră un flux de particule cu debitul fluenței ϕ , fiecare particulă având energia ε . Atunci debitul fluenței energetice este:

$$\phi_W = \phi\varepsilon \quad (8.1)$$

Dacă notăm cu w energia medie pentru producerea unei perechi de ioni când o particulă cu energia ε intră în camera de ionizare, numărul mediu N de perechi de ioni produs de o particulă incidentă este:

$$N = \frac{\varepsilon}{w} \quad (8.2)$$

Sarcina medie produsă este Ne (pozitivă și negativă). Dacă A este aria secțiunii prin care particulele intră în camera de ionizare, curentul produs de fluxul de particule este produsul dintre numărul mediu de sarcini produs de o particulă Ne și numărul de particule care intră în camera de ionizare în unitatea de timp ϕA :

$$I_0 = Ne\phi A = \frac{e\phi A\varepsilon}{w} \quad (8.3)$$

Ținând cont de relațiile (8.1) și (8.3) debitul fluenței energetice a fluxului de particule ce intră în camera de ionizare este:

$$\phi_W = \frac{I_0 w}{eA} \quad (8.4)$$

Relația 8.4 are o utilizare limitată deoarece este aplicabilă doar pentru camerele de ionizare cu geometrie plană. Prezintă interes energia absorbită în unitatea de timp în tot volumul camerei de ionizare. Această mărime este:

$$\dot{E}_{abs} = \phi_E A = \frac{I_0 w}{e} \quad (8.5)$$

Astfel curentul de saturație este legat direct de energia absorbită în camera de ionizare în unitatea de timp. Relația 8.5 este independentă de orice condiții geometrice și are o mare utilitate practică. În Fig. (8.4) este arătată dependența w pentru protoni, particule alfa și ioni de azot pentru energii ale particulelor $E > 10$ keV care trec printr-o atmosferă de azot. Pentru particulele grele w este aproape independentă de energia inițială dacă aceasta are valori mari, deoarece pentru valori mici ale energiei particulei incidente cea mai mare parte a energiei se pierde mai degrabă prin excitații decât în ionizarea gazelor.

Deoarece pentru a produce o ionizare în aer este nevoie de 34 eV, o particulă cu energia 1 MeV produce 3×10^4 perechi de ioni a căror sarcină este 5×10^{-15} C. Astfel cantitatea de sarcină electrică produsă

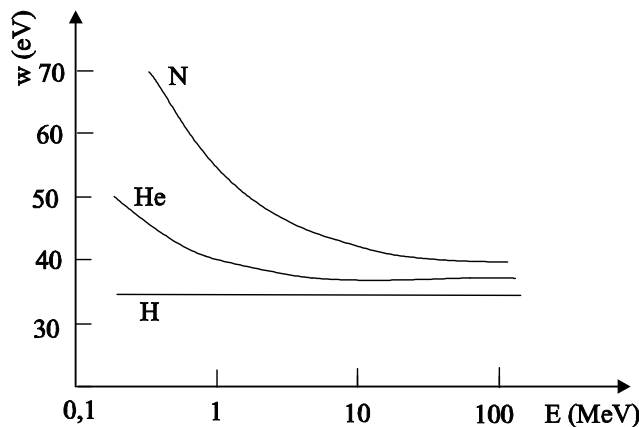


Figura 8.4: Energia de producere a unei perechi de ioni în funcție de energia particulelor care trec printr-o atmosferă de azot. Sunt considerați protonii (H), particulele alfa (He) și ionii de azot (N).

este foarte mică. Din acest motiv, camerele de ionizare nu sunt utilizate pentru a detecta particulele individuale. Curenții foarte mici care apar în camerele de ionizare sunt măsurați cu dispozitive care poartă numele de *electrometre*.

Datorită simplității lor ele sunt folosite în măsurători de raze X, de monitorizare a debitului dozelor radiațiilor γ . Avantajele camerelor de ionizare sunt:

- deoarece ionizarea este independentă de tensiunea aplicată, micile fluctuații ale tensiunii date de sursa de tensiune nu deteriorează rezoluția sistemului;
- curentul de saturație este proporțional cu energia cedată de radiație în interiorul camerei de ionizare.

Ca dezavantaje putem enunța:

- curenții care trec prin camerele de ionizare sunt foarte mici astfel încât câmpurile de radiații slabe nu pot fi măsurate. În plus, circuitul de măsură trebuie să aibă un zgomot foarte mic;
- răspunsul lor depinde într-o oarecare măsură de schimbarea condițiilor atmosferice.

Din cele discutate anterior, rezultă că acestea sunt potrivite pentru a monitoriza câmpurile de radiații gamma intense.

Ca exemplu, o cameră de ionizare a unui aparat portabil are volumul în jur de 200 cm^3 și este umplută cu aer la presiunea atmosferică. Camera

este închisă la un capăt cu o folie de polistiren pe care este depus aluminiu astfel încât densitatea superficială a ferestrei să fie 7 mg/cm^2 . Peste această fereastră este plasat un ecran de protecție din plastic pentru a proteja fereastra de myler. Aceasta are o densitate superficială de aproximativ $0,44 \text{ g/cm}^2$ care stopează toate particulele beta cu energii mai mici de 1 MeV . Când se dă jos capacul, alături de radiația gamma se poate înregistra și componenta beta. Astfel componenta beta a câmpului de radiații se obține prin scăderea celor două înregistrări.

8.1.2 Detectoare proporționale

Acestea operează în regiunea de proporționalitate, adică în regiunea în care se produce un puls care este proporțional cu ionizarea inițială. Deoarece particulele alfa determină o ionizare relativ mai mare decât a particulelor beta, contoarele proporționale pot fi folosite pentru a discerne între cele două tipuri de particule. Factorii de multiplicare sunt cuprinși între 10^3 și 10^4 .

Avantajul major al contoarelor proporționale este că mărimea semnalului produs de o particulă este mult mai mare decât cel produs într-o cameră de ionizare. Din acest motiv detectoarele proporționale pot înregistra fiecare particulă care produce o ionizare. Mai mult, mărimea fiecărui puls este proporțională cu cantitatea de energie pe care particula o cedează mediului din interiorul detectorului. Astfel contoarele proporționale pot fi utilizate pentru a discerne între pulsurile cu diverse energii. Acestea sunt totuși destul de puțin eficiente când se pune problema detectării particulelor X și gamma. Ele sunt utilizate pentru a pune în evidență particulele puțin penetrante (alfa și beta).

Contoarele proporționale nu lucrează foarte bine cu aer, deoarece oxigenul are o mare afinitate pentru electroni și frânează procesul de multiplicare. Un amestec des utilizat este format din 90 % argon și 10% metan. Uneori aceste detectoare operează cu gaz care curge prin interiorul lor cu debit foarte mic. Acest lucru previne mărirea concentrațiilor de impurități din gaz, fapt că ar duce la degradarea performanțelor acestuia.

Un exemplu de contor proporțional cu curgere de gaz în geometrie 2π este prezentat în Fig. 8.5.

Anodul se termină cu o mică buclă. Forma anodului este în așa fel aleasă pentru ca în apropierea sa câmpul electric să varieze foarte mult,

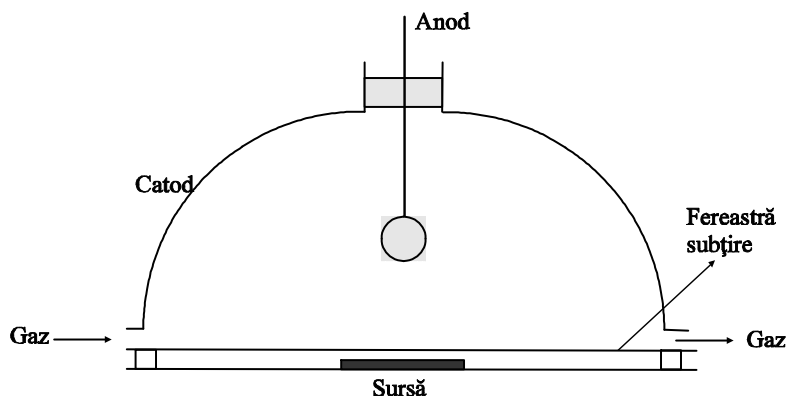


Figura 8.5: Detector proporțional cu curgere de gaz

astfel încât cea mai mare parte a fenomenului de amplificare să aibă loc în această regiune.

Contoarele proporționale au o eficacitate bună și pot fi utilizate la rate de numărare mari deoarece ionii negativi sunt formați practic în apropierea anodului la care ajung foarte rapid. Mișcarea electronilor este puțin influențată de prezența ionilor pozitivi. Deoarece un puls determinat de o particulă alfa conține 10^8 ioni, iar al unei particule beta conține 10^5 ioni, mărimea pulsurilor după amplificare păstrează același raport. Astfel pulsurile sub o anumită valoare pot să nu fie înregistrate. Deoarece mărimea pulsurilor este dependentă de tensiunea aplicată atunci când se lucrează la tensiuni mici se înregistrează doar pulsurile datorate particulelor alfa, iar când se lucrează la tensiuni mai mari pot fi înregistrate și pulsurile particulelor beta (Fig.8.6).

8.1.3 Contoarele Geiger-Müller

Contoarele Geiger-Müller sunt cele mai cunoscute dispozitive pentru monitorizarea câmpurilor de radiații și sunt extrem de ușor de folosit.

Un contor Geiger-Müller este un detector care lucrează în domeniul palierului unde fiecare electron care apare prin ionizare primară produce o avalanșă ce este înregistrată. Ionizarea prin avalanșă determină o sarcină mare și care este constantă pentru un interval larg al tensiunii aplicate între catod și anod. Factorul de amplificare poate ajunge la 10^{10} . Semnalul obținut este detectat cu ajutorul unui circuit electronic. Ca și în cazul detectoarelor proporționale contoarele Geiger pot detecta

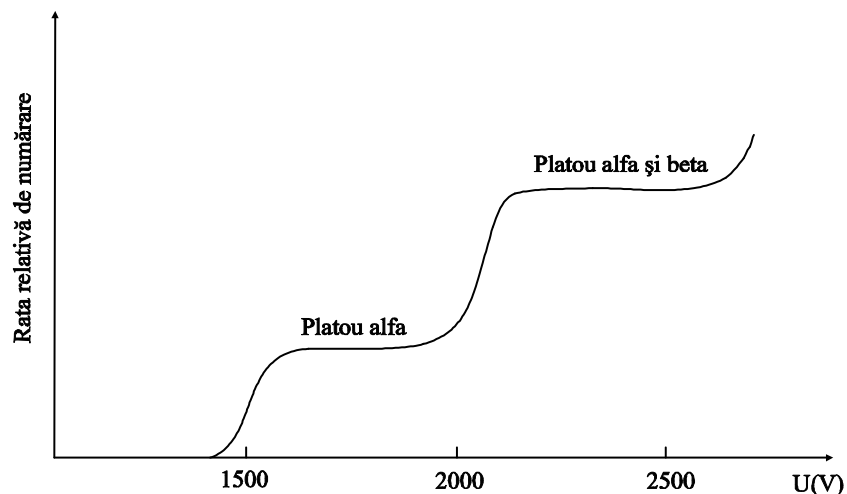


Figura 8.6: Rata de numărare a unui contor proporțional.

particulele individuale. Ele nu pot fi folosite pentru a selecta particulele după energia lor deoarece în cazul detectoarelor Geiger mărimea pulsului este independentă de ionizarea inițială. Este necesară o tensiune minimă aplicată între anod și catod pentru a se obține o amplificare în avalanșă. Această tensiune se determină expunând contorul Geiger la sursă de radiații constantă și observând rata de numărare în funcție de tensiunea aplicată detectorului. Când rata de numărare se stabilizează (variază foarte puțin) se ajunge în regiunea în care detectorul operează. Când tensiunea crește foarte mult, rata de numărare începe să crească. Acest lucru se petrece deoarece atunci când tensiunea este mare încep să aibă loc ionizări spontane în gaz, care sunt înregistrate ca pulsuri. Când această rată crește foarte mult practic se ajunge la o descărcare continuă deoarece nu se mai pot discerne pulsurile individuale.

Un contor Geiger-Müller constă dintr-un cilindru din sticlă (cu un strat conductor pe interior) sau metal (subțire) în centrul căruia se află un electrod central (anod) din tungsten. În interiorul detectorului se află un gaz cu molecule care au o slabă afinitate pentru electroni (de exemplu, argon în proporție de 90%) și 10% alcool etilic care este un gaz de stingere. Tensiunea de lucru este situată în intervalul 800-2000 V.

Când are loc o ionizare electronii sunt accelerați către electrodul central. În plus față de ionizări, electronii accelerați determină și excitarea unei părți din moleculele pe care le ciocnesc. Timpul de viață al stărilor

excitate este de ordinul a 10^{-10} s. Apoi moleculele revin în starea inițială prin emisia unui foton în vizibil sau ultraviolet. Când un foton interacționează cu suprafața catodului, acesta produce un fotoelectron care poate determina o altă avalanșă. Astfel ionizarea în avalanșă se propagă în tot volumul detectorului. Pe măsură ce avalanșa crește, electronii care sunt ușori sunt colectați rapid, în timp ce ionii pozitivi nu ajung la catod. Ionii pozitivi formează un nor în jurul anodului astfel că avalanșa se stinge, deoarece norul pozitiv scade câmpul electric. Când norul ionilor pozitivi este foarte aproape de catod (electrodul exterior) electronii din acesta pot fi scoși și neutralizează ionii pozitivi. După neutralizare, moleculele ajung în stări excitate care prin emisia de radiații ultraviolete pot scoate noi electroni din catod ce pot provoca o nouă avalanșă. Contoarele Geiger pot să intre într-un regim de descărcare aproape continuă. Din acest motiv în contoarele Geiger, se utilizează așa-numitele gaze de "stingere". Ele trebuie să aibă trei proprietăți principale:

- să cedeze ușor electroni. Când norul de ioni pozitivi este format, moleculele gazului de stingere neutralizează o parte din ionii din acesta prin cedarea de electroni. Norul de ioni pozitivi se transformă astfel într-un nor de molecule ionizate ale gazului de stingere;
- când moleculele gazului de stingere sunt neutralizate ele se disociază în loc să emită radiații ultraviolete;
- moleculele gazului de stingere trebuie să absoarbă puternic radiațiile ultraviolete pentru ca acestea să nu mai producă fotoelectroni.

De obicei, se utilizează ca gaze de stingere, vapori ale unor substanțe organice (alcool) sau halogeni (Cl_2). Utilizarea halogenilor este avantajoasă, deoarece, după descompunerea moleculelor, atomii obținuți se recombina. Astfel un detector cu halogen se poate utiliza un timp aproape nelimitat. Detectoarele ce au ca gaze de stingere vapori ale unor substanțe organice au un timp de viață limitat, deoarece gazul de stingere se consumă (fragmente care se obțin prin disociere nu se mai combină). Un astfel de detector poate înregistra până la 10^{10} particule.

Anumite contoare Geiger au o fereastră (de aluminiu sau mică) foarte subțire pentru a permite intrarea radiațiilor puțin penetrante (alfa și beta). Există detectoare Geiger-Müller care la un capăt au o fereastră cu grosime de $30 \mu\text{m}$, astfel că 65% din particulele beta emise de C^{14} pot să treacă prin aceasta. Pentru a se detecta particulele α fereastra detectorului trebuie să fie de $15 \mu\text{m}$.

Eficacitatea detectorului (ε) definită ca raportul dintre numărul de particule care sunt înregistrate (care produc pulsuri) și numărul de particule ce intră în detector, este diferită pentru particule încărcate și fotoni.

Pentru particulele încărcate pozitiv eficacitatea de detecție este de 100%, deoarece o singură pereche de ioni produsă de particula incidentă poate declanșa o avalanșă. În cazul radiațiilor gamma este importantă interacțiunea radiațiilor cu peretele detectorului, deoarece electronii care sunt scoși în urma acestor interacțiuni sunt cei ce declanșează avalanșele de descărcare. Eficacitatea unui astfel de detector este determinată de doi factori:

a) probabilitatea ca un foton gamma să interacționeze cu peretele detectorului; această probabilitate crește dacă peretele detectorului este realizat dintr-un material cu număr atomic mare (de exemplu, bismut cu $Z=83$);

b) probabilitatea ca electronul produs să iasă din perete și să interacționeze cu moleculele gazului din interiorul detectorului.

În cazul fotonilor de energie mică, crește probabilitatea ca aceștia să interacționeze direct cu moleculele gazului din interiorul detectorului, astfel că pentru detectarea radiației gamma este nevoie să se utilizeze gaze cu Z mare, aflate la presiune ridicată. O eficiență apropiată de 100% se obține pentru fotoni cu energia de 10 keV.

8.2 Detectoare cu scintilație

Așa cum s-a discutat, la trecerea unei radiații printr-un material apare ionizarea sau excitarea atomilor sau moleculelor mediului. Când ionii obținuți se recombina și moleculele excitate se dezexcită este eliberată o cantitate de energie. Cea mai mare parte din această energie se disipează sub formă de energie termică (de vibrație a moleculelor de gaz și lichid și de vibrație a rețelei cristaline pentru solide). În unele materiale, o parte din această energie este emisă sub forma de radiație luminoasă. Aceste materiale poartă numele de scintilator.

Cantitatea de lumină produsă după ce o particulă gamma sau beta interacționează cu materialul scintilator este proporțională cu energia transferată de radiația incidentă acestuia. Cantitatea de lumină este foarte mică: câteva sute sau mii de fotoni pentru o singură particulă gamma a cărei energie este cuprinsă între 70 și 511 keV.

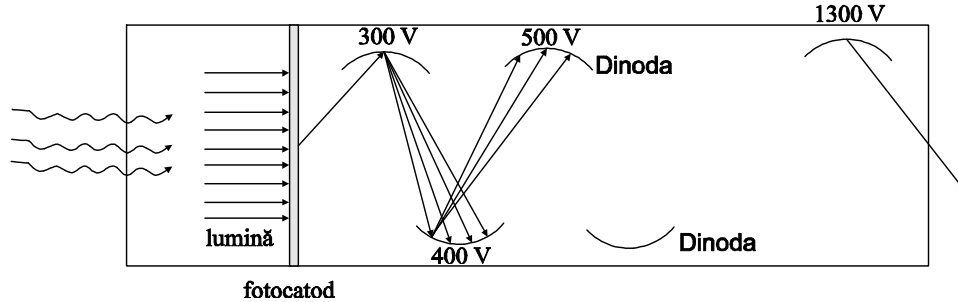


Figura 8.7: Fotomultiplicator.

Pentru a putea utiliza aceste detectoare se utilizează tuburile fotomultiplicatoare (Fig. 8.7). Aceste dispozitive sunt tuburi electronice care produc un puls sau un curent electric când sunt stimulate de semnale luminoase foarte slabe. Suprafața din interiorul ferestrei fotomultiplicatorului este acoperită cu o substanță fotosensibilă care poate elibera electroni atunci când pe ea cad fotoni din domeniul vizibil (sau ultraviolet). Aceasta poartă numele de *fotocatod*. Una din substanțele utilizate ca material fotosensibil este CeSb. Eficiența conversiei foton – electron este cunoscută sub numele de eficiență cuantică și are valoarea de 1-3 fotoelectroni/10 fotoni. Dependența eficienței cuantice de lungimea de undă este prezentată în Fig. 8.8.

La mică distanță de catod se află o placă metalică numită *dinodă*. Dinoda este menținută la o diferență de potențial pozitivă față de fotocatod de ordinul 200 – 400 V și ea atrage electronii ejectați de acesta. O grilă focalizantă direcționează electronii pentru a cădea pe dinodă. Dinoda este acoperită și ea cu un material ce are o emisie mare de electroni secundari. Ca material poate fi utilizat chiar CeSb. Fotoelectronii capătă o energie mare datorită diferenței de potențial care-i accelerează. Atunci când un electron lovește dinoda sunt emiși mai mulți electroni. Acești electroni sunt atrași de o a doua dinodă care se află la un potențial pozitiv față de prima (50-150 V) și procesul de multiplicare se repetă. Factorul de multiplicare este de 3-6 pe dinodă și reprezintă numărul de electroni scoși de un singur electron ce cade pe aceasta. Astfel în cazul unui fotomultiplicator format de 10 dinode care au un factor de multiplicare egal cu 6 numărul de fotoelectroni care apare în final datorat unui singur foton este $6^{10} \simeq 6 \times 10^7$. Fotomultiplicatoarele necesită surse de înaltă tensiune. De exemplu, pentru un tub cu 10 dinode cu prima

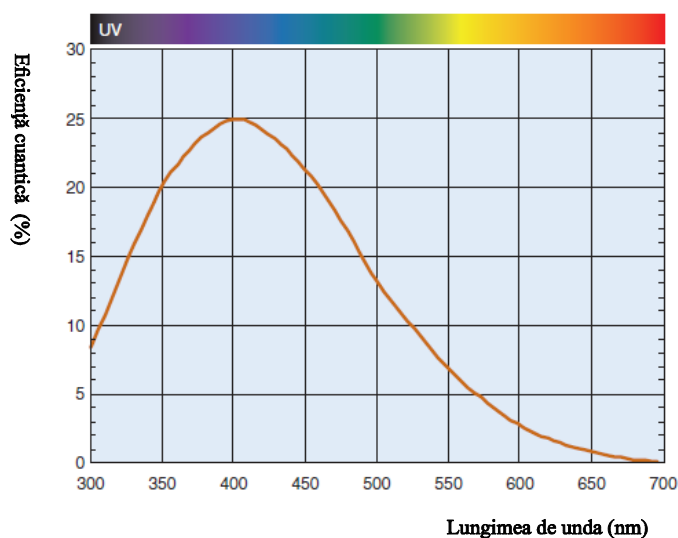


Figura 8.8: Eficiența cuantică funcție de lungimea de undă pentru un fotocathod.

dinodă aflată la un potențial de +100 V relativ la fotocathod și +100 V pentru fiecare din următoarele dinode, este nevoie de o sursă de 1000 V. Este necesar ca sursa să fie bine stabilizată deoarece o creștere numai de 1% a tensiunii determină o creștere a curentului colectat cu 10%.

Astfel fiecare puls obținut este proporțional cu energia fotonului care lovește detectorul. Pulsurile sunt sortate și stocate în canalele corespunzătoare unui analizor multicanal, astfel că se poate obține un spectru de energie cedată de radiație în cristalul scintilator. Acest lucru este foarte important mai ales în aplicațiile în care este necesar să se măsoare energia particulelor detectate. Fotomultiplicatoarele sunt introduse în tuburi vidate înconjurare de un înveliș metalic pentru ca interiorul acestora să nu fie afectat de eventuale câmpuri magnetice care ar devia electronii.

În anumite aplicații fotomultiplicatoarele, pot fi înlocuite cu detectoare sensibile la lumină precum fotodiodele cu siliciu. În acest caz, dioda nu detectează radiațiile gamma sau X, ci lumina emisă de materialul scintilator. Fotonii emiși de scintilatoare au suficientă energie pentru a ioniza siliciul, sarcina produsă fiind proporțională cu numărul de fotoni de scintilație care cad pe fotodiodă. Fotodiodele au avantajul că sunt mici (au grosimi de câțiva milimetri, inclusiv carcasa). Ele au o eficiență cuantică mult mai mare decât fotomultiplicatoarele. Un alt dispozitiv

este dioda de Si în avalanșă APD (*avalanche photodiode*) ce utilizează un câmp electric foarte puternic, care face ca fiecare electron să capete suficientă energie între ciocniri pentru a crea alte ionizări. Amplificarea acestor dispozitive este influențată puternic de tensiune și temperatură și acești parametri trebuie atent controlați.

Scintilatoarele anorganice sunt solide cristaline care pot emite scintilații datorită structurii lor. Anumite substanțe sunt scintilatoare în stare pură precum NaI la temperatura azotului lichid. Cei mai multe scintilatoare sunt însă impurificate, adică în structura lor cristalină sunt introduși alți atomi numiți "impurități". Deoarece ei sunt responsabili de efectul de scintilație, acești atomi aflați în rețeaua cristalină poartă numele de centre de activare.

Scintilatoarele mai des utilizate sunt iodura de sodiu impurificată cu taliiu NaI(Tl) sau iodura de cesiu impurificată cu taliiu CsI(Tl). Cel mai utilizat scintilator pentru detectoare este NaI(Tl) care are diametrul de 30-50 mm și o grosime de aproximativ 1 cm. Cristalul este încapsulat într-o carcasă de aluminiu și are o fereastră de sticlă sau plastic pentru a permite ieșirea scintilațiilor din cristal.

Dintre avantajele detectorului cu NaI(Tl) amintim:

- a) are densitate mare $\rho = 3,67 \text{ g/cm}^3$, conține un element (Iod) cu număr atomic mare $Z = 53$ și este un bun absorbant pentru radiațiile penetrante precum radiațiile X și gamma cu energiile în intervalul 50–250 keV unde predomină efectul fotoelectric;
- b) este un detector eficient, deoarece un foton caracteristic radiației luminoase este obținut pentru o energie absorbită în jur de 30 eV;
- c) intervalul de timp corespunzător unui puls este de $0,25 \mu\text{s}$;
- d) este transparent la lumina emisă.

Dintre dezavantajele detectorului cu NaI(Tl) amintim:

- a) este fragil și poate să se fractureze ușor sub acțiunea unor acțiuni mecanice și termice;
- b) Iodura de sodiu este un material higroscopic. Expunerea la atmosferă umedă determină îngălbenirea suprafeței detectorului și acesta devine mai puțin transparent la fotonii emiși în interiorul său;
- c) La energii mai mari de 250 keV principalul fenomen produs de radiațiile gamma este efectul Compton, astfel că dimensiunile detectoului trebuie crescute pentru ca eficiența acestuia să rămână la valori ridicate;

Proprietățile câtorva scintilatoare sunt prezentate în Tabelul 8.1.

Tabelul 8.1
Proprietățile anumitor scintilatoare.

Proprietate	NaI(Tl)	CeI(Tl)	Gd ₂ SiO ₅ (Ce)
Densitate kg/m ³	3,67	4,51	6,71
Număr atomic efectiv	50	54	59
Timp de relaxare (ns)	230	1000	60
Randament fonic (pe keV)	38	52	12-15
Indice de refracție	1,85	1,80	1,85
λ la care emisia este maximă (nm)	415	540	430

8.3 Detectoare cu semiconductoare

Semiconductoarele sunt solide cu o densitate de 2000–5000 ori mai mare decât a aerului. Din acest motiv ei au o putere de stopare foarte mare și sunt eficienți pentru detectarea radiațiilor X și gamma. Materialele cele mai utilizate sunt Si și Ge. Recent au început să fie utilizate și alte materiale precum CdZnTe. În Tabelul 8.2 sunt prezentate proprietățile unor materiale semiconductoare folosite pentru producerea de detectoare. În acest tabel w reprezintă valoarea energiei necesare pentru producerea unei perechi de ioni.

Tabel 8.2
Proprietăți ale unor materiale semiconductoare folosite la producerea de detectoare.

	Si(Li)	Ge(Li)	CdZnTe	Aer
Densitate (g/cm ³)	2,33	5,32	6,06	0,001293
Număr atomic efectiv	14	32	48-52	7,6
w (eV)	3,6	2,9	4,43	33,7

Se observă că în cazul materialelor semiconductoare energia pentru producerea unei perechi de ioni este situată între 3 și 5 eV față de 34 eV în cazul aerului. Totuși, mecanismul prin care se produc sarcini de semne opuse este diferit de cel în cazul aerului.

Pierderea de energie a radiațiilor în semiconductoarele pure intrinseci (precum germaniul) excită electronii din banda de valență și-i face să treacă în banda de conducție, lăsând goluri în banda de valență. Când

se aplică o tensiune de polarizare de-a lungul semiconductorului, câmpul electric determină apariția unui puls de curent.

Nu numai că un detector cu semiconductoare este mai eficient, dar semnalul electric este de aproximativ 10 ori mai mare decât în cazul detectoarelor cu gaz. Semnalele sunt suficient de mari pentru ca fiecare să fie înregistrat individual. Astfel, particulele care trec prin detector pot fi înregistrate în mod individual și mărimea semnalului este proporțională cu energia absorbită de materialul detectorului încât el poate fi utilizat pentru a se realiza o selecție după energia particulelor. Totuși există și câteva dezavantaje:

În Si și mai ales în Ge apar curenți termici datorati mișcării de agitație termică care face să se genereze electroni și goluri. Acești curenți interferă cu cei determinați de particulele detectate.

Al doilea dezavantaj este că există impurități chiar în cristalele relativ pure. Acestea creează capcane care captează electronii ce apar prin ionizări astfel că are loc o reducere a cantității de sarcină electrică ce poate fi măsurată. Deoarece semiconductoarele au numere atomice efective mici ele au o eficiență scăzută pentru detectarea radiațiilor gamma.

Există însă două posibilități de a surmonta aceste dificultăți:

- prepararea unor probe de semiconductoare ultrapure HPGe (germaniu de înaltă puritate). Acest material este scump și detectoarele sunt limitate ca dimensiuni (5 cm diametru și 1 cm grosime).

- introducerea unor atomi compensatori (de exemplu Li). Procesul este unul dificil din punct de vedere tehnologic și iarăși detectoarele sunt limitate în dimensiuni. În plus ele funcționează la temperaturi foarte joase pentru ca valoarea curenților termici să fie foarte mică. Pentru aceasta este utilizat azot lichid a cărui temperatură este $T = 77 \text{ K}$ (-196°C). Aceste detectoare trebuie ținute în azot lichid chiar când nu funcționează, deoarece la temperatura camerei se distruge structura cristalină.

Detectoarele CdZnTe au ca principal avantaj faptul că pot lucra la temperatura camerei și au un număr atomic efectiv mare, fapt ce le face apte pentru a detecta în mod eficient radiațiile X de joasă energie.

Capitolul 9

Radiațiile și radioactivitatea din mediul natural

Fondul natural de radiații constă din totalitatea radiațiilor provenite din mediul înconjurător. Acesta este important deoarece determină o expunere continuă a ființelor de pe pământ și orice măsurătoare a nivelului de radiații trebuie să îl ia în considerație.

Fondul natural de radiații determină o iradiere continuă a organismelor și este determinat de radiațiile cosmice, nuclizii cosmogenici, radiațiile terestre, radiațiile provenite din radionuclizii încorporați în organism, radonul și produșii săi de dezintegrare. Radiațiile cosmice sunt radiațiile care provin din galaxie și Soare. Nuclizii cosmogenici sunt nuclizii care apar ca urmare a bombardării elementelor din atmosferă și pământului cu particule de energie mare care se găsesc în radiația cosmică (mezoni μ , protoni). Radiațiile terestre externe sunt cele provenite din scoarța terestră, care conține mici cantități de substanțe radioactive. Deoarece o parte din aceste substanțe ajung în organism prin intermediul apei și mâncării, o parte din doza efectivă este datorată radiațiilor care provin din acestea. O altă categorie de substanțe radioactive care se găsesc în atmosferă sunt inhalate, ca de exemplu radonul care este un gaz radioactiv ce provine din sol.

9.1 Expunere naturală

În raportul pentru anul 2008 UNSCEAR (Comitetul Națiunilor Unite pentru Studiul Efectelor Radiațiilor Atomice) a raportat valorile medii ale dozei efective pe individ datorată fondului natural. În continuare sunt prezentate valorile medii ale dozelor efective în organismul uman provenite din diverse surse naturale de radiații.

Radiații cosmice:

- Ionizare directă și fotoni.....	0,28 mSv/an
- Neutroni.....	0,10 mSv/an
- Radionuclizi cosmogenici.....	0,01 mSv/an
Total	0,39 mSv/an

Radiația externă terestră:

- în exteriorul clădirilor.....	0,07 mSv/an
- în interiorul clădirilor.....	0,41 mSv/an
Total.....	0,48 mSv/an

Expunere datorată inhalării:

- Uraniul și seria thoriului	0,01 mSv/an
- Radon (^{222}Rn).....	1,15 mSv/an
- Radon (^{220}Rn).....	0,10 mSv/an
Total	1,26 mSv/an

Expunere datorată ingestiei:

- Potasiu ^{40}K	0,17 mSv/an
- Uraniul și seria thoriului.....	0,12 mSv/an
Total	0,29 mSv/an

Total general 2,4 mSv/an

9.2 Radiații cosmice

Pământul este bombardat continuu de radiații care-și au originea în Soare sau alte surse din interiorul sau exteriorul galaxiei în care ne aflăm. Aceste radiații întâlnesc în drumul lor atmosfera superioară a Pământului care reprezintă un prim scut împotriva lor. Radiațiile cosmice constau în principal din protoni în proporție de 85%, particule alfa în proporție de 12 % și nuclee grele ($Z > 0$) în proporție de 3%.

Unele din aceste particule au energii chiar de 10^{14} MeV, dar cele mai multe au energii în intervalul 10 eV - 100 GeV. Din interacțiunea

radiației cosmice cu nucleele atomilor din atmosferă rezultă fluxuri de particule secundare și terțiare, care constau în principal din pioni și kaoni. Pionii și kaonii sunt mezonii. Ei aparțin grupului de particule care pot interacționa puternic și care sunt numite hadroni. Hadronii includ mezonii și barionii. Protonii și neutronii și stările lor excitate sunt barioni. În teoria quarkilor barioni sunt formați din trei quarki. De exemplu, protonul este format din doi quarci "up" cu sarcina $2e/3$ și un quark "down" cu sarcina $-e/3$. Notăția pentru proton este (uud). Neutronul este format dintr-un quark "up" și doi quarki "down". Notăția pentru neutron este (udd). Mezonii reprezintă stări legate formate din quarki și antiquarki. Pionul încărcat pozitiv π^+ este format dintr-un quark "up" și un antiquark "down" (uad).

Componentele ușoare a radiației cosmice constau din electroni și fotoni care apar din dezintegrarea π^0 (pioni fără sarcină electrică). Acestea sunt absorbite rapid în atmosferă și nu ajung la suprafața pământului. Spre deosebire de componentele ușoare, produșii care apar prin dezintegrarea pionilor și kaonilor încărcăți (miuoni și neutrini) ating ușor suprafața pământului aflată la nivelul mării. Miuoni sunt particule încărcate negativ cu proprietăți asemănătoare cu ale electronilor dar sunt de 200 de ori mai grele. Astfel la nivelul mării 80 % din radiațiile cosmice sunt miuoni a căror energie este cuprinsă între 1 GeV și 1 TeV. Datorită probabilității lor foarte mici de interacțiune cu materia neutrinii nu sunt luați în considerare în protecția radiațiilor. Fluxul miuonilor la nivelul mării este de 1 particulă/cm². Datorită pierderilor lor mici în energie miuonii pot pătrunde mult în interiorul pământului. Astfel un detector cu suprafața de 15×10 cm² măsoară un fond de 150 de particule/minut.

Expunerea unei persoane la radiații cosmice este de 0,3 mSv/an. Ea variază puternic cu altitudinea. De exemplu pe Everest expunerea este de 20 mSv/an în timp ce în Alpii francezi ea este de 1,2 mSv/an. La înălțimi de 10-14 km, acolo unde se găsesc avioanele de pasageri expunerea este în jur de 3-5 μ Sv/oră. La înălțimi mai mari de 20 km, doza devine egală cu 20 μ Sv/oră. La o înălțime dată, doza echivalentă depinde de latitudine. În Fig. 9.1 este arătată dependența debitului dozei de latitudine. Expunerea în stațiile MIR și Stația Spațială Internațională este în jur de 0,3-0,5 mSv/zi în interiorul stației și 0,5 mSv în timp de 8 ore dacă se lucrează în afara stației. În spațiul cosmic 70 % din iradiere se datorează radiației cosmice și 30% se datorează protonilor care fac parte din centura de radiații Van Allen din jurul Pământului.

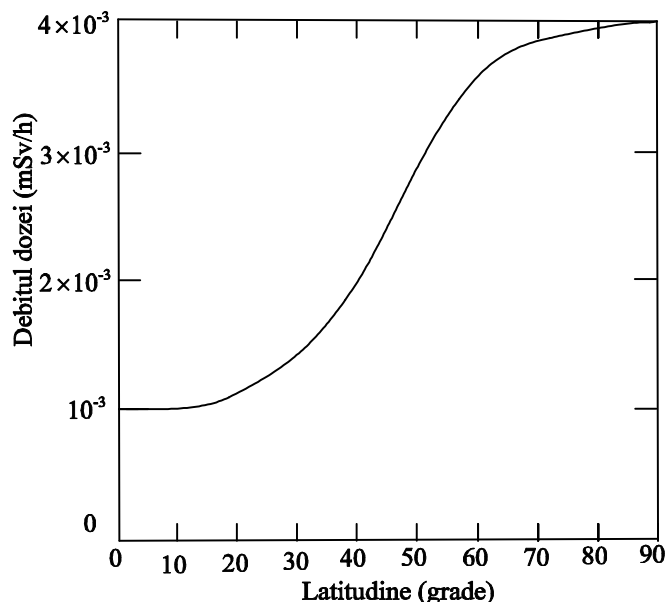


Figura 9.1: Dependența debitului dozei funcție de latitudine.

Din datele geologice rezultă că Pământul și-a schimbat polii magnetici la intervale de aproximativ 250.000 ani. Atunci când câmpul magnetic a fost nul, intensitatea radiației cosmice a crescut de 3-5 ori, fără ca acest fapt să afecteze viața pe planetă. În Fig. 9.2 este prezentată dependența debitului dozei cu altitudinea în atmosferă, la o latitudine de 45 grade.

9.3 Radionuclizi cosmogenici

Radionuclizii cosmogenici sunt nuclizi care sunt produși de interacțiunea radiației cosmice sau a particulelor secundare și terțiare produse de aceasta cu diversele substanțe aflate în atmosferă, în apa mărilor și oceanelor și scoarța terestră.

Nuclizii cosmogenici sunt nuclizii care apar ca urmare a bombardării elementelor din atmosferă și pământ cu particule de energie mare care se găsesc în radiația cosmică (mezoni μ , protoni). De exemplu, astfel de radionuclizi sunt $^{10}_4\text{Be}$, $^{14}_6\text{C}$, $^{26}_{20}\text{Ca}$, $^{129}_{53}\text{I}$. Acești nuclizi se găsesc în concentrații foarte mici și în general au timpi de înjumătățire foarte mari.

Mulți radionuclizi cosmogenici sunt produși când protonii de energie

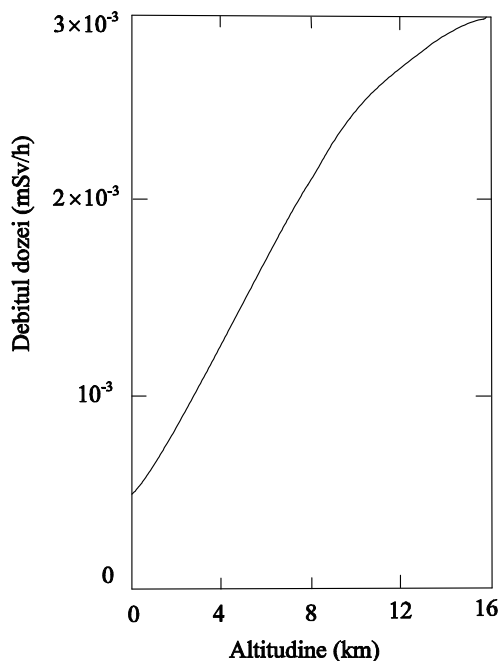


Figura 9.2: Dependența ratei dozei efective cu altitudinea la o latitudine de 45 grade.

mare (85% din radiațiile cosmice) interacționează cu constituenții atmosferei. Particulele mai lente, în principal neutronii, care apar din aceste interacțiuni, prin interacțiunea cu constituenții atmosferei fac să apară radionuclizi precum ^3_1H , ^7_4Be , $^{14}_6\text{C}$ și $^{22}_{11}\text{Na}$ care sunt produși cu o rată uniformă. Neutronii cu energie mare (MeV) își au originea în atmosferă mai degrabă din spațiu. Acest lucru se datorează faptului că neutronii liberi au o viață de aproximativ 12 minute, astfel că ei nu pot să străbată un drum foarte lung. Concentrația neutronilor crește cu altitudinea până la 10.000 m și apoi descrește.

Fluxul de neutroni este de aproximativ de 30 neutroni/cm²h, la nivelul mării, dintre care numai 8 sunt neutroni termici. Astfel, producerea de materiale radioactive datorită interacțiunii acestor neutroni cu suprafața Pământului și suprafața mării este minimă.

O excepție importantă este producerea izotopului de viață lungă $^{36}_{17}\text{Cl}$ prin activarea $^{35}_{17}\text{Cl}$ din suprafața Pământului. În Tabelul 9.1 este prezentată distribuția globală a radionuclizilor cosmogenici.

Tabelul 9.1

Distribuția globală a radionuclizilor cosmogenici.

	${}^3_1\text{H}$	${}^7_4\text{Be}$	${}^{13}_6\text{C}$	${}^{22}_7\text{Na}$
Stratosferă	6,8%	60%	0,3%	25%
Tropesferă	0,4%	11%	1,6%	1,7%
Suprafața Pământului	27%	8%	4%	21%
Suprafața oceanului	35%	20%	2,2%	44%
Fundul oceanelor	30%	0,2%	92%	8%
Sedimentele oceanelor	-	-	0,4%	-

Interacțiunea neutronilor cu azotul ${}^{14}_7\text{N}$ conduce la obținerea de ${}^{14}_6\text{C}$ în 99% din cazuri și tritium ${}^3_1\text{H}$ în 1% din cazuri. Izotopul ${}^{14}_6\text{C}$ există în atmosferă în combinație cu oxigenul sub forma de dioxid de carbon CO_2 . El are timpul de înjumătățire de 5700 ani și prin dezintegrare se transformă în ${}^{14}_7\text{N}$. În urma transformării rezultă particule β^- cu energia maximă de 157 keV (energia medie 49,5 keV).

Raportul dintre concentrația izotopului ${}^{14}_6\text{C}$ și concentrația izotopului stabil al carbonului ${}^{12}_6\text{C}$ este $1,2 \times 10^{-12}$. Aceasta corespunde la o activitate de 0,226 Bq pe gram de carbon. Dacă se ține cont de concentrația în care carbonul se află în țesuturi moi (0,23), gonadele (0,089), măduva osoasă (0,41) și schelet (0,2), media anuală a dozei efective în aceste țesuturi este 0,013 mSv în țesuturi moi, 0,005 mSv în gonade, 0,023 mSv în măduva osoasă și 0,014 mSv în schelet pe an.

Tritium ${}^3_1\text{H}$ este produs prin reacțiile ${}^{14}_7\text{N}({}^1_0\text{n}, {}^3_1\text{H}){}^{12}_6\text{C}$ și ${}^{16}_8\text{O}({}^1_0\text{n}, {}^3_1\text{H}){}^{14}_7\text{N}$ în atmosferă și el există în natură în compusul ${}^1_1\text{H}_2{}^3_1\text{HO}$. Tritium are un timp de înjumătățire de 12,3 ani și după transformare emite particule beta cu energia maximă de 18,6 keV (energia medie 5,7 keV). Concentrația medie a tritiului cosmogenic în apă determină o activitate de 100-600 Bq/m³. Dacă presupunem că în corp concentrația de hidrogen este de 10% ca și în apa de suprafață, tritiul determină o activitate de 400 Bq/m³. Aceasta determină o doză efectivă de 0,012 μSv pe an.

Radionuclizii ${}^{14}_6\text{C}$ și ${}^3_1\text{H}$ din biosferă sunt în echilibru în sensul că rata producerii acestora este egală cu rata transformărilor radioactive suferite de aceștia. Conținutul cosmogenic al ${}^{14}_6\text{C}$ în mediu s-a diminuat în secolul al XIX-lea datorită arderii combustibililor fosili fapt ce a cauzat o emisie de CO_2 care nu conține ${}^{14}_6\text{C}$. În plus, datorită testelor nucleare realizate

în aer la mijlocul secolului al XX-lea a crescut concentrația de ^3H și ^{14}C . Deoarece testele nucleare în atmosferă au fost oprite concentrațiile de ^3H și ^{14}C au revenit la nivelul normal.

Radionuclizii ^7_4Be cu timpul de înjumătățire de 53,4 zile și $^{10}_5\text{B}$ cu timpul de înjumătățire de $1,6 \times 10^6$ ani, sunt produși de radiațiile cosmice care interacționează cu azotul și oxigenul din atmosferă. Radionuclidul ^7_4Be suferă o transformare radioactivă prin captura unui electron și se transformă în ^7_3Li , și în 10,7% din cazuri, rezultă o particulă gamma cu energia de 447 keV. Concentrația lui în regiunile temperate determină o activitate de 3000 Bq/m³ în aer și 700 Bq/m³ în apa râurilor. Doza echivalentă absorbită într-un an este de 0,012 mSv în intestinul gros, 0,0012 mSv în măduva osoasă și 0,0057 mSv în gonade.

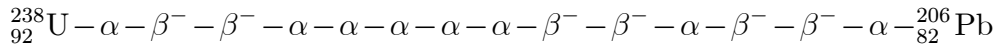
Radionuclidul $^{22}_{11}\text{Na}$ este produs prin interacțiunea dintre argon și neutronii de energie mare produși de radiația cosmică. El are un timp de înjumătățire de 2,60 ani și se transformă prin emisie de pozitroni (90%) și captura electronică (10%) în $^{22}_{10}\text{Ne}$. Pozitronii emiși au energia maximă de 546 keV (energia medie 216 keV). Toate transformările sunt însoțite de emisia unei cuante gamma cu energia de 1,28 MeV. O mare parte din $^{22}_{11}\text{Na}$ rămâne în atmosferă unde este produs, dar jumătate din această cantitate ajunge în oceane (la suprafață). Media anuală a dozei absorbite este de 0,01 mSv în țesuturile moi, 0,022 mSv în măduva roșie și 0,027 mSv la suprafața oaselor. O serie din alți radionuclizi ($^{26}_{13}\text{Al}$, $^{35}_{17}\text{Cl}$, $^{38}_{17}\text{Cl}$, $^{37}_{17}\text{Cl}$, $^{31}_{15}\text{P}$, $^{31}_{14}\text{Si}$, $^{38}_{12}\text{Mg}$, $^{24}_{11}\text{Na}$) sunt produși prin reacții de spalație (reacție nucleară în care, în urma bombardării cu particule, din nucleul ciocnit se elimină mai mulți nucleoni) cu argonul din atmosferă $^{40}_{18}\text{Ar}$ inclusiv cu $^{39}_{18}\text{Ar}$ (cu timpul de înjumătățire egal cu 269 ani) și $^{37}_{18}\text{Ar}$ (cu timpul de înjumătățire 35 zile). Deoarece radiațiile cosmice au energie mare, ele pot determina spargerea nucleelor în mai multe moduri. Aceste interacțiuni au o influență foarte mică asupra dozei echivalente încasate de organisme vii.

Neutronii termici interacționează și cu $^{80}_{36}\text{Kr}$ și se produce $^{81}_{36}\text{Kr}$ (timpul de înjumătățire egal cu $2,1 \times 10^5$ ani) și cu $^{84}_{36}\text{Kr}$ și se produce $^{85}_{36}\text{Kr}$ (timpul de înjumătățire 10,7 ani), ambele în cantități foarte mici. Trebuie remarcat că pentru a determina doza efectivă încasată de organism este necesar ca dozele echivalente să fie înmulțite mai înainte cu factori tisulari corespunzători și apoi însumate.

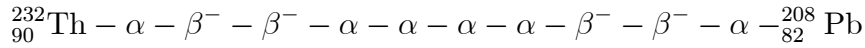
9.4 Radiația terestră

Multe din elementele radioactive din sol apar ca produși ai uneia din seriile radioactive ale $^{238}_{92}\text{U}$ (timpul de înjumătățire $4,47 \times 10^9$ ani), $^{235}_{92}\text{U}$ (timpul de înjumătățire $7,04 \times 10^8$ ani), $^{232}_{90}\text{Th}$ (timp de înjumătățire $1,40 \times 10^{10}$ ani) și $^{237}_{93}\text{Np}$ (timp de înjumătățire $2,14 \times 10^6$ ani). Cu excepția neptuniului fiecare din radionuclizii părinți ai seriilor au origini primordiale deoarece timpul lor de înjumătățire este de ordinul vârstei sistemului solar $4,6 \times 10^9$ ani), astfel că ei au existat din momentul apariției acestuia. Neptuniul are un timp de înjumătățire mult mai mic, astfel că sursa primordială nu mai există, deoarece el s-a transformat practic în totalitate. Actualmente seria acestuia începe cu $^{241}_{94}\text{Pu}$ și $^{241}_{95}\text{Am}$ care sunt precursori ai $^{237}_{93}\text{Np}$. Radioizotopii $^{241}_{94}\text{Pu}$ și $^{241}_{95}\text{Am}$ au o abundență relativ mare deoarece $^{241}_{94}\text{Pu}$ este produs în reactoarele nucleare prin activarea cu neutroni a $^{239}_{94}\text{Pu}$. $^{241}_{94}\text{Pu}$ se transformă prin emisia unei particule beta în $^{241}_{95}\text{Am}$ care prin emisia unei particule α se transformă în $^{237}_{93}\text{Np}$.

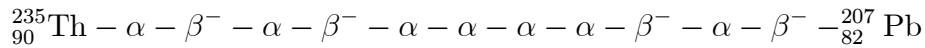
Există asemănări și diferențe între cele patru serii radioactive. Seriile $^{238}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$ și $^{232}_{90}\text{Th}$ au ca intermediar radioactiv radioizotopul gazos radon și se termină cu un izotop stabil care este plumbul. Seria neptuniului nu are ca intermediari produse gazoase și se termină cu izotopul stabil $^{209}_{83}\text{Bi}$.



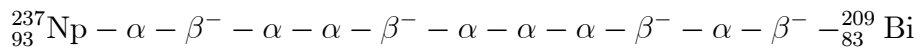
$$\Delta Z = 10, \Delta A = 32$$



$$\Delta Z = 8, \Delta A = 24$$



$$\Delta Z = 10, \Delta A = 28$$



$$\Delta Z = 10, \Delta A = 28$$

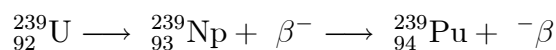
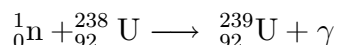
Cele mai importante elemente radioactive care se găsesc în sol și roci sunt izotopii primordialii $^{40}_{19}\text{K}$ (timpul de înjumătățire $1,251 \times 10^9$ ani), și $^{232}_{90}\text{Th}$ (timpul de înjumătățire $1,405 \times 10^{10}$ ani) precum și $^{87}_{37}\text{Rb}$ - rubidiul (timp de înjumătățire $4,9 \times 10^{10}$ ani).

Radioizotopul $^{40}_{19}\text{K}$ contribuie cu aproximativ 7% din expunerea umană datorată radiației naturale. El are o abundență izotopică 0,017% și suferă o transformare fie prin captură electronică (10,67%) fie prin emisie de particule β^- (89,23%). Particulele β^- emise au o energie maximă de 1,312 MeV (energia medie 0,51 MeV). Captura electronică este urmată de emisia unei cuante γ cu energia 1,461 keV.

Radioizotopul $^{87}_{37}\text{Rb}$ are o abundență izotopică 27,84% și emite particule β^- cu energia maximă 292 keV (energia medie 79 keV). El determină o doză efectivă medie de 0,14 mSv/an în țesuturile corpului.

Radioizotopii $^{40}_{19}\text{K}$ și $^{232}_{90}\text{Th}$ se găsesc în materiale de construcții precum betoanele și cărămizile. Expunerea datorată acestor radioizotopi variază în funcție de concentrația acestora în sol și roci. Ei determină o doză efectivă de 0,5 mSv/an. Totuși, valoarea dozelor efective variază mult în funcție de compoziția solului. Astfel în Kerala pe coasta de vest a Indiei valoarea dozei este de 26 mSv/an, iar pe malul Atlanticului în Brazilia 120 mSv/an. Cea mai mare valoare se găsește în Ramsar, în Iran, unde valoarea dozei anuale este de 450 mSv. Aceste doze mari sunt determinate de concentrația mare de $^{232}_{90}\text{Th}$ în solurile respective.

Este interesant că $^{239}_{94}\text{Pu}$ (timpul de înjumătățire este de 24.300 ani) apare ca un radioizotop natural în scoarța terestră datorită reacției neutronilor produși de radiația cosmică cu $^{238}_{92}\text{U}$:



9.5 Radioizotopi încorporați în organism

O parte din radioizotopii din natură pătrund în organismul uman prin ingestie (hrană) și inhalare (respirație). Acești izotopi sunt în principal tritiul ^3_1H , $^{14}_6\text{C}$, potasiul $^{40}_{19}\text{K}$, poloniul $^{239}_{84}\text{Po}$, radonul $^{222}_{86}\text{Rn}$, radiul $^{226}_{88}\text{Ra}$ și thoriul $^{232}_{90}\text{Th}$. Radioactivitatea corpului uman este de ordinul a 9000 Bq și este datorată în principal izotopilor $^{40}_{19}\text{K}$ și $^{14}_6\text{C}$. Radioizotopul $^{40}_{19}\text{K}$

produce o doză efectivă de 0,27 mSv/an în măduva osoasă, 0,14 mSv/an la suprafața oaselor și 0,17 mSv/an în țesuturile moi. Despre dozele efective determinate de carbon și tritium am discutat în secțiunea referitoare la radionuclizii cosmogenici. Radioizotopul $^{40}_{11}\text{K}$ contribuie și la expunerea externă datorită concentrației din sol (12 pCi/g) și determină o doză efectivă de 0,12 mSv/an.

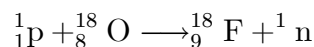
O altă sursă de expunere este datorată inhalării $^{222}_{86}\text{Rn}$. În plămâni radonul determină o doză efectivă de 1,1 mSv/an.

Expunerea prin încorporarea substanțelor radioactive naturale este de aproximativ 1,5 mSv/an. Această expunere variază în funcție de condițiile locale. Astfel în încăperile slab ventilate expunerea datorată inhalării radonului poate crește de 5 ori. În minele slab ventilate această creștere poate ajunge la 100 de ori.

9.6 Expunerea radioactivă datorată procedurilor medicale

Cele mai simple exemple de proceduri medicale care implică o iradiere a organismului uman sunt radiografiile. La o radiografie pulmonară organismul încasează o doză efectivă de 0,1 mSv, iar la o radiografie dentară organismul încasează o doză efectivă de 0,01 mSv. În schimb, atunci când se realizează o angiografie a arterelor cu ajutorul razelor X doza efectivă încasată de organism este de aproximativ 10 mSv. Realizarea unei imagini a glandei tiroide cu $^{131}_{53}\text{I}$ (timp de înjumătățire 8 zile) determină o doză efectivă pentru întregul organism egală cu 33 mSv. În trecut, pentru a se obține o imagine a ficatului se utiliza radioizotopul de $^{198}_{97}\text{Au}$ (timp de înjumătățire de 2,7 zile) care determină o doză efectivă de 3,6 mSv. Acești izotopi au fost înlocuiți în zilele noastre cu $^{99\text{m}}_{43}\text{Tc}$ (stare metastabilă a $^{99}_{43}\text{Tc}$) care are timpul de înjumătățire de 6 ore. O scintigramă pentru examinarea inimii determină o doză efectivă egală cu 7,6 mSv.

În tomografia cu emisie de pozitroni se utilizează radioizotopul $^{18}_9\text{F}$ (timp de înjumătățire 109,7 minute) care marchează radioactiv glucoza care este introdusă în corp. El se obține prin reacția:



Deoarece timpul de viață al izotopului ^{18}F este relativ mare, el poate fi distribuit pe plan local după producerea într-un accelerator. Emițătorii de pozitroni, ^{11}C (timp de înjumătățire 20 minute), ^{13}N (timp de înjumătățire 10 minute) și ^{15}O (timp de înjumătățire 1,25 min) sunt produși în spitalele care posedă ciclotroane.

Cele mai mari expuneri medicale au loc atunci când se tratează tumori. Astfel, pentru o singură porțiune din corp dozele maxime la o singură iradiere pot ajunge la 100 Sv. Doza letală pentru întregul organism este de 4,5 Sv (doza letală este definită ca doza care determină moartea a 50% din persoanele expuse, în timp de 30 de zile după încasarea acesteia).

Expunerea medie în Europa este de 1,9 mSv/an datorită utilizării radiațiilor X în diagnosticarea bolilor și în jur de 0,05 mSv/am în alte tratamente și sub 0,01 mSv/an datorată substanțelor radioactive utilizate în cercetare.

9.7 Expunerea radioactivă datorată fumatului

La prima vedere legătura dintre fumat și expunere nu există. Plantele de tutun preiau din sol radioizotopul $^{210}_{82}\text{Pb}$ și din aer $^{222}_{86}\text{Rn}$. Acești radioizotopi determină o iradiere importantă a bronhiilor și plămânilor. Izotopii $^{210}_{82}\text{Pb}$ și $^{222}_{86}\text{Rn}$ ajung după mai multe transformări radioactive în $^{210}_{84}\text{Po}$ sau în izotopul stabil $^{206}_{82}\text{Pb}$. Radioizotopii menționați anterior au o mare afinitate pentru a se atașa aerosolilor produși de fumat. Aceștia ajung în bronhii și plămâni. Valorile din literatură dau o valoare a dozei încasate de la 0,05 mSv la 25 mSv în timp de 25 ani atunci când se fumează un pachet de țigări pe zi. Astfel fumatul contribuie cu cel mult 1 mSv pe an la doza efectivă încasată. Valorile prezentate sunt aproximative deoarece concentrația radioizotopilor din țigări variază foarte mult, acest lucru depinzând de solul în care a fost cultivat tutunul. Doza efectivă datorată unei țigări variază între 5 μSv și 40 μSv . Valori mai mari se obțin din tutunul care se cultivă în solurile cu conținut mare de $^{210}_{82}\text{Pb}$ și $^{210}_{84}\text{Po}$, care se găsesc în anumite regiuni din Brazilia și Zimbabwe.

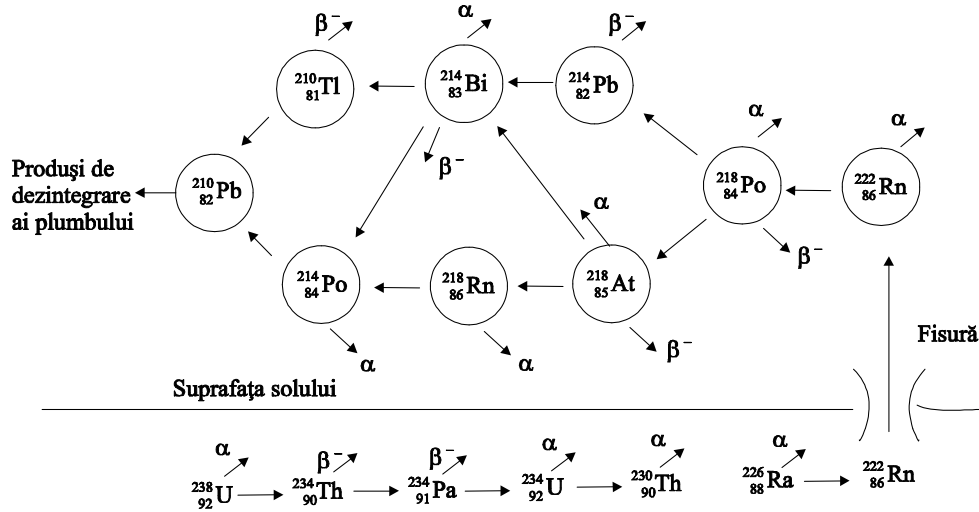


Figura 9.3: Producerea și transformările suferite de radon în sol și aer.

9.8 Radonul

Radonul este unul dintre produșii transformărilor radioactive ale $^{238}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$ și $^{232}_{90}\text{Th}$ și există în diverse concentrații în soluri și minerale. Radioizotopii $^{220}_{86}\text{Rn}$ care apare în seria $^{232}_{90}\text{Th}$ și $^{219}_{86}\text{Rn}$ care apare în seria $^{235}_{92}\text{U}$ au timpi de înjumătățire foarte mici (55,6 s și respectiv 3,96 s) și au o importanță mică în raport cu radioizotopul $^{222}_{86}\text{Rn}$ care apare în seria $^{238}_{92}\text{U}$. Radioizotopul $^{238}_{92}\text{U}$ are un timp de înjumătățire foarte mare ($4,47 \times 10^9$ ani), iar elementele care în serie apar înaintea $^{222}_{86}\text{Rn}$, $^{230}_{90}\text{Th}$ și $^{226}_{88}\text{Ra}$ au timpi de înjumătățire de 75380 ani și respectiv 1600 ani. În sol $^{230}_{90}\text{Th}$ și $^{226}_{88}\text{Ra}$ sunt în echilibru cu $^{238}_{92}\text{U}$, astfel că există practic o sursă perpetuă de $^{222}_{86}\text{Rn}$ al cărui timp de înjumătățire este de doar 3,82 zile. În timp ce uraniul și produșii intermediari sunt solizi și rămân în sol, radonul este un gaz nobil care migrează către zonele de joasă presiune, de exemplu locuințele. În Fig. 9.3 este prezentat procesul de producere a radonului și de transformare a acestuia.

Odată pătrunși în locuințe, produșii radonului care sunt atomi încărcati electric, se atașează de particulele de praf și astfel ajung să fie inhalați de oameni. Deoarece aceste particule devin încărcate electric ele se depun în plămâni. Timpii de înjumătățire ai produșilor radonului sunt de ordinul minutelor și secundelor. Astfel $^{218}_{84}\text{Po}$ are timpul de înjumătățire

de 3,11 minute, $^{214}_{83}\text{Bi}$ 19,9 minute, $^{218}_{86}\text{Rn}$ 35 ms și $^{214}_{84}\text{Po}$ 164 μs . Aceștia emit radiații alfa care au energii cuprinse între 6 MeV și 7,69 MeV. Deoarece particulele alfa sunt particule grele, ele își lasă întreaga energie în plămâni afectând celulele acestuia. Unele dintre celule sunt distruse complet. Organismul poate să tolereze aceste pierderi prin înlocuirea celulelor moarte. O altă parte din celulele afectate se pot înmulți și pot duce la cancer. Cancerul de plămâni a fost observat în comunitățile umane expuse la radon (de exemplu, minerii din minele de uraniu) sau în minele foarte slab ventilate.

9.9 Datări radioactive

9.9.1 Datarea cu carbon

Datarea cu carbon depinde de presupunerea că producerea $^{14}_6\text{C}$ datorită radiației cosmice și distribuția sa în mediu rămân constante în intervalul de timp considerat. Această presupunere este valabilă cu excepția ultimilor 150 de ani, când concentrația de $^{14}_6\text{C}$ a fost perturbată de arderea combustibililor fosili și testarea armelor nucleare în atmosferă.

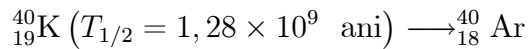
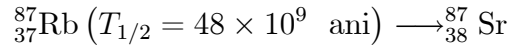
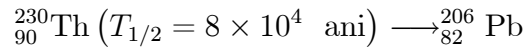
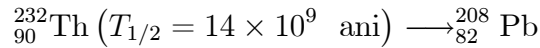
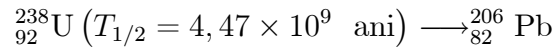
Carbonul $^{14}_6\text{C}$ atmosferic intră în principal în dioxidul de carbon. Carbonul va fi ingerat de orice organism viu și va fi metabolizat. În timpul vieții organismului raportul izotopilor $^{14}_6\text{C}/^{12}_6\text{C}$ este constant. Când organismul moare cantitatea de $^{14}_6\text{C}$ scade datorită dezintegrării (timpul de înjumătățire este 5700 ani). Atunci măsurarea activității poate fi utilizată pentru a fixa data morții unui organism. Astfel materialele organice pot fi datate până la 50.000 ani.

Acuratețea datărilor radioactive cu carbon este influențată de activitatea umană, în principiu prin arderea combustibililor fosili. Prin această ardere în atmosferă este eliberat CO_2 săracit în $^{14}_6\text{C}$ datorită dezintegrării acestuia în combustibili fosili, ceea ce are ca efect o diluare a $^{14}_6\text{C}$ în probele recente cu aproximativ 2% în comparație cu cele din secolul al XIX-lea.

Deoarece $^{14}_6\text{C}$ este mai greu decât $^{12}_6\text{C}$ concentrația sa este mai mare în oceane. Concentrația de carbon $^{14}_6\text{C}$ în plantele terestre este mai mică cu 4% decât în aer. În cazul scoicilor concentrația $^{14}_6\text{C}$ este mai mare cu 5% decât în cazul plantelor.

9.9.2 Datarea cu ajutorul radionuclizilor primordiali

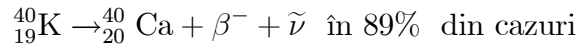
Pentru intervale de timp de ordinul milioanelor de ani au fost dezvoltate metode de datare bazate pe transformările radioactive ale elementelor din crusta pământului. Pentru aceasta sunt importante următoarele transformări radioactive:



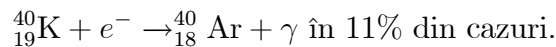
Vârsta unei roci poate fi determinată prin măsurarea relativă a concentrației părintelui radioactiv primordial raportat la concentrația produsului final al transformării. De exemplu, cu cât concentrația de ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ este mai mare, cu atât vârstei probei este mai mare. Timpii determinați prin această metodă sunt în concordanță cu cei determinați din datările geologice.

9.9.3 Datarea potasiu - argon

Potasiul se găsește în abundență pe Pământ, în minerale argiloase, mică, minerale de origine vulcanică etc. Există trei izotopi ai potasiului, izotopul ${}_{19}^{39}\text{K}$, în proporție de 92,23%, izotopul ${}_{19}^{41}\text{K}$ în proporție de 6,73% și izotopul ${}_{19}^{40}\text{K}$ în proporție de 0,0118%. Primi doi izotopi sunt stabili, în timp ce izotopul ${}_{19}^{40}\text{K}$ are un timp de înjumătățire este $1,251 \times 10^9$ ani și poate suferi două transformări. Prima este o emisie beta minus:



iar a doua este captura electronică:



Calciul și argonul sunt izotopi stabili și se găsesc în mediu într-o proporție bine determinată. Calciul se găsește în cantități mari în natură

astfel că este foarte dificil să se determine cantitatea generată de descompunerea $^{40}_{19}\text{K}$. Izotopul $^{40}_{18}\text{Ar}$ se găsește în natură în proporție de 99,6%, iar izotopul $^{36}_{18}\text{Ar}$ în proporție de 0,337%. Dacă prin măsurare se găsește un raport $^{36}_{18}\text{Ar}/^{40}_{18}\text{Ar}$ mai mic decât cel normal, excesul de $^{40}_{18}\text{Ar}$ poate fi atribuit transformării izotopului $^{40}_{19}\text{K}$.

Această metodă este utilizată cu succes la datarea probelor mai vechi de 2 milioane de ani. Rocile vulcanice care încorporează fosilele sunt surse ideale, deoarece lava lichidă nu conține $^{40}_{18}\text{Ar}$. După ce lava se răcește $^{40}_{18}\text{Ar}$ produs prin transformarea radioizotopului $^{40}_{19}\text{K}$ nu mai poate părăsi roca. Numărul de atomi de $^{40}_{18}\text{Ar}$ din interiorul rocii este o măsură directă a timpului necesar producerii lor.

Metoda potasiu - argon necesită o măsurătoare separată a numărului de atomi de $^{40}_{19}\text{K}$, pentru a se putea raporta la numărul de atomi de $^{40}_{18}\text{Ar}$. Pentru aceasta se consideră o probă separată pentru a se analiza radiația gamma emisă de $^{40}_{19}\text{K}$. Din măsurarea intensității radiației gamma se determină numărul de atomi de $^{40}_{19}\text{K}$. Raportul dintre atomii de $^{40}_{18}\text{Ar}$ și $^{40}_{19}\text{K}$ permite determinarea vârstei rocilor respective, adică a momentului erupției vulcanului.

9.9.4 Datarea cu Thorium 230

Această metodă este utilizată pentru a determina vârsta sedimentelor depuse pe fundul oceanelor. Izotopul $^{230}_{90}\text{Th}$ este format în mod continuu în apa de mare prin transformarea $^{238}_{92}\text{U}$. El se depune preferențial în sedimente în timp ce uraniul rămâne în apa de mare. Radioactivitatea sa scade în principal datorită timpului său de înjumătățire de 73.380 ani. $^{230}_{90}\text{Th}$ se transformă radioactiv în izotopul $^{226}_{88}\text{Ra}$ care are timpul de înjumătățire de 1600 ani. Măsurând cantitatea de radium prin tehnici spectroscopice de masă se poate determina cantitatea de thorium din care acesta provine. Metoda poate fi folosită numai pentru sedimente depuse în condiții neperturbate. Această restricție poate fi surmontată prin măsurarea activității $^{231}_{91}\text{Pa}$ (timpul de înjumătățire este 38.800 ani) care este un produs al transformărilor suferite de $^{235}_{92}\text{U}$ ce se depozitează în sedimente împreună cu toriul. Astfel, raportul dintre activitatea $^{230}_{90}\text{Th}$ și $^{231}_{91}\text{Pa}$ permite determinarea vârstei sedimentului.

Bibliografie

- [1] James E. Martin, *Physics for Radiation Protection*, WILEY-VCH-VERLAG GmbH&Co.KGaA, Weinheim, 2006.
- [2] James E. Turner, *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*, WILEY-VCH-VERLAG GmbH&Co.KGaA, Weinheim, 2007.
- [3] Simon R. Cherry, *James A. Sorenson, Michael E. Phelps*, Physics in Nuclear Medicine, Elsevier Saunders, 2012.
- [4] Claus Grupen, *Introduction to Radiation Protection*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [5] Claude Leroy, Pier-Giorgio Rancoita, *Radiation Interaction in Matter and Detection*, World Scientific, 2004.
- [6] NSR-01 - *Norme fundamentale de securitate radiologică*, Anexa la ord. CNCAN 14-2000.
- [7] Publicația 103 - *Recomandările din 2007 ale Comisiei Internaționale de Protecție Radiologică* (Traducere) - Editura Anima, București 2010.
- [8] Jacob Shapiro, *Radiation Protection*, Harvard University Press, 2002.