

Magsugárzások

Előadásvázlat. Készítette: Dr. Blaskó Katalin

Az Orvosbiológia Mérnökképzés "Radiológiai Technikák" című tantárgyának egy részlete.

A további részeket : Dr. Makó Ernő (SOTE), Dr. Sükösd Csaba, Dr. Zagyvai Péter és Dr. Lévai Ferenc (BME) adták le.

Az atommag protonokból és neutronokból, közös néven nukleonokból épül fel. A protonok száma megegyezik az illető elem rendszámával, a protonok és neutronok együttes számát tömegszámnak nevezzük. Ugyanazon kémiai elem különböző tömegszámú atomjait *izotópoknak* nevezzük. Azokat az atomokat, amelyeknek az atommagja instabil és valamilyen részecske kibocsátása közben, vagy más módon elbomlik, *radioaktív izotópoknak* nevezzük.

A radioaktív atommagok bomlása véletlenszerű folyamat. Jóllehet egy adott izotóp minden eleme azonos energiafelesleggel rendelkezik, bomlásuk mégsem következik be egyszerre, hanem bizonyos statisztikus eloszlás szerint, meghatározott valószínűséggel megy végbe. Ezért mint az egyéb, hasonló jellegű folyamatoknál, a radioaktív bomlás matematikai leírása is csak elegendően nagyszámú atom esetén lehetséges. Ennek megfelelően a *bomlási sebesség* arányos a mindenkor jelenlevő elbomlatlan radioaktív atomok számával (N):

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N.$$

λ sebességi állandó atomfajtánként különböző, adott izotópra azonban jellemző mennyiség (bomlási állandó). (A negatív előjelet az indokolja, hogy N időbeni csökkenése miatt pozitív dt -hez negatív dN tartozik, míg λ és N pozitív mennyiségek.)

A fenti lineáris, elsőrendű differenciál egyenletet integrálva (határfeltételként bevezetve a $t = 0$ időpillanatra vonatkozó $N = N_0$ jelölést) a radioaktív atomok számának csökkenését leíró exponenciális függvényhez jutunk:

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

ahol az N_0 a megfigyelés kezdetén meglevő elbomlatlan atomok számát jelenti. A λ bomlási együttható helyett általában a szemléletesebb felezési időt (T) használjuk. Ez az az időtartam, amely alatt valamely készítményben az elbomlatlan atomok száma a felére csökken.

Könnyen belátható, hogy az egyenletből $t = T$, ill. $N = N_0/2$ helyettesítéssel:

$$\lambda = \frac{0,693}{T} \quad \text{ill.} \quad T = \frac{0,693}{\lambda}.$$

A felezési idő szintén anyagi állandó, amelynek az értékét a szokásos fizikai, kémiai laboratóriumi eljárások nem befolyásolják és természetesen akkor sem változik, ha a radioaktív izotóp a szervezet anyagcsere-folyamataiban vesz részt. A felezési idő felhasználásával a *bomlástörvény* így írható:

$$N = N_0 e^{-\frac{0,693}{T}t}$$

α -sugárzás

α -sugárzó izotópokat főleg az ólomnál nagyobb rendszámú elemek között találunk. Az α -részecske két protonból és két neutronból áll (tehát a hélium atommagja). Magfizikai szimbóluma: α . Az α -bomlás során a mag rendszáma 2-vel, tömegszáma 4-gyel csökken. Pl. a 226-os tömegszámú rádiumból α -bomlás után rádiumemanáció (radon) keletkezik: ${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\text{Rn} + {}^4_2\alpha$.

Az α -részecskék kezdő sebessége megközelíti a fénysebesség 10-ed, 20-ad részét. Hatótávolságuk normál állapotú levegőben néhány cm, vízben, élő szervezetben néhány 10 μm . Az α -részecskék kezdeti energiája néhány MeV. Valamely radioaktív készítmény kibocsátott α -részecskéknek jól meghatározott energiájuk és hatótávolságuk van.

β -sugárzás

A β -bomlás során az atommagban egy neutron egy protonná és elektronná, ill. egy proton egy neutronná és pozitronná alakul át. A kétféle β -részecske magfizikai szimbóluma: β^- , β^+ . Ezek után a nukleonok közötti belső átalakulás így írható fel:

$${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}\beta, \quad \text{ill.} \quad {}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^0_{+1}\beta.$$

Negatív β -bomlás akkor következik be, amikor a magban a neutronok száma több, mint amennyit a stabilitás megkívánna: pozitív β -bomlás esetén a neutronok száma kevesebb a szükségesnél. Negatív β -bomlás alkalmával a mag rendszáma eggyel nő, pozitív β -bomlás esetén eggyel csökken. A tömegszám mindkét esetben változatlan marad. Negatív

β -bomlást a természetes és a mesterséges radioaktív anyagok körében egyaránt találunk, pozitronsugárzó izotóp azonban csak a mesterséges radioaktív izotópok között fordul elő. Példaképpen megemlíjtük a foszfor két radioaktív izotópját: a stabil ^{31}P -hez képest neutronfelesleggel rendelkező ^{32}P negatív, a neutronhiányos ^{30}P pozitív β -bomlást szenved:



Adott izotóp β -sugárzásának energiaeloszlása folytonos: a β -részecskék zérus energiától egy maximális energiáig minden értéket képviselnek, ugyanakkor a bomló mag energiavesztesége minden esetben ugyanakkora. E jelenséget Pauli (1931) azzal magyarázta, hogy a β -részecske nem egymagában, hanem egy kicsiny (az elektronnál is sokkal kisebb) tömegű, semleges részecske az ún. *neutrino* társaságában hagyja el. Ketten együtt minden bomlásnál azonos energiát visznek magukkal, ezen az energián azonban tetszőlegesen osztozkodnak. Ha az elektron nyerte az összes energiát, akkor kapjuk a maximális energiájú β -részecskét. A különböző izotóptáblázatokban a β -sugárzásra a maximális energiát (E_{max}) adják meg. Pl. a $^{32}_{15}\text{P}$ β -sugárzására $E_{\text{max}} = 1,7$ MeV.

A neutrino jelenléte a β -bomlás folyamatában ma már kísérletileg bizonyított, éppen ezért a negatív, ill. a pozitív β -bomláskor a magban lejátszódó átalakulási folyamatokat a következőképpen kell felírunk:



Az egyenletekben ν a neutrinot $\bar{\nu}$, az azonos tömegű, de ellentétes spinű antineutrinot jelöli.

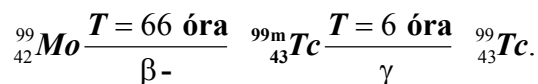
g-sugárzás. Izomér átalakulás

A g -sugárzás az atommag gerjesztett állapotának megszűnésekor kisugárzott elektromágneses sugárzás. Az atommag gerjesztett állapotának időtartama különböző lehet: általában igen rövid (10^{-18} - 10^{-13} s).

Ez azt jelenti, hogy pl. egy β -bomlás után β -részecske kibocsátását 10^{-13} másodpercen belül követi a g -foton kisugárzása. A kettő egymástól nem különíthető el,

mérésnél is együtt észleljük őket. Az ilyen izotópokat vegyes sugárzóknak nevezzük. A gyakorlatban alkalmazott radioaktív izotópok túlnyomó többsége vegyes sugárzó.

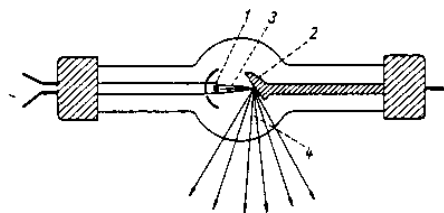
Előfordulhat, hogy a gerjesztett állapot mérhető ideig, néhány percre, óráig, esetleg néhány napig is fennáll, az atommag mérhető felezési idővel kerül át nagyobb energiájú ún. metastabilis állapotból alapállapotba. Ezt a jelenséget magizomériának hívjuk, azokat az atommagpárokat pedig, amelyek tömegszáma és rendszáma megegyezik és csak energiatartalomban különböznek *izomér* magoknak nevezzük. A gerjesztett állapotban lévő, metastabil mag jele az atomszimbólumban a tömegszám után írt kis m betű: pl. $^{99m}_{42}\text{Mo}$ (technécium 99-meta). Minőségileg új lehetőséget jelent az az eset, amikor a gerjesztett állapot élettartama hosszabb. A legfontosabb példa éppen a technécium:



Itt a 6 óra felezési idő miatt elég hosszú a ^{99m}Tc atommagok élettartama (átlagosan 8-9 óra), ezért lehetőség van arra, hogy kémiai eljárással elkülönítsük a még bomlatlan ^{99}Mo -tól, azaz "tisztá g-sugárzó" izotópot nyerjük. A gyakorlatban valamilyen hordozón megkötött radioaktív Mo mellől időnként leoldják (eluálják) az állandóan keletkező ^{99m}Tc -t, és így használják fel pl. diagnosztikai vizsgálatokra. Ezeknek az izotópgenerátoroknak az előnye, hogy a felhasználás helyén napjában többször is friss izotóphoz juthatunk, mely rövid felezési ideje és tiszta γ -sugárzása miatt sugárvédelmi szempontból rendkívül kedvezően alkalmazható a legkülönbözőbb izotópos vizsgálatokban.

Röntgensugárzás

Röntgensugárzás keltésére az orvosi gyakorlatban általában üvegből készült, erősen légritkított, zárt csöveket használunk. A felépítést vázlatosan az 1. ábra mutatja. Az elektronokat az izzókatód szolgáltatja, amellyel

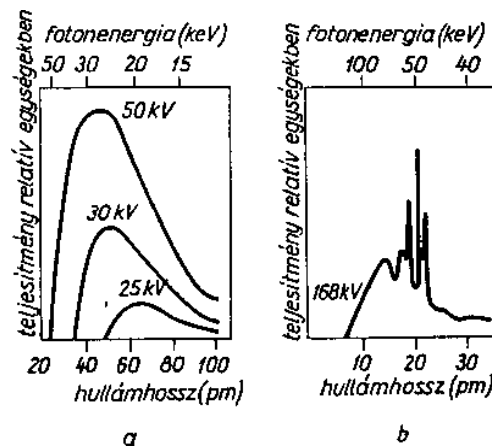


1. ábra. Röntgenső vázlatosan

1: izzókatód; 2: Anód (antikatód); 3: katódsugárzás; 4: röntgensugárzás

szemben az anód (antikatód) foglal helyet. Az elektronokat a katód és anód között létesített feszültség (általában 10-400 kV) felgyorsítja, és a röntgensugarakat az anódban lefékeződő elektronok váltják ki. Az elektronáram energiájának csupán néhány tized százaléka alakul röntgensugárzássá, a többi főként hőenergiává, amely az anódot melegíti. A röntgensugárzást az anódba ütköző és az anód atomjainak (pontosabban az atommagoknak) erőterében lefékeződő elektronok keltik, innen a *fékezési röntgensugárzás* elnevezés. A fékezési röntgen-sugárzás energia spektruma folytonos. A spektrum jellegzetes-ségei (2.a. ábra)

- A sugárzási tartomány a bal oldalon éles határral rendelkezik, ami a feszültség növelésével a rövidebb hullámhosszak felé tolódik. A jobb oldalon határ nincs, az emittált energia a hullámhossz növekedésével fokozatosan csökken.



2. ábra. Az emittált teljesítmény hullámhossz szerinti eloszlása wolframanód esetén
a) alacsonyabb, b) magasabb feszültségeknél

- A görbéken egyetlen maximum látható, ami azt jelenti, hogy létezik egy kitüntetett hullámhossz, amely a folytonos spektrumban maximális energiával van képviselve. A maximum a feszültség növelésével a rövidebb hullámhosszak felé tolódik. Sem a rövidhullámú határ, sem a maximum helyzete nem függ az anód anyagától.

Karakterisztikus röntgensugárzás

Ha a csőre helyezett feszültség elég nagy, a görbéken helyenként éles csúcsok figyelhetők meg (2.b. ábra), ami azt jelenti, hogy vonalas spektrum szuperponálódik a folytonos spektrumra. A vonalas energiaspektrumú röntgensugárzás keletkezése gerjesztési folyamattal kapcsolatos. A kezdeményező szerepet most is a beütköző elektronok játsszák, amennyiben az anód atomjaival ütközve azokat gerjesztik, a röntgensugárzást azonban most nem maguk a beütköző elektronok hanem az általuk

gerjesztett atomok hozzák létre. A gerjesztés belső K, L vagy M héjról történik egy külső héjra. Ennek megfelelően az elektronok rekombinációja során a kibocsátott fotonok energiája a röntgensugárzás energiatartományába esik, és a fotonenergiák jellemzőek az anód anyagi minőségére.

Az emittált teljesítmény.

Az emittált sugárzás energiájának, következésképp a teljesítményének is túlnyomó része a fékezési sugárzásra esik. Jó közelítéssel érvényes a következő összefüggés: a sugárzás P teljesítménye arányos a csőre helyezett U feszültség négyzetével, a csövön átfolyó áram (elektronáram) I erősségével és az anód anyagának Z rendszámával, azaz

$$P = cU^2IZ.$$

A c arányossági tényező mértékszámát kb. 10^{-9} , ha a feszültséget V , az áramerősséget A , a teljesítményt W egységben mérjük. Az előző pontban mondottakat is tekintetbe véve az alábbi gyakorlati megállapításokat tehetjük:

- ha növeljük a csőre helyezett feszültséget, a rövidhullámú határ, valamint az energiamaximum eltolódása következtében az emittált sugárzás gazdagodik rövidhullámú komponensekben, azaz a sugárzás keménységét a feszültséggel szabályozhatjuk:

- az elektronáram erősségével arányosan a feszültség növelésével négyzetesen nő a sugárzás teljesítménye, következésképp intenzitása is, ha az intenzitást úgy kívánjuk változtatni, hogy a sugárzás keménysége ne változzék, csak az elektronáram erősségét szabad változtatnunk, ami a katód fűtőáram-erősségének szabályozásával érhető el.

Fentiek ismeretében kvantitatív összefüggést írhatunk fel a röntgensőnek mint sugárforrásnak a hatásfokára vonatkozólag. Ha a csőre helyezett feszültség U , az elektronáram erőssége I , a hatásfok (η):

$$\eta = cUZ.$$

Ionizáló sugárzások és a közeg kölcsönhatásai

Mivel a kölcsönhatás nagymértékben függ a sugárzások típusától, külön tárgyaljuk a töltéssel rendelkező részecskék (α , β -részecske), ill. a töltés nélküli sugárzás (röntgen és γ -sugárzás) elnyelődését.

A.I. Töltéssel bíró részecskék és a közeg kölcsönhatása

A nagyenergiájú részecskék a közegen való áthaladás közben különböző kölcsönhatások révén fékeződnek le. A legfontosabb kölcsönhatások:

- a.) ionizáció
- b.) atomok, molekulák gerjesztése,
- c.) elektromágneses sugárzás keltése (fékezési röntgen, ill. Cserenkov-sugárzás),
- d.) magreakciók létrehozása.

Mielőtt ezeket sorra vennénk, néhány alapfogalmat kell tisztázni.

LET (linear energy transfer): fajlagos energiaátadás, a részecske egységnyi úthosszán (pl. 1 cm, 1 μm) leadott energia. Egysége: eV/ μm , MeV/cm stb.)

Fajlagos ionizáció: a részecske egységnyi úthosszán létrehozott ionpárok száma. Egysége általában: ionpár/cm.

Lineáris ionsűrűségnek (LET) is szokás nevezni.

Maximális hatótávolság, (R_{max}) az a távolság, amit a részecske teljes lefékeződéséig az illető közegben megtesz. Értékét cm-ben, mm-ben vagy μm -ben adják meg.

A LET-érték ismerete elsősorban a sugárbiológiában, a dozimetriában, a biológiai sugárhatás vizsgálatában alapvető.

- a.) **Ionizáció.** A legáltalánosabb és legfontosabb kölcsönhatás (a radioaktív sugárzásokat ionizáló sugárzásnak is nevezik). Jellemzésére a fajlagos ionizációt használják.

A fajlagos ionizáció értéke függ:

1. A részecske töltésétől: a kettős pozitív töltésű α -részecske erősebb elektromos tere miatt jobban ionizál, mint pl. az egyszeres töltésű β ,

2. a részecske energiájától: a lelassult, kisebb energiájú részecskék a pályájuk vége felé nagyobb fajlagos ionizációt hoznak létre.

3. Az elnyelő közeg minőségétől (rendszámától, sűrűségétől).

Egy 8 MeV-os α -részecske levegőben a pálya elején 20 000, a pálya végén kb. 70 000 ionpár/cm-es fajlagos ionizációt okoz. A β -részecskék ionizáló képessége mintegy 1000-szer kisebb az α -nál, levegőben 40-200 ionpár/cm a lineáris ionsűrűség.

b.) **Az atomok, molekulák gerjesztett állapota** a részecske elhaladása után igen rövid időn belül megszűnik és ez, mint ismeretes fénykibocsátással is járhat.

c.) **Elektromágneses sugárzás** keltése két úton mehet végbe:

1. **Fékezési röntgensugárzás** keletkezik, ha a töltéssel bíró részecske (β -részecske) az elnyelő anyagban lefékeződik. Ekkor a mozgási energiája elektromágneses sugárzássá (röntgenfoton energiává) alakul. Jóllehet a fékezési sugárzás intenzitása függ az elnyelő közeg rendszámától, s ezért az élő szervezet esetén viszonylag kis hatásokkal keletkezik, fellépésével minden β -sugárzó izotóp esetén számolnunk kell.

2. **Cserenkov-sugárzás.** Töltéssel rendelkező részecske (pl. β -részecske) valamely közegben egyenletes sebességgel mozogva fényt hoz létre, ha sebessége nagyobb, mint a fény sebessége az illető közegben. Ez a fény-sugárzás a Cserenkov-sugárzás.

Ez a feltétel mindig teljesül, valahányszor nagyenergiájú, közel fénysebességgel mozgó β -részecske olyan anyagban (pl. vízben) halad, amelyben a fény terjedési sebessége jóval kisebb a levegőben mért c fénysebességnél. Átlátszó elnyelő anyag esetén a keletkezett fény detektálható (l. Folyadékszcintillátorok).

d.) Radioaktív sugárzások elnyelődésekor a magreakciók valószínűsége kicsi, a részecskék elsősorban az atomi elektronokkal lépnek kölcsönhatásba és csak nagyon ritkán az atomnál sokkalta kisebb keresztmetszetű atommaggal. A β -részecske nem is képes magreakció létrehozására, α -sugárzó izotópokat pedig nem alkalmazunk az orvosi vizsgálatokban, így a gyakorlatban ezzel a folyamattal nem kell számolnunk.

II. A gamma-(röntgen) sugárzás és az anyag kölcsönhatása

A röntgen- és gamma-sugárzást alkotó energiakvantumok valamely anyagon áthaladva kölcsönhatásba lépnek az atomi elektronokkal és energiájukat (vagy azok egy részét) átadják. Az alábbi három legfontosabb atomi szintű folyamat játszódhat le:

a.) **Fotoelektromos hatás** (τ)

A $h\nu$ energiájú foton kölcsönhatásba lép az atom egyik relatíve kötött elektronjával (többnyire a K-héjon levővel) és annak teljes energiáját átadva, mint foton megszűnik létezni. A folyamatra a következő energiaegyenlet írható fel:

$$h\nu = A + \frac{1}{2}mv^2$$

ahol $\frac{1}{2}mv^2$ a mozgásba hozott elektron kinetikai energiáját jelenti. A pedig az ionizációs energia, amely az elektronnak az atomi kötélekből való szabaddá válásához szükséges.

b. A **Compton-hatás** (σ) során a $h\nu$ energiájú foton az atomhoz relatíve lazán kötött elektronnal lép kölcsönhatásba, amelynek azonban energiájának csupán egy részét adja át, ő maga a megmaradó energiával irányt változtatva továbbhalad. A folyamatra a következő energiaegyenlet írható fel:

$$h\nu = A + \frac{1}{2}mv^2 + h\nu'$$

Mint ahogy $h\nu'$ kisebb $h\nu$ -nél, következik, hogy λ viszont nagyobb λ -nál, ami azt jelenti, hogy a folyamat a sugárzás lágyulásához vezet. E folyamatot Compton-szóródásnak, a mozgásba hozott elektront Compton elektronnak nevezzük.

c.) **Páráképződés** (κ) során valamely mag erőterében a nagyenergiájú fotonból egy elektronpár (elektron és pozitron) képződik. Erre a folyamatra is a tömeg-energia ekvivalencia elv (az Einstein féle $E = mc^2$ összefüggés) érvényes. Egy elektron nyugalmi tömeg 0,51 MeV, egy elektronpáré tehát 1,02 MeV energiával egyenértékű. A páráképződés tehát csak akkor következik be, ha a foton energiája legalább 1,02 MeV. Ha az energia ennél nagyobb, a többlet a két elektron kinetikai energiájában jelentkezik.

Mindhárom folyamat során nagyenergiájú elektronok keletkeznek, amelyek a közegben ionizációt, gerjesztést hoznak létre. (Ez az ún. másodlagos ionizáció kiindulási folyamata a röntgen- ill. gamma sugárzás biológiai hatásának.)

A fenti három kölcsönhatás, amelyek a kvantumenergiától és a közeg anyagi minőségétől függően különböző valószínűséggel mennek végbe, végül is a sugárzás gyengüléséhez vezet: A gyengülésre érvényes az energiaabszorpció törvénye:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad \text{ill.} \quad I_0 e^{-\frac{0,693}{D} x}$$

ahol, I_0 a beeső intenzitás, I az x rétegen áthaladt (gyengült) intenzitás, μ az ún. gyengítési állandó, D pedig a felezési rétegvastagság. Az előzőekben tárgyalt atomi kölcsönhatásokat figyelembe véve μ értékét a három folyamatot jellemző valószínűségi állandó összege adja meg:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

Mivel τ , σ és κ jelentős mértékben függ a kvantumenergiától (kisebb energiáknál τ , közepeseknél σ , míg igen nagy (3-4 MeV) energiáknál κ dominál), a μ gyengítési állandó (ill. a sűrűségtől való függést kiküszöbölő ún. tömeggyengítési állandó: $\mu_m = \mu/\rho$) is energiafüggést mutat.