Homonnay Zoltán

Nukleáris kémia és környezetvédelem

Homonnay Zoltán

Nukleáris kémia és környezetvédelem

Homonnay Zoltán

Nukleáris kémia és környezetvédelem

Budapest 2023 A jegyzet az ELTE tankönyv- és jegyzettámogatási pályázatán elnyert forrás felhasználásával készült.

Szakmai lektor: dr. Szeidemann Ákos

© Homonnay Zoltán, 2023

ISBN 978-963-489-577-0 ISBN 978-963-489-578-7 (PDF)





Felelős kiadó: az ELTE Természettudományi Kar dékánja Projektvezető: Csanádi-Egresi Nóra Kiadói szerkesztő: Tihanyi Katalin Borító: Balázs Andrea Nyomda: Multiszolg Bt.

Tartalom

Előszó	9
1. Az elemi részecskék a Standard Modell tükrében	11
2. Az atommag fontosabb tulajdonságai	18
2.1. A mag tömege	19
2.2. A mag mérete	21
2.3. A mag elektromos tulajdonságai	25
2.3.1. A magtöltés	27
2.3.2. A mag dipólusmomentuma	27
2.3.3. A kvadrupólus-momentum	29
2.4. A mag mágneses tulajdonságai	30
2.4.1. A magspin és a mag mágneses momentuma	31
2.5. A paritás	33
3. Az atommagok szerkezete és stabilitása	34
4. A radioaktív bomlás	39
4.1. Az alfa-bomlás	39
4.2. A béta-bomlás	40
4.3. Az izomerátmenet	44
4.4. Egyéb fontosabb bomlástípusok	45
5. A radioaktív bomlás kinetikája	47
6. Magreakciók	51
6.1. Töltött részecskékkel kiváltott magreakciók	51
6.2. Neutronokkal kiváltott magreakciók	54
6.3. Gamma-fotonokkal kiváltott magreakciók	55

7. Magsugárzások és az anyag kölcsönhatása	56
7.1. A magsugárzások természete	56
7.2. Az alfa-sugárzás és az anyag kölcsönhatása	57
7.3. A béta-sugárzás és az anyag kölcsönhatása	59
7.4. A gamma-sugárzás és az anyag kölcsönhatása	62
7.4.1. A Compton-effektus	63
7.4.2. A fotoeffektus	65
7.4.3. A párkeltés	67
7.4.4. Mössbauer-effektus	69
7.4.5. Szekunder sugárzások	70
7.4.6. A gamma-spektrum értelmezése	71
7.5. A neutronsugárzás és az anyag kölcsönhatása	72
7.6. A sugárzások abszorpciójának fenomenologikus leírása	73
8. Sugárzásdetektorok	74
8.1. Gázionizációs detektorok	74
8.2. Szcintillációs detektorok	76
8.3. Félvezető detektorok	79
9. Forróatom-kémia	81
10. Sugárkémia	86
10.1. A víz radiolízise	87
10.2. Az ionizáló sugárzás hatása az élő szervezetre	90
10.3. A dózis	91
10.3.1. A besugárzási dózis	91
10.3.2. Az elnyelt dózis	92
10.3.3. Az egyenértékdózis	93
10.3.4. Az effektív dózis	96
10.3.5. A besugárzási dózis és az elnyelt dózis kapcsolata	98

10.4. A dózis mérése	101
10.5. A dózis élettani hatásai	108
10.6. A dóziskorlátozás kialakulása és alapjai	111
10.7. A sugárvédelem alapelvei	115
10.8. Származtatott dóziskorlátok	117
10.9. Személyi dozimetria	119
11. Radioizotópok a környezetben	122
11.1. A természetes háttérsugárzás okozta dózisterhelés	126
11.1.1. A külső dózisterhelés	126
11.1.2. A belső dózisterhelés	126
11.2. A dózisterhelés területi és forrás szerinti eloszlása	127
12. Radioaktív izotópok előállítása	130
13. Radioaktív izotópok és az ionizáló sugárzás felhasználása	133
13.1. Ipari felhasználások	133
13.1.1. Zárt sugárforrások alkalmazása	134
13.1.2. Nyílt sugárforrások ipari alkalmazásai	138
13.2. Orvosi alkalmazások	138
14. Nukleáris energiatermelés	141
14.1. Az atomreaktorok működése	141
14.2. Az atomreaktorok típusai	144
14.3. Atomreaktorok dinamikus viselkedése	146
14.4. A nukleáris fűtőanyagciklus	150
14.4.1. Ércbányászat	151
14.4.2. Ércdúsítás	153
14.4.3. Kémiai konverzió	153
14.4.4. Izotópdúsítás	157
14.4.5. Fűtőelemgyártás	159
14.4.6. Energiatermelés	160

14.4.7. Radioaktív szennyezők keletkezése a primer körben	166
14.4.8. A kiégett fűtőelemek tárolása	171
14.4.9. Reprocesszálás	173
14.4.10. A nukleáris hulladék összetétele és végleges elhelyezése	174
14.5. Az atomreaktorok potenciális veszélyei és a nukleáris	178
balesetek	
14.5.1. A csernobili baleset	180
14.5.2. A fukushimai baleset és más nukleáris események	186
15. Radionuklidok terjedése a környezetben és a nukleáris	189
balesetelhárítás alapjai	
15.1. Nukleáris balesetek esetén alkalmazható óvintézkedések	193
16. Az atomenergia-termelés jövőbeli biztonságos	195
módszereire vonatkozó elképzelések és fejlesztések	
16.1. Szubkritikus reaktor, tóriumos tenyészreaktor	195
16.2. Fúziós energia	197

Előszó

Ezt a jegyzetet elsősorban olyanoknak szánom, akik tanárnak készülnek, de természetesen remélem, haszonnal forgathatják kémia vagy fizika alapszakosok és a kapcsolódó mesterszakok hallgatói, illetve bárki, aki a téma iránt érdeklődik. A tárgyalás során előtérben tartom a fő üzenetet, a környezetvédelmet, mivel – elsősorban a nukleáris energiatermelés miatt – ez még soksok évtizedig megkerülhetetlen téma lesz. Ugyanakkor arra is próbálok törekedni, hogy a nukleáris tudományokban felhalmozott – és itt tárgyalt – tudáselemeket ne csak tényként közöljem, hanem amit lehet (és amit én tudok), azt megmagyarázzam valamilyen szinten. Ennek kapcsán érzékeltetni kívánom tudásunk határait is, főleg a nem (eléggé) ismert részletekben rejlő kihívásokat hangsúlyozva. Ezek tárgyalását megkerülhetetlennek tartom, mert pl. egy atomreaktor működtetésének kockázatát (és hasznát) nem lehetséges anélkül megítélni, hogy a működésének megfelelő részleteivel ne lennénk tisztában.

Kiemelem azokat a jelenségeket is, amik a nem szakmai közönség számára különösen meglepők lehetnek, vagy egyszerűen téves elképzelések határozzák meg az erről szóló közgondolkodást.

Ezt a jegyzetet nagyra becsült tanítómestereim, Vértes Attila és Fehér István emlékének is ajánlom.

Homonnay Zoltán

1. Az elemi részecskék a Standard Modell tükrében

Hogy léteznek az atomoktól különböző részecskék, az a tudománytörténetben alig több, mint 100 éves múltra tekint vissza: 1895-ben fedezte fel Konrad Röntgen a később róla elnevezett sugárzást, 1896-ban Becquerel a radioaktivitást, majd 1897-ben Thomson az elektront. Ezt követően szinte minden évben, vagy egy éven belül többször is történt a nukleáris tudományokban jelentős felfedezés (az atommagot Rutherford 1911-ben fedezi fel). Az "elemi részecskék" tárháza szédületesen bővült, és kezdetben egyszerű paraméterek (pl. tömegük, töltésük) alapján kategorizálták őket. Mára az elképesztően változatos sokaságot az ún. Standard Modell foglalja egységbe, amelynek csak főbb vonásait tekintjük itt át.

A **Standard Modell** az egyes részecskéket két módon kategorizálja. A fontosabb, mondhatni fundamentális kategorizálás aszerint történik, hogy az illető részecskének a spinje feles vagy egész szám.

A feles spinű részecskéket nevezzük **fermion**oknak. Leglényegesebb tulajdonságuk ezen túl (és részben ebből következően), hogy energiaeloszlásuk a Fermi-statisztikát követi, és az egymással kölcsönhatásban lévő fermionokra érvényes a Pauli-elv. Mindezekből az következik, hogy egymással kölcsönhatásban lévő fermionok nem foglalhatnak el egy energiaszintet többen, minden állapotban csak egyetlen fermion tartózkodhat.

A **bozonok** esetében a spin egész szám, az érvényes statisztika az ún. Bose–Einstein-statisztika, ami egy azonos energiaszinten bármennyi bozon jelenlétét megengedi. Bozonokra nem érvényes a Pauli-elv sem.

Érdemes megemlíteni, hogy ennek a meglehetősen elvont tulajdonságnak (a fermion-bozon kettősségnek) vannak nem tisztán a részecskefizikát érintő következményei is, mint pl. a szupravezetés jelensége, amelynek során két elektron (az elektron is fermion) párt alkotva bozont hoz létre 0 vagy 1 eredő spinnel, és ezek a (klasszikus szupravezetők esetén Cooper-) párok, kihasználva, hogy tetszőleges számban foglalhatják el ugyanazt az energianívót, lehetővé teszik az ellenállás nélküli áramvezetést. A másik fajta kategorizálás aszerint történik, hogy az illető részecske ténylegesen tovább oszthatatlan-e, azaz valóban "elemi" részecske-e vagy összetett részecske.

A tovább oszthatatlan részecskéknek három csoportját különböztetjük meg.

A **kvarkok** és a **leptonok** mind fermionok, míg a harmadik csoportot alkotó **elemi erőközvetítők** mind bozonok. Az e három csoportba tartozó részecskéket az *1. ábra* foglalja össze.



 ábra. A tovább oszthatatlan részecskék fajtái a Standard Modell szerint, a spinek feltüntetésével

Emlékezzünk itt arra, hogy jelenlegi tudásunk szerint négy fundamentális kölcsönhatás létezik: a gravitációs kölcsönhatás, az elektromágneses kölcsönhatás, az erős kölcsönhatás és a gyenge kölcsönhatás. Mindazonáltal nem ezért van négy elemi erőközvetítő, hanem azért, mert gyenge kölcsönhatás esetén két ilyen bozont is megnevez a Standard Modell. A gravitációs kölcsönhatást tekintve, bár a gravitációs hullámokat e jegyzet írásakor már ismerjük, a graviton léte kísérletileg még nem bizonyított.

Külön kell megemlíteni a Higgs-bozont, ami az ún. Higgs-tér erőközvetítő (Peter Higgs által évtizedekkel ezelőtt megjósolt, majd néhány éve kísérletileg is igazolt) részecskéje, ami minden egyéb részecske nyugalmi tömegéért felelős (amennyiben van nyugalmi tömege).

A kvarkok számunkra különösen fontosak, mivel ők alkotják az atommagot felépítő protonokat és neutronokat. Tulajdonságaikat az *1. táblázat* foglalja össze.

Generáció (íz)	Kvark	Nyugalmi tömeg (u)	Töltés (e)
1.	<i>u</i> (up)	0,002	+2/3
	d (down)	0,005	-1/3
2.	c (charm)	1,3	+2/3
	s (strange)	0,1	-1/3
3.	<i>t</i> (top)	185	+2/3
	b (bottom)	4,5	-1/3

1. táblázat. A kvarkok fajtái és főbb paraméterei*

* Itt az "u" jelölés az atomi tömegegységre utal – lásd később –, ami kb. a proton vagy a neutron tömege.

A kvarkoknak 3 generációja ismert, ezek közül az 1. generációba sorolt u és d kvarkok alkotják a protont és a neutront, mégpedig 2 u és 1 d kvark a protont, míg 1 u és 2 d kvark a neutront. Legmeglepőbb a hármas szimmetria, ami az elektromos töltések kiosztásánál a legnyilvánvalóbb.

Az elnevezéseknek nincs különösebb jelentőségük, főleg a memorizálást szolgálják. Bár az "up" és "down" megjelölésnek az adta az alapját, hogy a spin-orientációra utalt, a deuteronban (amit egy neutron és egy proton alkot) a proton spinje az u kvarkénak felelne meg, míg a neutron spinje a *d*-hez igazodna, azaz ellenkező irányba állnának, de a valóságban egy irányba mutatnak (lásd később). Sajnos a részecskefizikában sok olyan – kvantum-mechanikai eredetű – tulajdonság létezik, aminek megszokott világunkban nem találjuk analóg megfelelőjét, ezért szemléltetésük szinte reménytelen.

Érdemes még felfigyelni arra, mennyire különbözik egymástól a kvarkok nyugalmi tömege, de leginkább arra, hogy a protont és a neutront alkotó kvarkok nyugalmi tömegének összege mindössze kb. 1 százaléka a proton ill. neutron nyugalmi tömegének. A "hiányzó" tömeget a kvarkok kinetikus energiájához rendelik.

Szabad kvarkokat még nem sikerült előállítani, létezésük indirekt módon bizonyított.

A leptonok már sokkal megfoghatóbb részecskék. Fajtáikat és fontosabb tulajdonságaikat a 2. *táblázat* foglalja össze.

Generáció (íz)	Lepton	Nyugalmi tömeg (u)	Töltés (e)
1	v _e (elektron-neutrínó)	<2x10-9	0
1.	e (elektron)	5,486x10 ⁻⁴	-1
2.	v _μ (müon-neutrínó)	<2x10-4	0
	μ (müon)	0,11343	-1, +1
3.	v_{τ} (tau-neutrínó)	<0,02	0
	τ (tau-lepton)	1,908	-1

2. táblázat. A leptonok és f	főbb paramétereik
------------------------------	-------------------

A leptonok 3 generációjából természetesen az elektronnal lesz a legtöbb dolgunk, de lényeges szerepet kap az egyébként szinte detektálhatatlan (elektron-)neutrínó is a béta-sugárzás bizonyos vonásainak megértésénél. Az elektron-neutrínó tömegével kapcsolatban (mármint hogy van-e nyugalmi tömege ténylegesen vagy nincs) még mindig viták folynak. A kérdés eldöntésének kozmológiai kihatása van.

Az erőközvetítő részecskéket tárgyalva érdemes megállni egy szóra... történetesen a "részecske" szónál. Eddig ezt kommentár nélkül használtuk, de nem szabad elfeledkeznünk az anyag kettős természetéről, azaz a részecske-hullám dualizmusról. Ez azt jelenti, hogy minden részecske tud hullámként is viselkedni és anyagi részecskeként is. Hogy mikor melyik érvényes, az a kölcsönhatás konkrét esetétől függ. Erőközvetítő részecskék esetén valójában makroszkopikus tapasztalatainkkal nem nagyon vág össze, ha az erőközvetítést permanens részecskecsereként képzeljük el (pl. hogy két elektron egymásnak "adogatja" a fotont, mint részecskét, és ez jelenti a kölcsönhatás közvetítését). Különösen nehéz ilyen mechanizmussal megérteni egyszerre az elektromos vonzást és a taszítást is! Ezért nem kerülhetjük meg az illető bozon ilyenkor érvényesülő hullámtermészetét, ami ezt a problémát legalább nem veti fel.

Általában figyeljük meg, hogy a hullámjelenségek (és emiatt a kvantummechanika eszközei) akkor kerülnek előtérbe, ha az anyag méretskáláján lemegyünk az atomok/részecskék tartományába! Úgy tűnik, hogy ebben a világban a hullámjelenségek dominálnak, és csak kivételes esetekben (rezonanciafeltételek nemteljesülésekor) tapasztalunk korpuszkuláris jelenségeket.

Közvetített erő	Bozon	Nyugalmi tömeg (u)	Töltés (e)
Elektromágneses	γ (foton)	0	0
	W ⁻ (W ⁻ -bozon)	86	-1
Gyenge	W+ (W+-bozon)	<2x10-4	+1
	Z ⁰ (Z-bozon)	98	0
Erős (elemi, színkölcsönhatás)	g (gluon)	0	0
Erős (reziduális	п⁺, п⁻ (pion)	0,150	+1, -1
magerő)	π^0 (pion)	0,145	0

A 3. táblázat az erőközvetítő bozonokat foglalja össze.

3. táblázat. Az ismert kölcsönhatásokat közvetítő bozonok és fontosabb paramétereik

A legfontosabb közülük természetesen a foton, ami az elektromágneses kölcsönhatás közvetítő részecskéje. Nyugalmi tömege nincs, ahogy a gluonnak se, ami a kvarkok közötti ún. fundamentális magerőt közvetíti (színkölcsönhatás). Nem túl megnyugtató aszimmetria, de a gyenge kölcsönhatás közvetítői igen jelentős nyugalmi tömeggel rendelkeznek. Szerepük a béta-bomlásnál van.

Ugyancsak kiemelendő a pion, ami az ún. reziduális magerőt közvetíti, és ez felelős a nukleonok (protonok és neutronok) közötti vonzásért. Ennek már nagy jelentősége van a magstabilitás, különösen a periódusos rendszer végessége megértésében.

A pion egyébként egy kvark és egy antikvark együttese. Tehát két fermion alkot egy bozont. A pozitív pion egy u-kvarkból és egy anti-dkvarkból áll, antirészecskéje a d-kvark + anti-u-kvark. A semleges pion (hullámfügg-vénye) pedig kvantummechanikai okokból egyszerre egy u + anti-u és egy d + anti-d páros szuperpozíciója. Mindezek árnyalják az anyag-antianyag viszonyról élő közkeletű elképzeléseket.

A pionnal már egy olyan részecskét tárgyaltunk, amely nem tovább oszthatatlan részecske, azaz komplex részecske. Ilyenből nagyon sok van, de a számunkra legfontosabb család a hadronoké, ennek egy csoportját képezik a mezonok, amik bozonok; egy másikat pedig a barionok, amik fermionok, és ez utóbbiba tartozik a proton és a neutron.

Érdemes áttekinteni a fundamentális kölcsönhatásokat, főleg a hatótávolságuk tekintetében, hisz ennek kulcsszerepe lesz a magstabilitásnál.

A **gravitáció** a távolság négyzetének reciprokával arányos két (bármilyen) tömeggel rendelkező részecske között. Pl. szomszédos protonokra nézve kb. negyven nagyságrenddel (!) kisebb az elektromágneses kölcsönhatásnál.

Az **elektromágneses kölcsönhatást** a foton közvetíti, hatótávolsága a gravitációéval azonos távolságfüggést mutat (azaz hatótávolsága végtelen). Elektromos töltéssel rendelkező részecskék között hat.

A **gyenge kölcsönhatás** az íztöltéssel rendelkező részecskék között hat (az íztöltésben mint részecsketulajdonsághoz rendelhető kvantumszámban különbözik egymástól a fent megismert 6 kvark és 6 lepton). Közvetítő részecskéi a W⁺, W⁻ és Z⁰ bozonok. Távolságfüggése meredeken csökkenő, hozzá hatótávolság rendelhető, ami kb. 0,001 fm (femtométer); ez a proton méretének ezred része. Ezen a távolságon erőssége hozzávetőleg megegyezik az elektromágneses kölcsönhatás erősségével, 1 fm-nél annak már mindössze tízmilliomod (10⁻⁷) része.

A **fundamentális színkölcsönhatás** a színtöltéssel (egy újabb kvantumos tulajdonsággal) rendelkező kvarkok között hat. A színekhez csak annyi köze van, hogy formálisan úgy lehet összerakni különböző színtöltéssel rendelkező (vörös, zöld, kék) kvarkokból egy stabil részecskét hogy a színkeverés szabályai szerint az eredő szín fehér legyen (lásd 2. *ábra*). Ugyanez érvényes az antiszínekre is, ekkor antirészecskék keletkeznek. A fehér szín egy valódi és egy antiszín kombinációjával is létrejöhet (pl. kék + sárga), így képezhető egy mezon kvarkból és antikvarkból, ami a reziduális magerők közvetítő részecskéje.



 ábra. A színkeverés szabályai mint a színtöltés szerinti részecskeképzés formalizmusa

A gluonok által közvetített kölcsönhatás legfurcsább tulajdonsága, hogy erőssége a távolsággal növekszik (emiatt beszélnek kvarkbezárásról). Hatótávolsága értelemszerűen végtelen.

A "klasszikus", tulajdonképpen **reziduális magerő** a reziduális színtöltésen alapszik. A hadronokra hat (ide tartozik tehát a proton és a neutron), közvetítő részecskéje – ahogy korábban láttuk – egy mezon. Erőssége a távolsággal meredeken csökken, hatótávolsága kb. 1 fm, amiből az a lényeg, hogy atommagon belül csak a közvetlenül szomszédos nukleonra hat. Ezen a távolságon erőssége kb. húszszorosa az elektromágneses kölcsönhatásnak (tehát pl. a p–p taszításnak).

2. Az atommag fontosabb tulajdonságai

Az imént implicit módon már láttuk, hogy az atommag protonokból és neutronokból áll.

Már itt kell hangsúlyozni azonban: ez a kijelentés nem analóg azzal, hogy pl. az atom atommagból és elektronokból áll. Ugyanis, amíg az atomot szemlélve jól elkülönülten meg tudjuk figyelni a magot és az elektronfelhőt, az atommagról csak annyi állítható, hogy valóban protonokból és neutronokból lehet "összerakni", de ezek a nukleonok nem figyelhetők meg az atommagban, azok kapcsolata sokkal "intimebb", a mag képződésekor jelentős tömeg–energia-átalakulás zajlik, a beépülő nukleon elveszti individualitását. Ezt igyekszik szimbolikusan szemléltetni a *3. ábra* a ³⁹K példáján, amely atommag 19 protonból és 20 neutronból állítható össze, de a "kész" atommag távolról sem piros (protonok) és kék (neutronok) golyók közönséges együttese. Hangsúlyozandó, hogy ez az ábrázolás nem is akar ennél többet demonstrálni, hiszen a nukleonok esetleges hullámfüggvényeinek alakjáról szinte semmit nem tudunk.



3. ábra. A ³⁹K atommagjának származtatása 19 protonból (piros gömbök) és 20 neutronból (kék gömbök)

Ezzel függ össze, hogy a mag fizikai tulajdonságainak megjóslásakor sokkal nehezebb problémákkal találkozunk, mint az atom esetében. Alapállapotú magokra szó szerint megoldhatatlan formulákba ütközünk, de pl. erősen gerjesztett magokat viszonylag jól le lehet írni úgy, mintha azokat egy kvarkgluon plazma alkotná. A nehézségek már abból is sejthetők, hogy a neutron önmagában instabil részecske, 611 s-os felezési idővel protonná (valamint elektronná és antineutrínóvá) bomlik. Ha a magban úgy lenne jelen, mint az elektron az atomban, semmi sem mentené meg az elbomlástól.

E problémák miatt a mag fizikai tulajdonságaira vonatkozó alábbi áttekintés bőven tartalmaz majd egyszerű megfigyeléseket is.

A részletek tárgyalása előtt rögzítsünk néhány alapfogalmat:

- Nuklid alatt azt az atomot értjük, amelynek magjában adott számú proton és neutron található.
- **Izotópok** azok a nuklidok, amelyekben a protonok száma azonos, a neutronok száma különböző. A "nuklid" és az "izotóp" szavak használata ilyen módon alternatív lehet: izotópról akkor beszélünk, ha hangsúlyozni akarjuk, hogy léteznek más nuklidok, azonos protonszámmal de eltérő neutronszámmal.
- A nukleon a proton (p) és a neutron (n) összefoglaló neve.
- A **rendszám** a protonok számát jelenti, jele *Z*, és mindig az elem vegyjelének bal alsó indexe – többnyire nem tesszük ki, mert a vegyjel mindig egyértelműsíti.
- A **tömegszám** a protonok és neutronok számának összege. Jele *A*, és vagy a vegyjel bal felső indexét képezi, vagy kötőjellel egy sorban követi a vegyjelet.

2.1. A mag tömege

A fentiekből következően a mag tömege nem egyenlő a magot "alkotó" neutronok és protonok tömegének összegével. Mivel egy stabil mag képződésekor energia szabadul fel, ennek tömegcsökkenésben kell megmutatkoznia, amit tapasztalunk is. Természetesen minden energiafelszabadulással járó folyamat tömegvesztéssel jár a természetben az Einstein által megfogalmazott tömeg-energia ekvivalencia értelmében, és csak azért kezd ez fontossá válni a magátalakulások esetében, mert itt ennek mértéke igen jelentős. Például ha megnézzük a szén égését szén-dioxiddá, akkor e tipikus kémiai folyamat során 4 eV energia szabadul fel szénatomonként. Ugyanakkor egy ²³⁵U mag hasításakor ez a mennyiség 200 MeV. Tehát 50 milliószor annyi! Az emiatti tömegveszteség már összemérhető a folyamatban részt vevő részecskék tömegével, ettől mérhetővé is válik, belőle közvetlenül adódik a teljes energiaváltozás.

Az atomtömeg/magtömeg mérésére a kis méret miatt bevezették az atomi tömegegység fogalmát (ATE), amit a nemzetközi szakirodalomban az "u" jelölés takar (*unit*), definíciója:

$$1u = \frac{M(^{12}C)}{12N_A} = 1,6605402....x10^{-24}g_{A}$$

ahol M(12C) a 12C nuklid móltömege, NA az Avogadro-szám.

A konkrét kísérleti meghatározásra több módszer is rendelkezésre áll. A tömegspektrometria ionok tömeg/töltés arányát méri, amiből vissza lehet következtetni a magtömegekre is. Természetesen a nuklid tömege nem a mag tömege, de ha különbségeket mérünk pl. közeli tömegszámú atomok ionjai között, akkor legfeljebb az ionizációs energiák különbsége (értsd: az ehhez rendelt tömeg) okozhat hibát, ha nem ismert, de ez legfeljebb eV nagyságrendű, és 1 eV-tal ekvivalens tömeg atomi tömegegységben 10-⁹ u, ami jóval kisebb az általában elérhető mérési pontosságnál.

Magreakciók vagy radioaktív bomlások energiaanalízise esetén például Wilson-féle ködkamra segítségével mérhetünk energiákat, és akkor ezeket tömeggé konvertálva ($m=E/c^2$) ismeretlen magtömegek meghatározhatók vagy pontosíthatók.

A magtömegek szempontjából különlegesen fontos a neutron tömegének ismerete (a protoné mérhető a hidrogénén keresztül). Ez pl. megvalósítható úgy, ha nemesgázokat sugárzunk be nagy energiájú (ez a neutronabszorpció elkerülése és az ionizáció kiváltása végett fontos) monoenergetikus neutronokkal, és Wilson-kamra segítségével mérjük a keletkezett nemesgáz ionok energiáját/sebességét. Ha csak a legnagyobb energiákat mérjük meg, akkor ez leszűkíti az eseteket a centrális ütközésekre, így egyszerűen felírható az impulzusmegmaradás tétele:

$$m_{\rm n}v = Mv_{\rm M} + m_{\rm n}v',$$

ahol m_n a neutron tömege, M a nemesgázatom tömege, v a neutron kezdeti sebessége, v' az ütközés utáni sebesség, és v_M a meglökött nemesgázion sebessége.

Az energiamegmaradás szerint:

$$\frac{1}{2}m_{\rm n}v^2 = \frac{1}{2}Mv_{\rm M}^2 + \frac{1}{2}m_{\rm n}v'^2.$$

A két egyenletből kiejtve v'-t:

$$2\nu = \nu_M \left(1 + \frac{M}{m_n}\right).$$

Két nemesgázra elvégezve a kísérletet ugyanazzal az energianyalábbal *v*-t kiejtve már csak a két v_{M} -érték arányával (a Wilson-kamrában megfigyelt kondenzcsíkok aránya) kell számolni, és m_{n} értéke könnyen adódik.

2.2. A mag mérete

A mag mérete a tapasztalatok szerint 10⁻¹⁴ m (azaz 10 fm) nagyságrendű. Ennek jelentősége lesz a tapasztalt fizikai jelenségeknél, hiszen ne feledjük, hogy a fizika törvényei sok tekintetben léptékhatást mutatnak, erre legjobb példa a kvantumjelenségek felbukkanása, ami csak egy bizonyos mérettartomány alatt, az atomok, molekulák szintjén történik meg (itt válik szignifikánssá), és a magok mérete még három-négy nagyságrenddel ez alatt van.

Ennek megfelelően ilyen kicsiny objektum nagyságának a mérése csak közvetett módon, olyan fizikai jelenségeken keresztül lehetséges, amelyekben a mag méretének jelentősége van.

Egy egyébként fontos magfizikai mennyiséget is definiáló módszer a **gyors neutronok rugalmas szóródásá**nak a vizsgálata. Tekintsünk egy neutronnyalábot, ami áthalad egy adott vastagságú anyagrétegen. Az anyagban egy *x* mélységben lévő, d*x* vastagságú rétegen áthaladó neutronnyaláb intenzitásgyengülése (dN/N(x)) arányos a d*x* vastagsággal, az atommagok koncentrációjával (*n*), valamint azzal, hogy egy atommag mekkora felületet mutat egy érkező neutronnak (*4. ábra*).



4. ábra. A hatáskeresztmetszet értelmezése

Ezt a felületet nevezzük **hatáskeresztmetszet**nek (σ). Kedvelt mértékegysége a barn; 1 barn = 10⁻²⁴ cm². Hangsúlyozzuk, hogy ez egy mérési utasítással megadott definíció, és egy modellen alapszik, miszerint ha a neutron a mag által mutatott felületen (mint valami céltáblán) belül érkezik, akkor a szóródás száz százalékos (nem jut el a detektorba), ha kívül, akkor nulla százalékos (eljut a detektorba). A nagy energia a kisebb energiatartományban jelentkező rezonancia-kölcsönhatások elkerülése érdekében fontos. Az így kapott felület értelemszerűen a magsugárral van összefüggésben, a magot gömb alakúnak tekintve $\sigma = r^{2}\Pi$.

Tekintettel arra, hogy az alkalmazott gyors neutronok a de Brogliehullámhosszuk miatt (ami összemérhető a mag méretével) diffrakciós szóródást is szenvednek, és az erre vonatkozó hatás-keresztmetszet ugyancsak $r^{2}\pi$, a kapott kísérleti eredményből számítható felület $2r^{2}\pi$ lesz.¹ A hatáskeresztmetszetre vonatkozó kísérlet bármely magra elvégezhető.

Ugyancsak elvileg bármely magra alkalmazható a következő módszer, ami azonban kísérleti feltételeit tekintve nagyobb kihívást jelent.

Nagy energiájú protonokat (E>250 MeV) magokkal ütköztetve negatív II-mezonok (pionok, II-) kelthetők, amik gyorsan negatív müonokra (µ-) bomlanak. Ezek a negatív müonok az elektronokkal analóg módon befogódhatnak az atommagok terében, és müonatomokat hozhatnak létre. Gerjesztett müonatomok legerjesztődésekor karakterisztikus röntgensugárzás kibocsátása történik, pontosan ugyanolyan módon, ahogy egy alacsonyabb energiaszintre ugró belső héjelektron esetében. A müonatomok

¹ K. N. Muhin, *Kísérleti magfizika*, Tankönyvkiadó Vállalat, Budapest (1985).

karakterisztikus röntgensugárzásának energiája azonban függ a magsugártól, mivel a müon tömege 207-szerese az elektron tömegének, így a pályasugara 207-ed része a megfelelő elektron-pályasugárnak, a következő formula szerint:

$$(r_K)_e = \frac{\hbar^2}{Zme^2}$$

(Za rendszám, m az elektron vagy a müon tömege, e az elemi töltés.)

Müonatom esetén tehát a kicsi müon-mag-távolság miatt a mag nem tekinthető pontszerűnek (5. *ábra*), és külön számítani kell a mag-müon kölcsönhatási energiát a magon belül a magsugárig, majd a magon kívül (ez utóbbi könnyű, mert ekkor már a mag ponttöltésként kezelhető). Mivel így minden pályaenergia magsugárfüggő, így azok különbsége (a karakterisztikus röntgenfoton energiája) is az, ami alapján a magsugár megmérhető.



5. ábra. A müon potenciálja egy atommag Coulomb-terében nem elhanyagolható magsugár esetén

Érdekes itt megjegyezni, hogy müonatomok esetében a sokkal kisebb pályasugarat, míg közönséges "elektronatomok" esetében a Mössbauer-effektust (lásd később) kihasználva az óriási energiafelbontás teszi lehetővé a magsugár mérését. Ez utóbbi csak nagyon limitált esetekben lehetséges.

A harmadik módszer inkább tudománytörténeti jelentőségű, és szintén limitált esetekre használható.

Alfa-bomlás megtörténtekor (lásd majd később) az elbomló atommagból egy alfa-részecske lép ki, és logikusnak tűnik, hogy a folyamatnak van egy olyan pillanata, amikor a leánymag és az alfa-részecske egymás mellett vannak (*6. ábra*). Ekkor a két pozitívan töltött részecske között jelentős Coulomb-taszítás lép fel, aminek energiája:

$$E_{\rm pot} = F \frac{Q_{\rm mag} Q_{\alpha}}{R_{\rm mag} + R_{\alpha}}$$

Ez a potenciális energia jóval nagyobbnak adódik, mint az alfa-bomlás során a tömegdefektus alapján kiszámítható $E=\Delta Mc^2$ teljes bomlási energia. Ennek feloldására született meg az alagúthatás elmélete, ami szerint az alfarészecske hullámnak is felfogható, és mint ilyen, kiléphet a magból, mintegy a potenciálhegyen keresztül húzódó alagúton. Az alagút hossza befolyásolja a bomlási állandót, annak hossza ugyanakkor a potenciálhegy magasságától is függ, amit meghatároz a magsugár. Ily módon a magsugárra vissza lehet következtetni az alfa-bomlás paramétereiből.



6. ábra. Az alagúthatás alfa-bomlás esetén

Természetesen az alagúthatásról ma már nyugodtan gondolhatjuk, hogy mögötte egy hullámjelenség áll (értsd: mind a mag, mind az alfa-részecske hullámként viselkedik), és a korpuszkuláris modellt tükröző *6. ábrá*nak semmi köze a valósághoz.

A **magsugár** (*R*) mérése az atommag egyik legmeglepőbb tulajdonságára világított rá, nevezetesen érvényesnek találták a következő **tömegszám-függés**t:

$$R = r_0 A^{1/3},$$

aminek legfőbb üzenete, hogy a mag sűrűsége állandó. Az r_0 értéke 1,2–1,4 fm, részben a mérési módszer függvénye.

2.3. A mag elektromos tulajdonságai

A mag elektromos töltése kapcsán igen fontossá válnak elektromos tulajdonságai. Ez már csak azért is lényeges, mert nagyon gyakran elektronszerkezeti információkat óhajtunk szerezni nukleáris módszerekkel, és ez a mag és az elektronok kölcsönhatásán múlik.

Legtöbbször e kölcsönhatás energiája érdekes, ami úgy is megközelíthető hogy a mag töltése milyen, az elektronok által létrehozott potenciállal hat kölcsön. Itt érdemes megállni egy szóra, hiszen akár fordítva is gondolkodhatnánk, és tekinthetnénk az elektronok töltését a mag potenciálterében. Az első megközelítés azért célszerűbb, mert tudjuk, hogy az elektronok töltéseloszlása nagyon bonyolult (ezért persze a megfelelő potenciál is), de a mag legalább nagyon kicsi, és ha az elektronok potenciálját leíró bonyolult függvényt Taylor-sorba fejtjük a mag középpontja környezetében, akkor nem kell túl sok tagot figyelembe venni. Ráadásul ez a sorfejtés jól definiál bizonyos, egyébként ismert fizikai mennyiségeket.

A kölcsönhatás energiáját (*E*_C) tehát a következő formula írja le:

$$E_{\rm C} = \int \rho_{\rm mag}(\boldsymbol{r}) V_{\rm el.}(\boldsymbol{r}) d\tau,$$

ahol ρ_{mag} a magban lévő töltéssűrűség, $V_{el.}$ az elektronoktól származó potenciál. Az integrál a mag középpontjától a végtelenig értendő.

A potenciál sorfejtése az alábbi formulát eredményezi. Három tagot mutatunk, meg fogjuk látni, hogy nem kell több.

$$E_{\rm C} \approx V_0 \int \rho(\mathbf{r}) d\tau + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial V}{\partial x_i}\right)_0 \int \rho(\mathbf{r}) x_i d\tau + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_j}\right)_0 \int \rho(\mathbf{r}) x_i x_j d\tau.$$

A formula első tagja tartalmazza a potenciál értékét a mag középpontjában, az integrál pedig egyszerűen a teljes magtöltés. Más szavakkal, ez a mag–elektron kölcsönhatás ponttöltés-közelítése. Ez sok esetben elegendő!

A mag azonban véges kiterjedésű, nem feltétlen egyenletes töltéssűrűségeloszlással. Az egyenetlenség legegyszerűbb közelítése, hogy van a magban egy pozitív–negatív töltésszeparáció, azaz van a magnak **dipólusmomentuma**. Ez a Taylor-formula második tagjában látható integrál. E tag első tényezője nem más, mint a potenciálgradiens, amit elektromos térerőként ismerünk (ami már egy vektormennyiség). A harmadik tag (E_3) első tényezője a térerő gradiense, röviden az elektromos térgradiens, egy tenzor, amit matematikailag egy 3x3-as mátrixszal reprezentálhatunk. Hogy a magra vonatkozó tényezőből levezessük a mérhető fizikai mennyiséget, egy kis (célszerű) átalakítással kell élnünk.

Hogy megszabaduljunk a 3 térkoordináta szerinti vegyes deriváltaktól, diagonalizáljuk a *V* tenzort a koordinátarendszer alkalmas elforgatásával. Ekkor a tenzornak csak a diagonális elemei nem nullák, tehát így írhatjuk, kissé a jelölést is egyszerűsítve:

$$E_3 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i^2} \right)_0 \int \rho(\mathbf{r}) x_i^2 d\tau \equiv \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 V_{ii} \int \rho(\mathbf{r}) x_i^2 d\tau.$$

Mivel bennünket most elsősorban az aszimmetrikus töltéseloszlásnak a kölcsönhatáshoz való hozzájárulása érdekel, célszerű mesterségesen elkülöníteni egy olyan tagot, amelyben a három koordináta egyenrangú, ami nem jelent mást, mint a kölcsönhatás gömbszimmetrikus részének a leválasztását. Ezt megtéve, felhasználva azt, hogy a koordináták egyenrangúsága esetén

$$r^{2} = \sum_{i=1}^{3} x_{i}^{2} = 3x^{2},$$

$$E_{3} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{3} V_{ii} \int \rho(\mathbf{r}) \frac{r^{2}}{3} d\tau + \frac{1}{6} \sum_{i=1}^{3} V_{ii} \int \rho(\mathbf{r}) (3x_{i}^{2} - r^{2}) d\tau.$$

E végső formulában az első tag a kölcsönhatás gömbszimmetrikus (átlagos magsugárhoz rendelhető) járulékát tartalmazza, míg a második tag tisztán az aszimmetriából eredő kontribúciót, és az abban szereplő integrál definiálja a magra vonatkozó **kvadrupólus-momentumot** (pontosabban a kvadrupólus-momentum annak a töltéssel leosztott része). Ez a közelítés egy négyszeres töltésszeparációt feltételez a magban, mintha egy magon belüli négyzet (vagy inkább rombusz) átellenes csúcsain helyezkednének el azonos (negatív illetve pozitív) töltések.

A további sorfejtés a mag oktopólus-momentumát, hexadekapólusmomentumát stb. definiálná, de ezek a nagyon finom közelítések nem szükségesek, mivel a hozzájuk kapcsolódó energiafelhasadások mérhetetlenül kicsik (az átlagos magsugáron belüli tartományban!), így elhanyagolhatók.

2.3.1. A magtöltés

A mag töltése egyszerűen az őt alkotó protonok töltésének az összege. A legtöbb jelenség leírására elegendő ez a közelítés (pl. szórási jelenségek, alfa-, béta-fékeződés, fékezési röntgensugárzás keletkezése).

2.3.2. A mag dipólusmomentuma

Ez egy egyszerű probléma, mert az atommagoknak nincs dipólusmomentumuk, ami meglepetés, hiszen kvadrupólus-momentumuk (ami egy bonyolultabb töltéssűrűség-eloszlást takar) pedig van. Az ok kvantummechanikai nyelven elintézhető azzal, hogy a paritásmegmaradás törvénye tiltja, de ez azért nem triviális.

Érdemes megtenni a következő klasszikus megfontolást.

Amennyiben a magon belül parciális pozitív és negatív töltések szeparálódnak, kell lennie egy erőnek, ami ezeket a töltéseket egymástól szeparáltan tartja, legyőzi a Coulomb-vonzást. Mivel tudjuk, hogy a magnak van spinje, azaz egy forgása, és e szeparált töltésekhez tartoznia kell tömegnek is, a forgás okozta centrifugális erő ellentarthat ennek az elektrosztatikus vonzerőnek, ha a forgás elég gyors. Kérdés, hogy mennyire gyors legyen ez a forgás, ezért számítsuk ki a hozzá tartozó frekvenciát reális esetre!



7. ábra. Az atommag elképzelt dipólusmomentuma szeparálódott töltésekkel és az ezt fenntartó forgás

A 7. *ábra* mutatja az elképzelt töltésszeparációt. A két töltés között ható Coulomb-vonzóerő:

$$F = k \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$$

A centrifugális erő: $F = 4m\pi^2 f^2 r$.

Egyensúly esetén kifejezve a frekvenciát: $f = \sqrt{\frac{kQ^2}{4mr^3\pi^2}}$.

Kérdés, hogy mekkora töltést, mekkora tömeget rendeljünk a szeparálódó objektumokhoz. Közelítésként tekintsük az elemi töltést (az elektron töltését) és az elektron tömegét! Természetesen tudjuk, hogy az atommagban nincsenek elektronok (bár béta-bomláskor keletkeznek), de szeparált protonok és neutronok se. A két töltés közötti távolságnak vegyük egy átlagos mag sugarát. Ennek megfelelően a következő értékekkel számolunk:

$$k = 8,989 \times 10^{-9} \text{ Nm}^2/\text{C}^2$$
; $Q = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$; $m = 9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}$; $r = 5 \times 10^{-15} \text{ m}$.

A frekvenciára kapott eredmény: $f = 7,2x10^{21}$ Hz. Ez észlelhetetlenül nagy frekvencia, nincs olyan fizikai módszerünk, amivel mérhetnénk. Nem tudjuk elég gyorsan "lefényképezni" a szeparált töltéseket.

Az iménti példa egyébként kb. a ⁵⁷Fe magsugarára vonatkozott. Ez a mag az első gerjesztett állapotából 14,4 keV-os gamma-sugárzás kibocsátásával jut alapállapotba, és ezt a sugárzást a rendkívüli energiafelbontást lehetővé tevő Mössbauer-spektroszkópia ki tudja használni – a magtulajdonságok és a kölcsönhatás révén – az elektronszerkezet vizsgálatára. Logikus is, hogy a mag által kibocsátott sugárzás a legjobb eszköz a mag vizsgálatára. Azonban, ha kiszámítjuk e sugárzás frekvenciáját (ν =E/h), az 3,48x10¹⁸ Hz-nek adódik. Ez azt jelenti, hogy mialatt egyetlen hullám hagyja el a magot (a mag egyet "rezdül"), azalatt kb. 2000 forgást végez (a fenti modell szerint), így a töltés-szeparáció kiátlagolódik, eltűnik.

Tehát megállapíthatjuk, hogy a magoknak nincs *megfigyelhető* dipólusmomentumuk, és ez alapvetően kicsiny méretük miatt alakul így! Ez rávilágít arra, hogy miért tapasztaljuk a fizikai törvényekben már említett léptékhatást. Nem véletlen, hogy a jelenség kvantummechanikai alapon is értelmezhető.

2.3.3. A kvadrupólus-momentum

Folytatva az iménti meggondolást, egy 2x2-es töltésszeparáció esetén is megkövetelhetjük, hogy a töltéseket ugyanolyan módon egy centrifugális erő tartsa szeparáltan. El is várjuk ezt, de a *8. ábrá*ra tekintve megállapíthatjuk, hogy a jelölt forgatáskor a centrifugális erőnek ugyan csak egy valamilyen szög koszinusza szerinti hányada hat, de cserébe akármilyen nagy frekvenciát képzelünk is el, alul és felül a pozitív, középen pedig a negatív töltések nem tűnnek el. Tehát a kvadrupólus-momentum megfigyelhető, a magok töltéssűrűség-eloszlásának leírására ez az elfogadott közelítés.



8. ábra. A kvadrupólus-momentummal jellemezhető töltésszeparáció megmaradása tetszőleges frekvenciájú rotáció esetén

Mivel ez egy egyszerű eset, nem meglepő, hogy a mag geometriája se lesz túl bonyolult. Ilyenkor egy forgásellipszoiddal írható le, amely vagy a forgás-tengely szerint nyújtott (prolát), vagy lapított (oblát) (*9. ábra*).



9. ábra. Prolát és oblát alakú magok forgásellipszoidjai, rendre pozitív és negatív kvadrupólus-momentummal

A kvadrupólus-momentum a forgásellipszoid paramétereinek segítségével is kiszámítható:

$$Q = \frac{2}{5}Z(a^2 - b^2),$$

ahol *Z* a rendszám. Vegyük észre, hogy így az elektromos kvadrupólusmomentum mértékegysége m², ami nemzetközi (IUPAP) definíció (a Cm² sokkal logikusabb lenne).

Még magyarázattal tartozunk, hogy ha a kvadrupólus-momentum eredetileg egy tenzor, akkor itt miért tűnik fel skalárként. Korábban láttuk, hogy ez a tenzor (akár az elektromos térgradiensé, akár a kvadrupólusmomentumé) mindenképpen leírható a diagonális elemekkel, ami csak a koordinátarendszer elforgatásának kérdése. Ismert, hogy ezek a tenzorok az ún. Poisson-egyenlet értelmében nyommentesek, azaz a diagonális elemeik összege nulla. Tehát egy szabad változó eltűnt a háromból. A maradék kettő pedig azért redukálódik egyre, mert a forgásellipszoid axiálszimmetriája miatt két térkoordináta (x és y) egyenértékű lesz. Ezért a kvadrupólusmomentum tenzor Q_{zz} komponense marad (az indexet el is hagyva), mint egyetlen kváziskalár a mag nem gömbszimmetrikus töltéseloszlásának jellemzésére.

2.4. A mag mágneses tulajdonságai

Az előzőekben kimondatlanul ugyan, de elektrosztatikával foglalkoztunk, még ha a dinamikát segítségül is hívtuk pl. a dipólusmomentum eltűnésének magyarázatára. Ugyanakkor elektromágneses kölcsönhatásról beszélünk, amelynek dinamikai része a mágnesség, és mint ilyen (lévén elektromos sajátság), könnyen mérhető fizikai mennyiségeket generál.

A klasszikus fizikából jól ismert, hogy körmozgást végző töltés mágneses teret hoz létre. A rendszer jellemezhető mágneses (dipólus-)momentummal, ami elektron esetében például a következőképpen írható fel (SI-mértékrendszerben):

$$\mu_{\rm B} = \frac{e\hbar}{2m_{\rm e}}$$

Ez a Bohr-magneton, ami egységnyi (azaz \hbar impulzusmomentummal, perdülettel) rendelkező elektron mágneses momentuma. Ez a kép, azaz az egységnyi impulzusmomentumhoz rendelhető mágneses momentum pályaimpulzus-momentumok esetében tartható, de az elektronnak van saját impulzusmomentuma is, amit valójában nem lehet megérteni. Ugyanis az elektront pontszerűnek képzeljük el. Emlékezzünk arra, hogy az elektront tényleges elemi részecskének tekintjük, mint ilyen nyilván méretre nagyon kicsi, és mivel megállapítottuk, hogy a méretek csökkenésével egyre dominánsabbá válik az anyag hullámtermészete, könnyen eljuthatunk oda, hogy az elektronnak mint részecskének a méretéről beszélni nem is feltétlenül értelmes. Ezért fogadjuk el pontszerűnek. Márpedig akkor már a forgás feltételezésének sincs értelme. Így elfogadott tény, hogy az elektronnak *van* saját impulzusmomentuma (spinje), és ennek kapcsán saját mágneses momentuma is. A következmény, hogy ha ki akarjuk számítani a teljes impulzusmomentumból eredő mágneses momentumot, akkor a fenti modell nem működik, és egy korrekciós faktort kell alkalmaznunk, amit giromágneses faktornak hívnak (g). Az elektron spinjére vonatkozó giromágneses faktor kb. 2.

A mag esetén hasonló problémák lépnek fel, annak ellenére, hogy sem a neutront, sem a protont nem kiterjedés nélküli részecskének tekintjük, tehát a magmágnességre akár problémamentesen is létezhetne egy hasonló egység, mint a Bohr-magneton.

2.4.1. A magspin és a mag mágneses momentuma

A **magspin** a fentiek értelmében tehát könnyen értelmezhető lenne. Próbálkozzunk leírni a fenti képlettel, azzal a különbséggel, hogy negatív helyett pozitív töltést, az elektron tömege helyett pedig a proton tömegét helyettesítjük be! Ezáltal kapjuk a magmagnetont:

$$\mu_{\rm N} = \frac{-e\hbar}{2m_{\rm p}}$$

Sajnos, a spektroszkópiai mérések azt igazolják, hogy a neutronra és a protonra mért, a spinjükhöz rendelhető mágneses momentumokat csak az azokra érvényes giromágneses faktorokkal korrigálva tudjuk megkapni, mégpedig g_s (proton) = 5,59, g_s (neutron) = -3,83. Ez azt mutatja, hogy a spinnel valójában még mélyebben gyökerező értelmezési gondok vannak.

Az atommag, mivel protonokból és neutronokból áll, és érvényes az impulzusmomentum-megmaradás törvénye, rendelkezni fog egy eredő impulzusmomentummal, ami a neutronoktól és protonoktól ered (összesen *i* db), mégpedig azok spinjéből és a magban kialakuló (annak gerjesztettségi

fokától függő) pályaimpulzus-momentumaikból tevődik (vektoriálisan) össze. Ezt nevezzük magspinnek (*I*):

$$\underline{l} = \sum_{i} \underline{j} = \sum_{i} \underline{s} + \sum_{i} \underline{l} = \underline{S} + \underline{L}.$$

Természetesen egyetlen nukleon esetén is felírható, hogy:

$$\underline{j} = \underline{s} + \underline{l} \,.$$

Az adott mennyiségek (*s*, *l*, *j*) abszolút érteke: $|X| = \hbar \sqrt{(X+1)X}$.

A pályaimpulzus-momentumot az atomspektroszkópiával analóg módon jelölik, de nagy betűkkel: *L*= 0, 1, 2, 3, stb. esetén rendre *S*, *P*, *D*, *F*, stb.

A mag állapotának leírásához mindhárom kvantumszámot meg kell adni (vektorokról lévén szó) a következő formalizmus szerint:

```
2S+1L_{I}.
```

```
Például: S=1/2, L= 2 és I= 7/2 esetén <sup>2</sup>D<sub>7/2</sub>.
```

Néhány egyszerű szabály létezik a magspin értékére alapállapotban, a nukleonok párossága szerint:

Ha a neutronszám és a protonszám is páros, akkor a magspin nulla.

Ha mindkettő páratlan, akkor a magspin egész szám: 1, 2, 3, 4, ...

Ha egyik páratlan, a másik páros, akkor a magspin félegész szám: 1/2, 3/2, 5/2, ...

A mágneses momentum az említett problémák miatt közvetlenül nem, csak egy giromágneses faktorral korrigálva számítható ki a magspin és a magmagneton ismeretében:

$$\mu = g_I \mu_{\rm N} I.$$

Az előzőekből logikusan következik az is, hogy a nukleonok saját spinjére, illetve azok pályamomentumára vonatkozó giromágneses faktoroktól nem várhatjuk el, hogy azonosak legyenek. Így az eredő pályamomentumokból és az eredő nukleonspinekből kiindulva az alábbi módon számítható a mag teljes mágneses momentuma:

$$\mu = g_L \mu_N L + g_S \mu_N S.$$

Ennek az az érdekes következménye van, hogy a mag impulzusmomentumvektora és mágnesesmomentum-vektora nem azonos irányba mutat. Ez végeredményben a mag belső, bizonyos értelemben "fluid" szerkezetét bizonyítja. (Kissé távoli analógia, de a Föld impulzusmomentumához képest is vándorolnak a mágneses pólusok, mivel a Föld magja nincs szilárdan rögzítve az egész földgolyóhoz.)

2.5. A paritás

Az atommagok kvantummechanikai leírásában nagyon fontos paraméter a paritás (*P*), ami a magot leíró hullámfüggvény szimmetriájára vonatkozik, a következő módon:

pozitív (+1) a paritás, ha a hullámfüggvény olyan, hogy

$$\Psi(-x,-y,-z)=\Psi(x,y,z),$$

negatív a paritás (-1), ha

$$\Psi(-x,-y,-z)=-\Psi(x,y,z).$$

Tehát pl. a sin(x) függvény negatív, a cos(x) függvény pozitív paritású.

A paritás értékét a magspin mellett szokták jelezni pozitív vagy negatív előjellel. A paritás elektromágneses és erős kölcsönhatás esetén megmaradó mennyiség, a gyenge kölcsönhatásra ez a törvényszerűség nem érvényes.

3. Az atommagok szerkezete és stabilitása

Az atommag szerkezetét illetően elvárt többet mondani annál, hogy protonokból és neutronokból épül fel. Ismét hangsúlyozzuk, hogy a magban nem figyelhetők meg önálló protonok vagy neutronok, sokszor közelebb áll a valósághoz adott számú *u* és *d* kvarkból állónak tekinteni a magot, mint nukleonok összességének.

A megfigyelt tulajdonságok alapján több magmodell létezik. A cseppmodell folyadékhoz hasonlítja a magot. Erre utal a mag sűrűségének állandósága (nem függ a tömegszámtól), a maghasadás viszonylag véletlenszerű megvalósulása, illetve az egy nukleonra jutó kötési energia viszonylagos állandósága a középnehéz és nehéz elemek esetén.

A héjmodell valamilyen szeparált állapotokba (héjakba) rendezi a neutronokat és a protonokat, aminek következtében bizonyos nukleonszámok esetén eltérő stabilitást tapasztalunk. Már a számbéli puszta párosság (p) vagy páratlanság (plan) hatása is ehhez kapcsolható.

Az ún. mágikus számok estén (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) a mag stabilitása kiemelkedő (ez lehet protonszám, neutronszám, de nem a tömegszám!).

Tapasztalat, hogy mágikus neutronszám vagy protonszám esetén a kvadrupólus-momentum nulla (tehát ilyenkor a mag gömb alakú).

Ugyanakkor nincs stabilitás bizonyos protonszámok esetén (a Bi mint legnehezebb stabil elem alatt). Ilyenből kettő van: 43 (Tc) és a 61 (Pm).

Érdekes, hogy ennél jóval több olyan neutronszám van a létező elemek tartományában, amihez szintén nem található stabil mag. Ezek: 19, 35, 39, 45, 61, 89, 115, 125. A következőkre szintén nincs stabil mag, bár a hozzájuk tartozó rendszámokat végignézve van olyan nuklid, aminek a felezési ideje 10⁹ év felett van (azaz "majdnem stabil"): 21, 71, 81, 105, 109. Vegyük észre, hogy ezek mind páratlan számok (a mágikus számok pedig mind páros számok).

A mag stabilitásának megítélésénél az elektromágneses kölcsönhatás és a (reziduális) magerők figyelembevételével sok minden megmagyarázható. Első közelítésben csak abból induljunk ki, hogy az elektromágneses kölcsönhatás hatótávolsága végtelen, az $1/r^2$ szerint csökken a távolsággal. Emiatt a protonok számának növelése a Coulomb-taszítás lineárisnál gyorsabb akkumulációját okozza, ezzel jelentősen destabilizálva a magot.

Ugyanakkor a magerők mindig vonzó erők, nagyságuk jóval meghaladja a Coulomb-taszítást, ezért neutronok "bevonásával" a Coulomb-taszítás kompenzálható. A Coulomb-taszítás akkumulációja miatt a szükséges neutronoknak egyre jobban meg kell haladniuk a protonok számát. De mivel a magerők csak a szomszéd nukleonra hatnak, egy idő után ez a kompenzáció nem tud működni, hiszen: ha egy már eleve nagyon sok neutront tartalmazó maghoz adunk újabb neutront, az már egyre kisebb valószínűséggel kerül proton közelébe, márpedig ha ez nem történik meg, akkor a kompenzáció hatástalan. Ilyenkor a p–p taszítás végül szétszakítja a magot, és bekövetkezik az alfa-bomlás (lásd később), a nehéz radioaktív elemek legtipikusabb bomlástípusa.

Ez a gondolat megengedné, hogy adott (nem túl nagy számú) proton mellé bármennyi neutront rakjunk, de ez mégsem működik, a magerők tulajdonságai miatt. Ehhez azt kell elfogadnunk (tapasztalatok alapján), hogy a magerők dinamikus jellegűek, valahogy úgy, mint az elektromágneses kölcsönhatás mágneses része. A magerők ugyanis spinfüggők. A tapasztalat szerint két nukleon között csak akkor hat a magerő, ha spinjük azonos irányba mutat. Ezért nem létezik pl. két neutronból álló mag (bár ez pusztán a neutron rövid élettartama miatt sem működne), de két protonból álló mag se (azaz nincs ²He izotóp). Ugyanis egymással kölcsönhatásban lévő azonos részecskék (fermionok) esetében nem lehet azonos irányú a spin, mivel ez sértené a Pauli-elvet.

A deuteron már létezik, mert itt – mérések által is igazolva – a neutron és a proton spinje mutathat megegyező irányba.

Hogy a magerők függetlenek az elektromágneses kölcsönhatástól, és azonos módon hatnak bármely két szomszédos nukleon között, azt a trícium (³H) és a hélium-3 (³He) összehasonlítása is támogatja, ahol egyik esetben 2 proton és 1 neutron, a másikban 2 neutron és 1 proton alkotja a magot. Itt ugyanis a tömegdefektus alapján kiszámított teljes kötési energiák (ΔW) közötti különbség éppen két szomszédos proton esetén fellépő Coulomb-taszítás energiáját adja:

$$\Delta W({}_1^3\mathrm{H}) - \Delta W({}_2^3\mathrm{He}) = \frac{e^2}{\delta} = 0,75 \text{ MeV}.$$

Bár a magerők szempontjából a neutron és a proton egyenértékű, figyelemre méltó, hogy nincsenek mágikus tömegszámok. Ugyanis, mivel

a párkölcsönhatással (részben) magyarázható a stabilitás, továbbá a neutronok és a protonok a külön-külön érvényesülő mágikusság miatt láthatóan valamilyen alrendszereket alkotnak, egy elvárhatóan páros "mágikus" tömegszám eredhet p-p és plan-plan proton- ill. neutronszámból, ami nem teszi egyértelművé a tömegszámot mint a mágikusságot meghatározó paramétert.

A mag stabilitását nem csak a p-p taszítás kompenzálhatatlansága tudja csökkenteni, ami nehéz elemek estén az alfa-bomláshoz vezet, hanem a protonok és neutronok arányának nem optimális volta is. Túl nagy protonszám elvileg vezethetne alfa-bomláshoz könnyű elemeknél is a Coulombtaszítás miatt, de ez csak extrém esetekben történik meg. Ezt rendre megelőzi a béta-bomlás (lásd később), ami korrigálja ezt az arányt. Túl sok neutron esetén – ahogy láttuk – a magerőkön nem múlna a stabilitás, és mégis megtörténik (egy másik típusú) béta-bomlás. Ezt a bomlástípust a gyenge kölcsönhatás vezérli.

Az eddig elmondott megfontolásokat figyelembe véve – sőt, azokon túlmenően – született meg Carl Friedrich Weizsäcker híres szemiempirikus formulája, ami a rendszám és a tömegszám ismeretében próbálja megbecsülni a mag stabilitását.

A mag teljes kötési energiája e formula szerint a következő:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} \pm \delta A^{-\frac{3}{4}}.$$

Az első tag azt fejezi ki, hogy a kötési energiához minden nukleon azonos módon járul hozzá, mivel a magerők csak a szomszéd nukleonra hatnak. Tehát a tömegszámfüggés lineáris lesz.

A második tag kompenzálja az elsőt, mivel az minden nukleont azonosnak tekintett, márpedig a mag felszínén lévő nukleonok kevesebb (mint feleannyi) nukleonnal tartanak fent vonzó kölcsönhatást, így ezt a többletet le kell vonni. A 2/3-os hatvány magyarázata, hogy a magsugár a tömegszám köbgyökével, aminek a négyzetével pedig a gömb felszíne arányos.

A harmadik tag a Coulomb-taszítás miatt fellépő destabilizáló hatás (ezért a negatív előjel), a Coulomb-törvény miatt szerepel a rendszám négyzete, a tömegszám köbgyöke pedig megint csak a magsugárral arányos. A negyedik tag szigorúan csak a középnehéz elemekig ad jó közelítést, mivel azt fejezi ki, hogy a mag stabilitása csökken, ha a neutron/protonarány eltér az 1-től. Valójában az optimálistól való eltérés destabilizál, ami nehezebb elemeknél egyre nagyobb 1-nél. A tömegszámmal való osztás ezt a problémát egyre jobban tompítja a nehezebb elemek felé haladva.

Az ötödik tag a párkölcsönhatásra vonatkozik, kifejezve az erős kölcsönhatás kvantumos jellegét, a spin-párosítást (valójában a 4. tag is ezzel kapcsolatos). Páros-páros proton- illetve neutronszám esetén az együttható pozitív, páratlan-páratlan esetben negatív, páratlan tömegszámok esetén pedig ez a tag nulla. A tömegszámfüggésre vonatkozó kitevő értéke empirikus alapon annyi, amennyi, a mögötte lévő elméleti megfontolások nem egyszerűek.

Az egy nukleonra jutó kötési energia ($\Delta W/A$) változását szemlélteti a 10. *ábra* a tömegszám függvényében.



10. ábra. Az egy nukleonra jutó kötési energia a tömegszám függvényében

A görbe elején a mag felszínén lévő nukleonok jelentős aránya destabilizál (nem engedvén érvényesülni a vonzó magerőket, minden irányban; a nehéz elemeknél pedig a már említett akkumulálódó Coulomb-taszítás okoz gondot. A stabilitási maximum (e görbén minimum) a 60-as tömegszám
körül van, ez tipikusan a vas-kobalt-nikkel triádot jelenti, a legstabilabb két nuklid a ⁵⁶Fe és a ⁶²Ni.

A görbe menete jól illusztrálja, hogy a nukleáris energiatermelés két elve a nehéz magok hasítása (ez zajlik a világ atomerőműveiben) vagy a könnyű magok egyesítése (polgári alkalmazásként kísérleti fázisban, fegyverként sajnos a hidrogénbomba formájában megvalósítva).

A 11. ábra szemlélteti a stabil és instabil nuklidokat egy neutronszámprotonszám-diagramban. A stabil magok fekete négyzetekkel jelöltek. Vegyük észre, hogy a görbe a neutronszám irányba hajlik, annak megfelelően, hogy a stabilitáshoz relatíve egyre több neutronra van szükség a felhalmozódó p-p taszítás kompenzálása érdekében.



11. ábra. A stabil és instabil nuklidok, az utóbbiak bomlástípusának színkódolásával és a mágikus számok feltüntetésével²

A három legfontosabb bomlástípust említve csak: a stabil nuklidok (fekete) alatti tartomány (lila) a negatív béta-bomlás, a stabil nuklidok fölötti (kék) a pozitív béta-bomlás és az elektronbefogás tartománya, a sárga színkódolás az alfa-bomlást mutatja.

² A <u>https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/</u> felhasználásával.

4. A radioaktív bomlás

4.1. Az alfa-bomlás

Az alfa-bomlás a Coulomb-taszítás kompenzálatlanságával összefüggő bomlástípus, és tipikusan a nehéz elemeknél fordul elő. Általános sémája a következő:

$${}^{A}_{Z}N = {}^{A-4}_{Z-2}N + \alpha$$

Tehát az *A* tömegszámú és *Z* rendszámú N nuklid tömegszáma 4-gyel, rendszáma 2-vel csökken, mivel egy 2 neutronból és 2 protonból álló α -részecske hagyja el a magot.

Az alfa-bomlás során emittált alfa-részecskék diszkrét energiával rendelkeznek, ami természetesen az anyag e mérettartományában alapértelmezés, hiszen minden kvantált. Valójában azon kell csodálkozni, ha valamiről azt tapasztaljuk, hogy mégsem az. Ilyenre látunk majd esetet a béta-bomlásnál.

Egy alfa-bomlás esetén az észlelt alfa-sugárzás spektruma ugyanakkor többnyire nem egyetlen vonalból áll, hanem több diszkrét alfa-energiát észlelünk. A bomlások sokszínűségét az okozza, hogy az alfa-kibocsátás különféle gerjesztettségi állapotú leánymagot hagyhat hátra, és a bomlás tömegdefektusból kiszámítható teljes energiája így az alfa-energia és a leánymag legerjesztődésekor emittált gamma-foton (ez az izomerátmenet) energiájának az összege. Egy tipikus α -bomlási sémát mutat a 12. ábra.



12. ábra. Az ²⁴¹Am bomlási sémája

Viszonylag ritkán fordul elő, hogy az alfa-sugárzást nem vagy elenyésző mértékben kíséri gamma-sugárzás, ilyen pl. a ²¹⁰Po, aminek kimutatása pl. a szervezetbe kerülés esetén külső detektorral lehetetlen. Ezt sajnos már felhasználták alattomos politikai gyilkosságra, ami a Litvinyenkó-eset kapcsán bejárta a világsajtót.³

Az alfa-bomlás tanulmányozásának nemcsak tudománytörténetileg, de szemléletünk változása szempontjából is fontos epizódja az alagúteffektus felfedezése. Ezt korábban már elemeztük. Érdekes, hogy a furcsa, egyszerre részecskét és hullámot is feltételező modell is szolgált haszonnal, hiszen összefüggést lehetett megállapítani egy bomlási soron belül az alfa-részecske levegőben mért hatótávolsága (R_l , tulajdonképpen az alfa-energia) és a bomlási állandó (λ) között. Ez a Geiger–Nuttal-szabály:

$$\lg \lambda = \alpha + b \lg R_l$$

Itt *a* és *b* egy bomlási soron belül (²³⁵U, ²³⁸U vagy ²³²Th bomlási sora) állandók.

4.2. A béta-bomlás

A béta-instabilitás alapvető oka a nem optimális neutron/proton-arány. Ez persze egy közelítő kijelentés, ami az esetek elsöprő többségét érthetővé teszi, de nem magyarázza meg az érvénytelen protonszámokat vagy neutronszámokat, sem a mágikus számokat. Ha az atommagban a neutronok száma túlságosan nagy, akkor olyan folyamat indul meg, ami egy neutron formális protonná alakulását, protontöbblet esetén pedig egy proton formális neutronná alakulását jelenti. Nagyon fontos a "formális" szó hangsúlyozása, mivel a pontos fogalmazás valahogy úgy hangzana, hogy egy protontöbblettel rendelkező mag olyan maggá alakul, amelyet eggyel kevesebb protonból és eggyel több neutronból állíthatnánk össze. Ugyanis bár a neutron tényleg képes protonná bomlani, a proton viszont stabil részecske, semmilyen bomlása nem ismert. Ez is azzal függ össze, hogy a magban lévő nukleonok kapcsolata rendkívül közvetlen, a magátalakulások során tömeg–energia-átalakulások zajlanak. Létezik olyan mag, amely energianyereséggel képes mindkét irányú átalakulásra!

³ Németh András, "Ördög a részletek mögött", Heti Világgazdaság, Budapest, 2015 (7), 25–26.o.

Ezt a Weizsäcker-formula alapján számolt teljes kötési energiák is igazolják. Pl. páros, állandó tömegszámú magokra, ezt illusztrálja a *13. ábra*.



13. ábra. A pozitív és a negatív béta-bomlás szimultán megvalósulása izobár, páros tömegszámú magok esetén

A magokra számolt teljes kötési energiák (ΔW) a rendszám függvényében parabolát írnak le, mégpedig a formula utolsó tagjának párosról páratlan rendszámra történő előjel-váltakozása miatt kettőt. A 13. *ábrá*n a számított teljes magtömeg van ábrázolva, a Weizsäcker-féle kötési energiákból származó tömegdefektust levonva a protonok és neutronok össztömegéből:

$$M_{\rm mag} = Zm_{\rm p} + (A - Z)m_{\rm n} - \frac{\Delta W}{c^2}$$

Látható, hogy a Z_0 -1 és a Z_0 +1 rendszám esetén a felső paraboláról az alsó irányába mind rendszámnövekedés, mind rendszámcsökkenés esetén energianyereség (tömegdefektus) van. Mintha az egyik esetben egy proton bomlana neutronná, a másik esetben pedig neutron protonná, ami nyilvánvaló képtelenség (sértené az anyag- és energiamegmaradás törvényét), ha ténylegesen egy-egy nukleon önálló átalakulásának tekintenénk. Ez a kétirányú folyamat rendre a pozitív és a negatív béta-bomlás.

A negatív béta-bomlás sémája a következő:

$${}^{A}_{Z}N = {}^{A}_{Z+1}N + e^{-} + \bar{\nu}$$

A folyamat során a magból egy elektron lép ki és egy antineutrínó. Érdemes itt megállni egy pillanatra, és visszagondolni arra, hogy eddigi ismereteink szerint a magot nukleonok, azokat kvarkok alkotják. Közöttük rendre a reziduális és a fundamentális magerők hatnak. Azaz, itt a nukleon (esetünkben a neutron) nem az ismert alkotóelemeire esik szét, hanem valami egészen más történik. Ez vezetett a gyenge kölcsönhatás létének a felismeréséhez.

Az antineutrínó a béta-sugárzásban technikai értelemben mérhetetlen, kölcsönhatási hatáskeresztmetszete bármilyen anyaggal rendkívül kicsi. Ezért felfedezése sem a detektálásán keresztül történt, hanem a béta-sugárzás energiaspektrumának folytonosságát (egy példát mutat a 14. *ábra*) nem lehetett másképp magyarázni, mint egy harmadik szereplő feltételezésével a bomlás során.



14. ábra. A trícium béta-spektruma⁴

A bomlás pillanatában keletkező három résztvevő ugyanis véletlenszerű geometriában repül szét, ami az elvitt impulzusok, és így az energiák variabilitását okozza. A béta-energiákon táblázatosan az E_{max} érteket szokták érteni (amikor a neutrínó/antineutrínó és visszalökött mag párhuzamosan lökődik vissza a pozitronnal/elektronnal ellentétes irányba).

A negatív béta-bomlás a radioaktivitás leggyakoribb típusa mind a természetben, mind a mesterséges radioaktivitás esetében. A természetben a már említett három bomlási sort lehet példaként tekinteni, ahol alfa-bomlások sorozatát szakítja meg időnként béta-bomlás. Mivel nehéz elemekről van szó, ahol a (relatív) stabilitás értelmében a neutronok száma jóval meg-

⁴ O. F. Dorofeev, A. E. Lobanov, "Beta decay in the field of electromagnetic wave and neutrino mass search", *Physics Letters B* 590 (1–2), (2004) 35–38. o. <u>https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.03.052</u> felhasználásával. Creative Commons licensz: <u>https://creativecommons.org/licenses/by/3.0/deed.en.</u>

haladja a protonokét, az alfa-bomlás, ami 2-2 neutront és protont vesz el a magból, a neutronok irányába tolja el ezt az arányt, amit negatív bétabomlás tud kompenzálni. A mesterséges radioaktivitás esetén az atomreaktorokban zajló maghasadás rendkívül nagy mennyiségű radioaktív anyagot termel. Nehéz elemet hasítunk ahol nagy neutron/proton-arány szükséges a stabilitáshoz. A hasadványok, jóval kisebb rendszámuk következtében, messze nem igényelnek annyi neutront a stabilitás érdekében, ezért már a hasadás pillanatában felszabadulnak ún. prompt neutronok, majd (nagyon kis mértékű neutronbomlás mellett) negatív béta-bomlások soroza-tát produkálják (3-4 tagú kaszkádokat).

A pozitív béta-bomlás a következő folyamatot jelenti:

$${}^{A}_{Z}N = {}^{A}_{Z-1}N + e^{+} + \nu$$

Tehát a mag egy pozitront és egy neutrínót emittál. Látjuk majd később, hogy a pozitron, mint az elektron antirészecskéje, azzal találkozva annihilációt szenved, amelynek során legnagyobb valószínűséggel 2 γ -foton keletkezik:

$$e^+ + e^- = 2\gamma.$$

Ez azonban csak termalizálódott pozitronokkal lehetséges (10–20 eV), így a pozitronsugárzás hatótávolsága pontosan megegyezik az elektronsugárzáséval, nagy energián a töltés különbözőségének, sőt, az antianyagjellegnek alig van jelentősége. A termalizálódás szükségszerűségét az igazolja, hogy az annihiláció során keletkező 2 gamma-foton energiáját mindig 511 keV-nak tapasztaljuk (az elektron/pozitron nyugalmi tömegével ekvivalens energia).

A pozitív béta-bomlás gyakran párhuzamosan megy végbe az elektronbefogással (EC), az alábbi folyamat szerint:

$${}^{A}_{Z}N + e^{-} = {}^{A}_{Z-1}N + \bar{\nu}$$

Tehát ugyanaz a kiindulási nuklid és a termék nuklid, miközben egyik esetben a mag tömege a pozitív béta-bomlásnál egy elektrontömeggel csökken, az elektronbefogás esetében pedig egy elektrontömeggel nő. (A neutrínó tömege elhanyagolható.) Mindkét folyamat képes egymással versengve végbemenni, pedig a tömegdefektus-különbség 2 elektrontömeg, azaz a felszabaduló energiában ez 1,02 MeV. Ennyivel több energia szabadul fel az elektronbefogáskor. Felmerül a kérdés, hogy a kémiai reakciók esetében megszokott tapasztalatokkal szemben, amikor csekély aktiválási energiában megmutatkozó különbség már jelentős preferenciát eredményez a kisebb aktiválási energiájú folyamat javára, itt miért nem csak az elektronbefogás megy végbe. (Tekintsünk el attól, hogy itt nem aktiválási energiáról van szó, de ez nem érinti a lényeget.) A magyarázat az, hogy az ilyen reakciók – ez általában igaz a radioaktivitásra normál fizikai körülmények között (értsd: nem a csillagok belsejében...) – nem termikusan vezérelt reakciók. A termodinamika eszköztára itt nem működik, nincs termodinamikai egyensúlyra törekvés, nincs Boltzmann-eloszlás stb. A radioaktív bomlás sebességét leíró bomlási állandó, bár formálisan egy kinetikailag elsőrendű folyamat sebességi állandója, nem függ a hőmérséklettől.

Ahogyan az alfa-bomlást, úgy a béta-bomlást is többnyire kíséri gammasugárzás, bár a gyakorlatban is használt tiszta béta-bomlók jóval többen vannak (³H, ¹⁴C, ⁹⁰Sr, ³²P stb.).

4.3. Az izomerátmenet

Nem szokták külön bomlástípusként emlegetni, bár vannak olyan esetek, amikor valamilyen magátalakulást követően olyan hosszú élettartamú gerjesztett magállapot jön létre, hogy az adott gerjesztett nuklid szeparáltan előállítható. Az ilyen, tiszta gamma-sugárzó radioizotópokat leginkább a tömegszám mellé írt "m" betűvel jelöljük (pl. ^{119m}Sn), itt az "m" a metastabilitásra utal, esetleg csillaggal jelezzük (¹¹⁹Sn*).

Fontos nem elfeledkezni arról, hogy a mag legerjesztődésekor nemcsak energiát visz el a foton, hanem impulzusmomentumot is. A magspin mindig egész számmal változik (1, 2, 3 ...) így az impulzusmomentummegmaradás törvénye értelmében a gamma-foton impulzusa is ennek megfelelő. Attól függően, hogy az átmenetkor csak a töltések eloszlása változik a magban, vagy a töltések áramlása (dinamikája) is változik-e, beszélünk rendre elektromos és mágneses átmenetekről, a magspinváltozás mértékétől függően pedig multipolaritásról. Mindezeket egyszerre határozza meg az impulzusmomentum (a mag felől tekintve a magspin) és a paritás megváltozása. Ezeket foglalja össze a 4. táblázat.

típusa	Neve	$l=\Delta I$	Paritásváltozás	
E1	elektromos dipólus	1	igen	
M1	mágneses dipólus	1	nem	
E2	elektromos kvadrupólus	2	nem	
M2	mágneses kvadrupólus	2	igen	
E3	elektromos oktopólus	3	igen	
M3	mágneses oktopólus	3	nem	
E4	elektromos hexadekapólus	4	nem	
M4	mágneses hexadekapólus	4	igen	

4. táblázat. Az	zomerátmenetek multipolaritása az impulzusmomentum
	s a paritás változásának függvényében

Ezeket a tulajdonságokat csak nagy felbontású módszerekkel lehet észlelni, ott van jelentőségük – a kémiát érintően pl. a Mössbauer-spektroszkópiában –, illetve a magátmenetek megértésénél kulcsfontosságúak a magfizikában.

4.4. Egyéb fontosabb bomlástípusok

Nagyon magasan gerjesztett állapotú magok esetén előfordulhat, hogy a magból neutron vagy proton emittálódik. Ezek közül a **neutronbomlásnak** van jelentősége, ami felelős azért a szerencsés helyzetért, hogy az atom-reaktorokban a láncreakció technikailag szabályozhatóvá válik (lásd később).

A **maghasadás** (spontán hasadás) az alfabomló magoknál is nehezebb magokra jellemző, ezek ritkán használatosak és nehezen előállíthatók. Ugyanakkor a neutronokkal kiváltott maghasadás mára technikailag a legfontosabb energiatermelő nukleáris folyamatot jelenti. Az ²³⁵U neutronokkal kiváltott maghasadása (tkp. az ²³⁶U maghasadása) hasadásonként 200 MeV energiafelszabadítást jelent. Az ²³⁵U és az ²³⁸U spontán hasadása is végbemegy, az alfa-bomláshoz képest rendre 10 illetve 7 nagyságrenddel lassabban, de mégis fontos, mert enélkül nem indulna be a láncreakció egy atomreaktorban.

A maghasadás során – érdekes módon – a mag mindig aszimmetrikus módon hasad, a hasadványok eloszlását a *15. ábra* mutatja.

4. A radioaktív bomlás



15. ábra. A hasadvány-nuklidok eloszlása tömegszám szerint 233 U, 235 U, 239 Pu és egy 235 U– 239 Pu keverék esetén 5

⁵ A <u>https://commons.wikimedia.org/wiki/File</u>: ThermalFissionYield.svg felhasználásával. Creative Commons licensz: <u>https://creativecommons.org/licenses/by/3.0/deed.en</u>

5. A radioaktív bomlás kinetikája

A radioaktív bomlás kinetikája a kémiából jól ismert elsőrendű sebességi egyenlettel írható le. A leírás jogosságához elég azt elfogadni, hogy a magok egymástól függetlenül és véletlenszerűen bomlanak. Ez ahhoz vezet, hogy a folyamat sebessége egyenesen arányos lesz a bomlásban még részt venni tudó, azaz elbomlatlan magok számával. A természetben az ilyen folyamatokat exponenciális függvény írja le, mivel annak deriváltja önmaga, kifejezvén azt, hogy a folyamat sebessége arányos a folyamat szereplőjének pillanatnyi mennyiségével:

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

ahol *N* az el nem bomlott nuklidok mennyisége *t* időpillanatban, N_0 az el nem bomlott mennyiség *t*=0 időpillanatban, λ pedig a bomlási állandó.

Ezt a mennyiséget hívjuk abszolút aktivitásnak. Figyeljük meg, hogy az aktivitás (a bomlás sebessége) és az anyagmennyiség között csak egy szorzótényező a különbség. Azért használjuk a radioaktív anyag mennyiségének leírására a bomlás sebességét, mert éppen az az érdekes benne, hogy bomlik, ezt mérjük (az ezzel arányos sugárzásintenzitást).

Az aktivitás SI egysége az 1 bomlás/1 másodperc (s-1), a mértékegység neve a becquerel, jele Bq.

Mivel a bomlási állandót nehezebb elképzelni, a bomlás sebességének leírására a felezési időt használjuk ($\tau_{1/2}$). Ez alatt az idő alatt csökken az elbomlatlan nuklidok száma a felére, így:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda \tau_{1/2}}$$
, amiből $\tau_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$

Érdemes megjegyezni, hogy a magok átlagos élettartama egy szimmetrikusabb formulára vezet, ami szimbolikusan azt jelenti, hogy egy extenzív mennyiség *e*-ad részére történő csökkenése természetesebb, mint a feleződése (a fenti formulában 2 helyett e-t helyettesítve adódik az átlagos élettartam):

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\lambda}$$
.

Az összetettebb bomlások közül a konszekutív bomlásokra érdemes kitérni. Ezek legegyszerűbb esete, amikor egy "A" nuklid bomlik "B"-re, majd az tovább bomlik (bármire), és azt kérdezzük, hogy hogyan alakul időben a két nuklid aktivitása.

A $\xrightarrow{\lambda_1}$ B $\xrightarrow{\lambda_2}$

Az "A" nuklid bomlása egyszerű exponenciális, a "B" aktivitása pedig a következő formulával írható le:⁶

$$A_{\rm B} = N_{\rm B}\lambda_2 = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}N_{0,\rm A} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right).$$

Azok az érdekes esetek, amikor "A" bomlása lassabb, mint a "B"-é, és ha a bomlási állandókban a különbség nem nagyon jelentős, ($\lambda_1 < \lambda_2$), akkor "B" mennyisége egy bizonyos idő elteltével (ami az e^{$-\lambda_2 t$} elhanyagolhatóvá válását eredményezi e^{$-\lambda_1 t$}-hez képest) a következő:

$$N_{\rm B} \cong rac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{0,\rm A} {\rm e}^{-\lambda_1 t},$$

amiből az aktivitások állandó aránya következik:

$$A_{\rm B} \cong \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_{\rm A}.$$

Ezt az esetet szemlélteti a *16. ábra.* Vegyük észre, hogy egy idő után a "B" nuklid aktivitása meghaladja az "A" aktivitását.



16. ábra. Konszekutív bomlás az anya
elemnél gyorsabban bomló leányelem esetén ($\lambda_2/\lambda_1=6$)

⁶ Attila Vértes, István Kiss, Nuclear Chemistry, Akadémiai Kiadó, Budapest (1987), 61.o.

Amennyiben a bomlási állandókban igen jelentős az eltérés, azaz fennáll, hogy $\lambda_1 << \lambda_2$, akkor további elhanyagolással

$$N_{\rm B} \cong \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{0,\rm A} e^{-\lambda_1 t}$$
, amiből $N_{\rm B} \lambda_2 \cong N_{\rm A} \lambda_1$, így $A_{\rm A} \cong A_{\rm B}$

tehát az aktivitások egyenlővé válnak.

Ennek az esetnek a szemléltetése látható a 17. ábrán.



17. ábra. Konszekutív bomlás az anyaelemnél lényegesen gyorsabban bomló leányelem esetén ($\lambda_2/\lambda_1=60$)

Ökölszabályként megjegyezhetjük, hogy az egyensúly beálltához a leányelem felezési idejének néhányszorosa teljen el.

Több lépéses konszekutív bomlásokra a természetben találunk kiváló példákat. Az ²³⁸U, az ²³⁵U és a ²³²Th bomlási sorai alfa-bomlási lépcsők sorozatai, negatív béta-bomlásokkal kombinálva.

Megmutatható, hogy bonyolult sorozatok esetén is, amikor az igen lassan bomló anyaelem leglassabban bomló leányeleme felezési idejének sokszorosa eltelik, akkor a bomlási sor minden egyes tagja azonos aktivitású lesz, függetlenül attól, hogy az egymást követő bomlások bomlási állandói időnként nőnek vagy csökkennek. Az alábbi példa (*18. ábra*) az ²³⁸U bomlási sorát mutatja.

²³⁸ U (4,5 Mrd év)		neg	atív béta	ı-bomlás	 ok	►
²³⁴Th (24,1 nap)	²³⁴ Pa (1,2 perc)	234U (250 ezer év)				
		²³⁰ Th (8 ezer év)				
alfa-l		²²⁶Ra (1620 év)				
bomlá		²²² Rn (3,825 nap)				
sok –		²¹⁸ P0 (3,05 perc)				
		²¹⁴ Pb (26,8 perc)	²¹⁴Bi (19,8 perc)	²¹⁴Pb (162 μs)		
			²¹⁰ Tl (1,3 perc)	²¹⁰ Pb (21 év)	²¹⁰ Bi (5 nap)	²¹⁰Po (138,4 nap)
						206Pb (stabil)

18. ábra. Az²³⁸U bomlási sora a felezési idők feltüntetésével

Itt az anyaelem felezési ideje 4,5 milliárd év. A leglassabban bomló leányelem az ²³⁴U, 250 ezer éves felezési idővel. Ez azt jelenti, hogy néhány millió év elteltével beáll az egyensúly, ami miatt a fellelhető uránásványokban gyakorlatilag azonos aktivitású a ²³⁴Th, a ²¹⁸Po, a ²²⁶Ra, a ²¹⁴Bi, vagy a ²¹⁰Tl és a ²¹⁴Po együttese (az elágazó bomlás miatt), de bármelyik tagja. Az azonos aktivitásokat a ²²²Rn zavarhatja meg, mivel az – nemesgáz lévén – részben elillanhat az uránásvány kristályszemcséiből. Ennek, mint majd látjuk, nukleáris környezetvédelmi jelentősége lesz, hiszen a radon a természetes háttérsugárzás okozta sugárdózis legnagyobb forrása.

Utóbbinak fontos tanulsága, hogy ha az iparilag előállított uránvegyületek esetében csak az ²³⁸U-tartalomból indulunk ki, akkor abban gyakorlatilag azonos aktivitású ²³⁸U, ²³⁴Th és ²³⁴Pa lesz (utóbbi kettőből elhanyagolható kémiai mennyiség), és biztosan nem lesz benne radon, mivel annak a felhalmozódására bizony várni kellene néhány millió évet. Ily módon egy vegyszerraktárban, ahol uránvegyületeket is tárolnak, a radon okozta dózistól nem kell tartani. De mondjuk egy ásványgyűjteményben, ahol uránásványok is találhatók, ez a veszély nem elhanyagolható.

6. Magreakciók

A magreakciók segítségével tudunk előállítani célzottan bizonyos radionuklidokat, illetve ezek segítségével végezhető pl. kémiai elemanalízis.

Alapvetően három típust érdemes megkülönböztetni: töltött részecskékkel, neutronokkal, illetve gamma-fotonokkal kiváltott magreakciókat.

A magreakciók felírásának módja általában az alábbi példát követi:

 $^{14}N(n,p)^{14}C.$

Itt a célmag a ¹⁴N, a bombázó részecske a neutron, a keletkező részecske a proton, a keletkező mag pedig a ¹⁴C.

A magreakciók során felszabaduló energiát (*Q*) célszerűen a tömegdefektusból érdemes számolni (mivel ez jól mérhető). Általánosan:

$$Q = (\sum M_{\text{kiindulási}} - \sum M_{\text{termék}})c^2,$$

azaz a nukleáris reaktánsok össztömegének és a termékek össztömegének a különbségével egyenértékű energia szabadul fel. Ennek előjelétől függően szokták e reakciókat exotermnek (+) vagy endotermnek (–) nevezni, de hangsúlyozni kell a szóhasználat félreérthetőségét, mivel az esetek elsöprő többségében nem termikusan vezérelt folyamatokról van szó.

6.1. Töltött részecskékkel kiváltott magreakciók

Ide elsősorban a protonokkal kiváltott magreakciók tartoznak. Az egyik legfontosabb gyakorlati példa az orvosi célokat szolgáló PET (Pozitronemissziós Tomográfia) számára a ¹⁸F gyártása:

$$^{18}O(p,n)^{18}F.$$

Itt ciklotronban felgyorsított protonokkal bombáznak ¹⁸O-magokat. A gyorsítás értelemszerűen a Coulomb-taszítás mint reakciógát legyőzését szolgálja. Minél nagyobb a célmag, annál nagyobb energiájú protonokra van szükség a sikeres magreakcióhoz. A ¹⁸F előállításánál előny, hogy

6. Magreakciók

könnyű magot kell bombázni, ezért nincs szükség hozzá túl nagy energiájú protonra. Ugyanakkor a könnyű mag miatt a (p, n) reakció nagyon felborítja a p/n-aránytól függő mag-stabilitást, így a képződött mag gyorsan bomló lesz (esetünkben $\tau_{1/2}$ =110 perc). Ez viszont kifejezetten kívánatos az orvosi alkalmazásokban, hiszen a pácienst csak addig célszerű kitenni a radioaktív sugárzás hatásának, amíg a vizsgálat szükségessé teszi.

Bár nemcsak töltött részecskékkel váltható ki, de itt célszerű megemlíteni a **spallációs reakciókat**, ahol pl. nagyon nagy energiájú protonokkal (ezeket a legkönnyebb elektromos térrel gyorsítani) nehéz magokat bombáznak. Az eredmény az, hogy a mag kettőnél több fragmensre hasad. De nem is e fragmensek előállítása a cél, hanem a mellette keletkező nagyszámú, akár 30–40 neutron. Utóbbi érthetővé válik a maghasadásnál tárgyalt érvelésünk alapján, hiszen itt a kettőnél több darabra hasadás még nagyobb relatív neutronfelesleg-növekedést okoz a fragmensekben, ami e többletneutronok azonnali felszabadulásával jár. A spallációs berendezéseket így neutronforrásként alkalmazzák, felhasználhatók lehetnek a jelenleg létezőknél biztonságosabb, ún. szubkritikus atomreaktorok üzemeltetésénél.

Formálisan töltött részecskékkel megvalósuló magreakciónak tekinthetők a **termonukleáris reakciók**, amelyek közül a Napban végbemenő fúziós reakció a legfontosabb:

$${}^{1}_{1}H + {}^{1}_{1}H = {}^{2}_{1}D + e^{+}$$
$${}^{2}_{1}D + {}^{1}_{1}H = {}^{3}_{2}He + \gamma$$
$${}^{3}_{2}He + {}^{1}_{1}H = {}^{4}_{2}He + e^{+}$$

Ennek során hidrogénből hélium képződik. Vegyük észre, hogy a magerőkről megismertek alapján logikussá válik az első reakció. Két proton ütközése nem vezethet ²He-képződéshez a magerők spinfüggése miatt. Így a feltehetően átmenetileg képződő ²He azonnal bomlik ²D-vé (formálisan pozitív béta-bomlás). Hasonló okból nem keletkezhet a 3. reakcióban ⁴Li, az azonnal ⁴He-gyé alakul.

Érthető, hogy ezt a reakciót szeretnénk megvalósítani a majdani fúziós energiatermelő reaktorokban.



19. ábra. Deuteronokkal kiváltott fúziós reakciók hatáskeresztmetszetének energiafüggése⁷

Azonban két proton ütköztetése nagyon nagy energiát igényel, mivel a proton kis mérete miatt a magerők hatótávolságát elérve (a proton felszínétől kb. 1 fm) a Coulomb-taszítás már óriási.

Így a jelenlegi fúziós berendezésekben nagyobb méretű, de egyszeresen töltött részecskét, célszerűen deuteront alkalmaznak. Annak különböző fúziós reakcióit mutatja a *19. ábra*. A hatáskeresztmetszet a D–T (deuterontriton) reakcióra a legkedvezőbb, a résztvevő részecskék nagyobb mérete miatt. (A ³He már 2+ töltésű, ami kedvezőtlen, nagyon nagy energiáknál egyéb megfontolások érvényesek.)

Első hallásra érthetetlen lehet, hogy bár a tervezett fúziós reaktorokban a hőmérséklet 100 millió K, míg a Nap belsejében "csak" 16 millió K uralkodik, miért nem mehet végbe a p-p reakció a fúziós berendezésben. Az ok a Nap belsejében uralkodó óriási nyomás (sűrűség), ami nagyságrendekkel növeli a p-p ütközések számát, amin végső soron a reakciósebesség nagy mértékben múlik.

A termonukleáris reakciók – nevükből is következően – a radioaktív bomlástól eltérően valóban termikusan vezérelt folyamatok.

⁷ Készült a <u>https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm</u> adatainak felhasználásával.

6.2. Neutronokkal kiváltott magreakciók

Mivel a neutronnak nincs töltése, semmilyen erő nem akadályozza, hogy egy mag közelébe jusson, és amint kb. 1 fm-re, azaz a magerők hatótávolságán belülre kerül, nem látszik akadálya a magban való abszorpciónak, majd ezt követő átalakulásnak, ami maga a magreakció. E kép egy korpuszkuláris mechanizmust tételez fel. Mivel általában igaz, hogy minden kölcsönhatáshoz idő kell, érthetővé válik, hogy: ha a neutron energiája nagyobb, azaz sebessége nagyobb, akkor arányosan kevesebb (az utóbbival fordítottan arányos) időt tölt el a mag közelében (akár a magban), emiatt csökken a magreakció hatás-keresztmetszete (valószínűsége). Tehát nemhogy nem kell gyorsítani egy neutront a magreakció kiváltása érdekében, az egyenesen káros lenne. Ez jól látszik a 20. *ábrá*n az ²³⁵U példáján (n,f)-reakcióra (f = *fission*, hasadás) az 1 eV alatti tartományban. A fordított arányosságra utalva ezt a viselkedést az 1/v törvénnyel írják le.



20. ábra. Az ²³⁵U neutronokkal kiváltott hasadására vonatkozó hatáskeresztmetszet energiafüggése⁸

A nagyobb energiájú tartományokban (1–1000 eV) rezonanciacsúcsok láthatók, ahol akár 2 nagyságrenddel is hirtelen nőhet a hatáskeresztmetszet. (Más neutronreakciók esetén ez a változás 4 nagyságrendet is elérhet.) Itt hullámjelenséggel van dolgunk, az egyszerű 1/v törvény (legalábbis kis energia-intervallumokon belül) nem érvényes. Az alkalmazások esetén ezt a tartományt célszerű elkerülni, mivel a nagyon érzékeny energiafüggés miatt kezelhetetlenek a hatáskeresztmetszettől függő effektusok. Például

⁸ Készült a <u>https://www.nndc.bnl.gov/sigma/getPlot.jsp?evalid=15321&mf=3&mt=18&nsub=10</u> alapján.

 (n,γ) -reakciókat gyakran használnak a neutronaktivációs analízisben. Ilyenkor a neutronabszorpcióval keletkezett radioaktív izotóp gamma-sugárzását mérik később, és következtetnek a besugárzott nuklid (elem) koncentrációjára. De ha a hatáskeresztmetszet kis energiaváltozásra is nagyságrendekkel eltérhet, az igen bizonytalanná teszi a kvantitatív elemanalízist.

Az 1/v törvényből az is következik, hogy a nagy hatáskeresztmetszet érdekében érdemes a neutronokat minél jobban termalizálni. (Vigyázzunk a szó jelentésével, esetünkben – mivel a nukleáris tudományokban mindig nagyon nagy energiákról beszélünk – a közönséges hőmérséklet-tartományba való juttatásról, végső soron hűtésről van szó.) Ez jelenthet akár folyékony hidrogénnel való hűtést is (15 K körüli hőmérsékletre) az ún. Prompt Gamma Aktivációs Analízis gyakorlatában.

Különlegessége miatt meg kell említeni az alábbi reakciót, ami a Föld atmoszférájának felső rétegében a ¹⁴C keletkezéséért felelős:

$^{14}_{7}N(n,p)^{14}_{6}C.$

A reakció specialitása, hogy termikus neutronokkal megy végbe, ellentétben a legtöbb (n,p) reakcióval. Mivel a termikus neutron, nem visz magával energiát, nem lehetne felelős egy proton kibocsátásáért. A neutron abszorpciójának ugyanis a keletkező ¹⁵N negatív béta-bomlását kellene kiváltania, az n/p arány nagymértékű relatív növekedése miatt. Ehelyett az n/p arányt még jobban "elrontó" p-kibocsátás történik. A magyarázat a neutronok mágikus száma (8) a keletkező ¹⁴C-ben. Így a ¹⁴C viszonylag stabil ($\tau_{1/2}$ = 5370 év).

6.3. Gamma-fotonokkal kiváltott magreakciók

Ezek jelentősége csekély, csak 10 MeV fölötti tartományban jellemzőek, de ilyen energiájú gamma-sugárzást kibocsátó, a gyakorlatban használható radionuklidot nem ismerünk. Egy ritka kivétel a következő reakció:

${}_{1}^{2}D(\gamma, n){}_{1}^{1}H.$

Ez már végbemegy a ²²⁸Th 2,6 MeV-os gamma-sugárzásával.

A gyakorlatban spallációs reakciókat próbálnak kivitelezni (egyebek mellett) nagy energiájú röntgensugárzással. Ennek segítségével hosszú felezési idejű hasadási termékeket vagy transzurán elemeket lehetne rövid felezési idejű radionuklidokká konvertálni, és így a nukleáris hulladékok problémáját enyhíteni.

7. Magsugárzások és az anyag kölcsönhatása

7.1. A magsugárzások természete

A magsugárzások természetével kapcsolatban talán a legfontosabb az a tény, amit a korabeli – és máig használt – jelző is kifejez, hogy ionizáló sugárzásokról van szó. Az energiatartomány, amiről beszélünk, néhány keV-tól néhány MeV-ig tart. Ezt fontos megjegyezni, mert azok a jelenségek és törvények, amikkel találkozunk, csak erre a tartományra érvényesek. Pl. jelentősen nagyobb energiáknál relativisztikus hatások bonyolítják a megfigyeltek értelmezését (elektronoknál már 1 MeV alatt is...).

Ezzel függ össze szorosan az is, hogy ha a radioaktív anyagok által kibocsátott sugárzás más anyagot ér, azt nem teszi radioaktívvá, hiszen ahhoz magreakció kellene, amik ezeken az energiákon nem játszódnak le, csak rendkívül ritka esetben (pl. az imént tárgyalt D(γ ,n)H reakciónál). A neutronsugárzás más kategória, azt nem tekintjük magsugárzásnak (radioaktív sugárzásnak), hiszen többnyire csak magreakcióval állítható elő. Egyetlen kivétel a spontán hasadó nuklidok esete, amikor a hasadással párhuzamosan keletkeznek neutronok – de ez rendkívül ritka vagy rendkívül lassú folyamat, főleg nehéz transzuránok esetén figyelhető meg.

A tárgyalt sugárzások, ahogy majd látjuk, az elektronrendszerrel hatnak kölcsön, és tekintve a néhány eV-os ionizációs energiákat, nincs csodálkoznivaló az ionizáló képességen.

E kölcsönhatásoknál külön érdemes számba venni, hogy mi történik az anyaggal és mi a sugárzással. Hogy melyiket használjuk ki, az a céltól függ.

Egy ütközéses folyamatban (pl. elektron vagy alfa-részecske) mindig van energiaváltozás, és a bombázó részecske repülési iránya is megváltozhat. Ha az utóbbi a jellemző – főleg akkor, ha a bombázó részecske tömege jóval kisebb a céltárgyénál –, akkor szóródási jelenségről beszélünk. Ez lehet rugalmas és rugalmatlan. Akkor rugalmas egy korpuszkuláris ütközési esemény, ha a kezdeti és végállapoti kinetikus energiák összege megegyezik, azaz nem használódott el kinetikus energia pl. a rendszer belső energiájának megnövelésére. Félreértésre adhat okot, hogy hullámjelenségek esetén a definíció más. Akkor rugalmas a szóródás, ha a sugárzás frekvenciája változatlan marad, azaz nincs átadott energia (az észrevehetetlen mértékig elhanyagolható).

A mi szempontunkból főleg az energiaátadással járó események lesznek érdekesek, mivel ezek okozzák pl. a sugárdózist, de ezt használjuk ki sok ipari alkalmazásnál, illetve az orvosi terápiás kezelések során is.

7.2. Az alfa-sugárzás és az anyag kölcsönhatása

Az alfa-sugárzás kölcsönhatását egy tetszőleges anyaggal az elektronokkal való kölcsönhatást figyelembe véve írhatjuk le. A magok elhanyagolása azért lehetséges (legalábbis nem nagyon könnyű mátrixok esetén), mert bár az elektron kicsi tömege miatt az ütközéskor kevés energia adódik át, az elektronok száma a magokénál sokkal nagyobb.



21. ábra. Egy elektron mellett elhaladó alfa-részecske kölcsönhatásának ábrázolása

A 21. *ábra* szerint elképzelve egy elektron mellett elhaladó alfa-részecskét, a fellépő Coulomb-erők miatti impulzusátadás az eredeti *x* haladási irányra és a rá merőleges *y* irányra a következő:

$$p_x = \int_{-\infty}^{+\infty} F_x \, \mathrm{d}t$$
 és $p_y = \int_{-\infty}^{+\infty} F_y \, \mathrm{d}t.$

A Coulomb-erők maguk a következő módon érvényesülnek:

$$F_x = \frac{Ze^2}{r^2}\cos\Theta$$
, illetve $F_y = \frac{Ze^2}{r^2}\sin\Theta$,

ahol Zaz alfa-részecske "rendszáma".

Kiszámítva az átadott impulzusokat,⁹ nem meglepő módon az x irányra nulla adódik, az y irányra viszont:

$$p_{y} = \int_{0}^{\pi} \frac{Ze^{2}}{bv_{\alpha}} \sin\theta d\theta = \frac{Ze^{2}}{bv_{\alpha}} [-\cos\theta]_{0}^{\pi} = \frac{Ze^{2}}{bv_{\alpha}} (-1-1) = -\frac{2Ze^{2}}{bv_{\alpha}},$$

és így az átadott energia:

$$E_{e} = \frac{p_{y}^{2}}{2m_{e}} = \frac{2Z^{2}e^{4}}{m_{e}b^{2}v_{\alpha}^{2}}$$

A teljes energiaátadásnál figyelembe kell venni az összes elektront, amivel az adott alfa-részecske repülése és lassulása során kölcsönhatásba kerül, de ez azon a lényeges megfigyelésen, ami már ebben a formulában is benne van, nem változtat. Észrevehető ugyanis, hogy az alfa-részecske sebességének a négyzete, azaz a kinetikus energiájával arányos mennyiség a formula nevezőjében szerepel, tehát minél kisebb lesz az alfa-részecske energiája, annál több energiát ad át.

A végső formulában:10

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n}{m_e v_\alpha^2} Z' \ln \frac{m_e v_\alpha^2}{aI}$$

– ahol n az atomkoncentráció, Z' a közeg átlagrendszáma, I a közeg ionizációs potenciálja, és a egy szorzó – szerepel ugyan még egyszer az alfarészecske sebességnégyzete, de a logaritmusképzés ennek hatását tompítja, így következtetésünk változatlan.

Ezt az elméletileg várt viselkedést igazolja a Bragg-görbe, ami mutatja a mért átadott energiát az alfa-részecske levegőbe történő behatolásakor (22. *ábra*). Az emelkedés megfelel a növekvő energiaátadásnak, amint a levegőben fékeződő részecske veszíti az energiáját. A görbe letörése természetesen következik be, hiszen előbb-utóbb minden energia átadódik a közegnek.

⁹ Attila Vértes, István Kiss, *Nuclear Chemistry*, Akadémiai Kiadó, Budapest (1987), 96.0.
¹⁰ U.o.

NUKLEÁRIS KÉMIA ÉS KÖRNYEZETVÉDELEM



22. ábra. A maximális energiaátadásra normált, egységnyi úton a levegőnek átadott energia alfa-sugárzás esetén¹¹

Ez a megfigyelés első ránézésre meglepőnek tűnhet, mert az ember nagyobb energia esetén nagyobb energiaátadást várna el, de ez csak akkor igaz, ha a bombázó részecske "telibe találja" a célobjektumot. Ugyanakkor, ha elképzeljük a 21. ábrán vázolt szituációt, akkor érthető, hogy amennyiben az alfa-részecske lassabban halad, az elektronnak több ideje van mozdulni az alfa-részecske felé, márpedig ha közeledik hozzá (a vonzás miatt), akkor ráadásul négyzetesen nő a vonzás, azaz jóval nagyobb mértékű a kölcsönhatás. Nagyon nagy sebesség esetén az elektron mozdulatlannak tekinthető, valójában erről az esetről szól (hallgatólagosan) a levezetés. Sok elektron esetén a kép persze bonyolultabb, mert a vázolt hatás mértéke az elektron távolságától is függ.

Célszerű emlékezni egy könnyen megjegyezhető adatra, miszerint az alfasugárzás hatótávolsága levegőben annyi cm, ahány MeV az energiája. Tehát radioaktív izotópok alfa-sugárzása ellen (amennyiben az külső sugár-forrás) különösebb épített védelem nem szükséges.

7.3. A béta-sugárzás és az anyag kölcsönhatása

Az iménti levezetés valójában általános volt, hiszen két Coulomb-töltéssel rendelkező részecske kölcsönhatását írta le.

Béta-részecskék, azaz elektronok vagy pozitronok esetén az az egyszerűsítés, hogy az anyagnak csak az elektronjaival való kölcsönhatását vesszük figyelembe, még jogosabb is, hiszen azonos tömegek ütköznek,

¹¹ Attila Vértes, István Kiss, Nuclear Chemistry, Akadémiai Kiadó, Budapest (1987), 96.o.

így ekkor a legnagyobb az energiaátadás. A magokkal való ütközés szinte tisztán szórási jelenségnek tekinthető, mert az energiaátadás csekély.

Ezért a levezetett formula is hasonló:12

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{ion}} = \frac{4\pi e^4 n}{m_e v_\beta^2} Z \ln \frac{1.66m_e v_\beta^2}{2I}.$$

A béta-részecske kinetikus energiája ugyancsak a tört nevezőjében van, tehát itt is igaz, hogy minél kisebb a részecske energiája, annál nagyobb az átadott energia. A béta-sugárzás is akkor rombol leginkább, amikor már fogytán az energiája.

Tekintve az elektron kis tömegét és az általunk tárgyalt energia-intervallumot, az elektronnak gyakran lesz már a fénysebességgel összemérhető sebessége, ezért újabb formula szükséges, ami relativisztikus energiákon is megmutatja az átadott energia energiafüggését:¹³

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{ion}} = \frac{2\pi e^4 n}{m_{\mathrm{e}}c^2} Z ln \left(\frac{E^3}{2m_{\mathrm{e}}c^2 I^2} + \frac{1}{8}\right)$$

Itt már – mondhatni – normális függést látunk, nagyobb részecskeenergia esetén nagyobb az átadott energia. Ezt a relativisztikus tömegnövekedés számlájára írjuk.

Mindezeket szemlélteti a 23. ábra.



23. ábra. A béta-sugárzás (gyorsított elektronok) által a közegnek átadott energia, széles energiatartományban¹⁴

 ¹² Attila Vértes, István Kiss, *Nuclear Chemistry*, Akadémiai Kiadó, Budapest (1987), 108.o.
 ¹³ U.o.

¹⁴ U.o.

Az ábrán a trend kb. 1,5-2 MeV-nál fordul meg, azaz nagyjából az előforduló béta-energiák felső határa környékén. (A vízszintes tengelyen az energia-egység $m_0c^2 = 0,51$ MeV, az elektron nyugalmi tömegével ekvivalens energia.)

Az eddigiek alapján nem érthető, hogy a 23. ábrán miért tartozik más görbe a levegőhöz, a vashoz, illetve az ólomhoz. Eddig nem tettünk különbséget elektron és elektron között. A megoldás egy olyan jelenség, amit az alfa-sugárzás esetén elhanyagolhattunk. Ha ugyanis töltött részecske Coulomb-térben fékeződik, akkor sugárzással veszít energiát, ez fizikából ismert. Esetünkben ezt úgy lehet pl. elképzelni, hogy egy elektron elhalad egy töltéscentrum mellett (legyen ez egy atommag), és ugyan a Coulomberők közvetítik a kölcsönhatást, de valami miatt (pl. mert az atommag erősen kötve van a rácsban) annak megmozdulása gátolt, kinetikus energiát korlátozottan tud átvenni. Így az elektron által átadott energia csak részben jelenik meg kinetikus energia formájában, a többi a Coulombkölcsönhatást közvetítő részecske, azaz foton keltésére használódik el. Ez a fékezési röntgensugárzás. Minél nagyobb az illető atommag rendszáma, annál gyorsabban változik az erőhatás az elektron elhaladásakor, annál nehezebb a nehéz atommag gyors reagálása (mozdulása) kinetikus energia átvétele érdekében, így nagyobb eséllyel keletkezik fékezési röntgensugárzás.

Ebből érthetővé válik, hogy az eddigi formulákban az átadott energia esetén "ion"-indexet használtunk, ami az ütközéses folyamatra vonatkozó energiaátadást jelenti (ami ionizációt eredményez).

A kétféle módon elvesztett energia arányát a következő formula írja le:

$$\frac{\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{rtg}}{\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{ion}}\approx\frac{EZ}{800}\,,$$

tehát a fékezési röntgensugárzásra fordítódó hányad arányos a rendszámmal. Ebből következik az az általános tanács, hogy ha egy izotóplaborban tiszta béta-sugárzó izotóppal dolgozunk, akkor nem célszerű nagy rendszámú elemeket tartalmazó, de vékony védővértet alkalmazni, mivel az konvertálja a béta-energiát nagy áthatolóképességű röntgensugárzássá.

A béta-sugárzás hatótávolságára is nagyon egyszerű szabály van: levegőben megaelektronvoltonként egy méter. Annyit azonban hozzá kell tenni, hogy itt az energia nem a maximális béta-energiára vonatkozik (E_{max}), hanem – praktikus szempont alapján – a béta-spektrum csúcsához tartozó energiára (ami gyakran E_{max} harmada körül van), hiszen azokból a béta-részecskékből van a legtöbb, így sugárvédelmi szempontból azok az érdekesek. Ebben a példában védővért nélkül a béta-sugárzást már a védőruházatunk, rosszabb esetben a bőrünk 2-3 mm-es rétege is elnyelné, míg a röntgensugárzás az egész testünkön áthatolhat, amit jobb kerülni.

Felmerülhet a kérdés, hogy bár a fékezési röntgensugárzás keletkezésének feltételeit általánosan fogalmaztuk meg, miért nem került szóba az alfa-sugárzás és az anyag kölcsönhatásánál? Az indok viszonylag egyszerű. Látjuk, hogy azonos energiájú alfa- ill. béta-részecske hatótávolságának aránya 1:100. Tehát a béta-részecske százszor annyi utat tesz meg, ami alatt lehetősége van fékezési röntgensugárzás keltésére, mindig két ütközési esemény között. Az alfa-részecske szinte állandóan ütközik nagy méretének köszönhetően, és két ütközés között "nincs ideje" fékezési sugárzás keltésére.

7.4. A gamma-sugárzás és az anyag kölcsönhatása

A gamma-sugárzás és az anyag közötti kölcsönhatással kapcsolatban az a legmeglepőbb (és tudománytörténetileg is érdekes), hogy nem volt érthető, hogyan képes kölcsönhatásba kerülni egy hullám egy részecskével. Nem véletlen, hogy az ilyen megfigyelések rendre "effektus"-ként vonultak be a tudományos szóhasználatba (Compton-effektus, fotoeffektus). Persze, létez-nek magyarázatok, miszerint az elektromágneses hullám természetesen hat egy töltött részecskére, hiszen váltakozó elektromos és mágneses teret jelent, és az ilyen leírások jól is működnek a fizikában, de ha pl. a neutronok által kiváltott magreakciókra gondolunk, amikor is időnként rezonanciajelenséget tapasztalunk, az jelzi modelljeink korlátait. Csak de Broglie felfedezése az anyag kettős természetéről segít tisztítani a világképünket.

Bennünket most is főleg azok a jelenségek érdekelnek, ahol energiát ad át a gamma-foton az anyagnak. Így nem foglalkozunk a Thomson-szórással és a Raleigh-szórással, amelyek rugalmas szórási jelenségek. Az utóbbi játszódik le pl. amikor a látható fény visszaverődik a fürdőszobatükrünkről. Arcunkat eredeti színben látjuk, nincs vöröseltolódás, mivel a foton nem ad át energiát a tükörnek, változatlan frekvencián sugárzódik vissza. Nem ez a helyzet a Compton-effektusnál és a fotoeffektusnál, ahol van energiaátadás (a gamma-foton által), és nem is érthető, hogy miért is van tulajdonképpen két különböző féle rugalmatlan szórás. Említjük még a párkeltést, ami az előzőeknél bonyolultabb eset, relativisztikus megfontolások nélkül nem nagyon érthető meg.

7.4.1. A Compton-effektus

A Compton-effektus (vagy Compton-szórás) közkedvelt megfogalmazás szerint gamma-fotonok rugalmatlan szórása szabad elektronon. A rugalmatlanságot azért lehet kimondani, mert e kölcsönhatás során a foton energiát ad át az elektronnak, emiatt az ő frekvenciája (energiája) csökken.

Zavart okozhat, hogy miért mondjuk ki, hogy szabad elektronon, hisz ennek gyakorlati jelentősége igen csekély lenne, mivel általában sehol nem találunk szabad elektronokat, csak atomokban kötötteket. A kitétel lényege az, hogy nincs jelentősége az elektron kötött állapotának, ez a jelenség szabad elektronon is le tud játszódni. A gyakorlatban persze mindig kötött elektronokon történik meg, de ennek csak annyi jelentősége lenne, hogy az energiamérleg számításánál figyelembe kellene venni az elektron leszakításához szükséges energiát, ami ráadásul többnyire csekély a nagy gamma-energiákhoz képest.

A kétféle rugalmatlan kölcsönhatás dilemmájának feloldását megelőlegezve azt mondhatjuk, hogy a Compton-szórás egy korpuszkuláris jelenség, amiben mind a foton, mind az elektron részecskeként viselkedik. Így azt merev golyók rugalmas ütközésével mint modellel írjuk le. A rugalmasság ne zavarjon meg senkit, ahogy azt már említettük, csak a definíció különbözik hullámok és részecskék esetén. A kölcsönhatási eseményt a 24. ábra szemlélteti.



24. ábra. A Compton-szórás szemléltetése

Az átadott energia kiszámításához az impulzusmegmaradás és az energiamegmaradás törvényét kell felírni, az egyszerűség kedvéért nyugalomban lévő szabad elektronra.

Az energiára a következő igaz:

$$h\nu_0 = h\nu + E_{\rm C}$$
,

ahol *h* a Planck-állandó, ν_0 a beeső, ν a Compton-foton frekvenciája, E_C a Compton-elektron kinetikus energiája.

Az eredeti haladási irányra vonatkozó impulzusok:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c}\cos\vartheta + p_e\cos\varphi,$$

ahol pe a Compton-elektron impulzusa, c a fénysebesség.

Az eredeti haladási irányra merőleges impulzusok:

$$0 = \frac{h\nu}{c}\sin\vartheta - p_e\sin\varphi.$$

Sajnos, amit az alfa-sugárzás tárgyalásakor megtehettünk, hogy nem relativisztikus közelítéssel ki tudtuk számítani az elektronnak átadott energiát, azt itt nem tehetjük meg. Hiszen, bár a modellünk korpuszkuláris, a foton mégiscsak fénysebességgel halad. Már a fenti képletekben szereplő fotonimpulzus is a relativitáselméletből vezethető le. Mindennek azért van jelentősége, mert olyan eredmény adódik, amit a biliárdasztalon nem tapasztalunk. Nincs teljes energiaátadás, hanem van annak egy maximális értéke. A foton által átadott (MeV-ben kifejezett) energia ugyanis ($E_C = \Delta E$):

$$\Delta E = \frac{E_0^2(1 - \cos\vartheta)}{E_0(1 - \cos\vartheta) + 0.51}$$

ami 180 fokos visszaszórás esetén:

$$\Delta E_{\max} = \frac{E_0^2}{E_0 + 0.255}.$$

Ezt az eredményt a gamma-spektrumok megerősítik. A 25. ábrán a Compton-kontinuum az a tartomány, ahol a nullától E_{max} -ig tartó Comptonelektron-energiák megjelennek, meglehetősen egyenletes eloszlásban. A Compton-él (nem igazán éles határ) megfelel E_{max} -nak. Ne felejtsük, hogy egy detektor által mért energia csak a detektor anyagában elnyelődő energiát jelenti, ami esetünkben a Compton-elektroné, amelynek a hatótávolsága legfeljebb milliméterekre terjed, míg a Compton-foton kiszökhet a detektorból.



25. ábra. A ¹³⁷Cs gamma-spektruma

Mindig fontos kérdés, hogy ezek a kölcsönhatások hogyan függenek a foton energiájától és a kölcsönható anyag rendszámától. Az utóbbira könnyű válaszolni, hiszen csak az a kérdés, hogy a foton hány elektronnal találkozik haladása során, ami viszont kondenzált fázisban nagyjából a rendszámmal való egyenes arányosságot eredményez. Az energiafüggés nehezebb eset, mivel levezetett formulánk erről semmit se mond. A tapasztalat a növekvő energiával való csökkenést mutat, amit indokolhatunk azzal, hogy korpusz-kuláris a modell, és valamiféle 1/v törvény érvényesülhet, mint a neutronok által kiváltott magreakcióknál, de tekintettel arra, hogy a foton fénysebességgel halad, ez nem igazán megnyugtató.

7.4.2. A fotoeffektus

A Compton-effektus és a fotoeffektus közötti különbséget nagyon sok szakirodalmi forrás abban látja, hogy előbbinél csak az energia egy része, utóbbinál a teljes energia átadódik. Megmutatjuk, hogy ez csak egy következmény.

A fotoeffektus gamma-sugarak abszorpciója kötött elektronokon. Itt az abszorpció tekinthető egy végletesen megvalósuló rugalmatlan szórásnak, amikor is a rugalmatlanság olyan nagy mértékű, hogy a teljes energia átadódik. Ebből már következik, hogy szabad elektronon ez végbe sem mehet, mivel a teljes energiaátadást az impulzusmegmaradás törvénye nem engedné. Persze, mivel a definícióban említettük a kötött elektront, ez nem is értelmes felvetés. A fotoeffektus lényegi különbsége a Compton-effektustól az, hogy ez egy hullámjelenség, egy rezonanciahatás, ami a gamma-foton mint haladó hullám, és a kötött elektron mint állóhullám között valósul meg. Ahogyan egy adott hosszúságú fémszál antennaként befogja a rádióhullámot, ha a fémszál hosszától függő elektron-sajátfrekvenciának megfelelő frekvenciájú radióhullám éri el, úgy rezonál az atommag Coulomb-terébe zárt elektronnal az adott energiájú – az elektron kötési energiáját nem túlságosan meghaladó energiájú – gamma-foton. Ezt az eseményt a 26. ábra szemlélteti.

fotoelektron



26. ábra. A fotoeffektus mint hullámjelenség

Itt tehát mind az elektron, mind a foton hullámként viselkedik. Ez a kép számos további tapasztalatot könnyebben érthetővé tesz.

Tudománytörténeti érdekesség, hogy a fotoeffektus felfedezésével (amiért Einstein Nobel-díjat kapott) a foton részecsketermészetét látták igazolva, miközben tulajdonképpen arról van szó, hogy itt épp az elektron viselkedik hullámként.

Ez a kép megmagyarázza, hogy gamma-sugarak esetén miért a legbelső héjon játszódik le a fotoeffektus, hiszen ha a foton valóban "kiütné" az elektront az atomból (részecskeként), sokkal könnyebb dolga lenne egy lazábban kötött elektronnal. De a lényeg a rezonanciafeltétel megtalálása, és az a nagy energiájú gamma-sugaraknál a legerősebben kötött elektronokra a legvalószínűbb.

Ezért tapasztaljuk azt is, hogy a fotoeffektus valószínűsége az energiával csökken. Valóban, a gamma-energiák tartománya az érvényes elektronkötésienergiák fölé nyúlik. Így nem meglepő, hogy ezen az energiaskálán lefelé haladva javul a rezonanciafeltétel. Egy atomban a K-héj energiájától kiindulva a néhány eV-ig a kötési energiák széles spektruma áll rendelkezésre (ha nem is egyenletesen).

Hasonlóan értelmezhető a fotoeffektus rendszámfüggése. Minél nagyobb a rendszám, annál nagyobbak az elektronkötési energiák, így javul a rezonanciafeltétel a nagy energiájú gamma-fotonokkal.

Tekintettel arra, hogy a vázolt kép alapján a fotoeffektus energia- illetve rendszámfüggésének kiszámítása kvantummechanikai megfontolásokat igényelne, nem meglepő, hogy egy csak a rendszámot és a gamma-energiát tartalmazó formula csak empirikus lehet:¹⁵

$$\mu_{m,f} = 8,96 * 10^{-6} \frac{Z^{4,1}}{A_r} \lambda^n,$$

ahol $\mu_{m,f}$ a fotoeffektusra vonatkozó ún. tömegabszorpciós tényező (cm²/gban), ami az effektus valószínűségét méri, Z az atom rendszáma, amiben az elektron kötve van, A_r a relatív atomtömeg, λ pedig a sugárzás hullámhossza nm-ben. Az *n* értéke \approx 3. Figyelemre méltó az igen erőteljes függés: a rendszám 4., az energia 3. hatványáról van szó! Kis energiákon és nagy rendszám esetén a fotoeffektus "mindent visz".

A fotoeffektus energiamérlege szerint: $E_{\text{fotoelektron}} = E_{\gamma} - E_{k \delta t}$, ahol $E_{k \delta t}$ az elektron kötési energiája.

Tehát a fotoelektron nem a teljes energiát reprezentálja. Ugyanakkor a 25. *ábrá*n látható 662 keV-os csúcs a fotoeffektushoz tartozik, és mégis a ¹³⁷Cs gamma-energiája. Ezt a fotocsúcsot nem véletlenül nevezik teljesenergia-csúcsnak (hiszen az!). Később fogjuk megmagyarázni, a szekunder effektusok ismeretében, hogy ez miért alakul így.

7.4.3. A párkeltés

Korábban láttuk, hogy egy pozitron az elektronnal kölcsönhatva annihilációs sugárzásban "megsemmisülhet". Ennek a folyamatnak a fordítottja is végbemehet, azaz egy gamma-foton elektron–pozitron-párrá alakulhat.

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

E folyamat triviális energetikai feltétele, hogy a gamma-energia legyen nagyobb az elektron nyugalmi tömegének megfelelő energia kétszeresénél

¹⁵ Attila Vértes, István Kiss, Nuclear Chemistry, Akadémiai Kiadó, Budapest (1987), 128.0.

(azaz 1,02 MeV-nál). Ettől azonban még nem feltétlenül várnánk ilyen furcsa jelenséget. Úgy képzelhetjük el, hogy nagy energiákon az elektronokkal való kölcsönhatás nem lehet hullámjelenség, mivel nincs meg a rezonanciafeltétel, hiszen már nagyon messze vagyunk az érvényes kötési energiáktól. (Az U legbelső (K) héjához tartozó kötési energia kb. 115 keV.)

Korpuszkuláris jelenségként elképzelve a kölcsönhatást a Comptoneffektusban meglökött (pl.) elektron óriási sebességre tenne szert, ami jelentős relativisztikus tömegnövekedéssel járna. Így a természet logikusnak tűnő válasza, hogy jöjjön létre nyugalmi tömeggel rendelkező részecske (-pár), ami már a fénysebesség töredékével rendelkezik csak.

A háromféle kölcsönhatás versengését mutatja a 27. *ábra* egy közkedvelt szcintillációsdetektor-anyag, a NaI esetén.

Valóban látható, hogy kb. 100 keV alatt mindent felülír a fotoeffektus. A görbén látható ugrás a K- és L-héjjal való rezonancia közötti váltást mutatja.¹⁶



27. ábra. A fotoeffektus, a Compton-effektus és a párkeltés valószínűségének energiafüggése NaI-ban

¹⁶ Hubbell J. H. "Photon cross-sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV." *National Bureau of Standads Report*, NSRDS-NSB 29, (1969).

7.4.4. Mössbauer-effektus

Különlegessége okán említjük meg a Mössbauer-effektust, amely gammasugarak visszalökődésmentes magrezonanciáját (emisszióját vagy abszorpcióját) jelenti. Itt tehát nem az elektronrendszerrel, hanem a maggal lép fel kölcsönhatás. Kérdés, hogy ez miért különleges. Ugyanis atomok esetében senki sem csodálkozik azon, hogy ha egy elektrongerjesztett atom alapállapotba kerül, és kibocsát egy fotont (látható vagy UV-tartományban), akkor ezt a fotont egy másik, alapállapotú atom el tudja nyelni. Ennek a jelenségnek az a feltétele, hogy a kibocsátott foton ténylegesen rendelkezzen a gerjesztéshez szükséges energiával, azaz az emissziókor elkerülhetetlenül fellépő visszalökődési energia ($E_{\rm R}$) – amit az impulzusmegmaradás törvénye kényszerít ki – legyen kisebb, mint a foton energiaeloszlásának a félérték-szélessége (Γ), azaz legyen jelentős átfedés az emittált foton energiaeloszlása és az abszorpcióhoz szükséges energiaeloszlás között.

Ez ebben az esetben valóban jócskán tejesül, ahogy az 5. *táblázat* felső sora mutatja. A félértékszélességnél hat nagyságrenddel kisebb a visszalökődési energia.

5. táblázat. A fotonenergia (E_{foton}), a visszalökődési energia (E_{R}) és a sugárzás energiafélérték-szélességének (I) nagyságrendje tipikus elektronátmenetek és a ⁵⁷Fe 14,4 keV-os magátmenetének összehasonlításában

	$E_{\rm foton}({\rm eV})$	<i>Г</i> (eV)	$E_{\rm R}({\rm eV})$
Közönséges fény	~ 1	~ 10 -5	~ 10 -11
Gamma-sugárzás (pl. ⁵⁷ Fe, 14,4 keV)	~ 10 4	~ 10 -9	~ 10 -3

Nem úgy gamma-sugárzás esetében. Itt a trend megfordul, a visszalökődési energia (a példának hozott ⁵⁷Fe 14,4 keV-os sugárzása esetében) 6 nagyságrenddel nagyobb a félértékszélességnél (*4. táblázat*). Ezért a "visszalökődésmentesség" a rácsrezgések kvantáltságának köszönhetően csak szilárd testekben, azon belül is csak bizonyos valószínűséggel, szobahőmérsékleten, csak néhány szerencsés esetben teljesül. Ennek a felfedezéséért és a jelenség értelmezéséért kapott Rudof Mössbauer Nobel-díjat 1961-ben.

Az egész jelentősége abban áll, hogy mivel a gamma-sugárzás energiafélérték-szélessége e példában mondhatni példátlan, nanoelektronvolt (!!), így a magrezonancia kísérleti megvalósításán keresztül ezzel a pontossággal tudunk energiát mérni. Ez a felbontás azt jelenti, mintha a Nap és a Föld távolságát (150 millió km) 1 cm pontossággal mérnénk. Ennek köszönhető a módszer kémiai alkalmazása, amikor is az atommag belsejéből szemlélve észleljük az atom vegyértékhéján bekövetkező (1–10 meV nagyságrendű) változásokat. Az erre felépülő Mössbauer-spektroszkópiát elsősorban vas esetén alkalmazzák.

7.4.5. Szekunder sugárzások

A radioaktív sugárzás és az anyag kölcsönhatása kiválthat egyéb típusú sugárzásokat, erre eddig két példát láttunk. A **fékezési röntgensugárzás** tipikusan béta-részecskék fékeződésekor keletkezik. A pozitronsugárzás esetén fellépő **annihilációs sugárzás** szintén szekunder sugárzásnak tekinthető.

A béta-sugárzásnál fordul elő ugyancsak gyakran a **Cserenkov-sugárzás**, ami a közegben az ott érvényes fénysebességnél gyorsabban mozgó elektronok miatt lép fel. Ehhez vízben elég már 0,26 MeV energia! Ez tehát egy relativisztikus jelenség, látható (kék) fény kibocsátásával jár, és fizikailag tulajdonképpen azzal függ össze, ami miatt egyáltalán a fény egy közegben a vákuumbéli fénysebességnél lassabb haladásra kényszerül (polaron mechanizmus). Ennek részleteivel itt nem foglalkozunk. (A keletkező sugárzás egy "ártatlan", nem ionizáló sugárzás.)

Sokkal nagyobb jelentősége van a karakterisztikus röntgensugárzásnak, ami akkor lép fel, ha az atomban egy belső héjon valamilyen okból elektronvakancia keletkezik, és az egy külsőbb héjról betöltődik. Ez utóbbi folyamat energianyeresége távozik karakterisztikus röntgenfoton formájában. Bár a vakancia keletkezhet akár béta-, akár alfa-, akár gamma-sugárzástól, számunkra az utóbbi eset a legfontosabb. Tudniillik, a gamma-sugarak fotoeffektusát (mivel az tipikusan a legbelső héjon játszódik le) mindig követheti karakterisztikus röntgenfoton kibocsátása. De nem véletlen itt a feltételes mód. Ugyanis: a fotoeffektust mint hullámjelenséget elfogadva, és a rezonanciafeltétel teljesülését vizsgálva (a fotonenergia haladja meg az elektron kötési energiáját) megállapíthatjuk, hogy ha a) már az anyagba belépő gamma-foton fotoeffektust tudott szenvedni, és b) tudjuk, hogy a fotoeffektus valószínűsége nő az energia csökkenésével, akkor c) a keletkező sokkal kisebb energiájú karakterisztikus röntgenfoton számára még jobbak a rezonanciafeltételek. Tehát nagy valószínűséggel ez sem fog emittálódni, hanem újabb "fotoeffektust" szenved ugyanabban az atomban. Az ekkor kilépő "fotoelektront" nevezik Auger-elektronnak. Innen már csak egy lépés átgondolni, hogy az Auger-elektron kilépése miatt képződő újabb vakancia betöltődése külsőbb elektronhéjról még kisebb energiájú karakterisztikus röntgenfoton emissziójával járna, de a kisebb energia miatt még jobbak a rezonanciafeltételek, tehát újabb Auger-elektron lép ki, és így tovább. Így megérthető, hogy a rezonanciafeltételek javulása miatt az Auger-elektronok mindig kaszkádszerűen lépnek ki. Xe esetén megfigyeltek Xe²⁰⁺ ionokat az Auger-folyamat végeredményeként!

Végül nézzük azt az esetet, amikor esetleg a magból kilépő gamma-foton eleve kis energiájú. Azt várjuk, hogy jó rezonanciafeltétel esetén ilyenkor is lejátszódhat egyfajta "belső fotoeffektus". Meg is történik, ezt a folyamatot nevezzük **belső konverzió**nak. Hogy mennyire komolyan kell venni, annak illusztrálására szolgáljon a Mössbauer-spektroszkópiában alkalmazott ⁵⁷Fe izotóp 14,4 keV-os gamma-sugárzása, amelyre az ún. belső konverziós koefficiens (a kilépő elektronok száma osztva a kilépő gamma-fotonok számával) 8,17. Tehát alig több, mint 10%-ban van tényleges gamma-kibocsátás egy ilyen sugárforrásból. Itt a K-héjra vonatkozó kötési energia 7,1 keV. A belső konverziót értelemszerűen ugyancsak követheti Auger-kaszkád.

7.4.6. A gamma-spektrum értelmezése

Most érdemes visszatérni a 23. *ábrá*n bemutatott gamma-spektrumra, és megérthetjük, hogy az ott feltüntetett fotocsúcs miért reprezentálja a teljes gamma-energiát. A detektor anyagát úgy tervezik, hogy a sugárzással kölcsönhatva nagy valószínűséggel fotoeffektus menjen végbe. Ha ez meg tud történni, akkor láttuk, hogy ezt logikusan követi karakterisztikus röntgenfoton, vagy Auger-kaszkád. Ha a detektor elég nagy, akkor még az esetleges röntgenfoton is még a detektoron belül elnyelődik, így végül a teljes foton-energia elektronokká konvertálódva átadódik a detektornak. Ezek ugyan egymást követő folyamatok, de rendkívül gyorsak, és egyetlen elektromos jellé állnak össze, ami az energiaspektrumban teljesenergia-csúcsként tűnik fel. Még az is előfordulhat, hogy az első esemény egy Compton-effektus, de a kisebb energiájú Compton-foton fotoeffektust szenved még a detektorban, és ez az eseményláncolat is a teljesenergia-csúcsban jelenik meg.

Párképződés esetén a pozitron képződése komplikálja a helyzetet, mert bár minden bizonnyal annihilációt szenved még a detektorban, több kimenetel lehetséges. Ha a képződött 0,51 MeV-es annihilációs fotonok foteffektussal elnyelődnek a detektorban, akkor a teljesenergia-csúcsban jelenik meg ez az esemény. Ha kiszökik az egyik annihilációs foton, akkor a E_{γ} –0,51 MeV-nél, ha mindkettő kiszökik, akkor E_{γ} –1,02 MeV-nél jelenik meg újabb csúcs.

A 23. ábrán nem csak a teljesenergia-csúcsot és a Compton-tartományt látjuk. A visszaszórási csúcs ahhoz az esethez rendelhető, amikor Comptoneffektus játszódik le először a detektoron kívül valahol, és az így képződő Compton-foton bejut a detektorba, és ott kis energiája réven szinte biztosan fotoeffektust szenved. A spektrum elején lévő éles csúcs pedig úgy értelmezhető, hogy a ¹³⁷Cs forrás negatív béta-bomlása ¹³⁷Ba-ot eredményez, ami a 30 éves felezési idő miatt felhalmozódik. Régebbi forrás esetén a ¹³⁷Cs 662 keV-os gamma-sugárzása (esetleg béta-sugárzása) elektronvakanciát hoz létre a Ba K-héján, az betöltődéskor karakterisztikus röntgensugárzást bocsát ki, ami jó eséllyel elhagyja a forrást (ami mindig kicsi méretű!) és eljut a detektorba, ahol fotoeffektussal detektálódik.

7.5. A neutronsugárzás és az anyag kölcsönhatása

A neutronsugárzás nem közvetlenül ionizáló sugárzás. Az elektronokkal való kölcsönhatása elhanyagolható, a magokkal való ütközések jelentik az energiaátadás fő mechanizmusát az összemérhetőbb tömegek miatt. Ez nagy energiákon jelentős, akár kötésszakadásokhoz is vezethet.

Termikus neutronok esetén ilyesmitől nem kell tartani, az átadott kinetikus energia jelentéktelen, de ebben a tartományban van nagy hatáskeresztmetszete a magreakcióknak, elsősorban az (n,γ) -reakcióknak. A keletkező, sokszor nagyon nagy energiájú gamma-sugárzás már ionizáló sugárzás, és nem szabad megfeledkezni a keletkezett megnövelt tömeg-számú izotóp esetleges radioaktivitásáról (negatív béta-sugárzók keletkezését várjuk). Az (n,γ) -reakció során felszabaduló prompt gamma-foton visszalökődési energiája is vezethet kémiai kötésszakadáshoz, erre visszatérünk a forróatom-kémia tárgyalásánál. Ezek a folyamatok meglehetősen bonyolulttá teszik pl. az élettani hatások kiszámítását.

A gyakorlatban (sugárvédelmi szempontból) a termikus neutronok a legfontosabbak, mert mire pl. egy reaktor falán esetleg átjut egy neutron, egészen biztos, hogy jelentősen termalizálódott.

7.6. A sugárzások abszorpciójának fenomenologikus leírása

A spektrofotometriából jól ismert, hogy ha egy I_0 intenzitású fénysugár halad át egy küvettában lévő oldaton, akkor az adott hullámhosszú fény elnyelődése (az átbocsátott *I* intenzitás) adott koncentráció esetén az arra a fényre vonatkozó abszorpciós tényezőtől (μ) és a küvetta vastagságától (d) fog függni, a Lambert–Beer törvény értelmében. Nagy energiájú sugárzások esetén ez a leírás csak durva közelítés, mivel:

- a kölcsönhatások nem egyszeriek (a forrástól a detektorig például egy elektron többször is ütközhet);
- a kölcsönhatási események nem egyszerű abszorpciók, inkább szóródások, az eredetileg nem is a detektor irányába tartó részecskék oda "visszaszóródhatnak";
- > a sokszoros kölcsönhatások mind energiafüggők.

Ennek ellenére közelítő leírásra használják a Lambert–Beer-törvényt, főleg gamma-sugárzásra, ill. nagyobb energiájú béta-sugárzásra vagy neutron-sugárzásra.

Az eredeti Lambert–Beer-formulát azonban módosított alakban használjuk, mivel a sugár–anyag kölcsönhatásnál láttuk, hogy a kölcsönhatások valószínűségének van egy triviális elektronsűrűséggel való arányossága, ami lényegében a tömegsűrűséggel való arányosságot jelenti. Ezért, ha az abszorpciós képességre valami anyagra jellemző paramétert szeretnénk találni, akkor célszerű elvonatkoztatni a sűrűségfüggéstől. Ennek érdekében az eredeti abszorpciós tényezőt elosztjuk a sűrűséggel, persze cserébe a vastagságot meg kell szoroznunk. Így az abszorpciós tényező helyett tömegabszorpciós tényezőről (μ_m), rétegvastagság helyett pedig felületi sűrűségről (d_s) beszélünk:

$$I = I_0 exp(-\mu d) = I_0 exp\left(-\frac{\mu}{\rho}d\rho\right) = I_0 exp(-\mu_m d_s).$$

Vegyük észre, hogy alfa-és béta-sugárzásnál beszélünk hatótávolságról, aminek egy exponenciális függvény esetében nincs értelme. Ezért csak addig használható, amíg az alfa-részecske ill. a béta-részecske nincs az elnyelődéshez közeli állapotban.
8. Sugárzásdetektorok

A sugárzások detektálása értelemszerűen az anyaggal való kölcsönhatásokon alapul, és az ionizálóképességet használja ki (a neutronok esetén ezért "trükközni" szükséges).

A detektorok alapvetően három típusba sorolhatók: gázionizációs detektorok, szcintillációs detektorok és félvezető detektorok.

8.1. Gázionizációs detektorok

Tekintettel arra, hogy az ionizáció során keletkező töltések mennyiségének mérése egy gázban a legegyszerűbb, történelmileg is a gázionizáción alapuló detektorok jelentek meg először.



28. ábra. A gázionizációs detektorok működési tartományai

Ha egy gázzal töltött csőben kialakítunk egy anód-katód-párt, célszerűen középen helyezünk el egy anódszálat és a cső palástja lesz a katód, akkor erre megfelelő feszültséget kapcsolva a sugárzás által keltett töltések a megfelelő elektród felé fognak vándorolni: a pozitív ionok az anód felé, az elektronok a katód felé. Ha a feszültség nem elég nagy, akkor a töltések egy része rekombinálódni tud, mielőtt elérné az elektródot, így a mérés számára elvész. A feszültséget megnövelve elérhetjük azt a tartományt, ahol minden töltést sikeresen begyűjtünk. Ezt mutatja a *28. ábra* görbéjének első szakaszán lévő plató. Az ilyen tartományban működő eszközöket hívjuk **ionizációs kamráknak**.

Ha ez a cső egy áramkör része, akkor ebben a tartományban ionizációs áramot mérünk. Egyetlen ionizáló részecske ezen az alacsony feszültségen nem kelt még olyan mértékű ionizációt, hogy az abból eredő áramlökést önálló elektromos jelként tudjuk analizálni. Az ionizációs áram nagysága jellemző a sugárzás által keltett ionizációra, és ez fontos információ például a dózismérés szempontjából.

Ha a csőre adott feszültséget tovább növeljük, akkor nő a jel, mintha az ionizációt növeltük volna. Mivel a sugárzás által keltett ionizáció annyi, amennyi, a jelnövekmény csak szekunder ionizációból származhat, ami az elektromos térben felgyorsított töltések és a még érintetlen gázmolekulák közötti ütközések eredménye. Ezzel a módszerrel az ionizáció mértéke annyira megnövelhető, hogy már egyetlen primer ionizációs esemény által kiváltott teljes ionizáció is egy önálló elektromos jelet szolgáltat. Itt már számlálunk, és nem folyamatos áramot mérünk. Ez a **proporcionális** számláló.

A mérőeszközünktől függően nem feltétlen csak számlálni akarunk: egy sokcsatornás analizátor segítségével mérni tudjuk az elektromos jel nagyságát, ami arányos lesz a primer ionizációval (innen származik a "proporcionális" elnevezés), ami viszont az átadott energiára jellemző. Ha a csövet valamilyen nagy rendszámú nemesgázzal (pl. Xe) töltjük meg, akkor gamma-sugárzás detektálásakor nagy valószínűséggel fotoeffektus történik, ami a teljes energia elnyelődését jelenti, így végső soron a gamma-energia mérését! Ez fontos lehet környezet-ellenőrzéskor, ahol elsősorban a radioaktív szennyezőket akarjuk azonosítani, és erre a legjobb módszer a gammaenergiák mérése.

Az ilyen eszközök nem különösebben olcsók, mivel a jel-feszültség görbe ezen szakasza meglehetősen meredek, így nagyon stabil (ezért drága) tápegységre van szükség, hogy az esetleges feszültség-instabilitás ne szélesítse ki a spektrumunkban feltűnő fotocsúcsokat. Egyébként ezen eszközök spektrális felbontása nagyon jó, viszont nagy intenzitások ("beütésszámok") nem érhetők el velük, mivel a gázban zajló folyamatok lassúak a később tárgyalt szilárdtest-detektorokban zajló töltéselmozdulásokhoz képest.

Ha tovább növeljük a feszültséget, akkor egy újabb platót (telítési szakaszt) érünk el, ahol az ionizáció mértéke eléri azt a maximumot, amit pusztán a cső fizikai paraméterei (geometriai méret, szerkezet, gázminőség, gáznyomás, stb.) határoznak meg. Azaz, bármi is okozta a primer ionizációt, kapunk egy jelet, aminek a nagysága azonos (4-5 volt, elég jellemző 1000-1200 V tápfeszültség mellett), nincs benne információ sem a detektált sugárzás mibenlétéről, sem annak energiájáról. Ez ténylegesen csak egy számláló, a jól ismert **Geiger-Müller-számláló**. Ennél is nagyobb feszültségnél folyamatos gázkisülés alakul ki, a cső tönkre megy.

Mindazonáltal a puszta számlálás pl. gamma-sugárzástól származó dózis mérésénél nem okoz gondot (lásd majd később), ugyanakkor rendkívül olcsó eszköz, mivel a többvoltos jel nem igényel erősítést a számlálás érdekében.

8.2. Szcintillációs detektorok

A gáztöltésű detektoroknál közvetlenül töltött részecskékké konvertáltuk az elnyelt energiát, és azokat mértük elektromos impulzusok formájában. A szilárdtest-detektorok nagy előnye, hogy bár az elektromos jellé konvertálás áttételesebb, a kristályrácsokban történő töltésvándorlás sokkal gyorsabb folyamat, mint a gázokban zajló diffúzió.

A szcintillációs detektorok esetében az első konverzió látható fotonokká történik szennyezett szigetelőanyagokban. Az ilyen szennyezett szigetelők sávszerkezetét illusztrálja a 29. ábra.





Teljesen tiszta szigetelő esetén a telített vegyértéksáv és az üres vezetési sáv közötti tiltott sáv üres, és szélessége nem engedi meg, hogy termikus gerjesztésre elektronok jelenjenek meg a vezetési sávban. A sáv szélessége az UV-tartományba vagy afölé esik. Ha valamilyen szennyezőt viszünk a kristályba (pl. Tl-ot NaI kristályba), akkor érvényes energianívók jelennek meg a tiltott sávban, sőt ezek között látható tartományba eső átmenetek válnak lehetségessé. Ha az új energianívók élettartama elég rövid (minél rövidebb, annál jobb), akkor a kristályban a sugárzásból elnyelt energia gyakorlatilag azonnal fényfelvillanások (szcintilláció) formájában visszasugárzódik. Ezután a detektorból érkező fényfelvillanások egy fotokatódra vetülnek, amely leggyakrabban egy Cs-Sb-ötvözetből készült leheletvékony réteg a fotoelektron-sokszorozó levákuumozott csöve ablakának a belső falán. Itt a cézium 6s elektronjai a látható fotonok által kiváltott fotoeffektus révén felszabadulnak, és ezeket az elektronokat egy fotoelektronsokszorozó dinódalánca alakítja át mérhető nagyságú elektromos impulzussá (30. ábra).



30. ábra. A szcintillácós detektálás vázlatos működése

A többlépéses konverzió jelentős detektálási hatásfok-növekedéssel jár. Ugyanis, ha pl. egy 1 MeV energiájú gamma-foton fotoeffektussal elnyelődik a NaI(Tl) kristályban, és feltételezzük, hogy egy látható foton keltéséhez 10 eV energia elnyelődése szükséges, akkor kaptunk 100 000 fotont. Ha térszög okokból ennek csak 10%-a vetül a fotokatódra, és ott 50% a hatásfok (a fél térszög miatt), akkor 5 000 fotoelektront csináltunk az eredetileg egyetlen fotoelektronból, ami a jódatomon keletkezett.

Vegyük észre, hogy a jód K-héján lejátszódó primer fotoeffektus szempontjából teljesen mindegy, hogy a detektorunk NaI vagy éppen nátrium és jód fizikai keveréke (ami persze kémiai nonszensz). De hogy a rendszer fényfelvillanásokat produkáljon, ahhoz már lényeges, hogy anyaga éppen NaI, és éppen Tl-mal szennyezett. Kis energiáknál "számít a kémia", nagy energiáknál nem (csak az elemösszetétel).

Fontos látni, hogy azért kívánatos a nagy rendszámú jód, hogy az erősen kötött K-elektronokon megtörténjen a fotoeffektus a nagy energiájú gammafotonokkal. Ugyanakkor a Cs esetén is a nagy rendszám kívánatos, hogy megtörténjen a fotoeffektus a látható fotonokkal az igen gyengén kötött 6s elektronokon. (Minél nagyobb a rendszám, annál erősebben kötöttek a legbelső elektronok és annál gyengébben a legkülsők.) Mindkét esetben a rezonanciafeltétel teljesülése a lényeg.

A különböző sugárzásokhoz különféle szcintillátoranyagokat fejlesztettek ki.

Gamma-sugárzás esetén a már említett NaI(Tl) a legelterjedtebb, de gyorsabb detektor a BaF₂. Mindkét esetben a nagy rendszámú komponens (I ill. Ba) a lényeges a fotoeffektus végett.

Ha béta-sugárzást akarunk detektálni, akkor könnyű elemekből készült szerves ("plasztik") szcintillátort használunk, éppen azért, hogy ne legyen nagy esélye a fotoeffektusnak a kísérő vagy egyszerűen háttér gammafotonok detektálására.

Nagyon lágy béta-sugárzók esetén (³T, ¹⁴C) folyékony szcintillátort alkalmaznak, amit összekevernek a mérendő mintával, mivel a kis energiájú béta-sugárzás a mintán belüli önabszorpció miatt nem vagy alig detektálható külső detektorral. Az ilyen berendezésekben a háttér csökkentése érdekében két fotoelektron-sokszorozót alkalmaznak, és egy koincidenciakör segítségével csak azokat az eseményeket detektálják, amikor mindkét fotoelektron-sokszorozóból egyszerre jön impulzus. Ugyanis a szcintillációs folyadék a teljes térszögben bocsát ki látható fényt, ha ott történt radioaktív bomlás, miközben a háttérbeütések többnyire egy-egy kozmikus részecskének csak az egyik fotoelektron-sokszorozóba történő becsapódásából származnak a kettő közül.

Alfa-sugárzás szcintillációs detektálására vékony ZnS réteget alkalmaznak.

Neutronsugárzás esetén magreakcióval érik el az ionizációt. NaI(Tl) helyett pl. termikus neutronokra ⁶LiI(Eu)-ot alkalmaznak, amikor is a ⁶Li(n, α)³T reakcióban keletkező alfa-részecske és a triton (a trícium magja) is ionizál. Ez a típusú detektor a jód miatt gamma-sugárzást is detektál, ami sokszor nagyon hasznos. A két különböző beütést (gamma vagy neutron) az elektromos jel alakjának eltérése alapján lehet megkülönböztetni.

8.3. Félvezető detektorok

Ha pl. egy félvezető Si-hasáb átellenes oldalán a Si-nál alacsonyabb (pl. 3) vagy magasabb (pl. 5) vegyértékű szennyezőt diffundáltatunk be, akkor az első esetben lyukvezetés (p-típus), a másikban elektronvezetés (n-típus) alakul ki a hiányzó illetve a többletelektronok miatt. Ha a p-típusú oldalra pozitív, az n-típusú oldalra negatív potenciált kapcsolunk, akkor megindulhat az áram a félvezetőben. Ez tulajdonképpen egy nyitó irányba kapcsolt dióda. Fordított polaritás esetén a p- és n-réteg között létrejön egy kiürített tartomány, azaz a dióda zárórétege kiszélesedik, ez egy záró irányban kapcsolt dióda, ezen áram nem folyik át.

Ha egy ilyen záró irányba kapcsolt diódát ionizáló sugárzás ér, akkor egy pillanatra vezetővé válik, hiszen töltések szabadulnak fel a záró-rétegben. Ez az alapja az ilyen detektorok működésének (*31. ábra*).



31. ábra. A félvezető detektor működése

Ezen detektorok igen jó felbontóképességgel rendelkeznek, mivel a záróréteg áttöréséhez szükséges energia sokkal kisebb, mint amely egy szcintillációs detektorban a fényfelvillanás kiváltásához szükséges. Így az elektromos jel kialakulásában részt vevő elemi események száma jóval nagyobb, a relatív szórás kisebb, a vonalak keskenyebbek, a felbontás nagyobb. A hatásfok itt már egy nehezebb probléma, mivel a záróréteg térfogatától függ, amit nem lehet bármeddig növelni (miközben az nem probléma egy víztiszta szcintillációs kristálynál vagy folyadéknál). Ezt a problémát a fejlesztések során már jelentősen orvosolták: a ma kapható félvezető detektorok hatásfoka vetekszik a szcintillációs eszközökével.

8. Sugárzásdetektorok

Ugyanakkor, mivel a működéshez a félvezető kristályba szennyezőket diffundáltatnak be, és a diffúzió szobahőmérsékleten sem elhanyagolható, legalább a mérés alatt e detektorokat hűteni kell. Evégett többnyire folyékony nitrogént tartalmazó tartállyal vannak felszerelve.

9. Forróatom-kémia

A sugárzás és az anyag kölcsönhatásának tárgyalásánál azt láttuk, hogy a radioaktív sugárzások mindegyikére igaz, hogy minél kisebb az energia, annál nagyobb az anyaggal való kölcsönhatás valószínűsége, az egységnyi úthosszon átadott energia. Ez azt jelenti, hogy a sugárzások a teljes elnyelődésüket közvetlen megelőzően okozzák a legnagyobb rombolást, ott történik a legtöbb változás az anyagban.

Nem véletlen, hogy a nagy energiájú sugárzások anyaggal való kölcsönhatását illetően a kb. 100 eV alá termalizálódott részecskék kölcsönhatásainak vizsgálatára önálló tudományág jött létre, a forróatom-kémia. A legnagyobb kihívás az esetleges kémiai változások kiszámítása.

Történelmileg az első forróatom-kémiai reakció az ún. Szilárd–Chalmersreakció. Szilárd és Chalmers etil-jodidot sugárzott be termikus neutronokkal, amikor is a természetes ¹²⁷I-en játszódott le (n, γ)-reakció:

$C_2H_5^{127}I(n,\gamma) C_2H_5^{128}I$

A fő kérdés az volt, hogy a reakció során emittált gamma-foton visszalökődése vezethet-e kémiai kötésszakadáshoz. (A termikus neutron épp a termalizálódása miatt kizárt, hogy kötést szakítson.) Mint kiderült, igen, ugyanis a keletkező radioaktív ¹²⁸I-izotópot (negatív béta-sugárzó) vizes fázisba át lehetett rázni a vízoldhatatlan etil-jodidból, amit úgy magyaráztak, hogy az etilgyökről leszakadó jódatom végül hidrogén-jodidot képez, és emiatt megy át a vizes fázisba.

A forróatom-kémiának csak a leglényegesebb kérdéseire térünk ki.

A legfontosabb különbség a klasszikus termodinamikai szemléletű tárgyaláshoz képest az, hogy bár viszonylag kis energiákon vagyunk, a termikus reakciókhoz képest már a 100 eV is nagyon sok. Ha termikus egyensúlyban vagy ahhoz közel lennénk, akkor mivel a Boltzmannstatisztika szerint a szobahőmérséklet (300 K) kb. 25 meV-os termikus energiának felel meg, a 100 eV esetén hőmérsékletben már 1,2 millió K körül járnánk. Megfordítva, ha a Boltzmann-statisztikát használva kiszámítjuk, hogy szobahőmérsékleten a molekulák hányad része rendelkezik legalább 100 eV aktiválási energiával, akkor a következő adódik:

$$\frac{n(E^{\#})}{\sum_{E} n(E)} = \exp\left(-\frac{E^{\#}}{k_{B}T}\right) = \exp\left(-\frac{100}{0,025}\right) \cong 10^{-1740}.$$

Tehát gyakorlatilag nincs ilyen molekula. Így a forróatom-kémiában a termodinamika eszköztára nem sokat segít.

Ugyanakkor érdekel bennünket, hogy milyen folyamatok és hogyan vezetnek kémiai kötések szakadásához, pl. az etil-jodidban a gamma-foton kilökődésekor. Mi lesz a sorsa a visszalökődési energiának? Vegyünk először egy olyan modellt, amiben a forróatom és a visszalökött objektum nincs kötésben, és a visszalökődési folyamat a két atom (molekula) tömegközéppontját összekötő egyenes mentén zajlik. (A valamilyen módon visszalökődési energiát kapott forróatom centrálisan ütközik a vele kapcsolatban lévő visszalökött objektummal.)



32. ábra. A visszalökődési folyamat centrális "ütközés" esetén

Ha a *32. ábrá*n látható *m* tömegű forróatom az ábrázolt geometriában meglöki a *M* tömeget, akkor az impulzusmegmaradás törvénye nagyon egyszerűen felírható:

$$v_{\rm M}M = v_{\rm m}m$$

Négyzetre emeléssel a kinetikus energiák és a tömegek szorzata adódik, amit átrendezve a kinetikus energiák aránya:

$$\frac{E_{\rm M}}{E_{\rm m}} = \frac{M v_{\rm M}^2}{m v_{\rm m}^2} = \frac{m}{M'}$$

azaz

$$E_{\rm M} = E_{\rm m} \frac{m}{M}$$

Tehát a visszalökődési energia a tömegekkel fordított arányban oszlik meg.

A nagy energiák, továbbá a fotonok részvétele miatt nem tudjuk elkerülni a relativisztikus hatások figyelembevételét. Az előző számításban relativisztikus képleteket használva az alábbi érdekes eredmény adódik:¹⁷

$$E_{\rm M} = E_{\rm m} \frac{m}{M} + \frac{E_{\rm m}^2}{2Mc^2}.$$

Tehát a visszalökődési energia a nem relativisztikus és a relativisztikus járulék összege. Gamma-foton esetén, ahol nincs nyugalmi tömeg, csak a második tag érvényes.

Ha végzünk néhány számítást reális esetekre ($A_r = 100$, $E_m = 1$ MeV), akkor a visszalökődési energiák rendre 5 ill. 20 eV körülinek adódnak gamma- ill. béta-emittált sugárzásra, azaz a kémiai kötésszakadásra jó esély van.

Ezért most tekintsük azt az esetet, amikor a forróatom egy molekulán belül helyezkedik el, azaz van kötés a forróatom és a visszalökött objektum között. Ha feltételezzük, hogy a visszalökődési energia átadása nem okoz kötésszakadást, akkor az impulzusmegmaradás értelmében:

$$mv_{\rm m} = (M+m)v_{\rm M+m}$$

Az energiamegmaradás felírásánál a következőt kell meggondolni. Amikor a forróatom meglöki a molekula maradék részét, a két objektum közvetlen ütközés utáni sebessége eltérő lesz. Tehát, ha ez így maradna, akkor eltávolodnának egymástól. De azt feltételezzük, hogy ez nem történik meg, azaz a távolodó forróatomot a molekulán belüli kötőerő visszarántja, újra ütközik stb., aminek ismétlődése nem más, mint egy molekularezgés. Ez csak egy lehetséges szcenárió, de a lényeg, hogy kötésszakadás elmaradása esetén az energia egy része a molekula belső energiájának növelésére fordítódik (itt rezgésre). Más oldalról közelítve: ha a kötésszakítás a cél, tudomásul kell venni, hogy az impulzusmegmaradás törvénye miatt a forróatom energiájának egy része kinetikus energiává alakul, azaz csak a belső energia növelésére fordítódó hányad szakíthatja a kötést, esetünkben E_b . Tehát az energiamegmaradás e meggondolás fényében így írandó:

$$E_{\rm m} = \frac{1}{2}(M+m)v_{\rm M+m}^2 + E_b.$$

A két megmaradási törvény felhasználásával a következőt kapjuk a kötésszakításra fordítható energiahányadra:

¹⁷ Attila Vértes, István Kiss, Nuclear Chemistry, Akadémiai Kiadó, Budapest (1987), 285.o.

$$E_b = E_m \frac{M}{M+m}$$

Bár a neutron nem forróatom, annak ütköztetéses lassítása kulcsfontosságú az atomreaktorok működésénél. Azt szeretnénk látni, hogy milyen anyaggal lehet a neutront jól lassítani (moderálni), és hogyan, milyen függvény szerint csökken a neutron energiája az egymást követő ütközések folyamán.

Megint egyszerű esettel indulunk: centrális (rugalmas) ütközés nyugvó moderátorral. Ekkor az impulzusmegmaradás törvénye értelmében:

$$m_{
m n} v_{
m n} = m_{
m n} v_{
m n}^{\scriptscriptstyle\prime} + M v_{
m M}$$
 ,

ahol M a moderátor tömege, m_n a neutron tömege, v_n és v'_n rendre a neutron ütközés előtti és utáni sebessége, v_M a moderátor atom ütközésben nyert sebessége.

Az energiamegmaradás értelmében:

$$\frac{1}{2}m_{\rm n}v_{\rm n}^2 = \frac{1}{2}m_{\rm n}v_{\rm n}^{\prime 2} + \frac{1}{2}Mv_{\rm M}^2.$$

A két egyenletet felhasználva, és kifejezve a neutron által elvesztett kinetikus energiát, a következő adódik:

$$\Delta E_{\rm n} = E_{\rm n} \frac{4Mm_{\rm n}}{(M+m_{\rm n})^2}.$$

Ez a függvény a két tömegre nézve szimmetrikus, szélsőértéke van, mégpedig maximuma $M=m_n$ esetén. (Vegyük észre, hogy ez hasonló a téglalap terület/kerület arányának a geometriai problémájához, amikor is az a négyzet esetén maximális.) Tehát az a leghatékonyabb moderátor, amelynek tömege megegyezik a moderálandó részecske tömegével. Ebből következik, hogy atomreaktorok esetén a hidrogén (hidrogént tartalmazó anyagok) a legjobb választás.

A kiszámított energiaveszteség azt mutatja, hogy az egy ütközésre jutó energiaveszteség arányos a pillanatnyi energiával és egy konstanssal (*k*):

$$\frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{n}}}{\mathrm{d}n} = kE_{\mathrm{n}}(n)$$

amiből:

$$E_{\rm n}(n) = E_{\rm n}(0)e^{-kn}$$

azaz a neutronok energiája az ütközések számával exponenciálisan csökken.

Megmutatható, hogy tetszőleges geometriájú ütközések esetén a centrális ütközéseket feltételező modell konstansa (*k*) módosul, de továbbra is konstans marad:¹⁸

$$k' = \frac{1 - (1 - k)[1 - \ln(1 - k)]}{k}.$$

A forróatom-kémiai reakciók általános formalizmusára pl. a kinetikus elméletet alkalmazzák, ami szerint egy bizonyos forróatom-kémiai termék hozama (Υ) a következő:¹⁹

$$Y = \int_{lnE_1}^{lnE_2} \frac{fp}{\alpha} dlnE,$$

ahol *f* az ütközés valószínűsége, *p* annak a valószínűsége, hogy történik-e reakció (ez energiafüggő), α pedig a *k*' konstansból rugalmatlan ütközésekre származtatott lassítási tényező (hiszen rugalmas ütközések esetén kinetikus energia nem alakul át más energiává, így kémiai reakció nem is történhetne). A formula kis reakcióvalószínűségek esetén érvényes. Még egyszer emlékeztetünk arra, hogy ezen reakciók leírásánál a termodinamikai hőmérsékletnek nincs szerepe.

¹⁸ W. F. Libby, "Chemistry of Energetic Atoms Produced by Nuclear Reactions", *J. Amer. Chem. Soc.* 69, 2523 (1947).

¹⁹ P. J. Estrup, R. Wolfgang, "Kinetic Theory of Hot Atom Reactions: Application to the System H + CH₄", *J. Amer. Chem. Soc.* 82, 2665 (1960).

10. Sugárkémia

A sugárkémia tárgya a nagy energiájú sugárzások által kiváltott kémiai átalakulások vizsgálata. Nem tárgyalja a részleteket, viszonylag egyszerű paramétereken keresztül írja le az adott kémiai termékek keletkezését.

A reakciót kiváltó primer ok a sugárzás által a közegnek átadott energia (dE_t) , mégpedig az adott úthosszon átadott energia.

Ennek leírására használatos a LET-érték (*Linear Energy Transfer* vagy Lineáris Energiaátadási Tényező).

LET=
$$dE_t/dx$$

Fontos, hogy nem a sugárzás által elvesztett energiáról van szó, hanem annak azon részéről, ami az anyagban elnyelődik. (Pl. béta-sugárzás esetén a keletkező fékezési röntgensugárzás nem tartozik ide, mivel az nem nyelődik el.) Ennek kiemelt jelentősége lesz a következő lépcső, a biológiai hatások, a dózis tárgyalásánál. Mértékegysége a J/m.

A LET-érték meghatározza a sugárkémiai nyom (*trace, spur*) sűrűségét. Ez különösen fontos a radiolízistermékek további sorsát illetően, nevezetesen, hogy azok mennyire fognak egymás közt reagálni, ezáltal részben semlegesítődni vagy további, addig érintetlen specieszekkel reagálni.

A folyamat végtermékeinek leírására a sugárkémiai hozam (*G*-érték) szolgál, ami azt adja meg, hogy meghatározott mennyiségű energia elnyelése-kor hány db adott speciesz keletkezett.

$$G = dn/dE_t$$

A tradicionális definíció szerint a meghatározott mennyiség 100 eV elnyelt energia volt (ilyenkor a gyakorlatban kis számok adódtak), ma gyakrabban használatos a *joule* (így a mértékegység J⁻¹).

10.1. A víz radiolízise

Mivel a víznek kiemelt szerepe van mind a kémiai folyamatokban/technológiákban, mind az élő szervezetekben és a környezetben, külön ki kell térni a víz radiolízisére.

Ionizáló sugárzás hatására a vízmolekula gerjesztődhet, ionizálódhat, vagy a gerjesztődés eredménye lehet gyökökké történő szétesése:

$$H_2O \rightarrow H_2O^*$$

$$H_2O \rightarrow H_2O^* \rightarrow H_2O^+ + e_{-aq}$$

$$H_2O \rightarrow H_2O^* \rightarrow H^{-} + OH^{-}$$

A tapasztalatok szerint a gerjesztés küszöbenergiája 7,4 eV körül van, az ionizációé 13 eV körül.

Tehát a primer termékek: a gerjesztett vízmolekula, a vízmolekula-ion, a hidratált elektron, a hidrogéngyök és a hidroxilgyök.

Közülük a hidratált elektron érdemel nagyobb figyelmet, mégpedig hidratált (szolvatált) jellegének a hangsúlyozása. Bár a szerkezetéről máig megoszlanak a vélemények, elkezdve az oktaéderesen vízmolekulákkal koordinált elektrontól a vízszerkezetben kialakuló üregekben lokalizálódó elektronon át egészen odáig, hogy az elektron esetleg egy akár 8-10 vízmolekulából álló klaszter felszínén helyezkedik el, mindegyik képben közös, hogy a hidratált elektron egy nehéz részecske.

Ez azért lényeges, mert reakciókinetikai szempontból ez két paramétert is befolyásolhat. Egyrészt a hidratált elektron diffúziósebessége lényegesen lecsökkenhet, és reakciói diffúziókontrolláltakká válhatnak. Másrészt, mivel a vízmolekulák egyfajta pajzsként viselkedhetnek, az ütközésekkor lejátszódó reakciók valószínűsége is csökkenni fog.

A képződött primer termékek számos további reakcióban vehetnek részt. Tiszta vízben pl. a következőkkel lehet számolni:

$$HO \cdot + HO \cdot \rightarrow H_2O_2$$

$$HO \cdot + e_{aq} \rightarrow OH^-$$

$$HO \cdot + H \cdot \rightarrow H_2O$$

$$H^+ + e_{aq} \rightarrow H \cdot$$

$$2e_{aq} + 2H_2O \rightarrow H_2 + 2OH^-$$

$$e_{aq} + H \cdot + H_2O \rightarrow H_2 + OH^-$$

$$H \cdot + H \cdot \rightarrow H_2$$

Kifejezetten nagy LET-érték esetén a következő reakciók is jellemzőek:

$$HO \cdot + H_2O_2 \rightarrow H_2O + HO_2 \cdot e_{aq}^- + H_2O_2 \rightarrow HO \cdot + OH^-$$

Ha az eredő reakciót tekintjük, az a LET-értéktől függ: ha kicsi, akkor a sugárzás nem tudja tökéletesen elemeire bontani a vizet, hanem csak hidrogén és hidrogén-peroxid a termék:

 $2H_2O \rightarrow H_2 + H_2O_2$

Nagy LET-érték esetén a "rombolás" tökéletes:

 $2H_2O \rightarrow 2H_2 + O_2$

Vegyük észre, hogy a nagy LET-értéknél tipikus további reakciók mind nehéz részecskék között játszódnak le. Ennek jelentősége lesz a dózis értelmezésénél, hogy a biológiai hatások miért függnek a LET-értéktől.

Az is fontos, hogy a reakciók között ott van pl. a hidrogéngyök és a hidroxilgyök reakciója, ami rekombináció, bizonyos értelemben egyfajta semlegesítődés. Szélsőséges esetben, ha csupa ilyen reakciók követnék a primer termékek keletkezését, akkor nem lenne eredő kémiai reakció, az elnyelt sugárzási energia olyan kis adagokban disszipálódna, hogy nem okozna kémiai változást. Ez persze nagy energiákon nem tud megtörténni, és ezért fontos, hogy végül is pontosan milyen reakciókra számíthatunk.

A sugárkémiai reakciók közül kiemelendő egy környezetvédelmi szempontból fontos eset. A szennyvízkezelés különösen problematikus, ha a szennyezőanyagok között vannak halogéntartalmú szerves vegyületek. A szén-halogén kötés miatt ezek az anyagok mikroorganizmusok számára nehezen emészthetők, néha egyenesen mérgezők. Ilyen esetben nagyon hasznos a sugárzásos szennyvízkezelés. Ugyanis ha a víz radiolízise során nagy hozammal keletkeznek hidratált elektronok, azok készségesen reagálnak a következő módon a monoklór-dibenzo-*p*-dioxin példáján:



A kloridion ugyanis nagyon stabil species, a visszamaradó gyök is viszonylag stabil, és kétségtelenül annál stabilabb, minél nagyobb a molekula. E gyökök utána képezhetnek persze egyéb (nem feltétlen kevésbé káros) vegyületeket, de a baktériumok számára problémás C–Cl-kötéstől megszabadultunk. Ezért az ionizáló sugárzásos vízkezelés kiegészítő része lehet a szennyvíztisztítási technológiáknak. A nagy elektronhozamot többnyire úgy oldják meg, hogy egyszerűen elektronokkal sugározzák be a szennyvizet.

A nagy energiájú sugárzás szilárd testekre gyakorolt hatásai közül három példát említünk, amelyek bizonyos környezetvédelmi illetve sugárvédelmi relevanciával bírnak.

1957-ben az angliai Windscale-ben (mai neve Sellafield) történt a nukleáris történelem egyik legnagyobb balesete, egy plutóniumtermelő reaktor üzemeltetése során. (Ne felejtsük, ez a hidegháború korszaka, amikor is a katonai szempontok bizony felülírták néha a biztonsági megfontolásokat.) A reaktor grafitmoderátoros reaktor volt, azaz a neutronok lassítása végett grafitot alkalmaztak. Az történt, hogy a nagy energiájú neutronok a grafit rácsában vakanciákat keltettek a szénatomok kilökése által, és ez a hosszú reaktorüzem során nagyon nagy mértékűvé vált. Egy idő után a grafitrács - mondhatni - túltelítetté vált a vakanciákra nézve, és ahogy egy túltelített oldatból az oldott anyag kicsapódik, úgy álltak össze a vakanciák nagyobb klaszterekké, üregekké, ezzel lecsökkent az energetikailag kedvezőtlen felület/tömbfázis arány, és annyi energia szabadult fel, hogy a grafit meggyulladt, így jelentős radioaktívanyag-kibocsátás következett, ami többszáz négyzetkilométeres területen igényelt beavatkozást. Ezt a jelenséget, ami a vakanciák hirtelen "kicsapódását" jelenti, nevezik Wigner-effektusnak.

Hasonló félelmek merülhetnek fel természetesen az üzemelő reaktortartályok kapcsán, amiket nagy neutrondózis ér. Szerencsére a fémekben a vakanciák mozgása gyorsabb mint a grafitban, és a tapasztalatok azt mutatják, hogy azok kidiffundálása a fém felszínére elég jól egyensúlyt tart a képződéssel, így a fém szövetszerkezete nem károsul, a reaktortartályok élettartama az előzetes várakozásokat meghaladja. Ennek köszönhető a meglévő atomerőművek esetén az élettartam-hosszabbítások sorozata – aminek tanúi lehetünk – 30 évről akár 50-60 évre.

Harmadik példaként a később még megemlítendő termolumineszcens dózismérőkről kell szólni (TLD). Ezekben az anyagokban – kivétel nélkül szilárd anyagokról beszélünk – a sugárkémiai folyamat a gerjesztésig jut el. Ugyanolyan szigetelő kristályokat kell elképzelni, mint a szcintillációs detektoroknál, és a folyamatok is hasonlóak (29. ábra), csak ezekben az anyagokban a keletkező gerjesztett állapotok nem akkor hasznosak, ha nagyon rövid életűek, hanem akkor, ha nagyon hosszúak. Így ezek az anyagok a sugárzásból elnyelt energiát tárolják. Ha a gerjesztett állapotok szobahőmérsékleten

10. Sugárkémia

valóban elég hosszú (célszerűen sokéves) felezési idővel bírnak, és melegítéssel megszüntethetők, akkor egy dózismérésre alkalmas anyagunk van, ami adott ideig "gyűjti" az elszenvedett dózist, majd amikor akarjuk, kiolvassuk a felfűtés hatására emittálódó láthatófény-mennyiség mérésével.

10.2. Az ionizáló sugárzás hatása az élő szervezetre

A sugárzás élő szervezetre gyakorolt hatása természetesen igen fontos, hiszen akármilyen alkalmazásra is tekintünk, tudomásul kell vennünk, hogy ha egy sugárzás ionizál, az biztosan rombolólag hat az élő sejtre.

Vissza kell nyúlnunk a sugárkémiai folyamatokhoz, amelyeket néha kategorizálnak az időskála szerint. Az első szakasz a fizikai szakasz, amin belül a primer kölcsönhatások történnek meg (ütközés, gerjesztés, ionizáció), és addig tart, ami idő alatt még nem tudnak molekulán belüli rezgések végbemenni. Mivel egy molekularezgés átlagos periódusideje 10⁻¹² s, ezt tekintjük e szakasz végének.

Ezt követően az energia elsősorban vibrációs mechanizmussal adódik tovább, itt tehát már működik az energiadisszipáció rezgések által, sőt a legreaktívabb termékek diffúziójával. Ezt a szakaszt fizikai-kémiai szakasznak is szokták nevezni, és kb. 10⁻¹⁰ s-ig tart. A következő, kémiai szakaszban (kb. 10⁻⁶ s-ig) már közönséges termikus reakciók is lejátszódnak, és valójában az időintervallum megszabása meglehetősen önkényes. Ami ezután jön – akár évekre elnyúlva – a biológiai szakasz, aminek a kezelése ma még inkább tapasztalati, empirikus, mint a sugárkémia esetén, hiszen rendkívül bonyolult rendszerekről van szó. Ismerünk egy kezdeti feltételt (az elnyelt energia), majd különböző paraméterek (a sugárzás típusa, energiája, a besugárzás intenzitása, az érintett szövet jellege stb.) ismeretében megpróbáljuk megbecsülni a várható hatást.

Fontos már itt megjegyezni a sugárzás kétféle hatását a szervezetre, ami a sugárzásból a szervezet által elnyelt energiának nemcsak az összes mennyiségétől, hanem annak időbeli eloszlásától is függ. Rövid idő alatt megvalósuló intenzív besugárzás esetén determinisztikus hatások lépnek fel (ilyen a klasszikus sugárbetegség), hosszú idő alatt elszenvedett ugyanolyan mértékű besugárzás esetén pedig sztochasztikus hatások (pl. rák). Mindez a szervezetet érő rombolás, és az azt semlegesíteni igyekvő javító mechanizmusok (pl. az immunrendszer) versenyfutásán múlik. Ezekre később még visszatérünk.

10.3. A dózis

Természetes elvárás, hogy az élettani hatások leírására valamilyen kvantitatív fogalmat kellett bevezetni, és ez lett a dózis. Már most jegyezzük meg, hogy bár pl. a legalapvetőbb dózisfogalom – az elnyelt dózis – formálisan bármilyen anyagra értelmezhető és számítható, mérhető, valójában az élő szervezetre gyakorolt hatásra vagyunk kíváncsiak, így leggyakrabban a dózis mérésekor hasonlítunk nem élő mátrixokat az élő szövethez (ami érthető). De már itt szögezzük le: értelme sincs annak a laikusok által gyakran felvetett kérdésnek, hogy pl. ha valaki elfogyaszt olyan élelmiszert, amelyet előtte adott dózissal besugároztak, akkor az illető személy mekkora dózist szenved el. Természetesen semekkorát. A besugárzott élelmiszerek bátran fogyaszthatók, esetleges ízbéli eltérések csak abból adódnak, hogy a bennük lévő mikroorganizmusok – amelyeknek óriási szerepük van a gasztronómiában! – elpusztulnak a sugárzás hatására.

10.3.1. A besugárzási dózis

Ez a dózisfogalom ma már nem hivatalos dózismennyiség, de tudománytörténeti és méréstechnikai szerepe miatt kitérünk rá.

Már említettük, hogy a radioaktív sugárzás káros élettani hatása abból adódik, hogy ionizáló sugárzásokról van szó. Ha ionizál a sugárzás, akkor kézenfekvő az ionizáció mértékét megmérni, ami szerencsésen könnyű feladat, hiszen eszközeink, berendezéseink elsöprő többsége elektronikus. A legkönnyebb mérni az ionizációt a levegőben, ami ugyan elég távol áll az emberi szövettől, de – ahogy azt már többször hangsúlyoztuk – a nagy energiájú sugárzások és az anyag közötti kölcsönhatás szinte csak elemösszetétel kérdése, és ebben már nem olyan nagy az eltérés, az átlagrendszám se nagyon különbözik testszövet és levegő esetében.

Így született meg a besugárzási dózis (*X*), ami 1 kg normálállapotú levegőben keltett azonos előjelű töltések mennyisége, mértékegysége C/kg:

$$X = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}m_{\mathrm{leveg}\tilde{o}}}$$

Régebbi egysége az 1 röntgen = $2,58 \cdot 10^4 \text{ C/kg}_{\text{levegő}}$. Az "X" jelölés abból adódik, hogy tömegesen először a röntgensugárzás (X-*ray*) esetén észlelték a biológiai károsító hatást. Fontos, hogy ez a fogalom kizárólag röntgen-

vagy gamma-sugárzásra vonatkozik (tehát elektromágneses sugárzásra), és csak levegőre definiált. Az első feltétel tulajdonképpen nem tragikus megkötés, mivel az egyéb (akkor ismert alfa- és béta-) sugárzásokat könnyű leárnyékolni, így a dózismérési feladat csak elektromágneses sugárzás esetében merült fel (külső besugárzás esetén). A második megkötés értelme az átszámíthatóság biztosítása testszövetben elnyelt dózisra a Bragg–Gray-elv alapján (lásd később). A megadott differenciális alak mint mérési utasítás tekintetében fontos, hogy minden keltett töltés a dm tömegű levegő által elfoglalt dV térfogatban fékeződjön le.

10.3.2. Az elnyelt dózis

Hamar kiderült azonban, hogy a biológiai hatások a sugárzás fajtájától függetlenül, a testszövetben elnyelt energiával arányosak, így ez és az általánosításra törekvés hozta létre a legalapvetőbb, és ma is hivatalosan használt dózisfogalmat, az elnyelt dózist (*D*).

$$D = \frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{elnyelt}}}{\mathrm{d}m}.$$

Itt a közeg nincs megkötve, bármilyen sugárzásra értelmezett, és fontos az index, miszerint a közeg által elnyelt és nem a sugárzás által elvesztett energiáról van szó. SI egysége a J/kg, a mértékegység neve a *gray* (Gy). Bár a nemzetközi megállapodásoknak ellentmondva pl. az USA-ban napjainkban is használatos még a régi mértékegység, a *rad* (*radiation absorbed dose*), az átváltás egyszerű: 1 Gy = 100 rad.

Nagyon fontos, hogy az elnyelt energia nem hőmennyiségként tekintendő. A gamma-sugárzástól elszenvedett mintegy 8 Gy emberre nézve halálos dózisnyi elnyelt energia megfelel egy tányér forró húsleves elfogyasztásának, amibe, ugye, nem szoktak belehalni. Tehát a probléma ott jelentkezik, hogy a végén ez az elnyelt energia ugyan hővé alakul, de mi történik addig? Ezt már tudjuk: ionizáció, gerjesztés, kémiai kötések rombolása – ez vezet végül biológiai funkciók sérüléséhez, és akár halálhoz.

Jó volna tehát ismerni azokat a folyamatokat, amik az energiadisszipáció során lejátszódnak. Sajnos, nem nagyon értjük még a részleteket, de abban bizonyosak lehetünk, hogy a végeredmény függ attól, milyen mechanizmus szerint zajlik az energiaátadás, illetve triviális, hogy függ a sugárzás típusától és esetleg energiájától is. Ez vezetett el egy új dózisfogalom bevezetéséhez.

10.3.3. Az egyenértékdózis

A sugárzás típusától és energiájától való függést a lehető legegyszerűbb modellel vették figyelembe. Bevezettek egy szorzófaktort, amit sugárzási súlytényezőnek neveznek. Így az egyenértékdózis (*H*) az elnyelt dózis és e sugárzási súlytényezők szorzata:

$$H_{\rm t} = w_{\rm r} D_{\rm t}.$$

Az r index a sugárzásra utal (*radiation*), a t pedig a szövetre (*tissue*); ez utóbbi szerinti elkülönítés később fontos lesz.

A súlytényező dimenzió nélküli szám, így az egyenértékdózis fizikai dimenziója is J/kg, de az elnyelt dózistól való megkülönböztetés érdekében a neve *sievert* (Sv). Régi egysége a *rem (rad equivalent man)*; 1 Sv = 100 rem.

A sugárzási súlytényezőket a 6. táblázat tartalmazza.

6. táblázat. Sugárzási súlytényezők különböző ionizáló sugárzásokra²⁰

A sugárzás típusa	Sugárzási súlytényező (w_r)
fotonok (energiától függetlenül)	1
elektronok, müonok (energiától függetlenül)	1
protonok és töltött pionok	2
alfa-részecskék, hasadási termékek, nehéz ionok	20
neutronok	szakaszokban folytonos
	függvénnyel megadva

Mivel e súlyfaktorok a sugárzások közötti relatív biológiai hatásosságot akarják kifejezni, értelemszerű, hogy valamelyiket megállapodás szerint 1-nek vették, ez a *gamma*- ill. *röntgensugárzás*. Látható, hogy pl. az alfa-sugárzás ilyen értelemben hússzor veszélyesebb a gamma-sugárzásnál. Tehát a már említett 8 Gy halálos gamma-dózisnál jogosabb lett volna 8 Sv-et mondani, de alfa-sugárzásra a 8 Sv halálos dózis már 0,4 Gy esetén előáll.

Neutronsugárzásra (közvetetten ionizáló sugárzás) nagyon bonyolult a súlytényezők energiafüggése, kb. 2,5 és 20 között változik, ahogy azt a *33. ábra* mutatja.

²⁰ ICRP Publication 103, Annals of the ICRP 37 (2–4), (2007).

10. Sugárkémia



33. ábra. A neutronokra vonatkozó sugárzási súlytényező energiafüggése²¹

Minden egyéb sugárzásra az energiafüggéstől eltekintünk (értsd: a sugárvédelmi számítások hibáin belül az elhanyagolható).

Magyarázatot igényel, hogy vajon miért azonos az elektromágneses sugárzásra (gamma-, röntgen-) és a béta-sugárzásra vonatkozó súlytényező. A megoldás a gamma-anyag-kölcsönhatás részleteiben van, amikor is vagy Compton-effektus, vagy fotoeffektus, vagy párkeltés történik, és ezekben közös, hogy nagy energiájú elektront (vagy pozitront) hoznak létre, ami a további kölcsönhatások szempontjából megkülönböztethetetlen a bétasugárzástól. (Amíg e három jelenség valamelyike le nem játszódik, addig nincs kölcsönhatás, nincs energiaátadás!)

Felmerül a kérdés, hogy vajon miért olyan sokkal veszélyesebb az alfasugárzás a gamma- vagy béta-sugárzásnál. Itt egy sugárkémiai mennyiséget hívhatunk segítségül, a már megismert LET-értéket, ami az alfa-sugárzás esetén jóval nagyobb, ezzel jól megkülönböztetve a másik kettőtől. Tehát adott úthosszon az alfa-részecske sokkal több energiát ad át. Ez azt jelenti, hogy a meglökött részecskék, majd radiolízis-termékek átlagos kinetikus energiája nagyobb lesz. Mivel vizes rendszerről beszélünk (sejtplazma), a víz radiolízis-termékei érdekesek. Termikus egyensúly esetén érvényes az ekvipartíció tétele, azaz a rendszerben lévő részecskék kinetikus energiája egyenletesen oszlik el. Ha az energia egyenletesen oszlik el, akkor a sebességek nem. A kisebb tömegű részecskék nagy sebességre tesznek szert, a nagy tömegűek lassúak lesznek. Minél nagyobb az átlagos energia, annál

²¹ ICRP Publication 103, Annals of the ICRP 37 (2–4), (2007).

nagyobb ez a sebességkülönbség (sebességdiszperzió). Ugyan rendszerünk csak e termikus egyensúly felé tart, igaz lesz rá, hogy a hidrogéngyökök nagyobb sebességűek lesznek, mint sokkal bármelvik másik radiolízistermék, pl. a hidroxilgyök, mellyel ha találkozhatna a hidrogéngyök, akkor egy rekombinációs reakció semlegesítené a sugárzás okozta káros radiolízist. Alfa-sugárzás esetén azonban a nagy sebességű hidrogéngyökök nagy eséllyel szöknek meg a "spur"-ból, és más, addig érintetlen, talán biológiailag fontos molekulákkal reagálnak. Túl szép lenne, ha ad absurdum, minden radiolízistermék egy másik radiolízistermékkel reagálna csak, és ezáltal semlegesítődne. Akkor a biológiai hatás nulla lenne. Ez persze lehetetlen, még részleges megvalósulása is annál valószínűtlenebb, minél nagyobb a LET-érték.

Hasonlóan tanulságos az irodalomban korábban emlegetett másik példa: a sugárzási súlytényező durván 1 fölé emelkedik, ha a DNS-molekulában történik olyan radioaktív bomlás, aminek eredményeképpen Auger-kaszkád alakul ki. Normális esetben a sugárzás először a sejtplazmában lévő vízben okoz radiolízist, amelynek a termékei támadják esetleg a DNS-t. Ennek van bizonyos valószínűsége, és ez felelős a sztochasztikus hatásokért (így a valamikor később kialakuló rákért). Ha viszont a DNS-en belül indul egy Auger-kaszkád, ez, mint láttuk, egyre kisebb energiájú elektronokat hoz létre, és minél kisebb az energia, annál rövidebb a hatótávolság, azaz annál gyorsabb az energiaelnyelődés. Tehát egy ilyen folyamat célzottan támadja a DNS-t, a biológiai hatás megsokszorozódik.

A neutronsugárzásra vonatkozó bonyolult energiafüggéssel kapcsolatban néhány dologra érdemes felhívni a figyelmet. Termikus neutronok esetén az ütközések jelentéktelen energiaátadást jelentenek, de a neutronok elnyelődésekor emittált prompt gamma-fotonok már jelentős energiaátadást eredményezhetnek. Jóllehet, energiájuk általában olyan nagy, hogy épp emiatt van csekély kölcsönhatás és kicsi súlyfaktor, inkább számít az emissziókor fellépő visszalökődési energia. Az energia növekedésével az (n, γ)-reakciók valószínűsége csökken, de feltűnnek rezonanciák, amik a legkülönbözőbb magreakciókat eredményezhetik, pl. (n,p)-reakciókat, de akár (n, α)-reakciókat is, ahol a nagy LET-értékű proton vagy alfa-részecske már jelentősen megnöveli a súlyfaktort. Nagyon nagy neutronenergiánál (ahol egyébként már maga a neutronok ütközése által átadott kinetikus energia is számít!) már ezen reakciók hatáskeresztmetszete is lecsökken az élő szervezetben előforduló nuklidokkal szemben. Nem említettük a felaktivált radionuklidok radioaktív bomlásából származó, később elszenvedett dózist. Összegezve tehát: a neutronokkal kiváltott magreakciók komplikált nuklidés energiafüggése okozza elsősorban a súlyfaktor tapasztalt energiafüggését.

A sugárzási súlytényezők tehát elegendőek ahhoz, hogy megbecsüljük egy adott szövetben kialakuló rákos elfajulás kockázatát. Viszont a rák bárhol alakul ki, orvosi beavatkozás hiányában biztosan halált okoz, ezért az egész testre vonatkozó kockázat kiszámítása érdekében még egy dózisfogalom bevezetése szükséges.

10.3.4. Az effektív dózis

Az effektív dózis (*E*) az egyenértékdózisból (H_t) számítható az egyes szervekre és szövetekre bevezetett szöveti súlytényezők (w_t) segítségével:

$$E = \sum_{t} w_{t} H_{t}$$

Így az egész testre vonatkozó kockázatot leíró mennyiséghez jutunk. Mivel a szöveti súlytényezők is dimenziótlan számok, az effektív dózis egysége is J/kg, és a mértékegység neve is – nem feltétlen szerencsés módon – megmaradt *sievert*nek (Sv).

A szöveti súlytényezőket a 7. táblázat mutatja kronológiai sorrendben, aszerint, hogy az ICRP (International Committee on Radiological Protection) nemzetközi szervezet – amely általában a sugárvédelemben használt tudományos kutatásokon és statisztikákon nyugvó ajánlásokat közli – a legutóbbi három esetben mit javasolt.

Szerv/Szövet	Szöveti súlytényező az ICRP adott kiadványa és az évszám szerint			
	ICRP30(I36)	ICRP60(I3)	ICRP103(I6)	
	1979	1990	2007	
Ivarmirigyek	0,25	0,20	0,08	
Vörös csontvelő	0,12	0,12	0,12	
Vastagbél	-	0,12	0,12	
Tüdő	0,12	0,12	0,12	
Gyomor	-	0,12	0,12	
Mell	0,15	0,05	0,12	
Hólyag	-	0,05	0,04	
Máj	-	0,05	0,04	

7. táblázat. Az effektív dózis kiszámításánál alkalmazott szöveti súlytényezők 22

²² ICRP Publication 26, *Annals of the ICRP*1 (3), (1977); ICRP Publication 60, *Annals of the ICRP*21 (1–3), (1991); ICRP Publication 103, *Annals of the ICRP*37 (2–4), (2007).

NUKLEÁRIS KÉMIA ÉS KÖRNYEZETVÉDELEM

Nyelőcső	_	0,05	0,04
Pajzsmirigy	0,03	0,05	0,04
Bőr	-	0,01	0,01
Csontfelszín	0,03	0,01	0,01
Nyálmirigy	-	-	0,01
Agy	-	-	0,01
Az összes további szövet és szerv együttvéve	0,30	0,05	0,12
Összesen:	1,00	1,00	1,00

Látható, hogy tudásunk e tekintetben még hiányos, de legalább egyre részletesebb. Természetesen ez egy olyan terület, ahol a fejlődés lassú, hiszen embereken kísérletezni nem lehet, és így a statisztikusan kiértékelhető adatok lassan gyűlnek. Sok információnk van a vörös csontvelőről, mivel a leukémia gyakori következmény (pl. hiroshimai túlélők), valamint a tüdőről, hiszen a tüdőrák is sajnos gyakori. Meglepő az ivarmirigyek esetén a csökkenő tendencia, hiszen az ivarmirigyekben tipikusan osztódásra determinált sejtek vannak, várható, hogy ilyen esetben a rákos elfajulás esélye nagyobb. A tapasztalat ezt cáfolja, és hasonlóképpen, a sugárzás okozta genetikai hatásokat is korábban erősen túlbecsülték, utóbb jóval kevesebbnek mutatkoznak.

A pajzsmirigy szöveti súlytényezője ugyan kissé ingadozott, de meglepően nagy a hasonlóan lágy szövetekhez (pl. az agyhoz) képest. Ez azzal függ össze, hogy a rák kialakulását megjósolni hivatott modellünkben a sugáranyag kölcsönhatástól és a szövetek tulajdonságaitól való függést meglehetősen leegyszerűsítő módon, két független szorzótényezővel írjuk le. A valóság ennél nyilván bonyolultabb lehet, ezt a bonyolítást a pajzsmirigynél az általa termelt jódtartalmú hormonok (tiroxin és trijód-tironin) okozzák. Ugyanis a sugárzási súlytényező rendszámtól való függetlensége egy közelítés, különösen gamma-sugárzás esetében, ahol láttuk, hogy a kölcsönhatás valószínűsége a rendszám kb. negyedik hatványával változik. Már a lágy szövetekhez képest a csontban lévő nagyobb rendszámú kalcium is okoz gondot, de az igen nehéz jód még többet. A jód miatt a pajzsmirigyben erős túlsúlyba kerül a fotoeffektus mint kölcsönhatástípus, ami a teljes gammaenergia-átadást jelenti egy lépésben, és ez nyilvánvalóan befolyásolja az ezt követő sugárkémiai folyamatokat. Tehát megváltozik az energiaátadás mechanizmusa a jódot nem tartalmazó szövetekhez képest. Az eltérő mechanizmus egészen biztosan befolyásolja a tumorképződés valószínűségét, és ez szövetspecifikumként jelenik meg. Mivel a gamma-sugárzásra a sugárzási

10. Sugárkémia

súlytényezőt egységesen egynek tekintjük, itt tulajdonképpen a sugárzás energiája elnyelődési mechanizmusának az eltérését teljes egészében a szöveti súlytényezőben számoljuk el.

A jódnál maradva szintén igaz, hogy a pajzsmirigyről nagyon sokat tudunk, mivel nukleáris baleset vagy atomtámadás esetén (sajnos mindkettőre volt már példa) a radioaktív jódizotópok előszeretettel kötődnek meg a pajzsmirigyben, így a hatásra vonatkozó statisztikánk meglehetősen gazdag. E két dolog egyébként (a jód nagyon nagy gamma-abszorpciós képessége és a maghasadás során nagy hozammal termelődő radioaktív jód) teljesen véletlen egybeesés.

10.3.5. A besugárzási dózis és az elnyelt dózis kapcsolata

A tárgyalt dózisfogalmak egymásra épülését láthattuk az elnyelt dózis, az egyenértékdózis és az effektív dózis esetében, de a besugárzási dózis látszólag nem illik a sorba. Utóbbi jelentősége pedig ma is fontos, mivel közvetlenül mérhető, és kiszámítható belőle a testszövetben elnyelt dózis.

A 34. *ábra* azt mutatja meg, hogy gamma- vagy röntgensugárzás esetén az energia függvényében hogyan változik az egy levegőben keltett ionpár ($Q_{\text{levegő}}$) keletkezésekor valamilyen más közegben elnyelődő energia ($\Delta E_{\text{közeg}}$) ha az a közeg ugyanannak a sugárzásnak van kitéve. Az energiaskála a radioaktív izotópok által kibocsátott energiák tartományára vonatkozik.²³



34. ábra. Egy levegőben keltett ionpár keletkezésekor elnyelődő energia adott közegben, gamma- és röntgensugárzás esetén

²³ Készült: Dr. Virágh Elemér, Sugárvédelmi ismeretek, BME Mérnöktovábbképző Intézet, Budapest, (1990), 21.0. (5. ábra) felhasználásával.

Mivel a besugárzási dózis levegőben méri a keltett töltéseket (C/kg), ha egy laboratóriumi mérés segítségével meghatározzuk, hogy átlagosan mennyi energia nyelődik el levegőben egy ionpár képződésekor (J/C), akkor e két mennyiség szorzata megadja a levegőre vonatkozó elnyelt dózist (J/kg). Innen kell eljutnunk a testszövetre érvényes elnyelt dózisig. Ehhez meg kell határozni, hogy az adott testszövetben mennyi az egy ionpár keletkezésekor elnyelődő energia, és a két J/C érték ($w_{I,szövet}$ és $w_{I,levegő}$) arányával kell súlyozni a levegőre vonatkozó elnyelt dózist, ha levegőről testszövetre váltunk. Mindez azonban egyelőre csak arról szól, hogy ha keletkezik töltés, akkor mennyi az elnyelt energia. De egyáltalán nem biztos, hogy az ionizáció valószínűsége levegőben és testszövetben megegyezik, ezért azt is korrekcióba kell venni. Ezt fejezi ki az elnyelt szövetdózisra vonatkozó alábbi összefüggés:

$$D_{\text{szövet}} = \frac{w_{\text{I,szövet}}}{w_{\text{I,levegő}}} X w_{\text{I,levegő}} \frac{(\frac{\mu}{\rho})_{\text{szövet}}}{(\frac{\mu}{\rho})_{\text{levegő}}} = w_{\text{I,szövet}} X \frac{(\frac{\mu}{\rho})_{\text{szövet}}}{(\frac{\mu}{\rho})_{\text{levegő}}}$$

Tehát a besugárzási dózist (*X*) megmérve, és azt megszorozva az egy ionpár létrehozásakor levegőben elnyelődő energiával ($w_{I,\text{leveg6}}$), így megkapva a levegőre vonatkozó elnyelt dózist, azt két okból kell korrigálni. Egyrészről a levegőben és testszövetben érvényes *w*-értékek különbsége miatt. A másik ok a sugárzás abszorpciós valószínűségében fennálló eltérés, amit a tömegabszorpciós tényezők (μ/ρ) arányával való súlyozással korrigálhatunk (ezt a súlyozást már tartalmazza az elnyelt szövetdózis és a besugárzási dózis arányának – $D_{szövet}/X$ – energiafüggését bemutató 34. *ábra*).

A 34. ábra egyik fontos tanulsága, hogy az ott J/C-ban megadott mennyiség, ami már a két dózis aránya, lényegében energiafüggetlen a bennünket érdeklő tartományban. Ezért rögzíthették levegőre egységesen a 33,7 J/C értéket. Az energiafüggetlenség (ami nagyon meglepő, hiszen nem a közegre vonatkozó ionizációs energiákról van szó, ami nyilván állandó, hanem arról az energiamennyiségről, ami egy nagyon gyors folyamatban nagymértékű "felesleges" energiadisszipáció mellett végül egy ionpár képződéséhez vezet) azzal függ össze, hogy kis energiákon a fotoeffektus dominál, ahol mindig a teljes fotonenergia átadódik, az energia növelésével fokozatosan a Compton-effektus veszi át a szerepet, ahol annak csak egy része jut tovább. A fotoeffektus valószínűségének alacsony energián érvényes dominanciájával és erős rendszámfüggésével magyarázható a görbe felfutása a csontszövet esetén (a Ca miatt), kb. 200 keV alatt. E görbék alapján meghatároztak egy lágy szövetre érvényes értéket, ami 37,2 J/C.

10. Sugárkémia

A görbék lefutása lapján tapasztalt energiafüggetlenséget – ami lágy szövetre feltétlen teljesül – Bragg–Gray-elvként is szokták emlegetni. A 37,2 J/C csak mintegy 10%-ban tér el a 33,7 J/C értéktől, amiből látszik, hogy miért érdemes besugárzási dózist mérni.

Az elmondottak legfőbb tanulsága, hogy ha egy sugárzás veszélyességét meg akarjuk ítélni, akkor két tényezőt kell figyelembe venni:

1) Milyen valószínűséggel lép kölcsönhatásba az élő szervezettel?

2) A kölcsönhatás során mennyi az átadott energia?

A kölcsönhatási valószínűség gamma- ill. röntgensugárzásra alapvetően meghatározza az ún. dózisállandók energiafüggését. A *35. ábra* ezt mutatja be. Itt a dózisállandó jelentése az időegység alatt mért dózis (röntgen egységben) adott aktivitású (mCi) sugárforrástól adott távolságra (cm).

A kb. 70 keV-ig tapasztalt gyors csökkenés a fotoeffektus valószínűségének csökkenését mutatja, majd nagyobb energiáknál a Compton-effektus, még nagyobb energiáknál a párképződés felelős az emelkedésért.



35. ábra. A gamma- ill. röntgensugárzásra vonatkozó besugárzásidózis-állandó energiafüggése²⁴

²⁴ Földiák Gábor, Az izotópok ipari alkalmazása, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, (1972).

10.4. A dózis mérése

A dózis mérése különböző elveken történhet. A besugárzási dózis fogalmából kiindulva, mivel az ionizáció meghatározó szerepet játszik, kézenfekvő a levegő ionizációját mérni **gázionizációs detektorral**. Ahogy a sugárzásdetektorok általános tárgyalásánál láttuk, viszonylag kis feszültség esetén elérhető, hogy a sugárzás által keltett összes töltést begyűjtsük, az így kialakuló ionáram pedig a levegővel töltött **ionizációs kamrában** lényegében megvalósítja a besugárzási dózis mérését.

Ha a feszültséget tovább növeljük, akkor a szekunder ionizációs folyamatok annyira felerősítik az elektromos jelet, hogy egy-egy beérkező részecske ionizációs eseményét önálló elektromos jelként érzékeljük. Ekkor már proporcionális számlálóról beszélünk, és ennek a számlálási sebessége is lehet arányos a dózissal. Ha egy ilyen csövet nagy rendszámú nemesgázzal töltünk meg, akkor az egyes ionizációs események dominánsan a fotoeffektustól fognak származni, a jelek a teljes gamma-energiára lesznek jellemzők, így az egyes radionuklidok azonosítására nyílik lehetőség. Ez különösen környezeti mérések esetén fontos, ahol a radionuklidok azonosítása mellett azok dózisállandóinak, továbbá évi felvételi korlátainak (lásd később) ismeretében a külső és belső dózisterhelés veszélyességi szintje megítélhető. A Geiger-Müller tartományban, mivel a jelek már egységesek, elvész az információ az ionizációt kiváltó részecske mibenlétéről és energiájáról. De mivel gamma- és röntgensugárzásnál az átadott energia energiafüggetlen, GM-csövekkel hatékony és olcsó dózismérő építhető (pl. nem kell erősítő egység a több voltot elérő primer jelek miatt). A cső beburkolása a bétasugárzást elnyelő tokkal, és a kölcsönhatás energiafüggését kompenzáló szűrő használata (mivel a kölcsönhatás valószínűsége eltér testszövetre és a GM-cső anyagára), ami lehet a béta-árnyékoló egyben, azt eredményezi, hogy a GM-csöves dózismérő "kattogási sebessége" lényegében a külső gamma-dózisteljesítménnyel arányos.

A besugárzási dózis mérése az atmoszférikus levegőben érvényes elektron-szabadúthossz miatt körülményes, mivel 30–50 cm-es méreteket igényel, hogy az ionizáció során felszabaduló, az aktív detektortérből kiszökő elektronok egyensúlyban legyenek a detektoron kívüli levegőből beáramló elektronokkal (ún. szekunder elektronegyensúly). Így az ilyen berendezések (ún. **levegőfalú hordókamrák**) általában csak pl. mérésügyi hivatalokban,

standardizáló laborokban fordulnak elő, ahol az egyéb dozimétereket ezek segítségével validálják, kalibrálják.

Ezért figyelemre méltó a **gyűszűkamra** mérési elve, ami közvetlenül testszövetanalóg anyag elnyelt dózisát képes megmérni. A berendezés lényege, hogy gáztöltésű detektor gázzal töltött ürege egy testszövetanalóg anyagban van kialakítva, ami olyan kis méretű, hogy ha a testszövetanalóg anyagban keltett elektronok bejutnak ebbe az üregbe, akkor nem ütköznek az ott lévő gázmolekulákkal, mivel az üreg mérete kisebb az ott érvényes elektronszabadúthossznál. Így az üregben észlelt elektronsűrűség (az általa keltett elektromos impulzus vagy ionáram) arányos a testszövetben megvalósuló ionizációval, és mivel ismert testszövetben az egy ionpár keltésekor elnyelődő energia – egy konstans – magával az elnyelt dózissal is!

A gázionizációs módszerekkel igazán nagy dózisokat nem lehet mérni (különösen nem rövid idő alatt), a mérhető dózisok a személyi sugárvédelem szempontjából fontos tartományba esnek. Ipari alkalmazások esetén, ahol 1 kGy és 100 kGy közötti tartományról beszélünk, már megfigyelhető termikus vagy kémiai változások szolgálhatnak a dózismérés alapjául. Ezeknél tipikusan ténylegesen adott idő alatt megvalósuló dózist mérünk, és nem dózisteljesítményt, amit gázionizációs, de akár szcintillációs vagy félvezető detektoros készülékekkel kényelmesebben lehet megoldani.

A 36. ábra egy kalorimetrikus dózismérő vázlatát mutatja. A baloldali ólomhenger (vagy más anyagból készült, lehetőleg kis hőkapacitású test) hőmérséklet-emelkedése a referenciához képest lesz arányos az elnyelt dózissal.



36. ábra. A kalorimetrikus dózismérés vázlata

A kémiai elven működő doziméterek klasszikus példája a Fricke-doziméter. Mint láttuk korábban, a víz radiolízisének számos terméke van, amelyek koncentrációja összefügg a dózissal. Az átmeneti, azaz nagyon reaktív termékek nem alkalmasak a dózis mérésére, inkább a dózisteljesítményre lehetnének jellemzők, ezért csak termodinamikailag stabil termékekben gondolkozhatunk. Ezek a hidrogén, oxigén és hidrogén-peroxid. Mérésük sem egyszerű, ezért olyan kémiai reakciót érdemes vizsgálni, amelynek terméke könnyen és egyértelműen meghatározható.

A Fricke-doziméter lényegében vas(II)-szulfát vizes oldata 0,4 M kénsavban. Egy ilyen közegben a víz már megismert radiolitikus bomlása mellett a következő reakciók is lejátszódnak:

НO·	+	Fe ²⁺	→ OH-	+	Fe ³⁺
H_2O_2	+	Fe ²⁺	→ HO·	+ OH-	+ Fe ³⁺
Η·	+	O ₂	\longrightarrow HO ₂ ·		
H^{+}	+ Fe ²⁺	+ HO_2 ·	→ H ₂ O ₂	+	Fe ³⁺

Az eredő kémiai reakció itt a Fe²⁺ oxidációja Fe³⁺-má a levegőből beoldódott oxigén által. Azért a vas(II)-szulfátra esett a választás, mert ez az egyetlen vas(II)-só, ami az adott körülmények között nem szenved oxidációt a légköri oxigén miatt, csak akkor, ha ionizáló sugárzással biztosítjuk a szükséges aktiválási energiát. Mivel a Fricke-dozimetriában egy lezárt ampullával dolgoznak, a beoldott oxigén termodinamikailag meghatározott mennyisége korlátozza a mérhető maximális dózist (a vas(II)-szulfát oldhatósága nem limitál). A Fe³⁺ sugárkémiai hozama G = 15,5 Fe³⁺ speciesz/100 eV elnyelt energia.

Ha növelni szeretnénk a mérhető maximális dózist, csak a doziméter érzékenységének csökkentésében gondolkodhatunk. Ezt Cu^{II} (réz-szulfát) hozzáadásával oldották meg. Az így megalkotott módosított Fricke-doziméterben a következő további reakciók játszódnak le:

10. Sugárkémia

Látható, hogy itt a hidrogéngyök nem az oxigénmolekulával, hanem a Cu²⁺ionnal reagál. Persze a keletkező Cu⁺ nem lehet bruttó végtermék, mi-vel Fe³⁺ jelenlétében azonnal visszaoxidálódik Cu²⁺-vá, így a bruttó reakció ugyanaz, mint a klasszikus Fricke-doziméterben. A hidrogéngyökért való versengés végül is a Fe³⁺ hozam csökkenését idézi elő, azaz a Cu²⁺ egyfajta inhibitorként működik egy olyan rendszerben, ahol a sugárzás a katalizátor. Az új hozam G = 0,66, azaz kb. 25-szörösére nőtt a maximálisan mérhető dózis.

A doziméter kiértékelése nem bonyolult: spektrofotometriásan, de akár egyszerű kolorimetriával is megoldható, kihasználva a Fe²⁺- és Fe³⁺-specieszek eltérő színét.

Ennek az inhibíciós hatásnak a legfontosabb üzenete, hogy a sugárkémiai folyamatokat bizonyos korlátok között lehet terelni olyan irányba, amerre szeretnénk, és ennek van jelentősége pl. az orvosi gyakorlatban. Tumorok sugárterápiája esetén a tumor környezetét szulfhidril típusú vegyületekkel injektálják, mert ezek csökkentik az ott megvalósuló dózist. A testszövetbe injektált vegyületek olyan irányba terelik a sugárkémiai reakciókat, hogy csökken azon radiolízistermékek hozama, amik elsődlegesen felelősek a sejtek károsításáért. Érdekes, hogy ilyen hatás oxigénnel is megfigyelhető. Oxigéngazdag szövetek dózisa nagyobb, oxigénszegény szövetek dózisa kisebb. Ez az oxigén jó gyökképző szerepével függ össze, mivel a reaktív gyökök felelősek elsődlegesen a sejtek károsításáért.

Mindezek fényében felmerülhet az ötlet, hogy vajon van-e olyan kémiai (gyógyszeres) beavatkozás, ami teljes mértékben nullázza a sugárzás biológiai hatását. Sajnos, ebben nem érdemes reménykedni.

Egy másik fontos, nagy dózisok mérésére alkalmas eljárás az alkoholos klórbenzol dozimetria, aminek alapja az, hogy az etanol és klórbenzol elegye (valamennyi acetonnal a kölcsönös oldhatóság elősegítése végett) töltéshordozók hiányában elektromos szigetelőként működik. Ha viszont besugározzuk, akkor a reakciótermékek között sósav is szerepel (*37. ábra*).



37. ábra. Az alkoholos klórbenzol doziméter működésének alapja

Emiatt az oldat vezetővé válik, ahol elvileg mérhetnénk a közönséges egyenáramú vezetőképességet, de kihasználva, hogy a hidrogénion a legmozgékonyabb töltéshordozó (az elektront kivéve), az érzékenységet növelendő úgy van a mérőberendezés kialakítva, hogy a besugárzott oldat egy kondenzátor dielektrikumát képezi, maga a kondenzátor pedig egy rezgőkör része. A rezgőkör sajátfrekvenciája függ a kondenzátor kapacitásától, az pedig a hidrogénion-koncentrációtól, amit a dózis generált. Ily módon a dózis mérése egy rezgőkör sajátfrekvenciájának a mérésére van visszavezetve (nagyfrekvenciás konduktometria), és a napi gyakorlatban szinte egy gombnyomássá redukálódik.

A személyi dozimetria ma legelterjedtebb módszere a termolumineszcenciás dozimetria, ami a szilárdtest-dozimetria egyik válfaja. Legspecifikusabb tulajdonsága a rendkívül széles dózistartomány, ahol a mérés megvalósítható (akár mikrosieverttől 100 sievertig), és az ezen belüli linearitás.

Bizonyos szilárd anyagok besugárzás hatására elektroncsapdázás révén képesek tárolni a gerjesztési energiát. Ezen gerjesztések megszüntetése lehetséges pl. UV-besugárzással, ami látható fény kibocsátását váltja ki (radiofotolumineszcenciás, RFL, dozimetria). Erre képesek bizonyos bór- vagy ezüsttartalmú "Yokoba"-üvegek.

Berillium-oxid alapú kerámiák esetén lehetséges, hogy a gerjesztés megszűnése közönséges hő hatására kiváltható, és ekkor elektronkibocsátás történik. Ez a Termikusan Stimulált Elektronemissziós (TSEE) dozimetria alapja.

A termolumineszcenciás (TLD) dozimetria e két módszer előnyeit érvényesíti: elég melegítéssel kiváltani a legerjesztődést (tipikusan 200–220°C-on), és a keletkező látható fény könnyen detektálható. A 38. ábra mutatja a működés lényegét. A mechanizmus egy lényeges pontban különbözik a korábban bemutatott szcintillációs detektálástól (29. ábra): a szennyező vagy egyéb hatás által kiváltott, a tiltott sávban megjelenő új elektronállapotok élettartama itt nagyon hosszú kell, hogy legyen (ezáltal valósul meg az elnyelt energia tárolása), míg a szcintillációs detektor esetén az volt a követelmény, hogy az minél rövidebb legyen (a nagy intenzitások mérése érdekében).

Jellegzetes TLD-anyagok: a $Li_2B_4O_7$, CaSO₄(Tm), LiF(Mg,Ti), CaF₂. Zárójelben a szennyezők vannak feltüntetve.



38. ábra. A termolumineszcenciás dozimetria működési elve

TLD technológiára épül pl. az 1970-es években Magyarországon a Központi Fizikai Kutatóintézetben (KFKI) kifejlesztett PILLE doziméter, ami évtizedek óta az űrhajózásban a világon mindenütt használatos személyi dozimetriai eszköz.

A széles méréstartomány lehetővé teszi, hogy az ilyen dozimétereket a normál sugárvédelmi ellenőrzésben és esetleges baleseti szituációban is alkalmazni lehessen.

Mivel a nukleáris energiatermelésben illetve kutatóreaktoroknál a neutronoktól származó dózissal számolni kell, fontos látni, hogy milyen problémák merülnek fel, és arra milyen dozimetriai megoldások születtek.

Már a sugárzási súlytényezők tárgyalásánál láttuk, hogy a neutronsugárzásra vonatkozó súlytényező energiafüggése igen bonyolult. Emiatt mindenképpen ismerni kell az energiaspektrumot, ami nem egyszerű. Célszerű esetleg olyan, dózismérésre alkalmas detektorokat használni, amelyek adott energiatartományban (tipikusan lassú vagy gyors neutronokra) mérik a dózist.

Termikus neutronokra a bór-trifluorid (BF₃) gázzal töltött számlálócső alkalmas, a következő magreakció alapján:

$${}^{10}_{5}\text{B}(n,\alpha){}^{7}_{3}\text{Li}.$$

Itt, mivel a neutron nem ionizál (különösen nem a lassú neutron), a BF₃ gázmolekulákat az alfa-részecskékkel való ütközések ionizálják.

Ugyancsak termikus neutronok detektálhatók egy speciális szcintillációs detektorral. Ha a klasszikus NaI(Tl)-detektor helyett NaI(Li,Tl)-detektort használunk, akkor a már említett ${}^{6}Li(n,\alpha){}^{3}T$ reakció mellett a

$${}_{3}^{6}\text{Li}(n,\gamma){}_{3}^{7}\text{Li}$$

magreakcióban keletkező gamma-foton elnyelődése gerjeszti a detektorkristályt és készteti fénykibocsátásra.

Gyors neutronok esetén pl. kén-hexafluorid (SF₆) gázzal töltött számlálócső segíthet, ahol a

$$^{32}_{16}S(n,p)^{32}_{15}P$$

magreakció biztosítja az ionizációt kiváltó protonokat.

Az egyszerű mechanikai ütközésekből egy neutrontól származó átadott energia (a D_n elnyelt dózis Gy/n-ben) az alábbi formulával számítható:

$$D_{\rm n} = 1.6 x 10^{-10} E_{\rm n} \sum_{j=1}^{j} \frac{2M_j}{(M_j+1)^2} N_j \sigma_j(E_{\rm n}),$$

ahol N_j a j-edik nuklid felületi moláris sűrűségét jelenti, M_j annak relatív atomtömege, σ_j a j-edik nuklid magjára vonatkozó ütközési hatáskeresztmetszet, E_n a neutron energiája MeV-ben. (A nevezőben zárójelben szereplő 1-es szám a neutron hozzávetőleges relatív "atomtömege".)

Természetesen az így számított elnyelt dózis csak 15-20 eV-nál nagyobb energiájú neutronok esetén számottevő (ahol már ionizáció, illetve kémiai kötésszakadás történhet).

10.5. A dózis élettani hatásai

A sugárzás okozta biológiai károsodás két módon kategorizálható.

Megfigyelhető egyedeken (személyeken), ezek a szomatikus hatások, és egy populáción, amit genetikai hatásoknak nevezünk. Érdekes, hogy a radiológia hőskorában a genetikai hatásokat nagyon veszélyesnek és súlyosnak tartották, mára ez a félelem jelentősen megszelídült, úgy tűnik, a természet elég hatékonyan gondoskodik a sugárzási károsodások átöröklésének elkerüléséről.

A genetikai hatások mindig véletlenszerűek, azaz sztochasztikusak.

A szomatikus hatások önmagukban is lehetnek kétfélék. Determinisztikus hatásokról akkor beszélünk, ha a biológiai károsodás egyértelműen "determinált", azaz lehet tudni, hogy a sugárzás okozta. Ez rövid idő alatt elszenvedett nagy dózisoknál fordul elő. Megjelenhet bőrpír formájában, a szemlencse elhomályosodhat, de a sugárbetegség összes tünete is ide sorolható. Ez nyilvánvalóan baleseti szituációban fordulhat elő.

Sztochasztikus hatások rövidebb-hosszabb idő után lépnek fel adott statisztikai valószínűséggel. Legtipikusabb eset a rák kialakulása, és sohasem lehet egyértelműen összekötni a rákot kiváltó közvetlen okot és a sugárzás–szövet-kölcsönhatási eseményt.

Az egyén által elszenvedett determinisztikus hatásokat el lehet kerülni, a szomatikus hatások esetén ez nem lehetséges, azok ésszerű határok alá csökkenthetők.

A kétféle hatás között két lényeges különbség van. A determinisztikus hatásoknak az intenzitása függ az elszenvedett dózistól (pl. a sugárbetegség súlyossága), a szomatikus hatásoknak pedig a valószínűsége. Ez utóbbi esetre logikus, hogy a rákbetegségnél értelmetlen lenne intenzitásról beszélni, hiszen az mindig 100%, azaz halálos (orvosi kezelés nélkül).

A másik lényeges különbség, hogy a determinisztikus hatásoknál van egy küszöbdózis, ami alatt semmiféle hatás nem figyelhető meg. Ezt abból is egyértelműen lehet tudni, hogy a bennünket érő állandó háttérsugárzás még soha sem okozott semmiféle determinisztikus hatást, sem bármilyen élő szervezeten bármiféle észlelhető változást.

A sztochasztikus hatások előfordulásakor úgy tekintjük, hogy nincs küszöbdózis, azaz a legkisebb dózis is növeli a rákkockázatot, méghozzá lineárisan. Fontos megjegyezni, hogy ez egy máig vitatott kérdés, mivel a kis dózisok hatását az állandó háttérsugárzás miatt gyakorlatilag lehetetlen vizsgálni. Különböző elképzelések vannak a kis dózisok hatásáról, egészen az ún. hormézis-hatásig, ami a kis dózisokhoz a rákkockázat csökkenését rendeli. Ráadásul erre kiterjedt megerősítő mérések is léteznek (pl. a radon okozta tüdőrákra vagy a leukémia kialakulására), amiket a szakma is széles körben elfogad. A magyarázatot a kis intenzitású sugárzás immunstimuláló hatásához rendelik.

Mindemellett a hivatalos álláspont az előbbit nem fogadja el, és a legkisebb dózist is pozitív kockázati tényezőnek tekinti. Ez egyfajta túlbiztosítás, végső soron a sugaras tevékenységgel foglalkozók fokozott egészségvédelmét célozza.

Az elmondottakat a 39. ábra szemlélteti.



39. ábra. Az ionizáló sugárzások okozta biológiai hatások osztályozása

A sztochasztikus hatásokat a dózissal lineárisan változónak tekintjük, azaz a rákkockázat növekedése egységnyi dózisra vetítve állandó. A determinisztikus hatásokra nézve egy szigmoid görbe adódik (40. ábra).
10. Sugárkémia



40. ábra. A sztochasztikus és a determinisztikus hatások dózisfüggése

Vegyük észre, hogy a biológiai hatásokat tekintve szándékosan két jól elkülönülő esetről beszélünk. Rövid idő alatt elszenvedett nagy dózisoknál lépnek fel determinisztikus hatások, hosszú időre elnyúló dózisok esetén pedig sztochasztikus hatások. Ez nem véletlen, hiszen a gyakorlatban ez a két eset fordulhat elő. Vagy baleset történik (az első esetben), vagy pedig valamilyen sugaras tevékenység folyamán tudatosan vállalt kockázatról van szó. Mindazonáltal felmerül a kérdés, hogy determinisztikus hatásokat is kiváltó sugárdózisnak milyen sztochasztikus hatása van. Mivel a determinisztikus hatások során szövetek, sejtek pusztulnak el, és a sztochasztikus hatások a DNS sérülései miatt lépnek fel egy túlélő sejtben, arra következtethetnénk, hogy a determinisztikus hatást kiváltó dózis azon része, amely sejtpusztulást okoz, nem növeli a rákkockázatot (a sztochasztikus hatást), mivel egy elpusztult sejtből már nem lesz rákos sejt. A tapasztalatok azonban nem ezt mutatják. Ennek okát az ún. bystander-effektusban (szomszédhatás) látják, amiért a sejtek közötti kémiai kommunikáció felelős, így a szomszédos sejten is nyoma marad egy adott sejtet közvetlenül érintő (és azt esetleg el is pusztító) károsodásnak.

Ez arra is rávilágít, hogy a sztochasztikus hatások nevében is rejlő szimpla statisztikus megközelítés nem feltétlenül helytálló minden esetben. Puszta valószínűségi alapon nyugvó rákkockázatot feltételezve egy biológiai species esetén annak testméretével arányos rákkockázatot várnánk. Így bálnák talán nem is létezhetnének, mivel igen gyorsan elpusztulnának rákban. Ahogy a hormézis-hatás esetén azt gondoljuk, hogy bizonyos dózisteljesítmény alatt az immunrendszer stimulálása növeli a védekezőképességet, fölötte pedig már magának az immunrendszernek a sérülése okozza a kockázatnövekedést, itt is az immunrendszer még általunk nem ismert "beavatkozása" okozhatja a nem várt hatást. Mindenesetre a mindennapi gyakorlatban, ahol a sugaras tevékenység jól kontrollált, abban a dózisteljesítmény-tartományban vagyunk, ahol a linearitás feltételezése jól működik.

10.6. A dóziskorlátozás kialakulása és alapjai

A dóziskorlátozások kialakulásához a tapasztalatok már nem sokkal a radioaktivitás felfedezése után gyűlni kezdtek. Ezek eleinte determinisztikus hatások voltak. Maga Becquerel észlelte magán a bőrpírt, amit az urán- ill. rádiumtartalmú készítmények alfa- és béta-sugárzása okozott (1901).

A súlyos esetek nem is a radioaktivitással kapcsolatosak, hanem a röntgensugárzással. Röntgen 1895-ben felfedezett sugárzását felhasználva Edison üzletemberként sorozatban kezdte gyártani az orvosi röntgenberendezéseket, amik még nem fotólemezre rögzítették a képet, hanem az orvos a direkt sugárzásban állva figyelte meg a páciens testének belső szerkezetét. Ez a páciensekre nézve nem járt súlyos következményekkel, mivel csak egy-egy vizsgálaton estek át, de az orvosi halálesetek már 1902-ben (!) elkezdődtek. A hamburgi "X-ray Martyrs' Memorial" 359 orvos nevét őrzi, akik a röntgensugárzás okozta rákbetegségben hunytak el.

A sugárzó anyag szervezetbe kerülése még súlyosabb (és sokszor védhetetlen) következményekkel jár. A leghíresebb eset talán a New Jersey-i óraszámlapfestő dolgozók esete, amikor is az óraszámlapra felvivendő radiolumineszcens anyagot rádiummal késztették világításra, és a finom ecsetvonások érdekében a számlapfestő hölgyek – munkáltatói utasításra – megnyalták az ecsetet. Így lassan a szervezetükbe jutott olyan mennyiségű rádium, hogy ez is több mint egy tucat halálesethez vezetett az 1920-as években.

Azokban az években olyan téves információk is keringtek a radioaktív sugárzásról, hogy annak gyógyító hatása is lehet, így például rádiumtartalmú üdítőitalokat is reklámoztak. Mindez persze rövid ideig tartott. A túlélő "rádiumhölgyek" (*"Radium Girls"*) végül a '30-as években mai árakon 150 000 dollár egyszeri + évi 9000 dollár életjáradékszerű kártérítést kaptak.

10. Sugárkémia

A korai esetek vegyesen jelentettek determinisztikus hatásokat vagy rák okozta haláleseteket. Ezek ma megengedhetetlenek. Elkerülésük dóziskorlátozással oldható meg.

Az első dóziskorlátozási javaslat 1928-ra nyúlik vissza, amikor is az ún. "toleranciadózist" 600 mSv/évben határozták meg. (Mai egységben adjuk meg, akkor még nem volt a sievert definiálva.) Érthetően az akkori tapasztalatok még igen szegényesek voltak, és a "tolerancia" elnevezés is alapvetően determinisztikus hatásokból származott, amikre létezik küszöbdózis. A mai korlátozások már a tolerálhatatlan szomatikus hatásokat célozzák.

1950-ben – 5 évvel a hirosimai támadás után! – a 150 mSv/év-re leszállított korlátot már maximálisan megengedhető dózisnak hívták (MMD). Ez a hirosimai statisztikák feldolgozásával párhuzamosan 1958-ra 50 mSv/évre csökkent. A javaslatokat tevő nemzetközi szervezet az ICRP (*International Commission on Radiological Protection*) volt, a dóziskorlátozásra vonatkozó javaslat a 9. számú közleményükben szerepel.²⁵

Az itt alkalmazott javaslatok főbb vonásait már érdemes megemlíteni.

- A populációt három csoportra osztották. Az A csoportot a radioaktív anyagokkal vagy ionizáló sugárzással dolgozók alkották. A B csoportba a hozzájuk valamilyen okból kötődők tartoztak, a C-be pedig mindenki más.
- Külön MMD-értéket határoztak meg 4 külön szerv- ill. szövetcsoportra, amit dózisegyenértéknek hívtak (ma ez az egyenérték dózis, de az előbbi is létezik a gyakorlati sugárvédelemben, viszont mást jelent!).
- Nem volt még egésztest-dózis (a mai effektív dózis).
- Meghatároztak bizonyos térbeli és időbeli eloszlási korlátokat a dózisra.

1977-ben új ICRP-közlemény jelent meg,²⁶ ami meghagyta a korlátot (MMD) 50 mSv-ben, de több új megállapítást, elvet alkalmazott, szigorúan a sztochasztikus hatásokra:

- lineáris dózis-hatás görbe;
- additivitás;
- kortól és nemtől való függetlenség;
- szöveten belüli dóziseloszlástól való függetlenség;
- az A, B, C kategóriákból elhagyták a C kategóriát;

²⁵ ICRP Publication 9. Pergamon Press, Oxford, (1966).

²⁶ ICRP Publication 26. Annals of the ICRP1 (3), (1977).

- bevezették az egésztest-dózist (effektív dózis);
- az 1 Sv effektív dózisra vonatkozó halálozási kockázat: 0,0165.

Ez utóbbi főleg hirosimai statisztikákból adódott, és azt jelenti, hogy ha valaki 1 év leforgása alatt 1 Sv dózist elszenved, akkor 1,65% valószínűséggel fog belehalni (pl. rák kialakulása miatt).

Ez egy nagyon fontos adat, mert rávilágít arra, hogy az ionizáló sugárzás miatti veszély kockázati jellegű, és mivel számos egyéb tevékenységet folytatunk az életben, ami halálos kockázattal jár (pl. autóvezetés), ez jelent lehetőséget a dóziskorlátozás megalapozására. Alább, a nagyon tanulságos *8. táblázat* különböző tevékenységek/állapotok esetére mutatja az életkorrövidülést (a rák mellett a másik jellemző sztochasztikus hatás).

Tevékenység	Életkor-rövidülés (nap)
nőtlen férfiak	3500
dohányzás	2250
férjezetlen nők	1600
30%-os elhízás	1300
szénbányászok	1100
20%-os elhízás	900
8 általános alatti iskolai végzettség	850
agyvérzés	520
gépjárműbaleset	207
általános háztartási baleset	95
cukorbetegség	95
általános munkahelyi baleset	74
fulladás	41
izotópos munka (5 mSv/év)	40
természetes háttérsugárzás	8
kávéfogyasztás	6
fogamzásgátló tabletták szedése	5
diétás üdítők fogyasztása	2
méhnyakrák-tesztelés	-4
otthoni füstjelző használata	-10
légzsák az autóban	-50

8. táblázat. Napokban mért életkor-rövidülés különböző
tevékenységek/állapotok esetén ²⁷

²⁷ Vö. <u>https://slidetodoc.com/chapter-5-lh-tseng-risk-assessment-the-dose/</u>; illetve <u>https://slideplayer.com/slide/10104098/</u>.

10. Sugárkémia

A *9. táblázat* halálos baleseti kockázatokat tartalmaz az USA-ban. Nagyon fontos a trend, ami mutatja, hogy az életünk folyamatosan biztonságo-sabbá válik.

	halálos balesetek száma egymillió lakosra évente (1976)	halálos balesetek száma egymillió lakosra évente (1989)
minden csoport	142	90
kereskedelem	64	40
ipari üzemek	89	60
szolgáltatások	86	40
kormányzati intézmények	111	90
tömegközlekedés	313	240
építőipar	568	320
bányaművelés (mély- és külszíni)	625	430
mezőgazdaság (1973–1980)	541	400

9. táblázat. Halálos balesetek alakulása az USA-ban²⁸

Tekintettel arra, hogy abban az időben az általános ipari kockázat kb. 10⁻⁴/év volt, a 0,0165-ös értéket figyelembe véve azt kapjuk, hogy a maximálisan megengedett 50 mSv/év "sugaras" kockázat az átlagos ipari kockázat kb. nyolcszorosának felelt meg, tehát még bőven alatta volt a legveszélyesebb iparágak/tevékenységek kockázatának (nem is beszélve például a dohány-zásról...). Az átlagosan tényleg elszenvedett dózisok a sugaras munkahelyeken akkoriban 5 mSv/év körül mozogtak. Az általános populációra a dóziskorlát 5 mSv/év volt.

1991-ben jelent meg az ICRP-60 közlemény, ami pontosabb statisztikákkal az 1 Sv-re jutó halálozási kockázatot (halálos kimenetelű rák kockázatát) 0,04-0,05-re módosította. Ezzel párhuzamosan, továbbá az általános ipari kockázat csökkenése miatt a foglalkozási dóziskorlátot 20 mSv/évre (effektív dózis), az általános populációra vonatkozót pedig 1 mSv/évre (5 év alatt 5 mSv-re) csökkentette.

A 2007-ben napvilágot látott ICRP-103 ezeket a dóziskorlátokat lényegében helyben hagyta.

²⁸ Vö. US National Safety Council, Accident Facts, (1976), (1989); Chicago National Safety Council (1977), (1990).

10.7. A sugárvédelem alapelvei

Mielőtt részletesen megmutatjuk az érvényes dóziskorlátokat, ki kell térni a sugárvédelem alapelveire, amelyek szintén az ICRP által javasoltak és elfogadottak.

Három alapvető fontosságú elv van, amit két másikkal egészített ki az ICRP-60.

Az első alapelv kimondja a **bizonyítás** szükségességét arra vonatkozóan, hogy az ionizáló sugárzás felhasználásával járó tevékenység társadalmi haszna meghaladja az egészségügyi kockázatot. Ezt szemlélteti a 41. ábra.



41. ábra. A sugárvédelem első bizonyítási elve a társadalmi haszon egészségügyi kockázatot meghaladó követelményéről

Természetesen azonnal felmerül a kérdés, hogy az általában pénzben mért haszon miként vethető össze az egészségügyi kockázattal. Emberéletet nem lehet forintosítani. Azonban láttuk, hogy bizonyos hasznos társadalmi tevékenységek kockázatát tudatosan vállaljuk (közlekedés, munkavégzés, amik veszélyforrások, sőt, néha hobbiból is kockáztatunk, mint pl. a sziklamászás, egyéb extrém sportok), így a kockázat jelenti a közös nevezőt a társadalmi haszon és az egészségügyi veszélyeztetés között.

Triviális eset a bizonyíthatóság lehetetlensége pl. terhes nők magzati vizsgálata esetén röntgensugárzással, amikor rendelkezésre áll a veszélytelen ultrahangos technika.

Az is felmerül, hogy ugyan a 41. *ábrá*n mutatott szimbolikus mérleg karja a haszon felé dől, sőt, legyen minél meredekebb, de mégis meddig mehetünk el ebben?

A mérleg karja jobban dőlhet, ha folyamatosan csökkentjük az egészségügyi kockázatokat. Pl. építhetünk egy sugárforrás árnyékolására valamilyen

vastagságú ólomfalat, vagy éppen dupla olyan vastagot. Ennek szab határt a második elv, az **ALARA-elv**.

A sugárvédelem második alapelve arról szól, hogy a kockázatok csökkentése csak az észszerűség határain belül indokolt (*As Low As Reasonably Achievable*). Nyilván nem érdemes olyan védelmet tervezni óriási költséggel, ami a háttérsugárzás ezredrészére csökkenti a többletdózist, ha fele annyi pénzből megoldható, mondjuk, 1 százalékos többlet.

A mérleg karja jobban dönthető a haszon növelésével. Pl. ha egy izotópgyártósoron kereskedelmi haszon érdekében radiofarmakonokat gyártanak, akkor a gyártás volumenének növelése nyilván növeli a hasznot. De növeli a dolgozók dózisterhelését is. Ezért a harmadik alapelv kimondja, hogy vannak **dóziskorlátok**, amiket semmiféle haszon vagy egyéb előny érdeké-ben nem szabad átlépni. Ezeket a korlátokat határozták meg az egyéb társadalmi tevékenységek kockázatával való összevetéssel.

Az ICRP-103 javasolt dóziskorlátait a 10. táblázat mutatja be.

Dóziskorlát (mSv/év)	foglalkozási	lakossági
effektív dózis	20	1
egyenértékdózis		
 szemlencsére 	20	15
 bőrre 	500	50
végtagokra	500	-

10. táblázat. Az ICRP-103 által javasolt éves dóziskorlátok mSv-ben

További két alapelv érvényesül az ICRP-60 ajánlásainak megfelelően.

Ezek egyike a **dózismegszorítások elve**. Ezt akkor alkalmazzák, ha egy országban adott populáció több forrásból is elszenvedhet dózisterhelést. Ilyenkor, feltételezve, hogy a hatóságnál nem mindig, és nem időben futnak össze az információk a dózisterhelésekről, az adott terhelésért felelős szervezeteket, cégeket úgy korlátozzák (pl. egy atomerőmű radioaktívanyag-kibocsátását), hogy az abból származó parciális dózisterhelés messze a dóziskorlát alatt maradjon. Így a dóziskorlát fölé eső esetleges akkumuláció jó eséllyel elkerülhető.

Talán ennél is érdekesebb az orvosi gyakorlatra vonatkozó, 5. alapelv, az ajánlott referencia dózisszintek. Ezek bevezetését az motiválta, hogy a terápiás gyakorlatban előfordultak bizony halálos dózisterheléssel járó balesetek, egyszerűen az orvos téves számolása miatt. Most a különböző terápiás kezelésekre vonatkozó dózisokat táblázatosan közlik, ami segíti az orvost saját számított dózisának az ellenőrzésében. Ezek az ajánlások továbbra is csak ajánlások, ugyanis változalanul az orvos felelőssége a megfelelő dózis kiválasztása, ilyenkor a páciensre semmilyen foglalkozási vagy lakossági korlát nem vonatkozik (az orvos, illetve asszisztensei a foglalkozási kategóriába tartoznak).

10.8. Származtatott dóziskorlátok

Az eddig megismert dózisfogalmak ún. szabályozási dózisfogalmak, azok mérése közvetlenül nem megvalósítható. Ehhez modellek és számítások szükségesek, amelyek kapcsolatot teremtenek adott módon megvalósítható mérések és a szabályozási dózisfogalmak között. Külső dózisterhelés esetén ilyen például a személyi dózisegyenérték és a környezeti dózisegyenérték, amikre mérési utasítások vonatkoznak. Ezek részleteinek tárgyalása meghaladja céljainkat.

Ugyanakkor a belső dózisterhelésre – annak szemléleti különbözősége miatt – ki kell térnünk.

Ha egy radionuklid a szervezetbe jutott, annak nemcsak a sugárzása okozza a dózist, hanem például a foton vagy elektron emissziójakor fellépő visszalökődési energia is. Emellett a szervezetben rekedt radionuklid akár éveken keresztül terhelheti a szervezetet, így az éves dóziskorlát meghatározása nem triviális. Bizonyos dózis előre le van kötve mint garantáltan megkapott járulék, így a fogalom nevében is benne van a lekötött szó.

A **lekötött egyenértékdózis** a következő módon számolható adott szövetre (*T*):

$$H50_T = \sum_s U_s f(E_{sp}),$$

ahol H50_T az adott évben inkorporálódott *s* nuklidtól származó, az elkövetkező 50 évben elszenvedett egyenértékdózis. Az 50 év (fiatalabb korban 70 év) alatt elszenvedett dózist lényegében arra az évre könyveljük el, amikor az inkorporáció megtörtént, így megszabadulunk attól a kényszertől, hogy a rákövetkező évben az éves dóziskorlát ellenőrzésénél figyelembe kelljen vennünk az előző évből még a szervezetben rekedt radionuklidtól származó dózist. Ez egyfajta túlbiztosítás, és természetesen annál inkább az, minél hosszabb az érintett radionuklid felezési ideje. E_{sp} a specifikus effektív energiát jelenti, azt a teljes energiát, ami egy bomlás során elnyelődik az

10. Sugárkémia

adott szövetben (analóg az elnyelt dózissal). Az *f* függvény ebből képzi az egyenértékdózist (a sugárzási súlytényezőkkel való szorzással analóg). $U_{\rm s}$ az 50 év alatt bekövetkező összes radioaktív bomlást jelenti, azaz az ún. retenciós függvény ($R_{\rm s}$) időintegrálja 50 évre.

$$U_{\rm s} = \int_0^{50} R_{\rm s}(t) \mathrm{d}t$$

A retenciós függvény a radionuklid kiürülését két exponenciális folyamathoz köti. Egyik a természetes radioaktív bomlás, ami szigorúan exponenciális λ bomlási állandóval, a másik pedig a biológiai kiürülés, amit közelítőleg tekintünk exponenciálisnak *k* kiürülési állandóval:

$$R_{\rm s}(t) = N_0 e^{-(\lambda + k)t}$$

Ebből a **lekötött effektív dózis** (CED) már a szokványos módon számítható:

$$CED = \sum_{\mathrm{T}} w_{\mathrm{T}} H 50_{\mathrm{T}}$$

A lekötött effektív dózis tehát közvetlen összefüggésben van a szervezetbe kerülő radionuklid aktivitásával és szervezeten belüli eloszlásával. Ez utóbbit meglehetősen jól lehet becsülni a tipikusan kétféle bejutási útra (lenyelés és belélegzés), és így a dóziskorlátot nem kell közvetlenül sievertben ellenőrizni, hanem korlátozni lehet az inkorporálódott aktivitást, ami jóval egyszerűbb. Ez vezetett az ÉFEK értékek kiszámításához (évi felvételi korlát), ami azt az inkorporálódott aktivitást jelenti, ami belélegzésre 20 mSv lekötött effektív dózist eredményez. A legfrissebb hazai szabályozásban ezt alapmennyiségnek nevezik (AM).

Néhány jellegzetes példát mutat a 11. táblázat.

Radionuklid	évi felvételi korlát (ÉFEK)	fizikai felezési idő
³ H	3x10º Bq	12,3 év
²³⁸ Pu	8x10 ⁴ Bq	87,7 év
⁶⁰ Co	2x10 ⁷ Bq	5,27 év
¹³⁷ Cs	4x106 Bq	30,2 év
⁹⁰ Sr	1,5x10 ⁶ Bq	29,0 év

11. táblázat. Lenyelésre vonatkozó évi felvételi korlát és a fizikai felezési idő néhány izotópra²⁹

²⁹ A <u>https://www.nrc.gov/reading-rm/doc-collections/cfr/part020/appb/index.html#P</u> adatai alapján.

Figyelemre méltó, hogy milyen óriási különbség van a két szélsőség, a trícium és a ²³⁸Pu között. Természetesen minél hosszabb a radioaktív bomlás miatti fizikai felezési idő, annál fontosabb, hogy mennyire képes az illető radionuklid elraktározódni a szervezetben, azaz milyen a biológiai felezési idő. Hosszú fizikai felezési idő és stabil biológiai megkötődés esetén az integrálásból adódó túlbiztosítás jelentős, míg ha a fizikai feleződés egy évnél jóval kisebb, akkor a biológiai megkötődéstől függetlenül az integrálásnak nincs jelentősége az ÉFEK-érték kiszámításánál.

Mivel egy laboratóriumban a belégzés a tipikus bekerülési útvonal (a lenyelésnek pl. nukleáris baleset esetén van jelentősége, amikor a mezőgazdasági termékeken keresztül az élelmiszerek válnak szennyezetté), logikus a korlátozás módjának további egyszerűsítése. Ugyanis ismert az ember légzési sebessége, a tüdő térfogata, az izotóplaborban eltöltött maximális idő, és ezekből az adatokból kiszámítható, hogy a labor légterében lévő milyen radionuklid-koncentráció vezet az ÉFEK érték (egyben a 20 mSv effektív dózis) eléréséhez. Ezt értelemszerűen egyszerűbb mérni, mint a ténylegesen bekerült mennyiséget, és ezért vezették be a Származtatott Levegőkoncentráció fogalmát (SZLK).

A leggyakoribb izotópok, amik bekerülése belégzéssel tipikus, és ily módon célszerűen korlátozhatók: ³T, ¹⁴C, jódizotópok).

A dóziskorlát ellenőrzésénél természetesen a külső és belső dózisterhelés összegét kell figyelembe venni.

10.9. Személyi dozimetria

A személyi dozimetria lehetséges módszereit már láttuk a dózismérés tárgyalásakor. A legfontosabb a TLD-dozimetria, amennyiben a munkahely olyan, hogy elegendő a dózist néhány hetes vagy hónapos időintervallumra mérni. Ha megvan a veszélye annak, hogy rövid idő alatt nagy dózis is előfordulhat, akkor dózisteljesítmény-mérő eszköz üzemeltetése kötelező, ami bizonyos dózisteljesítmény észlelése fölött vészjelzést tud leadni.

A belső sugárterhelés okozta dózis mérése különleges feladat, ha a dózis nem számítható ki az inkorporálódott radionuklid mennyiségére vonatkozó ismeret hiányában. Ekkor egésztest-számlálásra van szükség, ha az inkorporálódott radioizotóp bocsát ki gamma-sugárzást. A vizsgált személyt jól

10. Sugárkémia

árnyékolt kamrában nagy érzékenységű detektorral szkennelve vesznek fel egy gammaspektrumot (42. *ábra*). Erre legmegfelelőbb egy szcintillációs detektor, amelynek a méretét növelve – akár 20-30 cm-ig – az érzékenysége igen nagy lehet. Ennek a felbontása ugyan nem túl jó, de mivel – érthetően – nem számítunk nagyon sok gamma-csúcsra egy ilyen mérés során, és az aktivitás minden bizonnyal kicsi, az érzékenység a fontosabb paraméter. A gammaenergiák és a spektrális intenzitások mérése alapján azonosíthatók az inkorporálódott radionuklidok, becsülhető azok mennyisége, és a dózis számítható.



42. ábra. Egésztest-számlálás nagy érzékenységű szcintillációs detektorral jól árnyékolt kamrában

Jódizotópok inkorporációja esetén a helyzet egyszerűbb: a pajzsmirigyhez tapasztott szcintillációs detektorral nagyon érzékenyen mérhető a jód-aktivitás.

Ha az inkorporálódott radionuklidnak nincs gamma-sugárzása, akkor csak mintavételes technikával lehet dolgozni, azaz exkréciós analízist kell végezni. A mintavétel tipikusan valamilyen testnedv (vizelet, nyál, vér, stb.), a leggyakrabban vizsgált izotópok a ¹⁴C és a trícium. Ezek mérése a kis béta-energia miatt csak folyadékszcintillációs technikával lehetséges. ⁹⁰Sr esetén pl. Fe-sókat tartalmazó oldatból hidroxidos együttlecsapással készül a preparátum.

Kellően kis rétegvastagságú mintát előállítva a Sr-aktivitás külső detektorral is mérhető. A *43. ábra* olyan eljárás vázlatát mutatja, amellyel a ⁹⁰Sr leányeleme, az ugyancsak tiszta béta-sugárzó ⁹⁰Y külön is mérhető.

NUKLEÁRIS KÉMIA ÉS KÖRNYEZETVÉDELEM



43. ábra. A ⁹⁰Sr és leányeleme, az ⁹⁰Y meghatározása

11. Radioizotópok a környezetben

Bár a dózisfogalmak és egyáltalán az ionizáló sugárzás biológiai hatásainak megismerése a mesterségesen létrehozott radioaktivitás miatt érdekes, előbb célszerű áttekinteni, hogy mennyire vagyunk mi, emberek kitéve ezen sugárzásoknak a természetes környezettől, mi azok forrása.

A természetes háttérsugárzás radionuklidok okozta forrásait három kategóriába soroljuk:

- elsődleges (vagy primordiális) radionuklidok,
- másodlagos radionuklidok,
- kozmogén (vagy indukált) radionuklidok.

Az **elsődleges, vagy primordiális** (merthogy még nem tűntek el, nem "haltak meg") **radionuklidok** közé azokat soroljuk, amelyek felezési ideje összemérhető a Föld vagy akár az univerzum korával, így még mindig velünk vannak. Mintegy 26 ilyen nuklid ismert, de jelentősége (az okozott dózis szempontjából) csak a *12. táblázat*ban feltüntetett négynek van.

Nuklid	Felezési idő
238 U	4,5 ·109 év
235 U	7,0 ·10 ⁸ év
²³² Th	1,4 ·10 ¹⁰ év
40 K	1,3 ·10 ⁹ év

12. táblázat. A legfontosabb primordiális nuklidok

Az ²³⁵U járuléka a mindössze 0,7%-os természetes izotóparány miatt végül csekélynek mondható. További, a háttérsugárzás szempontjából elhanyagolható radionuklidok a következők: ⁸⁷Rb, ⁵⁰V, ¹¹³Cd, ¹¹⁵In, ¹²³Te, ¹³⁸La, ¹⁴⁴Nd, ¹⁴⁷Sm, ¹⁴⁸Sm, ¹⁵²Gd, ¹⁵⁶Dy, ¹⁷⁴Hf, ¹⁷⁶Lu, ¹⁸⁶Os, ¹⁸⁷Re, ¹⁹⁰Pt.

A négy legfontosabb közül három alfa-sugárzó, és ahogy korábban láttuk, bomlási sorok anyaelemei. A 40 K és az összes többi kisebb jelentő-ségű nuklid béta-sugárzó. A 40 K-ot az emeli ki, hogy a többihez képest nagy mennyiségben fordul elő az emberi szervezetben. Egy 80 kg-os emberben kb. 4400 Bq 40 K-aktivitás mérhető.

A 13. táblázat néhány építőanyag aktivitáskoncentrációját mutatja ²²⁶Ra és ²³²Th esetén a hozzájuk tartozó radonemisszióval, mely utóbbi különösen fontos a dózisterhelés szempontjából. A ⁴⁰K-aktivitás ezekben az anyagokban táblázatban feltüntetett aktivitások 5–20-szorosa.

Anyag	Fajlagos aktivitás		Radonfluxus	
	(Bq/kg)		(mBq/	/m²s)
	²²⁶ Ra	²³² Th	²²² Rn	²²⁰ Rn
mészkő	10	10	0,14-0,48	16-94
tégla	50	15	0,01–0,21	5-40
salakkő	75	20	0,13-0,62	19-66
beton	50	10	0,05–0,75	10-107
gázbeton	20	15	0,12-0,68	8-44
gránit	55	75	0,08–0,62	17-68

13. táblázat. Néhány építőanyag aktivitáskoncentrációja ²²⁶Ra és ²³²Th esetén, a hozzájuk tartozó radonemisszióval³⁰

A másodlagos radionuklidokat mindazok alkotják, amik az említett három alfa-sugárzó bomlási sorában jelen vannak. Ezek aktivitása egy természetes U- ill. Th-ércben a láncon belül megegyezik, mivel a leghosszabb felezési idejű leányelem felezési idejének a sokszorosa eltelt már, így beállt az örök (szekuláris) egyensúly. Az azonos aktivitás tehát azt jelenti, hogy az egyes nuklidokra vonatkozó $N\lambda$ -szorzatok egyenlők, így ha a bomlási állandó (λ) kicsi, akkor a kémiai anyagmennyiség (N) nagy. Ezért a viszonylag lassan bomló leányelemeket érdemes lehet kémiailag szeparálni. Erre tipikus példa a ²³⁸U bomlási sorába tartozó ²²⁶Ra, amelynek felezési ideje 1600 év, így különösen korábban jelentős felhasználása volt.

Különleges helyet foglal el a másodlagos nuklidok között a ²²²Rn, ami a ²²⁶Ra leányeleme, és a felezési ideje 3,8 nap. Mivel a radon nemesgáz, a keletkezése helyéről (talaj, házak falai) kidiffundál, és bekerülhet adott esetben a lakóépületek légterébe, amit belélegzünk, és ez növeli a tüdőrák kockázatát (44. *ábra*). Éppen a viszonylag hosszú felezési idő teszi lehetővé, hogy mindez megvalósuljon, ami annyira jelentős, hogy a ²²²Rn az általa okozott, a természetes háttérhez tartozó dózisjárulékban minden más izotópot megelőz. Radonizotópok előfordulnak természetesen az ²³⁵U és a ²³²Th bomlási sorában is, de a felezési idejük jóval rövidebb (²²³Rn: 3,96 s,

³⁰ Sós Katalin, "Építőanyagok radioaktív sugárzása", *Fizikai Szemle* 2007 (3), 83.0.

illetve ²²⁰Rn: 55,6 s;), így mielőtt bekerülhetnének a légtérbe, nagy valószínűséggel elbomlanak.

A kijutó ²²²Rn természetesen a levegőben is bomlik, és hihetnénk, hogy a leányelemei nem gázok lévén kiülepednek, és nem lélegezzük be őket, de a valóságban ezek a levegőben mindig jelen lévő aeroszol részecskékhez tapadva ugyanúgy bejutnak a tüdőnkbe, és az összes többi leányelem sugárzása hozzájárul a dózishoz, mi több, ezek járuléka nagyobb, mint magáé a radoné.



44. ábra. A ²²²Rn bejutása a lakóházakba

A 222Rn hozzávetőleges aktivitáskoncentrációi:

- szabadban: 1–10 Bq/m³;
- épületekben: 50–300 Bq/m³;
- hazai átlag: kb. 130 Bq/m³;
- talajgázban: akár több 10 000 Bq/m³.

A legnagyobb radonkoncentráció természetesen uránbányákban várható, de termálfürdőkben is jelentős lehet. Az utóbbi esetben nem a vendégek, hanem az állandóan ott dolgozók védelme érdemel valamennyi figyelmet.

A külső gamma-dózisteljesítmény mérésekor (monitorozásakor) időnként megnövekedett értékeket lehet tapasztalni. Ez normális esetben egyszerűen a csapadékkal függ össze, ugyanis az eső valamennyire fékezi a talajból kiáramló radon gyors felhígulását az atmoszférában, így 1-1,5 m magasságban a talajszinttől magasabb aktivitás észlelhető. Ez a hatás még kifejezettebb hó esetén, ami jó hatásfokkal abszorbeálja a radont. Kozmogén vagy indukált radionuklidok a felső légkörben keletkeznek, a kozmikus sugárzásnak vagy a kozmikus sugárzás által kiváltott egyéb részecskéknek a levegő alkotóelemeivel végbemenő magreakciója során.

A kozmikus sugárzás többnyire nagyon nagy energiájú (10⁸–10¹⁵eV!) protonokból áll (kisebb részben alfa-részecskék, elektronok, kisebb magok). Ezek a levegő molekuláival történő ütközések során a legkülönbözőbb, néha egzotikus részecskéket is keltenek, mint π-mezonok, k-mezonok, de ugyanígy keletkeznek még neutronok, és gamma-sugárzás is.

Az indukált radionuklidok szempontjából két, neutronok által kiváltott reakció fontos. A ¹⁴C egy ¹⁴N(n,p)¹⁴C reakcióban keletkezik, mégpedig lassú neutronokkal. Ezt a reakciót különlegessége folytán már tárgyaltuk a *6. Magreakciók* c. fejeze*t*ben.

Ugyancsak ¹⁴N-en lejátszódó, de gyors neutronokkal kiváltott reakció felelős a trícium képződéséért: ¹⁴N(n,³H)¹²C.

A ¹⁴C felezési ideje 5700 év, míg a tríciumé 12,3 év. Mindkettő tiszta béta-sugárzó, így csak a belső dózis szempontjából veendők figyelembe. A trícium járuléka itt is eltörpül. Mindkét radionuklid a csapadékvíz segítségével jut le a földre és vesz részt a víz illetve a szerves anyagok biológiai körforgásában. Az emberi szervezet ¹⁴C-aktivitása egy 80 kg-os emberre ≈1.2 kBq.

A rövid felezési idejű kozmogén radionuklidok nagy valószínűséggel elbomlanak, mielőtt a talajfelszínre kerülnének. Legjelentősebb közülük a Be ($\tau_{1/2}$ =53 nap).

11.1. A természetes háttérsugárzás okozta dózisterhelés

A környezetünkben előforduló radionuklidok, illetve a kozmikus sugárzás természetesen az általuk okozott dózis miatt érdekesek leginkább.

11.1.1. A külső dózisterhelés

A kozmikus sugárzás okozta dózis a földfelszínen a teljes háttérsugárzáséhoz képest valamivel annak 10%-a felett van, kb. 0,3 mSv/év. Ugyanakkor ennek intenzitása természetesen függ a tengerszint feletti magasságtól, így aztán pilóták, légi futárok esetén ez egészségügyi szempont lehet. Néhány légi útvonalra érvényes mért dózisokat mutat a 14. táblázat.

14. táblázat. Légiutasokat érő tipikus dózisok a kozmikus sugárzás miatt néhány repülési útvonalon³¹

Útvonal	dózis (µSv)
Bangkok – New York	101,0
New York - Hong Kong	79,7
Frankfurt – San Francisco	70,7
Los Angeles – Szöul	50,5
Szingapúr – London	34,1

Az tudható, hogy amennyiben a repülőút az Északi-sarkvidék felett halad, a magnetoszféra kisebb védelme miatt megnövekszik az elszenvedett dózis.

A környező természetes anyagokból származó dózis forrása lehet: a bennük lévő ²³⁸U és leányelemei, ²³²Th és leányelemei, valamint a ⁴⁰K – értelemszerűen ezek gamma-sugárzása. A felsoroltak együttes járuléka kb. 0,35 mSv/év, és ezen nagyjából 1/3-1/3-1/3 arányban osztoznak.

11.1.2. A belső dózisterhelés

A belső dózisterhelés azoktól a radionuklidoktól származik, amelyek vagy belégzéssel, vagy lenyeléssel (az élelemmel és a vízzel) a szervezetünkbe

³¹ Luis E. Alvarez, Sebastian D. Eastham, Steven R. H. Barrett, "Radiation dose to the global flying population," *Journal of Radiological Protection* 36 (1), (2016), <u>http://doi.org/10.1088/0952-4746/36/1/93</u>.

kerülhetnek. A felsoroltak közül említést érdemel a ²²²Rn, ⁴⁰K és a ¹⁴C. A ²²²Rn és bomlástermékei dózisjáruléka mintegy 1,14 mSv/év, a ⁴⁰K-é 0,18 mSv/év, a teljes belső terhelés átlaga 1,34 mSv/év.

Néhány élelmiszerre mért aktivitáskoncentrációkat mutat a 15. táblázat, a lenyelésre vonatkozó összehasonlítás érdekében.

Élelmiszer	¹⁴ C (Bq/kg)	²²⁶ Ra (Bq/kg)
brazil dió	207	0,04–0,26
lima bab	172	0,07–0,19
banán	130	0,04
sárgarépa	126	0,02–0,07
burgonya	126	0,04–0,09
vörös húsok	110	0,02
ivóvíz	-	0,17
tej	50	_

15. táblázat. Néhány élelmiszerben mért ${}^{40}\mathrm{K}$ és ${}^{226}\mathrm{Ra}\text{-}aktivitáskoncentráció{}^{32}$

11.2. A dózisterhelés területi és forrás szerinti eloszlása

A Föld különböző területein meglehetősen eltérő dózisterhelést lehet mérni, ami természetes, mivel adott helyen lévő kőzetek radionuklidkoncentrációja eltérhet. Meg kell azonban említeni, hogy az intenzív iparosítás, különösen a bányászat miatt ezeket már az emberi tevékenység is befolyásolja.

A természetes okokból az átlagosnál több radionuklidot tartalmazó anyagokat ún. NORM-anyagoknak nevezik (*Naturally Occurring Radioactive Materials*). De az emberi tevékenység az egyébként nem nukleáris iparban is termel olyan anyagokat, amikben felhalmozódik a természetes primordiális nuklidok mennyisége. Ezek a TENORM-anyagok (*Technologically Enhanced Naturally Occurring Radioactive Materials*). Erre a legsúlyosabb példa a barnakőszén elégetésekor kapott salak és pernye, amiben olyan mértékben koncentrálódhat a ²³⁸U (és a ²³²Th), hogy ezekből kifejezetten tilos salakbetont vagy pernyebetont gyártani, mivel az ilyen felhasználásával épült épületekben nagyon megnövekedne a radonkoncentráció.

³² Lásd: <u>http://www.myhealth.gov.my/en/natural-radioactivity-foods/</u>.

A 45. ábra egy kanadai statisztikán keresztül mutat be jellemző természetes háttérsugárzás okozta effektívdózis-terheléseket a Föld különböző pontjairól. Látható, hogy végül a teljes természetes dózisterhelés világátlaga 2,4 mSv/év. Az indiai Keralában bemutatott kiugró érték az ottani tengerparton található monacit homoknak tudható be: van olyan település, ahol a dózis az évi 20 mSv-et is eléri. Érdekes és megnyugtató, hogy a sugárzásnak tulajdonítható, statisztikailag szignifikáns egészségkárosodást még itt sem tudtak kimutatni.



Végül a 46. *ábrá*n lévő diagram már a mesterséges forrásokból származó dózisjárulékokat is mutatja, 1988-as statisztika alapján. Figyelemre méltó, hogy a nukleáris ipar járuléka gyakorlatilag láthatatlan (0,01%). Ennek ellenére minden izotópos tevékenységgel, de különösen a nukleáris energiatermeléssel – annak jelentős kockázata miatt – részletesen érdemes foglalkozni.

³³ R. L. Grasty, J. R. LaMarre, "The annual effective dose from natural sources of ionising radiation in Canada", *Radiation Protection Dosimetry*, 108 (3), (2004), 215–226.o. <u>https://doi.org/10.1093/rpd/nch022</u>; Sources and Effects of Atomic Radiation. Report Vol. 2. Scientific Annexes C, D and E., The United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation (UNSCEAR), UN, New York, NY (2008); *Ionizing Radiation Exposure of the Population of the United States*, NCRP Report No. 160, National Committee on Radiation Protection and Measurement (NCRP), Maryland, USA (2009).



46. ábra. Az embert érő dózisok aránya különböző forrásokból³⁴

³⁴ Jéki László, "Sugárözönben élünk | Living in a Torrent of Radiation". In: *Mindentudás Egyeteme* 1., Kossuth Kiadó, Budapest (2003) 159–173.o.

12. Radioaktív izotópok előállítása

Radioizotópokat alapvetően két módon állíthatunk elő: neutronbesugárzással vagy protonbesugárzással. Mindkettő értelemszerűen és elsősorban bétasugárzókat eredményez.

Negatív bétasugárzók előállítására a neutronbesugárzás a megfelelő módszer, amit többnyire atomreaktorban végeznek termikus neutronokkal. Ekkor a besugárzandó céltárgy a célnuklidnak megfelelő elem eggyel kisebb tömegszámú izotópját kell, hogy tartalmazza. Ez a módszer a gyakorlatban akkor eredményes, ha a megfelelő (n,γ)-reakció hatáskeresztmetszete elég nagy. Ilyenkor a képződő radionuklid nem lesz hordozómentes, azaz tartalmazni fogja az adott elem stabil izotópját/izotópjait is.

Gyors neutronok esetén elérhetők (n,p)-reakciók, amik értelemszerűen eggyel kisebb rendszámú elemet eredményeznek, így az kémiai módszerek-kel szeparálható a besugárzott elemtől, azaz hordozómentesen előállítható.

Különleges eljárás, amikor a besugárzott céltárgy ²³⁵U (vagy természetes urán), és azt így lassú neutronokkal hasítják. A hasadási termékeknek ilyenkor széles skálája áll elő, amiből kémiai szeparációval az egyes radionuklidok (automatikusan hordozómentesen) kinyerhetők. A ⁹⁹Mo például egy olyan negatív bétasugárzó, amit ugyan elő lehet állítani ⁹⁸Mo(n,γ)⁹⁹Mo reakcióval, de jobb hozamok érhetők el az urán hasításával. Így az azt követő elválasztási eljárással együtt megéri, külön kiemelve a módszerrel teljesülő hordozómentességet. A nukleáris medicinában különösen fontos a hordozómentesség, mivel egyszerű neutronos felaktiválásnál a besugárzott elem csekély hányada lesz csak radioaktív, és a szükséges aktivitás szervezetbe juttatása olyan mennyiségű kísérő bevitelét kényszerítené ki, ami esetleg mérgezést is okozhat.

A felhasználni kívánt izotóp felezési ideje olykor túlságosan rövid, ami megnehezíti az alkalmazást, ha nincs elérhető közelségben maga az atomreaktor. Ilyenkor szokásos izotópgenerátorokat alkalmazni, ami azt jelenti, hogy előállítják a célnuklid egy jóval hosszabb felezési idejű anyaelemét, ami radioaktív bomlással (tipikusan negatív béta-bomlással) termeli magát a célnuklidot. Az anyaelem valamilyen kémiai hordozóra van felvíve (pl. kromatográfiás oszlop), és mivel a béta-bomlás kémiailag eltérő elemet eredményez, az elválasztás könnyen megoldható.

A legelterjedtebb generátor a ⁹⁹Mo/^{99m}Tc-generátor, amiben a 66 órás felezési idejű ⁹⁹Mo-ből keletkezik a 6 órás felezési idejű ^{99m}Tc. A ^{99m}Tc a ma használt radiogyógyszerek kb. 85%-ának alkotója. A valamilyen szerves műgyantára adszorbeált ⁹⁹Mo mellől a keletkező ^{99m}Tc közönséges NaCloldattal eluálható.

Generátor	Anyaelem		Le	ányelem
	felezési idő	bomlástípus	felezési idő	bomlástípus
⁹⁹ Mo/ ^{99m} Tc	2,74 nap	béta(-)	6,01 óra	gamma
¹¹⁵ Cd/ ^{115m} In	2,23 nap	béta(-)	4,49 óra	gamma (béta(-))
¹³⁷ Cs/ ^{137m} Ba	30 év	béta(-)	2,55 perc	gamma
$^{80M}Br / ^{80}Br$	4,42 óra	gamma	17,7 perc	béta(– és +)
¹⁰³ Pd/ ^{103m} Rh	17 nap	elektronbefogás	56,1 perc	gamma, (e ⁻ _{konv.})

16. táblázat. Példák túl rövid felezési idejű radionuklidok esetén alkalmazott izotópgenerátorokra

A 16. táblázat néhány példát tartalmaz izotópgenerátorokra. Érdemes felfigyelni a ¹⁰³Pd-ra, ami ¹⁰²Pd-ból neutronbefogással keletkezik, de meglepő módon a ¹⁰³Pd elektronbefogással bomlik (azaz tovább nő a n/p arány), és a keletkező ^{103m}Rh egy tiszta gammasugárzó, konverziós elektronokat is produkálva. Nem kevésbé érdekes a tiszta gammasugárzó ^{80m}Br (ez protonbesugárzással gyártható!), amiből a keletkező ⁸⁰Br szimultán negatív és pozitív béta-bomlásra is képes.

Pozitív bétasugárzók előállítására általában ciklotront alkalmaznak, amiben nagy energiájú protonokkal (esetleg deuteronokkal) bombáznak egy megfelelő nuklidot. Egy ciklotronban, töltött részecskék gyorsíthatók elektromos és mágneses tér kombinált alkalmazásával. A gyorsuló részecskék (protonok, deuteronok, alfarészecskék) spirális, azaz folyamatosan növekvő sugarú körpályán mozognak, és a megfelelő energia (pályasugár) elérésekor kicsatolják őket a rendszerből, és ütköztetik a céltárggyal. (Állandó pályasugár esetén a gyorsításra fordított energia fékezési röntgensugárzás formájában kisugárzódna, az ilyen berendezést hívják szinkrotronnak.) A ciklotronos radionuklid-szintézisek legtipikusabb példája a gyógyászatban alkalmazott ¹⁸F előállítása. A 17. *táblázat* a ¹⁸F mellett még három, a nukleáris medicinában fontos pozitív bétasugárzó előállítását mutatja be.

Cél- nuklid	T _{1/2} (perc)	Bomlástípus	Magreakció	Besugárzott nuklid	Képződött termék
¹¹ C	20,4	β ⁺ (99,8%), EC (0,2%)	¹⁴ N(p,α)	N ₂ (O ₂)	¹¹ CO, ¹¹ CO ₂
^{13}N	10,0	β+ (100%)	¹⁶ O(p,α)	$H_2^{16}O$	¹³ NO ₂ -, ¹³ NO ₃ -
15 O	2,0	β ⁺ (99,9%), EC (0,1%)	¹⁴ N(d,n)	N ₂ (O ₂)	[¹⁵ O]O
¹⁸ F	109,6	β ⁺ (97%), EC (3%)	¹⁸ O(p,n)	H ₂ ¹⁸ O, O ₂ /(F ₂)	¹⁸ F _{aq} -, [¹⁸ F]F ₂

17. táblázat. Néhány orvosi célú pozitív béta-sugárzó ciklotronos előállítási paraméterei

Ahogy korábban már említésre került a ⁹⁹Mo példáján, radionuklidok maghasadással is előállíthatók urán neutronbesugárzásával. Ekkor nemcsak a hasadási termékek lehetnek érdekesek, hanem így lehet alfasugárzó transzuránokhoz jutni.

A transzuránok esetében a viszonylag gyors alfa-bomlást lehet kihasználni pl. neutronforrások előállítására. Ilyenek például a ²³⁹PuBe- vagy a ²¹⁴AmBe-források, amik esetében a ²³⁹Pu ill. az ²⁴¹Am alfa-sugárzása váltja ki az alábbi magreakciót egy az alfa-forrással elegyített Be-vegyületen:

${}^{9}_{4}\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_{6}\text{C}.$

Hasonló megvalósítható a természetesurán-bomlási sorok gyorsan bomló alfasugárzóival is, mint pl. a ²¹⁰Po vagy a ²²⁶Ra.

13. Radioaktív izotópok és az ionizáló sugárzás felhasználása

A radionuklidok, illetve az ionizáló sugárzás felhasználását három nagy csoportra oszthatjuk. Volumenében a klasszikus ipari alkalmazások képezik a legkisebb felhasználást. Jóval nagyobb, és ma is bővülő a gyógyászati célú felhasználás, de környezetvédelmi szempontból a legfontosabb a nukleáris energiatermelés, ami igen jelentős mennyiségű radioaktív hulladékot termel. Ez utóbbival részletesen fogunk foglalkozni.

13.1. Ipari felhasználások

Ebben a kategóriában meg kell különböztetnünk zárt sugárforrások és nyílt sugárforrások felhasználásait.

Akkor nevezünk zártnak egy sugárforrást, ha megfelelő tokozással biztosított, hogy a sugárzó anyag nem jut ki a forrásból (csak a sugárzás), így a környezete radioaktív szennyezése kizárható.

Ilyen sugárforrások készítése gammasugárzók (és esetleges neutronforrások) esetén nem különösebben nagy kihívás, mivel a sugárzás áthatolóképessége megengedi, hogy biztonságos vastagságú, pl. korrózióálló acél tokba legyen maga a sugárzó anyag bezárva.

A béta-sugárzás tipikusan milliméteres nagyságrendű hatótávolsága kondenzált fázisban ugyancsak megengedi a biztonságos tokozást, de a mechanikai sérülésektől az ilyen forrást már óvni kell.

A legnagyobb kihívást az alfasugárzók jelentik, mivel itt a hatótávolság kondenzált fázisban mikrométeres, tehát maga az alfa-sugárzó radionuklid is csak vékony rétegben van bediffundáltatva pl. egy fémfelületbe, majd arra elektrokémiai úton kerül rá egy záróréteg. Értelemszerűen ezek a források nagyon sérülékenyek. Mivel a diffúzió adott esetben a záróréteget is érintheti, időközönkénti ún. dörzspróbával (pl. alkoholos vattával) kell meggyőződni arról, hogy a forrás még mindig zárt.

13.1.1. Zárt sugárforrások alkalmazása

A sugárzás elnyelődésén alapuló eljárások

Az ipari alkalmazások során többnyire a sugárzások abszorpcióját használjuk ki vastagság vagy sűrűség mérésére. Állandó vastagság esetén az elnyelés a sűrűségre, állandó sűrűség esetén pedig a vastagságra jellemző. E nagy energiájú sugárzások számára ugyanis minden anyag – különböző mértékben ugyan, de – átlátszó. Figyeljük meg, hogy esetünkben ez az átlátszóság kizárólag az elemösszetételtől (neutronok esetén az izotópösszetételtől is) függ, a kémiai kötések jellege egyáltalán nem számít. Az optikai átlátszóság már a kémiai kötésekről is szól, mivel a látható fény a vegyértékelektronokkal, a kötéseket alkotó elektronokkal lép kölcsönhatásba. (A grafit optikailag nem átlátszó, a gyémánt igen, a radioaktív sugárzások esetén teljesen mindegy, hogy melyiket vizsgáljuk, csak a tömegsűrűség számít.)

Nagy energiájú gammasugárzókat használnak, ha pl. egy gyártási folyamat során nehezen hozzáférhető nagy tartályok telítettségét akarják monitorozni (cement, kavics, akár gabona, stb.). Ezt a célt szolgálhatja a 47. *ábrán* vázolt elrendezés. A detektor lehet akár közönséges (és nagyon olcsó) Geiger–Müller számláló. A sugárforrás (pl. ⁶⁰Co, ¹³⁷Cs) aktivitása miatt nagyon fontos a sugárvédelmi szabályok betartása.

Kisebb méretek és könnyebb anyagok esetén béta-sugárzót (ha lehet, tiszta béta-sugárzót) célszerű alkalmazni. A mm/cm hatótávolság ideálissá teszi ezeket (pl. ⁹⁰Sr) fogkrémes tubusok töltésének nyomon követésére, vagy éppen cigarettagyártás során a dohány kompaktságának ellenőrzésére.



47. ábra. Tartály telítettségének mérése gamma-sugárforrás segítségével

Alfasugárzókat használnak pl. füstdetektorok esetén, mivel a füst parányi szilárd részecskékből áll, és hirtelen óriási abszorpciót okoz, ha a detektor és a forrás közötti térbe kerül.

Nagy hidrogéntartalmú anyagok mérése esetén (pl. az olajiparban) előszeretettel alkalmaznak neutronforrásokat (²⁴¹Am/⁹Be), kihasználva a hidrogén jelentős neutronabszorpciós képességét. Ebben a forrásban a neutronokat a ⁹Be(α,n)¹²C magreakció szolgáltatja, az ²⁴¹Am által emittált 4 MeV-os alfa-részecskék segítségével.

A vastagságmérés tipikus esete pl. a műanyag padlóburkolók gyártása, ahol ugyancsak ⁹⁰Sr sugárforrás segítségével a milliméter–centiméter vastagság-intervallumban lehet jól monitorozni (*48. ábra*).



48. ábra. Vastagságmérés abszorpciós elven

A *18. táblázat* összefoglalja, hogy milyen felületi rétegvastagságok esetén milyen sugárforrások használata javallott.

18. táblázat. Vastagságmérésre javasolt sugárforrások különböző felületi rétegvastagság-intervallumokban

²¹⁰ Pb és ²³⁹Pu (alfa-sugárzók)	$5 - 50 \text{ g/m}^2$
⁸⁵ Kr, ⁹⁰ Sr, ¹⁴⁷ Pm, ²⁰⁴ Tl (béta-sugárzók)	$50 - 10000\text{g/m}^2$
⁶⁰ Co, ⁹⁰ Sr, ²⁴¹ Am (közepes és nagy energiájú béta- sugárzók)	10 000 - 100 000 g/m ²

A vastagságmérésre vezethető vissza pl. hegesztési varratok jóságának ellenőrzése, öntvényekben esetleg kialakult üregek felderítése. Ez az ipari radiográfia területe. Az eljárás során (49. *ábra*) egy önjáró szerkezetre ("cső-görény") szerelnek fel egy gamma-sugárforrást, ami végighalad a csővezetéken, és a csöveket kívülről beborító radiofotolumineszcens lemezeket exponálja, amiket utána lézeres letapogatással előhívnak (a termolumineszcens dozimetriával analóg eljárás, csak itt az előhívás is fénnyel történik). A legkedveltebb sugárforrás az ¹⁹²Ir, aminek a 353 keV-os gamma-energiája 10–70 mm acél átvilágítását teszi lehetővé. Az ilyen források kezdeti aktivitása már TBq nagyságrendű, ami már érezhető hőfejlődést is okoz, a sugárvédelmi óvintézkedéseket szigorúan be kell tartani. (Összehasonlításul: egy 1 TBq-es ¹⁹²Ir-forrástól 1 méterre tartózkodva 1 óra alatt kb. 130 mSv dózist szenvedne el valaki, ami a természetes háttérsugárzás okozta éves dózisnak kb. az ötvenszerese.)



Mozgó sugárforrás

49. ábra. Ipari radiográfia alkalmazása hegesztési varratok ellenőrzésére

Az abszorpció mérése bizonyos esetekben kémiai összetétel monitorozását is lehetővé teszi. Ha pl. a nyersolaj kéntartalmát kell ellenőrizni, arra kiváló a nem túl nagy energiájú gamma-sugárzás, mivel itt a fotoeffektus nagyon nagy rendszámfüggése miatt a kéntartalom növekedése igen lényeges gammaabszorpció-növekedést eredményez.

Előfordul, hogy a vastagságmérés érdekében nem lehet alkalmazni az eddig tárgyalt transzmissziós elrendezést, azaz a mérendő objektumot nem lehet a forrás és a detektor közé elhelyezni. Ilyenkor a visszaszórt sugárzást mérik, aminek intenzitása szintén a közeg tömegabszorpciós együtthatójától függ. Ez az eset áll fenn pl. síküveggyártásnál, ahol az üvegolvadékot nagy tömegű folyékony fémre öntik, és a vastag fémréteg meggátolná, hogy az üveg okozta abszorpciót külön mérjük. Ezért az ²⁴¹Am visszaszórt gamma-sugárzásának intenzitását mérik, mivel erre a gamma-energiára a felezési rétegvastagság az üvegre nézve 1 cm körül van.

Sugárhatáson alapuló zárt sugárforrásos ipari alkalmazások

Ide több lényeges, fontos terület tartozik.

Nagy aktivitású gamma-sugárforrásokkal kGy-t meghaladó dózisokkal hatékonyan lehet mikroorganizmusokat elpusztítani. Ezért nincs ennél tökéletesebb módszer orvosi eszközök (pl. sebkötözőszerek, fecskendők) sterilizálására. Óriási előny, hogy ezeket az eszközöket már végleges formára csomagolva, bedobozolva lehet besugározni, hála a gamma-sugárzás áthatolóképességének. Pl. a ⁶⁰Co – mely közkedvelt forrás ilyen célokra – 1,25 MeV-os gamma-sugárzása 10 cm acélon is áthatol.

Bizonyos élelmiszereknek, pl. fűszereknek, különösen, ha azok trópusi országokból származnak, egészségvédelmi okokból csíramentesítésen kell átesniük. Erre ugyancsak legjobb módszer a gamma-besugárzás.

Itt érdemes ismételten kitérni arra a laikusok körében élő téveszmére, hogy a besugárzott élelmiszertől biztosan az azt elfogyasztó is elszenved valamekkora dózist. Természetesen erről szó sincs. Ugyanakkor igaz, hogy a besugárzás okozhat ízváltozást az élelmiszernél (a fűszereknél nem nagyon), mivel ételeink íze nagyon sokszor az élelmiszerben lévő (nem káros) mikroorganizmusok tevékenysége által befolyásolt (lásd: sajtok és egyéb tejtermékek). Ha ezeket a fontos mikrobákat sugárzással elpusztítjuk, az általuk generált fermentációs folyamatok leállnak, az élelmiszer íze megváltozik (valószínűleg rosszabb lesz...).

A mezőgazdaságban ilyen eszközökkel pl. meg lehet akadályozni a hagyma, burgonya csírázását (nem elterjedt). Érdekes alkalmazás, hogy a mák vetőmag egy részét sugársterilizálják, majd keverik csíraképes vetőmaggal, hogy a gépi vetés eredményeként ne kelljen fáradságos emberi munkával "egyelni" a kikelő mákot.

Megállapíthatjuk, hogy biológiai sterilizálásra viszonylag kis dózisok jók, de makroszkopikus kémiai változások érdekében megvalósíthatatlanul nagy dózisokat kellene alkalmazni. Ezért az ilyen technológiák ritkák.

Speciális ipari szennyvizek kezelésére használnak besugárzást (inkább elektronbesugárzást), főleg klórozott szerves molekulák, nagyon stabil gyógyszermaradványok roncsolására. Komplett kommunális szennyvízkezelés csak biológiai fermentációs módszerekkel kombinálva lehetséges.

Polimerek térhálósítására, szerszámacélok felületének keményítésére alkalmaznak még sugárzásos technikákat.

13.1.2. Nyílt sugárforrások ipari alkalmazásai

A nyílt izotópok ipari alkalmazása nem nagyon elterjedt, de sok esetben megkerülhetetlen.

Például higanykatódos elektrolizáló cellák esetén (NaCl vizes oldatának elektrolízise Cl₂ és Na ill. NaOH előállítása céljából) a cellában lévő kör-nyezetszennyező higany mennyiségének ellenőrzése nagyon fontos. Mivel egy cellában kb. 200 tonna higany is lehet, továbbá a gyártást se célszerű leállítani, izotóphígításos módszert alkalmaznak. Adott térfogatú és ismert aktivitású radioaktív higanyt (²⁰³Hg, $\tau_{1/2}$ = 46,6 nap, 214 keV béta, 279 keV gamma) adagolnak a kádban lévő higanyhoz. Összekeveredés után mintát vesznek, és megmérik a minta fajlagos aktivitását (Bq/g). Ennek a beadagolt higanyéhoz viszonyított csökkenéséből pontosan kiszámítható a kádban lévő higany mennyisége.

Ugyancsak izotóphígításos módszerrel lehet megmérni sok más esetben nagyon nagy tömegeket vagy térfogatokat. Ezeknek az eljárásoknak elsődleges előnye, hogy mintavételen alapulnak, tehát nem kell a mérendő objektumot kivenni a rendszerből, mérni, majd visszacsatlakoztatni.

Nyomjelzéssel (pl. ³T) fel lehet deríteni földalatti vízfolyásokat, barlangrendszereket.

13.2. Orvosi alkalmazások

Nukleáris környezetvédelmi szempontból az orvosi gyakorlatban alkalmazott radionuklidoknak és sugárzásos eljárásoknak nincs nagy jelentőségük. Ennek részben az az oka, hogy pl. a képalkotási eljárásoknál legtöbbször röntgensugárzást alkalmaznak, legalábbis anatómiai leképezésre, és ezt is gyakran kiváltja már a teljesen sugárzásmentes MRI (*Magnetic Resonance Imaging*). Ez valójában NMRI (*Nuclear Magnetic Resonance Imaging – mágneses magrezonancia képalkotás*), azaz nukleáris módszer, de a laikusokban élő sokszor páni félelem miatt a "nukleáris" szót még a rövidítésből is kihagyják, hiába csak alapállapotú (tehát nem radioaktív) magokat használunk.

Ha biológiai funkcióra vagyunk kíváncsiak, akkor nagyon elterjedt, és egyre bővülő a PET (*Positron Emission Tomography – pozitronemissziós tomográfia*) vizsgálati eljárás, amelynek során egy radiofarmakont (radionuklidot

tartalmazó gyógyszermolekulát) juttatnak a szervezetbe, és az általa kibocsátott sugárzást lehet észlelni. Bár ilyen képalkotás lehetséges közönséges gammasugárzóval is (*SPECT: Single Photon Emission Computer Tomography – egyfoton-emissziós számítógépes tomográfia*), a pozitronannihiláció során egymással ellentétes irányban kisugárzott gamma-fotonok annyira leegyszerűsítik a gamma-sugárzás irányának megállapítását (értsd: a páciens szervezetéből honnan jön az észlelt sugárzás?), hogy ha van lehetőség, ezt alkalmazzák. A PET-vizsgálatok elsöprő többségben rákos daganatok diagnosztizálását oldják meg, ¹⁸F-ral jelzett szőlőcukor segítségével, mivel a szőlőcukor elégetésével felszabaduló energiát a rákos sejtek intenzíven használják a sejtosztódáskor.

A ¹⁸F felezési ideje 110 perc, ezért legtöbbször helyben (vagy nem nagy távolságban) telepített ciklotronban állítják elő. A rövid felezési időnek köszönhetően radioaktív hulladék keletkezésével járó probléma nem jelentkezik.

Az egyéb radiofarmakonokra értelemszerűen ugyanúgy rövid felezési idő jellemző, mivel csak addig van szükség a sugárzásra, amíg a beteg vizsgálata megköveteli. Egyetlen fontos kivétel a ^{99m}Tc felhasználásakor keletkező ⁹⁹Tc amelynek a felezési ideje 211 ezer év. A *19. táblázat* néhány gyakran használt radionuklid jellemzőit foglalja össze.

Radio-	Felezési	A felhasznált sugárzás	A felhasználás célja
nuklid	idő		
99mTc	6 nap	gamma (140 keV)	diagnosztika (nagyon sok célú)
¹¹¹ In	2,8 nap	gamma (172 keV, 247 keV)	diagnosztika (tumormarker)
123 I	13 ,2 óra	gamma (159 keV)	diagnosztika, a ⁹⁹ mTc-mal analóg
¹²⁷ Xe	36,4 nap	gamma (173 keV, 204 keV, 377 keV)	diagnosztika, tüdőfunkció
¹⁸ F	110 perc	annihilációs gamma (511 keV)	diagnosztika (PET)
11C	20 perc	annihilációs gamma (511 keV)	diagnosztika (PET)
⁸⁹ Sr	50,5 nap	béta (1,50 MeV)	terápia (csont)
90Y	64 óra	béta (2,28 MeV)	terápia (csont)
¹⁵³ Sm	46,3 óra	béta (0,70 MeV, 0.81 MeV)	terápia (csont)
¹⁶⁵ Dy	81,6 óra	béta (0,49 MeV)	terápia (ízület)
¹⁶⁶ Ho	26,8 óra	béta (0,19 MeV, 1,77 MeV, 1,85 MeV)	terápia (máj)
¹³¹ I	8 nap	béta (0,6 MeV, 0.33 MeV)	terápia (pajzsmirigy)

19. táblázat. A nukleáris medicinában használt néhány gyakoribb radionuklid fontosabb paraméterei

A nem PET-célú felhasználások kb. 85 százalékában érdekes véletlen folytán a természetben elő sem forduló technécium ^{99m}Tc izotópját alkalmazzák, ami a Tc nagyon változatos kémiájának köszönhető, mivel emiatt a nyom-jelzés érdekében nagyon sokféle kémiai környezetbe beágyazható.

A táblázatban szereplő radionuklidok közül egyedül a ¹²⁷Xe esetében vannak környezetvédelmi megfontolások, mivel nemesgáz lévén annak környezetbe jutását nehéz megakadályozni. Elsősorban az orvosi személyzetre kell tekintettel lenni. Az egyéb izotópokkal szennyezett eszközöket, anyagokat nem túl hosszú idejű tárolás után közönséges hulladékként lehet kezelni (kivéve a ⁹⁹Tc-et).

14. Nukleáris energiatermelés

A tulajdonképpeni ipari alkalmazások közül egyetlen izotóp felhasználása emelkedik messze ki a sorból, ez pedig az ²³⁵U, aminek láncreakcióval történő maghasításával óriási mennyiségű energia szabadítható fel.

Érdemes összevetni az alábbi két folyamatot:

C + O₂ → CO₂ $Q \approx 4 \text{ eV}$ ²³⁵U + n → ⁹⁰Kr + ¹⁴³Ba + 3n $Q \approx 200 \text{ MeV}$

Az első a szén égése, ami fosszilis fűtőanyagot használó erőművekben fejezi ki az energiatermelő folyamat lényegét. A második, példaként, az ²³⁵U egyik hasadási lehetősége (az igen sokból), ami atomreaktorokban zajló folyamat. Látható, hogy az egy atomra számítható felszabaduló energia az utóbbi esetben ötvenmilliószorosa(!) az előbbinek. Ez azt jelenti, hogy ekkora nagyságú energia kontrollált felszabadítása nem triviális, továbbá a keletkező hasadási termékek igen jelentős mennyiségű radioaktív hulladék keletkezését vetítik előre, ami miatt ezzel a területtel külön kell foglalkozni. Hogy előnyeit és kockázatait megértsük, részletesen kell tárgyalni az atomreaktorok és az egész nukleáris fűtőanyagciklus működését.

14.1. Az atomreaktorok működése

Az atomreaktorok működése szempontjából néhány fogalmat kell tisztázni.

A **maghasadás** jelenségét korábban a magreakciók tárgyalásánál részleteztük. Atomreaktorok esetén a maghasadás neutronok hatására történik, ²³⁵U-nuklidot használva a következő egyenlet szerint:

$$^{235}\text{U} + n_{\text{th}} \rightarrow [^{236}\text{U}] \rightarrow ^{A_1}_{Z_1}\text{N} + ^{A_2}_{Z_2}\text{N} + vn + Q$$

Az átmeneti ²³⁶U-mag bomlásából keletkező hasadási termékekre értelemszerűen igaz, hogy $A_1+A_2 + v = 236$, és $Z_1+Z_2 = 92$, továbbá $30 \le Z \le 66$, azaz a cinktől a diszpróziumig keletkezik több mint 100 izotóp. A felszabaduló neutronok átlagos száma v = 2,47.

²³⁵U esetén áll elő az a helyzet, hogy termikus neutronok hatására olyan nagy lesz a hasadási hatáskeresztmetszet, hogy technikailag megvalósítható a láncreakció, aminek természetesen szükséges feltétele, hogy v>1. A technikai megvalósításhoz az tartozik még hozzá, hogy lehessen olyan ²³⁵U-koncentrációjú és geometriai méretű (kritikus) rendszert létrehozni, hogy a neutronok ²³⁵U-maggal való ütközési valószínűsége is elegendő legyen a láncreakció kiváltásához. Szerencsés módon ezt igen könnyű megvalósítani.

A láncreakcióban keletkező neutronok sorsa nagyon különböző lehet, ezt illusztrálja az 50. *ábra*. Környezetvédelmi szempontból a legfontosabb maga az újabb hasadás kiváltása (ami persze az energiatermelés lényege), mert ez kaszkádszerűen negatív béta-bomló radionuklidokat termel, és ez felelős az aktivitás igen jelentős felhalmozódásáért a reaktorban. Hasonlóan fontos a transzuránok keltése, ami a legveszélyesebb hosszú felezési idejű alfa-bomló izotópokat termeli, a későbbi nukleáris hulladék részeként.

A láncreakcióban részt vevő neutronokat tehát lassítani kell a jó hasítási valószínűség érdekében. Ezért a reaktorokban **moderátort** alkalmaznak, ami mechanikai ütközések segítségével csökkenti a hasadást követően még nagyon nagy energiájú neutronok energiáját. Korábban már láttuk, hogy ütközéses folyamatokban akkor a legnagyobb az átadott kinetikus energia, ha a céltárgy és a bombázó részecske tömege megegyezik, ezért a legjobb választás a neutron tömegéhez legközelebb álló hidrogén, de más könnyű atomokat tartalmazó anyagok is alkalmazhatók.

A láncreakció folyamatának biztonságos fenntartása érdekében képesnek kell lenni arra, hogy a reaktorban levő neutronok koncentrációját csökkentsük. Ilyen beavatkozást tesznek lehetővé a nagy neutronabszorpciós hatáskeresztmetszettel rendelkező elemek (azok adott izotópjai), így a bór, a kadmium, a szamárium, a gadolínium. Ezek a **szabályzók**, a gyakorlatban az első két felsoroltat alkalmazzák.



50. ábra. A láncreakcióban keletkező neutronok sorsa egy atomreaktorban

Végül, egy reaktor biztonságos működtetésének sarokköve a **hűtőközeg**. Ehhez érdemes meggondolni, hogy egy pl. Pakson üzemelő reaktor aktív zónájának (ahol az urán fűtőelemek elhelyezkednek és a láncreakció zajlik) a térfogata kb. 20 m³, és ebben a térfogatban szabadul fel annyi hő, amiből az országos villamosenergia-szükséglet kb. 10 százaléka származik. Ezt a hőmennyiséget kell biztonsággal elvezetni, ami nem kis kihívás. A nukleáris láncreakció ugyanis elvileg nagyon magas szinten egyensúlyban tartható, azaz a reaktorteljesítmény fokozható lenne, de a hőelvezetés biztonsága ennek határt szab.

14.2. Az atomreaktorok típusai

A reaktorok típusokba sorolása számos paraméter szerint lehetséges. A fűtőanyag szerinti kategorizálást a 20. *táblázat* mutatja.

Üzemanyag	Előfordulás/Gyártás	Hasító neutron
²³⁵ U	természetes (0,7%)	termikus
238 U	természetes (99,3%)	gyors
²³² Th	természetes (100%)	gyors
²³⁹ Pu	238 U (n, γ) 239 U \rightarrow 239 Np \rightarrow 239 Pu	termikus
233 U	232 Th (n, γ) 233 Th $\rightarrow ^{233}$ Pa $\rightarrow ^{233}$ U	termikus

20. táblázat. Reaktorok üzemanyagai és a hasításért felelős neutronok energiái

A felsorolt üzemanyagok közül az ²³⁵U a legelterjedtebb, és – ahogy már említettük – termikus neutronokkal hasítható. Ennek fényében elsőre érthetetlen, hogy ha az ²³⁸U gyors neutronokkal is hasítható, akkor mi szükség van a fáradságos urándúsításra és a neutronlassításra. A valóságban gyors neutronokkal ugyan hasítható az ²³⁸U (kellően gyors részecskékkel bármi hasítható), de a láncreakció feltételei nem teremthetők meg. Ezért az úgynevezett gyorsreaktorokban a termikus reaktoroknál nagyobb dúsítású ²³⁵U, esetleg ²³³U van, és az ²³⁸U vagy a ²³²Th hasznosítása szekunder módon zajlik.

Itt érdemes kitérni a ²³⁹Pu gyártására, mivel ez az izotóp a nukleáris fegyverek legelterjedtebb alapanyaga. Egy termikus ²³⁵U-reaktorban is keletkezik ²³⁹Pu, a 20. táblázatban bemutatott reakciósor szerint, de mivel a ²³⁹Pu végtermék ugyancsak termikusan hasítható, az mindjárt fogyni is fog. Amennyiben ²³⁹Pu gyártása a cél, megemelik a neutronok energiáját (értsd: nem lassítják), ami által persze csökken a hasítási hatáskeresztmetszet az ²³⁵U-re, de ezt kompenzálják a magasabb ²³⁵U-koncentrációval (pl. 2-3% helyett 20-30%-ot alkalmaznak). Ilyen körülmények között a még mindig jelentős mennyiségű ²³⁸U-ból keletkezett ²³⁹Pu lassabban fogy, és a néhány hét alatt beálló stacionárius ²³⁹Pu-koncentráció magasabb lesz. Ekkor célszerű a fűtőelemből a ²³⁹Pu-ot kémiailag szeparálni. Az ilyen reaktorokat nevezik tenyésztőreaktoroknak is, mivel be lehet állítani olyan üzemi paramétereket, hogy a keletkező ²³⁹Pu mint nukleáris fűtőanyag mennyisége meghaladja az elhasznált ²³⁵U mennyiségét (persze az ²³⁸U kontójára). E ²³⁹Pu-termeléssel függ össze az, hogy az atomfegyverek elterjedését alapvetően meghatározza, hogy egy ország mikor lesz képes első atomreaktorát ²³⁵U segítségével elindítani. Azután ugyanis nem különösebben nehéz ²³⁹Pu-ot előállítani. Fontos eszköz a reaktorok működésének állandó kontrollja, ugyanis ha egy ²³⁵U-nal üzemelő reaktort a szokásos kb. 1 évig leállítás nélkül üzemeltetnek, akkor a ²³⁹Pu mellett felhalmozódó ²⁴⁰Pu már alkalmatlanná teszi nukleáris fegyverhez való felhasználásra.

A reaktorban használt moderátor szerint három fő típus említendő. A világban jelenleg üzemelő reaktorok elsöprő többsége közönséges (könnyű) vizet használ moderálásra a benne lévő hidrogénnek köszönhetően.

Léteznek nehézvíz-moderált reaktorok, ami első látásra illogikus, hiszen a deutérium kétszer olyan nehéz, mint a hidrogén, ezért nyilvánvalóan rosszabb moderátor. A könnyű víznek azonban a jó moderáló tulajdonsága mellett van egy hátránya: neutronabszorbens is. A protonok neutronokat befogva lassan deutériumot képeznek. Mindkét tulajdonságot figyelembe véve azt tapasztaljuk, hogy a nehézvíz moderálási vesztesége a láncreakció fenntartása szempontjából a könnyű vízhez képest kisebb, mint a neutronabszorpció kizárása miatti nyereség, azaz jobban járunk, ha nehézvíz a moderátor. Ennek ellenére a nehézvíz-moderált reaktorok nem túlságosan elterjedtek (pl. Kanada és Románia alkalmaz ilyet), mert számos technológiai nehézség is adódik, pl. a hermetikusság megkövetelése (ne érintkezhessen a nehézvíz könnyű vízzel).

A moderátor lehet grafit, ami azt a kockázatot hordozza, hogy esetleges baleset esetén a moderátor ott marad a rendszerben (a víz nyilván elfolyik), és fenntarthatja a láncreakciót. A csernobili baleset is grafitmoderálású reaktorral történt, és ott a grafitnak az óriási környezetszennyezésben volt jelentősége, mivel még napokig égett a robbanás után. Grafitmoderátor okozta a híres Windscale-i (ma Sellafield) reaktortüzet is 1957-ben Angliában, egy Pu-termelő katonai reaktorban.

A nehézvizes moderálás átvezet az urán dúsítási foka szerinti kategorizálásához. A legelterjedtebb energetikai reaktorok néhány százalékos ²³⁵U-dúsítást alkalmaznak. Ugyanakkor léteznek természetes uránnal üzemelő reaktorok is, ezek éppen a nehézvíz-moderált reaktorok. Ezeknél – köszönhetően a hidrogén általi neutronabszorpció miatti neutronveszteség elkerülésének – már a természetes, 0,7%-os ²³⁵U-koncentrációnál is fenntartható a láncreakció. A nukleáris tudományok történetében a 20. század '40-es éveiben azért volt különleges jelentősége a nehézvíznek, mert
segítségével dúsítatlan uránnal lehetett laboratóriumban tanulmányozni a láncreakciót ²³⁵U-tel.

Tiszta ²³⁵U-tel is lehet természetesen reaktort építeni, de a túl nagy dúsítás sosem szolgál energiatermelési célokat, hiszen az ilyen reaktorban sokkal kisebb térfogatban szabadul fel óriási mennyiségű hő, amit lehetetlen biztonsággal elvezetni. Kis méretű, nagy dúsítású reaktort alkalmazhatnak például űrszondákon, vagy kísérleti, tudományos kutatási célokra.

A reaktor zónájának szerkezete szerint létezhet homogén reaktor, ahol a nukleáris hasadóanyag és a moderátor egy fázisban van (ilyen pl. egy közönséges vizes uránsó-oldat, ha megfelelő az urán dúsítása és a rendszer mérete). Persze ez nem feltétlen célszerű, ezért a létező reaktorokban külön fázist alkot a fűtőanyag, a moderátor (sokszor egyben hűtőközeg) és a szabályzók (egy része).

A hűtőközeg szerint beszélhetünk vízhűtésú reaktorokról (messzemenően a legelterjedtebbek, ilyenkor többnyire ez a moderátor is), de lehet a hűtő-közeg folyékony fém (Na, Pb), amennyiben éppen a moderálás elkerülése a cél (gyorsreaktorok). Különlegesek a gázhűtésű reaktorok (He, CO₂), mert ezeknél a hőcsere sokkal magasabb hőmérsékleten valósítható meg, és ezért az energiakonverzió termodinamikai hatásfoka jelentősen megnő. Víz felhasználásakor a szerkezeti anyagok korróziója szab határt a hőmérséklet emelésének (lásd később).

14.3. Atomreaktorok dinamikus viselkedése

A biztonság szempontjából kritikus jelentőségű, hogy a láncreakció során felszabaduló energia mennyiségét időben szabályozni tudjuk, azaz beavatkozhassunk a láncreakció menetébe. Szögezzük le, hogy ez általában nem triviális, hiszen a láncreakciók tipikusan robbanásokhoz szoktak vezetni, különösen a termikus folyamatok esetén. Szerencsére a neutronabszorpció nem termikusan kontrollált reakció klasszikus termodinamikai értelemben (nincs Boltzmann-statisztika), legfeljebb a neutronok befogási hatáskeresztmetszete mutat csökkenést az emelkedő hőmérséklettel. Ugyanakkor a hasadásonként felszabaduló 200 MeV óriási energia. Mindezek mellett a természet ajándékának tekinthetjük, hogy kezünkbe adta a szabályozás kulcsát az úgynevezett késő neutronokon keresztül. A láncreakcióban részt vevő neutronok ugyanis kétféle módon keletkeznek. 99,36 százalékuk (²³⁵U esetén) prompt neutron, ezek a hasadás pillanatában keletkeznek annak köszönhetően, hogy a hasadás miatti hirtelen rendszámcsökkenés óriási neutronfelesleget idéz elő, és ez az első lépés abba az irányba, hogy a hasadványmag a felesleges neutronoktól megszabaduljon. A második lépésben negatív béta-bomlások kaszkádjai következnek, tovább csökkentve a túl nagy n/p-arányt. Néhány esetben a hasadást követően olyan magasan gerjesztett állapotú mag jön létre, hogy a neutronbomlás (egy neutron emiszsziója) megelőzi a negatív béta-bomlást. Ezek a késő neutronok, amik a láncreakcióban keletkező neutronok 0,64 százalékát alkotják.

Egy neutron élettartama egy reaktorban hozzávetőlegesen 100 µs, azaz ennyi idő alatt biztosan elnyelődik valamiben. Ugyanakkor a neutronbomló magok felezési ideje 0,2 s és 55 s közé esik. Az átlagos várható élettartama ezen nuklidoknak 14 s. A láncreakció leltárja szempontjából fontos látni, hogy teljesen mindegy, miért, de így a neutronok 0,64 százalékának az effektív élettartama nem 100 µs, hanem 14 s! Ennek jelentőségét a következőkben mutatjuk be.

A láncreakció kvantitatív kinetikai jellemzésének kulcsfontosságú mennyisége a **neutronsokszorozási tényező** (*k*):

$$k = rac{ ext{újabb hasítást kiváltó neutronok száma}}{ ext{hasítást kiváltott neutronok száma}}.$$

A neutron sorsát végig követve a végtelen méretű reaktor (nem számolunk a zónából való kiszökéssel) sokszorozási tényezőjét az ún. négyfaktorformula adja meg:

$$k_{\infty} = \varepsilon f p \eta.$$

E formulában η a **termikus neutronhozam**. Ennek értelmezéséhez azt kell végiggondolni, hogy bár egy hasadásban átlagban 2,47 db neutron szabadul fel, nyilván nem akkor fog "megszületni" az új neutrongeneráció, amikor mind a 2,47 db neutron elnyelődött, hiszen közben a már termalizálódó/ termalizálódott neutronok elkezdenek újabb maghasadásokat kiváltani, ami végül kijelöl n < 2,47 darabszámot, amit termalizálódott, és ennek megfelelően hasítóképes neutronnak tekintünk egy neutrongeneráció élettartama alatt. Ez lesz a termikus neutronhozam.

A következő logikus kérdés, hogy mit tekintünk termikus neutronnak (hány eV energiát?). Ezt mérési utasítás határozza meg (adott magreakció hozamát mérjük ki, amit termikus neutronoknak tulajdonítunk). Mivel ez a mérési

utasítás szubjektív, nyilván nem rögzíti le szilárdan a termikusság határát, ami feletti energiánál nincs maghasítás. Ezért van szükség a **gyorshasítási tényezőre** (ε). A két (a mérési utasítás miatt egymástól függő) tényező szorzata már megadja azon neutronok számát, amik ²³⁵U hasítására képesek.

A hasításra képes neutronok egy része azonban elnyelődhet más módon is (a reaktor zónájában megtalálható bármilyen nuklid magjában), ezért figyelembe kell venni azt is, hogy a neutron mekkora valószínűséggel talál el egy ²³⁵U-magot. Ez a **neutronhasznosítási tényező** (*f*), értéke értelemszerűen kisebb mint 1.

Végül az is előfordulhat, hogy a termalizálódott neutron eltalál ugyan egy ²³⁵U-magot, de az abszorpció egy olyan gerjesztett állapotot generál, amit nem hasadás, hanem pl. alfa-bomlás vagy béta-bomlás követ. Az ezt figyelembe vevő korrekciós tényezőt hívjuk **rezonanciabefogás-kikerülési** (vagy egyszerűbben rezonancia-) **tényezőnek**. Értéke szintén 1 alatti.

Véges méretű reaktor esetén az effektív sokszorozási tényezőt egy **kiszökési tényezővel** (*P*) való szorzással kapjuk (ami csak a geometria függvénye):

$$k_{\rm eff} = k_{\infty} P.$$

Ha k_{eff} értéke éppen 1, akkor a láncreakció sebessége (és a reaktor teljesítménye) állandó, ezt nevezzük kritikus állapotnak. Ha $k_{\text{eff}} > 1$, akkor a reaktor szuperkritikus, a teljesítmény nő, ha $k_{\text{eff}} < 1$, akkor szubkritikus, a teljesítmény csökken.

Kérdés, hogy a teljesítmény növekedése vagy csökkenése milyen sebességű lehet. Egy reaktor **reaktivitását** (ρ) a sokszorozási tényező 1-től való relatív eltérésével jellemezzük:

$$\rho = \frac{k_{\rm eff} - 1}{k_{\rm eff}}.$$

Ezt néha többletreaktivitásnak is hívják. Mivel a reaktorüzem során a sokszorozási tényezőt sosem engedik lényegesen 1 fölé menni, igaz, hogy:

$$\rho \cong k_{\rm eff} - 1.$$

Ezen mennyiségek felhasználásával számítsuk ki, hogyan változik a reaktor teljesítménye (a neutronok koncentrációja) az időben!

Ha t = 0 időpontban a neutronok száma n, akkor egy neutrongeneráció időtartama (τ) alatt a növekmény (k_{eff} -1)-szeres, így (kihasználva a fenti közelítést):

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = \frac{n(k_{\mathrm{eff}}-1)}{\tau} = \frac{n\rho}{\tau}.$$

Ennek a differenciálegyenletnek a jól ismert megoldása:

$$n(t) = n(0) \exp\left(\frac{\rho}{\tau}t\right).$$

A τ/ρ =*T* periódusidő bevezetésével:

$$n(t) = n(0) \exp\left(\frac{t}{T}\right)$$

Ez azt jelenti, hogy egy periódusidő elteltével a neutronok koncentrációja (így a reaktorteljesítmény) kb. háromszorosára (*e*-szeresére) nő. Hogy be tud-e avatkozni az adott reaktoroperátor a láncreakció szabályzása céljából, azt a periódusidő hossza dönti el.

Reális esetet tekintve vegyük a reaktivitást 0,005-nek. Ha csak prompt neutronok lennének, akkor azok élettartamából következően $T = 10^{-4}/0,005$ = 0,02 s. Ennyi idő alatt nem lehetne beavatkozni, a láncreakció bizonyosan elszabadulna.

A késő neutronok figyelembe vételével azonban az összes neutron átlagos effektív élettartama:

$$\bar{\tau} = \frac{0.64 \times 14 + 99.36 \times 10^{-4}}{100} \cong 0.1 \text{ s.}$$

Ezzel az idővel számolva T = 0,1/0,005 = 20 s, tehát 20 s áll rendelkezésre a beavatkozásra, ami nyilván elegendő.

A késő neutronok tehát lehetővé teszik a nukleáris láncreakció szabályozását, aminek köszönhetjük, hogy nemcsak atomfegyverek, de atomreaktorok is léteznek.

A reaktorok stabilitása mindazonáltal nem triviális, és számos faktorra kell tekintettel lenni. Pl. a hasadványok között lehet nagy neutron-elnyelőképességű nuklid, ami pozitív visszacsatolásokat okoz. Egy ilyen okozta a Csernobilban 1986-ban megtörtént balesetet (lásd később). Ettől függetlenül nagyon kell ügyelni arra, hogy a kritikusságot meddig szabad növelni.

A reaktortechnikában bevett gyakorlat, hogy képzeletben elválasztják a reaktivitásban a prompt neutronok hozzájárulását a késő neutronokétól. Ha a reaktivitás (ρ) éppen megfelel a késő neutronok arányának (szokásos jelölése β_{eff}), akkor a reaktor nem egyszerűen kritikus, hanem ún. prompt kritikus. E kritikusságérték alatt a dinamikát a késő neutronok határozzák meg, azaz a szabályozás könnyű, mivel e neutronok periódusideje hosszú. Prompt kritikus esetben nagyságrendekkel nő a láncreakció sebessége, itt bizonyos negatív visszacsatolások segíthetnek. A kritikusságot ezekre való tekintettel gyakran dollárban adják meg. 1\$ a reaktivitás, ha: $\rho/\beta_{\text{eff}} = 1$.

Tehát az állandó teljesítmény melletti reaktorüzem feltétele a ρ = 1, a stabil szabályozhatóság feltétele a ρ/β_{eff} < 1\$ (szuperkritikus, de még nem prompt kritikus állapot).

14.4. A nukleáris fűtőanyagciklus

Környezetvédelmi szempontból egy technológia hatásainak elemzése sosem korlátozódhat csak arra a lépésre, amiben az illető termék/szolgáltatás megvalósul, hanem az azt létrehozó összes folyamatot vizsgálni kell. Az atomenergiatermelés esetében ez az atomerőművek üzemeltetése mellett a teljes nukleáris fűtőanyagciklust jelenti: az uránbányászattól a kiégett fűtőelemek végső, biztonságos elhelyezéséig.

A fűtőanyagciklust az 51. *ábra* foglalja össze. Sajnos a ciklusnak vannak olyan elemei, amikre a társadalom közvetlen ráhatása csekély, mivel az a katonai alkalmazásokra vonatkozik (benne a reprocesszálás). Ezekről nagyon kevés információ szivárog ki, aminek nyugtalanító volta mellett vannak előnyei is azáltal, hogy egy katonai kontroll megakadályozza pl. hasadóanyagok terroristák kezébe kerülését, legalábbis egy jól működő államban. Ezzel a problémával itt értelemszerűen nem foglalkozunk. Becslések szerint a világban felhalmozott nukleárisfegyver-kapacitás mintegy 6600 megatonna (ennyi trinitro-toluol robbanóerejével egyenértékű), de talán jobb összehasonlítási alap, hogy ez kb. 400 000 hirosimai atombombának felel meg.

A fűtőanyagciklus egyik különleges vonása a kiégett fűtőelemek tárolása. Ez látszólag egy triviális logisztikai lépés, ami bizonyára megvan szinte minden egymást követő technológiai lépés között, hiszen a köztitermékeket óhatatlanul valahol valameddig tárolni kell, mert tökéletesen szinkronizált gyártási folyamat nem létezik. Itt azonban a tárolás egy önálló technológiai feladat, mivel a kiégett fűtőelemek még évtizedekig olyan mennyiségű hőt termelnek a felhalmozódott béta-aktivitás miatt, hogy azokat eltemetni nem lenne biztonságos. Ez (ennek nem ismerete) sok félreértést okoz a nukleáris energiatermelés társadalmi megítélésében.



51. ábra. A nukleáris fűtőanyagciklus

14.4.1. Ércbányászat

Az urán viszonylag ritka elemnek számít. Átlagos koncentrációja a földkéregben 1,3 ppm, ezzel a gyakorisága a lantanidákéval összevethető. Gyakoribb pl. az aranynál, a platinánál és az ezüstnél. Elég sokféle ásványi formában lelhető fel, ezek közül mutat be néhány jellegzetes ércásványt a 21. táblázat. Hozzávetőlegesen 1000 ppm fölötti urántartalmat tekintenek már uránércnek. Érdekes, hogy talán a leggyakrabban kitermelt uránérc az uránszurokérc (*pitchblende*), amihez nehéz egységes ércásványt hozzárendelni, leginkább urán-oxidok keverékeként aposztrofálják U₃O₈ formulával, de ez függ az aktuális U^{IV}/U^{VI}-aránytól.

Ásvány neve	Összetétele
uraninit	UO ₂
carnotit	K ₂ (UO ₂) ₂ (VO ₄) ₂ x 3 H ₂ O
koffinit	$U(SiO_4)_{1-x}(OH)_{4x}$
brannerit	UTi ₂ O ₆
autunit (52. ábra)	$Ca(UO_2)_2(PO_4)_2 \times (10 \sim 12)H_2O$

21. táblázat. Az uránércekben fellelhető leggyakoribb ásványok



52. ábra. Az egyik legszebb megjelenésű uránásvány, az autunit, az ELTE Természetrajzi Múzeum gyűjteményéből. Fotók: Hegyesi Eszter³⁵

A világ legjelentősebb uránérc-előfordulásai Ausztráliában találhatók, de korábban Magyarországon is volt a Mecsekben uránbánya, ahol uránszurokércet bányásztak.

Az uránbányászat környezetvédelmi (egészségvédelmi) kihívásaihoz tartozik a mélységi bányaművelésnél figyelembe veendő nagy radonkoncentráció, ami jelentős tüdődózist tud produkálni. Korábbi statisztikák szerint uránbányászok esetén ötvenszeres tüdőrák-gyakoriságot is tapasztaltak. Ez a veszély megfelelő védőfelszereléssel, de leginkább intenzív szellőztetéssel jelentősen csökkenthető.

Egy másik kihívás a bányaművelésnél (beleértve az ércdúsítást is) a keletkező meddő elhelyezése, illetve a későbbi rekultiváció. Ugyancsak a radonprobléma miatt ilyen területeken lakóházat nem szabad építeni, de például utak, parkok kialakítása nem jelent vállalhatatlan kockázatot.

³⁵ A: Saint-Hilaire-en-Morvan, Burgundia (Fr.o.), az ELTE Természetrajzi Múzeum gyűjteménye (BE40760), *rombos*, a példány szélessége 6,5 cm; B: Mount Spokane, Washington (USA), az ELTE Természetrajzi Múzeum gyűjteménye (BE40759), *rombos*, a példány magassága 2 cm.

14.4.2. Ércdúsítás

Tekintettel arra, hogy az urán a legnehezebb elem a Földön, a közönséges **gravitációs** ércdúsítás már jól működő módszer. A viszonylag finomra őrölt érc egyszerű rázogatásával a jóval nagyobb sűrűségű uránásvány-szemcsék a tartály aljára vándorolva elválnak a meddőtől.

A **koptató őrlés** folyamán azt használják ki, hogy az uránásvány-szemcsék és a meddő Mohs-keménysége eltér, ezért különböző hatékonysággal porlódnak.

Az elválasztást gyorsíthatja a **flotációs** eljárás, amikor a finomra őrölt érchez vizet és valamilyen detergenst (habképzőt) adnak. Ekkor a nedvesedési képesség különbözősége alapján a meddő és az uránásvány még nagyobb hatékonysággal szeparálható.

A legtipikusabb ércdúsítási mód mindazonáltal az urán radioaktivitásából következik. A **radiometrikus dúsítás** során a kb. öklömnyi méretig aprított ércrögöket aszerint válogatják szét, hogy azok mennyire radioaktívak. Ez egy látszólag igen lassú (mondhatni Hamupipőke-) módszer, de e technológia fontos ismérve, hogy jóval kisebb mennyiségeket kell feldolgozni, mint szinte bármilyen más bányászati tevékenység során. Egy közepes teljesítményű atomreaktorban ugyanis kb. 40 tonna uránnak megfelelő mennyiségű nukleáris fűtőanyag van. Ha az ércben 0,5% uránt tételezünk fel, és az ²³⁵U 0,7%-ról 5% körülire történő (azaz kb. hétszeres) dúsítását célozzuk meg, akkor a feldolgozandó érc mennyisége közelítőleg: $40x200x7 = 56\,000$ tonna. Ez a mennyiség kb. 4 évig elég egy reaktorban, azaz a napi feldolgozandó mennyiség 56 000/1460 ≈ 40 tonna, ami az iparban nem nagy kihívás.

14.4.3. Kémiai konverzió

A kémiai konverzió első lépésének célja az uránt olyan prekurzor vegyület formájába hozni, amiből kiindulva az izotópdúsításra vagy egyéb célra alkalmas vegyület előállítható.

Ez a prekurzor vegyület a nátrium-diuranát (Na₂U₂O₇), ami az uránt hatos oxidációs állapotban tartalmazza. Az alábbiakban az uránszurokérc lehetséges feldolgozását részletezzük.

Az uránszurokérc, közelítőleg U₃O₈ sztöchiometriájából következően, egy vegyes U^{IV}–U^{VI}-oxid. Kénsavas oldás hatására az U^{VI}-járulékból közvetlenül uranil-szulfát képződik:

 $UO_3 \longrightarrow UO_2SO_4$

Az érc U^{IV}-tartalmát barnakő segítségével Fe^{III}-katalizátor mellett oxidálják fel:

$$UO_2 \xrightarrow{H_2SO_4, Fe^{3+}, MnO_2} UO_2SO_4$$

Az uranil-szulfát oldatból az urán nátrium-karbonáttal egy karbonátokomplex formában viszonylag szelektíven kicsapható. E csapadékot kénsavban visszaoldva, majd nátrium-hidroxiddal reagáltatva előáll a sárga színű nátrium-diuranát ("sárga pogácsa").

Az uránt a kénsavas oldatból műgyantán (X) történő specifikus adszorpcióval nagy szelektivitással dioxo-triszulfáto-uranát formában egy lépésben le lehet választani, majd klorid- vagy nitrátionokkal eluálni:

 $UO_2(SO_4)_3^{4-}X \xrightarrow{Cl^-, NO_3^-} X + UO_2SO_4 + 2SO_4^{2-}$

A legspecifikusabb módszer azonban az urán kinyerésére általában vizes oldatokból a reprocesszáláskor is alkalmazott extrakció tributil-foszfát (TBP) segítségével (53. *ábra*). A TBP az uranil-ionokkal (UO_2^{2+}) és szervetlen anionokkal (pl. 2db NO_3^{-}) töltéssemleges komplex molekulákat alkot (e példában $UO_2(NO_3)_2(TBP)_2$), ami szerves oldószerekben, pl. éterekben, ketonokban, észterekben jól oldódik, és a vizes közegből oda átrázható.



53. ábra. Tributil-foszfát

Az extrahált uranilsót akár a műgyantáról való elúció, akár a szerves közegből való reextrakció után NaOH segítségével Na4U2O7 formába lehet hozni.

A kémiai konverzió második szakaszában az uránt részben izotópdúsításra alkalmas vegyület, részben fém urán alakba hozzák.

Mivel az izotópdúsítás gázdiffúziós vagy centrifugálásos elven történik, valamilyen illékony vegyületét kell megtalálni az uránnak, ami – nehéz elem lévén – kihívás. A halidok ismert illékonysága miatt a legkönnyebb halogénre esett a választás mint partner atomra, így az uránból fluoridot állítanak elő. Elvileg az urán-tetrafluorid (UF₄) lehetne a kedvező célvegyület, de ez inkább ionos jellegű, ezért magas olvadásponttal és forrásponttal rendelkezik. Így végül az urán-hexafluoridot (UF₆) alkalmazzák izotópdúsítási célra, mivel hiába nagyobb a móltömege a kettővel több fluoratommal, mint az UF₄ esetében, de ez már kovalens molekuláris vegyület, ebből következő viszonylagos illékonysággal (56,5°C-on már szublimál).

Az 54. ábra mutatja be az átalakítás tipikus lépcsőit. Az urán-trioxidig való eljutás többféle úton is lehetséges, a visszacsatolások szerint akár többszörös ismétléssel is, ennek szükségessége a kívánt tisztaság elérésétől függ. A további lépések kémiájának érdekessége, hogy ugyan az urán már U^{VI} állapotban van az UO₃-ban is, de meglehetősen kovalens jellege miatt nem oldódik fel hidrogén-fluoridban. Emiatt először hidrogénnel vissza kell redukálni UO₂-dá, ami jóval ionosabb oxid lévén már oldható HF-ban, és ezután reagáltatva fluorgázzal áll elő az UF₆.



54. ábra. A nátrium-diuranát feldolgozása urán-hexafluoriddá és fém uránná

A másik irány a fém urán előállítása Ca-os redukcióval, ami persze működik UF₆ kiindulási anyaggal is. Ez utóbbi azért érdekes, mert az izotópdúsítás után visszamaradó, szinte izotóptiszta ²³⁸UF₆-dal nem nagyon lehet mást csinálni. Az így létrejövő ún. szegényített fém uránból több tízezer tonna van a világban, különböző katonai raktárakban. Pontosabban ennek egy része páncéltörő gránátok hegyét, illetve harckocsik páncéljának egy rétegét alkotja. (Az urán nagyon kemény és magas olvadáspontú fém, ugyanakkor levegőn meggyulladni is képes, ami nem könnyíti meg a felhasználást.) Ez utóbbi "alkalmazás" környezetvédelmi aspektusairól is érdemes lenne beszélni, de egyrészt alig van megbízható információ, másrészt, katonai konfliktusok idején nem szoktak törődni a környezetvédelemmel...

14.4.4. Izotópdúsítás

Az UF₆ választása, mint az izotópdúsításra alkalmazott kémiai forma azért is szerencsés, mert a fluor monoizotópos elem (csak egyetlen stabil izotópja van). Ha nem így lenne, sokkal kisebb hatásfokkal lehetne dúsítani az ²³⁵U-öt, mivel a frakcionálási módszerek a molekulatömegek és nem közvetlenül az urán atomtömege szerint szeparálnak. Mindazonáltal az UF₆ rendkívül maró, agresszív (pl. vízzel azonnal reagál) és nagyon mérgező vegyület, ami nagy körültekintést igényel az alkalmazásakor.

A történelmileg első izotópdúsítási módszer uránra a diffúziósebességen alapult. Mivel a diffúzió gázok esetében a leggyorsabb, ezért a várható diffúziósebesség-különbség is ekkor a legjelentősebb a különböző tömegű izotópmolekulák között. Ezért esett a választás a gázdiffúzióra, és ezért kellett megtalálni az UF₆-ot, mint az urán illékony kémiai formáját.

Az eljárás során az elpárologtatott UF₆-ot mintegy 200°C körül nagy nyomással préselik át porózus kerámiarétegen, az egyes cellákat kaszkádszerűen sorba kapcsolva. Egy ilyen kaszkád egy részletét mutatja vázlatosan az 55. *ábra*.



55. ábra. Gázdiffúziós urándúsító kaszkád részlete

Az 238 UF₆ és a 235 UF₆ molekulák sebességének arányát az ekvipartíció elve értelmében termikus egyensúlyban a következő formula adja meg:

$$\alpha = \sqrt{\frac{M(\frac{235}{92}\text{UF}_6)}{M(\frac{238}{92}\text{UF}_6)}} = 1,0043,$$

ahol *M* a molekulatömeget jelenti.

Ha minden diffúziós kamrában elérhetnénk ezt a dúsítási arányt, ami nyilván lehetetlen, 1154 kamra sorbakötésével dúsulna fel a ²³⁵U 0,7%-ról 99%-ra. A valóságban, pl. az amerikai Oak Ridge-ben, 10 000 kamrából álló kaszkádot építettek (a hidegháború idején), amelynek üzemeltetése (a fűtés és a kompresszorok) mintegy 258 MW teljesítmény betáplálását igényelte (56. *ábra*).



56. ábra. Az Oak Ridge-ben felépült óriási gázdiffúziós urándúsító üzem látképe 1945-ből (<u>https://www.atomicarchive.com/history/sites/k-25.html</u>)

A kezdeti kísérletekhez, amikor nem volt idő erre a hosszadalmas eljárásra, az USA-ban elektromágneses eltérítésen alapuló szeparátort is alkalmaztak, ami a tömegspektrometria elvén alapszik, az elválasztás egy lépésben 100%, de igen lassú. A lassúságot a berendezés méretével kompenzálták. Ez volt az ezüsthuzalok felhasználásával készült elektromágneseket tartalmazó óriásberendezés, a Calutron.

A ma inkább használatos dúsítási módszer ultracentrifugákat alkalmaz, ahol a gázmolekulákat a centrifugális hatás szeparálja tömegek függvényében, a következő dúsítási tényező szerint:

$$\alpha = \exp\left(\frac{(M_2 - M_1)\omega^2(r_2^2 - r_1^2)}{2RT}\right),$$

ahol M a molekulatömeg, ω a rotációs frekvencia, r a forgástengelytől mért távolság, T a hőmérséklet, R az egyetemes gázállandó. Reális esetekben akár 1,06-os dúsítási hatásfokot is el lehet érni egy centrifugában. A centrifugák persze jóval drágábbak a gázdiffúziós kamráknál, de üzemeltetésük energiaigénye csak néhány százaléka a gázdiffúziós módszerének ugyanolyan dúsítási munkára vonatkoztatva.

14.4.5. Fűtőelemgyártás

Bár láttuk, hogy az urán nagyon kemény és magas olvadáspontú fém, kémiai tulajdonságai miatt nem alkalmas ilyen formában fűtőelemnek. Azon túl, hogy akár pirofóros is lehet (levegőn vékony fém urán szalag meggyújtható és látványosan elég), a működő reaktorban uralkodó magas hőmérsékleten több allotróp átalakulást is szenvedne:

$$\alpha - U \xrightarrow{660^{\circ}C} \beta - U \xrightarrow{760^{\circ}C} \gamma - U$$

Az ilyen átalakulások hőmérsékletén a fém fokozottan reaktív lenne, teret engedve olyan veszélyes reakcióknak, mint UH₃ vagy hidrogén keletkezése, ha víz esetleg bejut a fűtőelem-pasztillákhoz:

$$7 U + 6 H_2O = 3UO_2 + 4 UH_3$$

$$U + 2 H_2O = UO_2 + 2 H_2$$

Ezért az uránnak olyan kémiai formáját lehet csak használni, ami az üzem közbeni akár 2000°C-os hőmérsékleten is ellenáll oxigénnek, nitrogénnek, esetleg vízgőznek. Erre leglogikusabb választás az oxid forma (a tűzálló kerámiák tipikus anyaga), mégpedig az UO₂, ami ionos lévén megfelel ezeknek a kritériumoknak (nem úgy az UO₃!).

Így a fűtőelemekben elhelyezett pasztillák tipikusan UO₂-ból készülnek, esetleg urán-karbidból (UC), vagy lehetnek ún. KERMET fűtőanyagok, amik kerámiák és fémek kompozitjai (Mo, Zr, Al, Re, Ni, Nb és ezek oxidjai).

A fűtőelem-pasztillákat óvni kell a primerköri hűtőközeggel való direkt érintkezéstől, aminek érdekében ezeket pálcákba töltik, majd ezeket egy Zr-Nb ötvözetből készült kazettákban helyezik el. Egy ilyen kazetta szerkezetét illusztrálja az 57. ábra.³⁶

A (minimális mennyiségű nióbiummal ötvözött) cirkonra azért esett a választás, mert nagyon jól ellenáll a neutronsugárzásnak. Csak (n, γ) reakciókra lehet számítani, amik hatáskeresztmetszete is nagyon kicsi (0,01–0,1 barn). Ezen kívül egészen 300°C-ig vízben fekete színű passziváló ZrO₂ oxidréteg alakul ki rajta, ami megvédi a további korróziótól. Sajnos, e hőmérséklet fölött a ZrO₂ polimorf átalakulást szenved, ami egy fehér színű, nem passziváló oxid képződését jelenti. Mindez limitálja a hőátadás hőmérsékletét, aminek az a termodinamikai következménye, hogy a termikus energia végső soron elektromos energiává történő konverziójának hatásfoka is limitált, 30-35%-nál nem magasabb.

Az üzemeltetésnél fokozottan kell ügyelni arra, hogy ne történjenek lokális túlmelegedések, mert az a Zr-burkolatok korrózióját, majd a fűtőelemek sérülését okozhatja.



57. ábra. Fűtőelem-kazetta felső szegmensének rajza (balra) és a kazettában elhelyezkedő fűtőelempálcák valóságos képe (jobbra)

14.4.6. Energiatermelés

Az energiatermeléshez a nukleáris fűtőanyagot tartalmazó fűtőelemeket a reaktorban helyezik el. Most csak a legtipikusabb reaktorról beszélünk (ahogy eddig is már implicit módon), ahol a fűtőanyag, a szabályzórudak, a hűtőközeg és a moderátor egymástól függetlenül mozgathatók.

³⁶ Forrás: az MVM Paksi Atomerőmű Zrt. honlapja, engedéllyel.

Az 58. *ábra*³⁷ egy nyomott vizes reaktorblokkot mutat be, paksi példán (VVER-440, szovjet fejlesztésű reaktor).

A reaktortartályban elhelyezett fűtőelemekben zajló láncreakció hőt termel, ez a hő átadódik a hűtőközegnek, ami itt víz, és ez a víz egyben a moderátor is. Mivel ez a primer körben áramló víz az üzem során radioaktív szennyezőket fog tartalmazni, a hőt egy hőcserélőn keresztül egy szekunder körnek adja át, ahol az ezáltal gőzzé válik, ami meghajtja a gőzturbinát, ami viszont az elektromos generátorral közös tengelynek köszönhetően villamos áramot termel. Ezzel a kétkörös módszerrel megóvják a gőzturbinát és a generátort a radioaktív szennyezéstől.

A gőzturbinából távozó kondenzált vizet a Duna vizével hűtik, majd visszavezetik a hőcserélőbe. Mellékes megjegyzés: ennek termodinamikai oka van, ugyanis bár ezzel energiát pazarolunk, de túlságosan meleg víz visszaáramoltatása esetén kisebb lenne a hőmérséklet-gradiens a hőcserélőben (ami kb. 30°C), így adott idő alatt kevesebb hőt tudnánk kivenni a rendszerből. Minél gyorsabb egy folyamat (ennek az árát fizetjük meg), annál nagyobb irreverzibilitás lép fel, annál nagyobb az entrópiatermelés, ami adott esetben a Duna fűtése.



58. ábra. A Pakson üzemelő VVER-440 reaktorblokkok működési sémája

³⁷ Forrás: az MVM Paksi Atomerőmű Zrt. honlapja, engedéllyel.

A nyomott vizes kifejezés arra utal, hogy a primer körben olyan nagy nyomást tartanak fenn, hogy a víz sehol ne párologjon el. Ekkor ugyanis az egész reaktorban konstans a víz sűrűsége, azaz azonos módon moderál, szállítja a hőt és nyeli el a neutronok egy részét. Ha ezek a funkciók ugrásszerűen változnának azokban a zónákban, ahol gőzbuborékok keletkeznek, akkor a reaktor szabályzása jóval nagyobb kihívás lenne.

A paksi reaktorok néhány üzemi paraméterét mutatja a 22. táblázat.

Reaktor tömege	472 t
Magasság	23,5 m
Maximális hőteljesítmény	1485 MW
Maximális hasznos teljesítmény	500 MW
Szekunderköri vízhőmérséklet a hőcserélőben	267°C
Primer köri vízhőmérséklet a hőcserélőben	297°C
Nyomás	12,5 MPa (125 atm)
Üzemanyag	42 t UO ₂
Dúsítási fok	1,6-4,7%
Hűtőközeg áramlási sebessége	43 000 m³/h (6 db
	főkeringető szivattyú)
Zóna szerkezete	312 üzemanyagkazetta,
	7 szabályzó kazetta (+30
	biztonságvédelmi kazetta,
	amik csak vészhelyzetben
	zuhannak be a reaktorba)

22. táblázat. Paksi VVER-440 reaktor főbb üzemi paraméterei³⁸

Figyelemre méltó a hűtőközeg áramlási sebessége, ami reaktoronként 6 db főkeringető-szivattyúnak köszönhető, és ezek mindegyike kb. 1 MW teljesítményt fogyaszt el. Ezt szintén "ki kell fizetnünk" a gyors energiatermelés érdekében.

Korábban már utaltunk rá, hogy egy reaktor hasadóanyag-töltete 42t UO₂-nek felel meg. Mivel ez a töltet legalább 4 évig elegendő az energiatermeléshez (4,7% dúsításról indulva), azt is jelenti, hogy ennyi idő alatt 42t ún. nagy aktivitású radioaktív hulladék keletkezik. Ez se térfogatra se tömegre nem sok, azaz kezelhető, bár radioaktivitása kétségtelenül óriási.

³⁸ Forrás: az MVM Paksi Atomerőmű Zrt. honlapja, engedéllyel.

Az esetleges balesetek következményeinek elhárítására (legsúlyosabb feltételezés az ún. zónaolvadás) a reaktor és a primer kör egy *"containment"*-nek nevezett nagyon masszív vasbeton szerkezeten belül helyezkedik el, aminek szerepe baleset esetén a radioaktív szennyezés környezetbe jutásának megakadályozása. A Paksi Atomerőmű esetén mai értelemben vett *containment* nincs (építése idején nem volt egyértelmű nemzetközi elvárás), azt robosztus betonépületek helyettesítik (*59. ábra*).³⁹



59. ábra. A Paksi Atomerőmű. A négy VVER-440 típusú reaktor ún. hermetikus tere a zöld épületekhez kapcsolódik, amik a "containment"-et helyettesítő lokalizációs tornyok

A primer kör technológiai komponensei

Egy atomreaktor üzemeltetése során bár mindent megtesznek a radioaktív szennyezés elkerülése érdekében, az nullára nem csökkenthető, csak minimalizálható a felhasznált technológiai komponensek függvényében. Ebből a szempontból kulcsfontosságú a primer köri víz, amit a lehető legtisztább formában alkalmaznak, hogy a neutronok miatt fellépő felaktiválódás ne termeljen feleslegesen sok radionuklidot. Ugyanakkor pl. a korrózió minimalizálása és a láncreakció szabályzása érdekében bizonyos adalékanyagok jelen vannak.

Az acél reaktortartály és a csővezetékek korróziójának csökkentése érdekében pH=7,2–7,3 értéket kell beállítani, amit **kálium-hidroxid** (**KOH**)

³⁹ Kép forrása: az MVM Paksi Atomerőmű Zrt. honlapja, engedéllyel.

adagolásával érnek el (1–16,5 mg/l). Szigorúan kerülik az egyébként olcsóbb NaOH alkalmazását, mivel a ²³Na-ból keletkezett ²⁴Na nagyon nagy dózist eredményezne a kezelőszemélyzet számára.

A koncentráció-intervallum azért ilyen széles, mert a primer köri vízben **bórsav (H₃BO₃)** is van, ami a bóracél szabályzórudak mellett a további biztonságot szolgálja. Ennek koncentrációja 0–12 mg/l közé esik attól függően, hogy leállás, indulás vagy normál üzem zajlik.

Az adalékok közül a harmadik az **ammónia (NH₃)**, aminek a radiolízisét használják ki. A vízzel ellentétben, aminek radiolízisterméke hidrogén és oxigén, azaz redukáló- és oxidálószer párhuzamosan, az ammónia esetében az eredmény a redukáló hidrogén és teljesen inert nitrogén.

$$2 \text{ NH}_3 \rightarrow \text{N}_2 + 3 \text{ H}_2$$

Így az ammónia (legalább 5 mg/l) segít a primer köri vízben oldott oxigén mennyiségét, és így a korróziósebességet csökkenteni.

A korrózió az alkalmazott szerkezeti anyagokat érinti.

A **reaktortartály** anyaga VVER-440 esetén alacsonyan ötvözött acél, aminek összetétele a vas mellett 2,5% Cr, 0,7% Mo és 0,3% V. Az alacsony ötvözésnek az a célja, hogy ezzel is redukálják a nagy neutronbesugárzás hatására keletkező radioaktív nuklidok számát. A tartály belső felülete ún. plattírozott (a felületén korrózió- vagy kopásálló fémbevonattal ellátott) nemesacél a tartósság növelése érdekében.

A reaktortartállyal szemben különösen szigorú követelmények állnak fenn, a korrózióval szembeni ellenállástól kezdve a nyomásállóságon keresztül a neutronsugárzással szembeni tartósságig. A reaktorok fejlesztése során nyilván lehetetlen volt több évtizedes hőterhelést, korróziós terhelést és sugárterhelést modellezni, így eshetett meg, hogy a biztonságot szem előtt tartva nagyon konzervatív becslések alapján az élettartamokat mintegy 30 évben állapították meg. Mára a tapasztalatok alapján kiderült, hogy a helyzet sokkal jobb, ezért kapott számos reaktor a világban további 20–30 évre működési engedélyt.

A legnagyobb veszély egy reaktortartály esetében a besugárzás okozta ridegedés miatt fellépő esetleges törés, ami robbanást jelentene egy 125 atm nyomáson és közel 300°C-on üzemelő reaktor esetében. A ridegedés mechanizmusát úgy kell elképzelni, hogy a besugárzás hatására a fém rácsában keletkező ponthibák gátolják a diszlokációk mozgását, márpedig a diszlokációk vándorlása teszi lehetővé egy fém törésmentes deformációját. Ugyanakkor a magas hőmérséklet a ponthibák diffúzióját is segíti, és úgy tűnik, a sugárzás által keltett ponthibák nem tudnak felszaporodni, mert a diffúzióval elég gyorsan eljutnak a felületre, ami által megsemmisülnek. Ez a tapasztalat lényegesen csökkenti a nukleáris energiatermelés költségét.

A **primer köri csővezetékek** esetében az optimális korróziós, mechanikai és termikus paraméterek beállításában nagyobb tér nyílik az ötvözésnek, hiszen itt már nincs közvetlen neutronsugárzás. Ennek eredményeként a VVER-440 reaktorblokkokban egy "GOST" szabványba tartozó korrózióálló ún. ausztenites Cr–Ni-acélt választottak, aminek pl. a következő ötvözői lehetnek: 0,12% C; 0,8% Si; 1-2% Mn; 17–19% Cr; 9–11% Ni; 0,8% Ti; 0,02% S; 0,035% P. A fő ötvözők tehát a króm és a nikkel. Előbbi a korrózióállóságban játszik nagy szerepet, utóbbi pedig az ausztenit szerkezetet stabilizálja már szobahőmérsékleten. Az ausztenit az acél esetén a vas minden lapon centrált köbös (fcc) allotróp módosulata, ami tiszta vas esetén a 900°C fölött stabil. Ez alatt a vas tércentrált köbös (bcc) szerkezetű (*60. ábra*).



60. ábra. A vas allotróp módosulatai

A két allotróp meglepően sok tulajdonságban különbözik. Az α -Fe ridegebb, könnyen korrodálódik, ferromágneses és jó hővezető. A γ -Fe viszont jól hajlítható, alakítható, nagyon korrózióálló, nem mágneses és meglepően rossz hővezető. A mágnesezhetőségnek nincs jelentősége, de a mechanikai tulajdonságok és a korrózióállóság miatt az ausztenit használható jól a#primer körben. Sajnos a rossz hővezetés nem előnyös, mert ezek a csövek értelemszerűen ott vannak a hőcserélőkben is, de a korrózióállóság fontosabb tulajdonság. Az előbbit vékonyabb falú csövekkel lehet kompenzálni (és nagyobb hőátadó felülettel). A hőcserélő csövek nagy száma és 1,6 mmes falvastagsága az évente mindössze 1 mikronnyi korróziós falvastagságcsökkenés mellett megoldja ezeket a problémákat.

Az ötvözők között semmi esetre se szerepelhet a Co, mivel az abból keletkező 60Co sugárvédelmi szempontból fokozottan veszélyes radionuklid.

14.4.7. Radioaktív szennyezők keletkezése a primer körben

Normál üzemi aktiválódás

A technológia részeként beépített anyagok neutronok általi felaktiválódása elkerülhetetlen, azokkal számolni kötelező, miközben keletkezésüket a lehetséges eszközökkel gátolni kell, vagy olyan anyagokat kell használni, amelyekből kevésbé veszélyes radionuklidok képződnek.

Ennek fényében a 23. táblázatban bemutatott folyamatokkal szükséges számolni.

Radionuklid	Keletkezése	Felezési idő	Megjegyzés
^{16}N	$^{16}O(n,p)^{16}N$	7,14 s	
^{17}N	$^{17}O(n,p)^{17}N$	4,16 s	
зН	¹⁰ B(n,2α) ³ H ¹¹ B(n, ⁹ Be) ³ H ⁶ Li(n,α) ³ H ⁷ Li(n,n+α) ³ H ² H(n,γ) ³ H	12,3 év	Ha LiOH-ot alkalmaznak KOH helyett.
⁴² K	${}^{41}K(n,\gamma){}^{42}K$	12,4 óra	
²⁴ Na	23 Na(n, γ) 24 Na	15 óra	nemkívánatos szennyező

23. táblázat. Normál üzem alatt keletkező radionuklidok a primer köri hőhordozóban

Látható, hogy a víz oxigénjéből keletkező nitrogénizotópok felezési ideje nagyon rövid, leálláskor néhány perc elteltével gyakorlatilag eltűnnek, ezért jelentőségük az üzem közbeni esetleges javítások alatt van, amikor is a javítást végző személyek dózisához hozzájárulnak. (Egy üzemelő reaktort kisebb javítások érdekében sosem állítanak le, annak technikai vonatkozásai és a pénzügyi veszteség miatt sem. A dózis gondos kontrollja mellett ezek a munkák vállalható kockázattal elvégezhetők).

A trícium (³H) személyekre vonatkozó külsődózis-járuléka gyakorlatilag nulla, lévén egy tiszta és ráadásul kis energiájú bétasugárzó. Jelentősége inkább környezetvédelmi jellegű.

A ²⁴Na és a ⁴²K leállás után még napokig számottevő aktivitású lehet, de pl. a reaktortartály éves karbantartásakor nem ezek, hanem más típusú radioizotópok számítanak.

Korróziós termékek felaktiválódása

Bár a primer körben felhasznált acél korróziója minimális értékre leszorítható, teljes mértékben meg nem szüntethető. A hőhordozó szennyezése kétféle módon történik. A reaktorban, ahol nagy neutronfluxus van, a reaktortartály fala felaktiválódik, majd a korrózió során keletkező oxidok, oxihidroxidok és kioldódó fémionok már radioaktív formában jutnak el a primer kör bármely pontjára. A másik mechanizmus szerint a primer köri csővezetékek korróziójával a vízbe jutott említett formájú termékek (lehetnek kolloid formájúak, de nagyobb szemcsések is) eljutnak a reaktorba és ott aktiválódnak fel. A két folyamat közül az utóbbi a mérvadó, mivel a hőcserélőknek köszönhetően a primer köri csővezetékek felületének nagysága messze meghaladja a reaktortartályét.

Az ausztenites acél felületén a *61. ábrá*n bemutatott módon áll össze az oxidálódott réteg.



61. ábra. Az ausztenites acél felületén kialakuló oxidrétegek (Az egyes rétegek vastagsága különböző lehet.)

Az egyes rétegek közül a króm-titán-oxid és a vas-kromit alkot passziváló réteget, a magnetit már nem kifejezetten véd, inkább mikroszemcsés formában képződik és lepereg. Ugyanakkor a magnetit jelenléte (ha nincs mellette goethit, hematit vagy egyéb vas(III)-hidroxid vagy oxihidroxid) jó indikátora az ún. reduktív vízüzemnek, amikor is a korrózió valóban minimális.

A radioaktív korróziós termékek jelenléte különösen az általában 12-15 havonta aktuális fűtőelemcsere idején kritikus, amikor a reaktortartályt teljesen kiürítik, és a falát aprólékosan (emberi közreműködéssel) ellenőrzik esetleges repedések vagy más sérülések feltárása érdekében. Ilyenkor az ellenőrző műveletet végző dolgozók valamekkora dózist szenvednek.

Hogy ezt a dózist csökkentsék, alkalmazhatnak kémiai eljárásokat a korróziós termékek eltávolítása céljából. Ilyen pl. az ún. AP-CITROX-eljárás, ami azzal indul, hogy lúgos kálium-permanganát-oldattal (KMnO₄, *Alkaline Permanganate*) megmaratják az acélt, ezzel fellazítják a rajta lévő oxidréteget, majd citromsav (CITR) és oxálsav (OX) keverékével leoldják ezeket az oxidokat. Ez a módszer sajnos gyorsítja az acél korrózióját, aminek további negatív következményei is lehetnek (a korróziós termékek áthordása a fűtőelemek Zr-burkolatának a felületére), ezért alkalmazása megfontolást igényel.

A primer kör radioaktív szennyezésének (kontaminációjának) csökkentésére a primer köri vizet állandóan tisztítják mechanikus és ioncserélő szűrők segítségével. A mechanikus szűrés eltávolítja a mikroszemcsés korróziós termékeket, valamint a kolloid részecskék nagy részét, az ioncserélők pedig az oldott radioaktív szennyezőket. A víztisztító működésének vázlata a 62. *ábrá*n látható.



62. ábra. A primer köri víztisztító (A bal oldalon jelzett primer köri vízáram 1-2 százalékát lecsatolva áramoltatják át a háromféle szűrőn.)

A szűréshez a vegyiparban megszokott ioncserélőket használják, azok hőállósága miatt a közel 300°C-os vizet 60°C alá kell hűteni, majd minél inkább újramelegítve (ezért a bal oldali "regeneráló hűtő") visszaáramoltatni a primer körbe.

Az itt alkalmazott ioncserélőket időnként értelemszerűen cserélni kell. Ezek alkotják az erőműben keletkező "közepes aktivitású radioaktív hulladék" nagy részét. A 24. táblázat a 3 óránál hosszabb felezési idejű legfontosabb aktivációs korrózióstermék-nuklidokat foglalja össze általában könnyűvizes reaktorokban.

Radionuklid	Felezési idő	Képződés
⁵¹ Cr	27,7 nap	⁵⁰ Cr(n,γ) ⁵¹ Cr
⁵⁴ Mn	312,2 nap	⁵⁴ Fe(n,p) ⁵⁴ Mn
⁵⁵ Fe	2,73 év	$^{54}\mathrm{Fe}(\mathrm{n,\gamma})^{55}\mathrm{Fe}$
⁵⁹ Fe	44,51 nap	⁵⁸ Fe(n,γ) ⁵⁹ Fe
⁵⁸ Co	70,88 nap	⁵⁸ Ni(n,p) ⁵⁸ Co
⁶⁰ Co	5,27 év	⁵⁹ Co(n,γ) ⁶⁰ Co
⁶³ Ni	100 év	$^{62}\mathrm{Ni}(n,\gamma)^{63}\mathrm{Ni}$
⁶⁴ Cu	12,7 óra	${}^{63}Cu(n,\gamma){}^{64}Cu$
⁶⁵ Zn	243,8 nap	${}^{64}Zn(n,\gamma){}^{65}Zn$
^{76}As	26,3 óra	⁷⁵ As (n, γ) ⁷⁶ As
⁹⁵ Zr	64,02 nap	$^{94}{ m Zr}(~{ m n_{r}}\gamma)^{95}{ m Zr}$
^{110M}Ag	250 nap	$^{109}Ag(n,\gamma)^{110m}Ag$
¹¹³ Sn	115,1 nap	$^{112}Sn(n,\gamma)^{113}Sn$
¹²⁴ Sb	60,2 nap	$^{123}Sb(n,\gamma)^{124}Sb$
181 Hf	42,4 nap	$^{180}{ m Hf}(n,\gamma)^{181}{ m Hf}$
¹⁸² Ta	114,43 nap	$^{181}Ta(n,\gamma)^{182}Ta$
187 W	23,9 óra	$^{186}W(n,\gamma)^{187}W$

24. táblázat. A korróziós termékekben előforduló, 3 óránál hosszabb felezési idejű legfontosabb radionuklidok könnyű vizes reaktorokban⁴⁰

A radioaktív szennyezők másik nagy nemkívánatos, de teljesen el nem kerülhető csoportját a hasadási termékek adják (beleértve a transzuránokat), amelyek a fűtőelemek (kazetták) Zr-burkolatának inhermetikussága miatt kerülhetnek bele a primer köri vízbe.

A Zr–Nb ötvözet óriási hőterhelésnek van kitéve, hiszen a fűtőelempasztillák hőmérséklete 2000°C körül is lehet, miközben a másik oldalon 300°C alatti víz áramlik. A hasadási termékek korrodeálják a fémet, maga a víz is, a neutronok ridegedést okozhatnak, így előbb-utóbb mikrorepedéseken keresztül vízgőz, makrorepedéseken keresztül akár folyékony víz

⁴⁰ The National Academies Press, *Radiochemistry in Nuclear Power Reactors* (1996), <u>https://doi.org/10.17226/9263</u>.

is érheti a fűtőanyag-pasztillákat. Az utóbbira szerencsére nem nagyon szokott sor kerülni a burkolatok maximum 3-4 éves szolgálati ideje alatt.

Hasadási termékek

E folyamatok következtében a hasadási termékek kijuthatnak a fűtőelemekből a primer körbe. Semmiképpen sem lehet megakadályozni a nemesgázok kijutását, és elsősorban ez az oka annak, hogy az atomerőműveknek is vannak magas kéményeik (miközben semmiféle klasszikus égéstermék vagy füst nem keletkezik). A nagy magasságban kibocsátott radioaktív nemesgázok a földfelszín közelébe érve nagymértékben felhígulnak, így a tőlük származó dózis a vállalható kockázat szintjére csökken.

A 25. *táblázat* összefoglalja azokat a legfontosabb radionuklidokat – a periódusos rendszer szerinti csoportosításban –, amelyeknek felezési idejükből következően van esélyük a fűtőelemből történő kijutásra.

Hasadási termék	Felezési idő	
nemesgázok		
⁸⁵ Kr	10,73 év	
¹³³ Xe	5,3 nap	
¹³⁵ Xe	9,14 óra	
halogének		
⁸³ Br	2,4 óra	
131 I	8,04 nap	
132 I	2,28 óra	
133	20,8 óra	
135]	6,57 óra	
kalkogenidek		
¹³² Te	3,2 nap	
átmeneti fémek és a lantanidák		
91 Y	58,5 nap	
⁹⁵ Zr(Nb)	64 nap (35 nap)	
⁹⁹ Mo(Tc)	66 nap (6 óra)	
¹⁰³ Ru(Rh) 39,2 nap (56		
¹⁰⁶ Ru(Rh)	372 nap (131 perc)	

25. táblázat. A primer kört szennyező legfontosabb hasadási termékek⁴¹ (A zárójeles kiterjesztések a béta-bomló anyaelem ugyancsak radioaktív leányelemét és annak felezési idejét jelzik.)

⁴¹ The National Academies Press, *Radiochemistry in Nuclear Power Reactors* (1996), <u>https://doi.org/10.17226/9263</u>.

¹⁴¹ Ce	32,5 nap
¹⁴⁴ Ce	284,9 nap
alkáliföldfémek	
¹⁴⁰ Ba(La)	11,5 s (3,92 óra)
⁸⁹ Sr	50,5 nap
⁹⁰ Sr(Y)	28,8 év (64 óra)
⁹¹ Sr	9,63 óra
⁹² Sr	2,66 óra
alkálifémek	
¹³⁴ Cs	2,07 év
¹³⁶ Cs	13,2 nap
¹³⁷ Cs(Ba)	30,08 év (2,55 perc)
¹³⁸ Cs	33,4 perc
aktinidák	
²³⁹ Np	2,36 nap

A felsorolt izotópok közül kiemelendő a ¹⁴⁰La, amelynek különösen nagy energiájú (2,5 MeV) gamma-sugárzása határozza meg a hulladéktárolók sugárvédelmi árnyékolási igényét. A jódizotópokról pedig annyit érdemes megjegyezni, hogy bár rövid felezési idejűek, és viszonylag könnyű őket abszorberekkel megkötni, utóbbira szükség is van, mert inkorporációs hajlamuk a pajzsmirigyben rendkívül nagy.

14.4.8. A kiégett fűtőelemek tárolása

Amint azt már korábban említettük, a kiégett fűtőelemek tárolása a nukleáris fűtőanyagciklus önálló technológiai lépése, mivel a felhalmozódó radionuklidok bomlása olyan sok remanens hőt termel, hogy a már használatból kivont fűtőelem azonnali eltemetése tilos. Tehát nem a felhalmozódó radioaktivitás miatti sugárzás árnyékolása jelenti a problémát (egy mélységi tárolóból nyilván semmi nem jutna el a földfelszínig), hanem a remanens hő. A hő ugyanis tönkretenné a radioaktív hulladék "csomagolását", ami többnyire valamilyen üvegmátrix korrózióálló acél hordókban, ezáltal megszűnne az a gát ami a környezetbe jutást akadályozza. Ezért a fűtőelemeket tényleges hűtés mellett kell tárolni: 3-4 évig mindenképpen víz alatt, utána száraz tárolóban, léghűtés mellett folytatható a tárolás.

Jellemző, hogy pl. egy 4 évet szolgált fűtőelem kiemelése a hűtővízből szabad levegőre még 1-2 évvel a tárolás megkezdése után is annak vörös izzásig hevülését eredményezné pár perc alatt. Egy VVER-440 fűtőelem-kazetta

hőteljesítménye szolgálati ideje befejezésekor elérheti a 10 kW-ot is. Ez a hőteljesítmény egy hónap alatt a 0,15 százalékára tíz év alatt már a 0,003 százalékára csökken. Mindezek azt jelentik, hogy kezdetben még a száraz tárolóban is felmehet a hőmérséklet 300-400°C-ra. Magának a fűtőelemnek a radioaktivitása kb. 30 év alatt csökken le az eredeti 1 százalékára.

A száraz tárolás esetén (ilyet alkalmaznak pl. a Paksi Atomerőműben, 63. *ábra*) termikus konvekció biztosíthatja a kellő hűtést, de ezt a korrózió elkerülése végett nitrogén atmoszférában valósítják meg, azaz a kazettákat hermetikusan lezárt, nitrogénnel töltött acélcsövekben helyezik be a tárolóba.



63. ábra. A Kiégett Kazetták Átmeneti Tárolója (KKÁT) a Paksi Atomerőmű területén⁴²

A tervezett teljes tárolási idő, aminek a végleges elhelyezést meg kell előznie, 50 év, ami után bizonyos becslések szerint a mély geológiai tárolóban kialakuló hőmérséklet már nem fogja meghaladni a 200°C-ot.

Tekintettel arra, hogy a nukleáris energiatermelés a 20. század hetvenes éveiben vált elterjedtté, nem meglepő, hogy a világ atomerőműveiben még mindig csak a kiégett fűtőelemek tárolása folyik. Magyarországon a biztonságos végleges eltemetés nem kezdődhet korábban, mint a 2030-as évek közepe-vége.

⁴² Fotó: A Paksi KKÁT. A Radioaktív Hulladékokat Kezelő Nonprofit Kft. engedélyével.

14.4.9. Reprocesszálás

A kiégett fűtőelemekben még mindig jelentős mennyiségű ²³⁵U található, a VVER-440 esetén pl. 1,6%-ra csökken a ²³⁵U dúsítási foka, ami jóval több, mint a természetes 0,7%. Így ennek a visszanyeréséről érdemes gondolkodni. Ugyanakkor a kiégett fűtőelemek aktivitása még jelentős hűtési idő után is olyan óriási, hogy ezek feldolgozása nagyon nagy kihívás. Ezért nincs mit csodálkozni azon, hogy ugyan a reprocesszálási eljárásokat kidolgozták és alkalmazzák, azokat nem a polgári célú energiatermelés, hanem a hadiipari érdekeltségek teremtették meg. A hidegháború idején a sürgős kihívás ugyanis a plutónium kinyerése volt az urán és a hasadási termékek mellől, így születtek meg ezek a végül polgári célokra is alkalmas technológiák.

A katonai alkalmazások szempontjából fel sem merül egy már sok évet szolgált fűtőelem feldolgozása, hanem – kihasználva azt, hogy a nukleáris üzemanyagban a Pu stacionárius koncentrációja néhány hét alatt beáll – viszonylag kis aktivitású fűtőelemek feldolgozását célozták. Építettek kifejezetten olyan célú atomreaktorokat, amelyekben üzem közben is lehet cserélni a fűtőelemeket, tehát nem megvárva a túlzott felaktiválódást, és különösen nem megvárva a ²³⁹Pu mellett a ²⁴⁰Pu képződését. Ilyen például a hírhedt csernobili RBMK-reaktor, bár azzal nem termeltek Pu-ot.





Az ún. PUREX reprocesszálási eljárás főbb lépéseit mutatja be a *64. ábra*. Az uránt és plutóniumot a hasadási termékekkel (HT) együtt tartalmazó vizes oldatot salétromsavval és tributil-foszfáttal (TBP) reagáltatják, amikor is az U^{VI} és a Pu^{IV} a magas oxidációs fok miatti kovalens jellegnek köszönhetően készségesen komplexet képez a TBP-vel és a szerves fázisba extrahálódik. A második lépésben a Pu^{IV}-et Fe^{II}-vel Pu^{III}-má redukálják, ami ionos lévén visszaextrahálódik a vizes fázisba. Ezt követően már csak az U^{VI}-ot kell híg salétromsavval visszaextrahálni a vizes fázisba. Az utolsó extrakciós lépést mind a Pu, mind az U vizes oldata esetén megismételhetik tisztítás céljából, míg végül uranil-nitrátot és plutóniumtrinitrátot nyernek.

14.4.10. A nukleáris hulladék összetétele és végleges elhelyezése

A fűtőanyagciklus során keletkező radioaktív hulladék kategóriákba sorolható, ami meghatározza a végleges eltemetés módját (és a költségét!). Vannak kis aktivitású, közepes aktivitású és nagy aktivitású hulladékok.

A 26. táblázat egy nyomott vizes (PWR) reaktor által termelt hulladékmennyiségeket foglalja össze 1000 MW teljesítmény esetén egy évre.

Hulladék	Aktivitás kategóriája	Halmazállapot	Mennyiség
		folyadék	15 000 m ³
	kis aktivitású < 0,1 Ci/m ³	szilárd	20-100 m ³
Üzemeltetés			10–1000 Ci
		gáz	¹³¹ I: 1 mCi
			aeroszol: 1 mCi-0,3 Ci
	közepes aktivitású < 1000 Ci/m ³	folyadék	20-300 m ³
			$(0,1-10 \text{ Ci/m}^3)$
		szilárd	5–25 m ³
			$(0.1-1000 \mathrm{Ci}/\mathrm{m}^3)$

26. táblázat. Radioaktív hulladékok mennyisége nyomott vizes reaktorra
1 év alatt, $1000~\mathrm{MW}$ teljesítmény mellett 43

⁴³ Köszönet Keömley Gábornak, (BME) egyetemi előadásjegyzeteiért.

Reprocesszálás és tárolás	közepes aktivitású	$folyadék \begin{cases} 10-30 \text{ m}^3/\text{t urán} \\ \beta \text{ és } \gamma: 100-1000 \text{ Ci/m}^3 \\ (bepárlási maradék) \\ ioncserélők: 0,002 \text{ m}^3/\text{t u} \\ \beta \text{ és } \gamma: 1-5 \text{ Ci/m}^3 \\ oldószerek: 0,01-0,1 \text{ m}^3/\text{t} \\ urán \\ \beta \text{ és } \gamma: 10-40 \text{ Ci/m}^3 \\ \alpha: 0,1-1 \text{ Ci/m}^3 \end{cases}$	
		szilárd	0,2–0,4 m ³ /t urán β és γ: 1–100 Ci/m ³ α: 0,001–0,1 Ci/m ³
	nagy aktivitású	folyadék	0,5–1 m³/t urán 500 000–5 000 000 Ci/m³
		szilárd	0,3–0,35 kg/t urán β és γ: 10–30 Ci/kg α: 0,001 Ci/kg

* 1 Ci (curie) =3,7*1010 Bq

A táblázat adataiból az emelendő ki, hogy a nagy aktivitású hulladék menynyisége valóban nem sok, sem térfogatra sem pedig tömegre. Ezt gyakran érzékeltetik is az atomerőművek üzemeltetői látogatóik számára (65. *ábra*).



65. ábra. A képen látható órát tartó hasáb a valós térfogatát illusztrálja annak a szilárdított, nagy aktivitású hulladéknak, ami egy atomerőműben 40 év alatt egy átlagos japán család teljes elektromosáram-fogyasztásának fedezése nyomán keletkezik. (A tárgy a Kyushu Electric Power Co. Inc. ajándéka atomerőművei látogatóinak.)

A nagy aktivitású hulladékokat csak mélységi tárolókban lehet véglegesen elhelyezni, míg a kis és közepes aktivitásút felszíni, ill. felszínközeli tárolókban is elhelyezhetik. Ilyen – utóbbi típusú – tárolók Magyarországon Püspökszilágyon és Bátaapátiban létesültek.

Az egyes kategóriákba tartozó tipikus hulladékok kis aktivitás esetén az elszennyeződött (dekontaminálhatatlan) munkaeszközök, laboratóriumi tárgyak, védőruhák, kesztyűk stb. A közepes aktivitást szinte kizárólag a primer kör víztisztító rendszerében alkalmazott radioaktív szennyezőkkel már telítődött ioncserélők alkotják. A nagy aktivitást pedig a kiégett fűtő-elemek és a reprocesszáló művek hulladékai képezik.

A legkényesebb kérdés természetesen a nagy aktivitású hulladék, amelynek a hűtési igényt meghatározó komponenseit a 27. *táblázat* tartalmazza.

Elvárt hűtési idő	A hűtési időt meghatározó tipikus radionuklid
< 300 év	⁹⁰ Sr, egyéb hasadási termékek
400-2000 év	²⁴¹ Am
2000–60 000 év	²³⁹ Pu, ²⁴⁰ Pu
>60 000 év	²²⁶ Ra

27. táblázat. Kiégett fűtőelemek egyes radioaktív komponenseinek elvárt hűtési ideje a végleges eltemetés esetén

Amint látható, a legtöbb gondot okozó komponensek a hosszú felezési idejű alfasugárzók. Az ezektől való "megszabadulásra" léteznek kidolgozott eljárások, amik segítségével ezeket a nehéz elemeket protonbombázással könnyebb, rövidebb felezési idejű bétasugárzókká alakítják (transzmutáció). Ehhez természetesen komoly kémiai beavatkozás szükséges, hiszen az erősen radioaktív fűtőelem-pasztillákból kell ezeket az elemeket szeparálni.

A radioaktív hulladék kezelése erősen függ annak kezdeti halmazállapotától.

A gáznemű hulladékok közül a következők érdemelnek említést. Nemesgázok közül az üzemeltetés során a ¹³³Xe-at engedik a légkörbe távozni (magas kéményen keresztül), mivel 5,3 napos felezési ideje miatt gyorsan szinte ártalmatlanná bomlik illetve hígul. A ⁸⁵Kr 10,73 éves felezési ideje miatt nem engedhető a levegőbe, azt normál gázpalackokba töltve tárolják 135 atm nyomáson, egy palackban akár 10⁵-10⁶ Ci aktivitás is lehet. A ¹⁴C (CO₂ alakban) esetén CaCO₃ a végleges kémiai forma, ³H esetén gyakran betonba ágyazást alkalmaznak. A jódizotópok közül a ¹²⁹I érdekes, amit 16 millió éves felezési ideje miatt AgI alakban tárolnak el. Folyadékok esetén (többnyire hasadványokat tartalmazó vizes oldatok reprocesszálásakor) előbb bepárolják – ami többnyire hűtést jelent, azaz igyekeznek 60°C alatt tartani az oldatot, hogy a remanens hő miatt hirtelen el ne forrjon. Ezután 400–1200°C között hevítik, izzítják, végül üvegesítik. Célszerű üvegképző a SiO₂ mellett a bórsav, ami egyben garantálja a láncreakció kizárását, ha esetleg ²³⁵U is jelen van a hulladékban. Esetleg tovább biztonságosan nem processzálható szerves hulladékokat bitumenbe ágyazhatnak.

Szilárd (további processzálásra nem szánt) hulladék elhelyezése az alábbi lista 2. pontjához igazodva történik, ami a végleges elhelyezés szempontjait és fázisait foglalja össze:

- a radioaktív anyag megfelelően stabil kémiai formába hozása (kerámia, üveg, stb.);
- a kémiailag stabil hulladék csomagolása (pl. korracél hordó);
- a hordózott hulladék mélységi tárolóban való elhelyezése;
- a mélységi tároló megfelelő geológiai környezetének a biztosítása;
- a tároló esetleges rongálódása esetén a kijutó radioaktív hulladék terjedésének minimalizálása (a geológiai környezet függvénye).

Nagyon fontos, hogy végleges elhelyezésre csak földi helyszín jöhet számításba, mivel sem a mennyiség, sem az űreszközök használatának kockázata nem tesz mást lehetővé (a rakétakilövések kb. 5%-a még mindig sikertelen, azaz robbanáshoz vezet). Felmerültek sóbányák, ill. masszív mélységi magmás kőzetek, mint a gránit, amely utóbbi látszik megnyugtatóbb megoldásnak.

Korábban a tároló rongálódása esetére felmerült, hogy ha már szivárgás lesz, a kijutó aktivitás minél gyorsabban híguljon fel, ennek keretében az USA az 1946–1976 közötti periódusban mintegy 400 000 Ci nukleáris hulladékot süllyesztett a tengerbe, de a hígulás a csekély konvekció miatt egyáltalán nem gyors, ezért ezt a gyakorlatot le is állították.

14.5. Az atomreaktorok potenciális veszélyei és a nukleáris balesetek

A nukleáris technológiák, és kiemelten a nukleáris energiatermelés, jelentős kockázattal járnak, amely kockázat vállalása csak akkor lehetséges, ha erről a társadalom meggyőzhető. Ebből a szempontból nagyon fontos az őszinteség, és ennek kapcsán a megtörtént balesetek feltárása, elemzése.

A nukleáris (vagy inkább általában ionizáló sugárzást alkalmazó) technológiák során bekövetkező eseményekre egy nemzetközileg elfogadott eseményskála (INES) vonatkozik, ami kategorizálja az eseményeket: a nagyon súlyos balesetektől kezdve a jelentéktelen rendellenességekig.

A 28. táblázat bemutatja ezt az INES-skálát, az egyes kategóriák fontosabb vonásait kiemelve és példákat hozva. A két legsúlyosabb (6 és 7) kategóriában minden esemény fel van tüntetve, 3 és 5 között néhány kiemelt példa szerepel, az ennél alacsonyabb kategóriákba sok eset tartozik, de példákat nem mutatunk be.

Megfigyelhető, hogy 1979-ig bezárólag a komolyabb események mind katonai létesítményekben következtek be. A Sellafield-i reaktoroknak – ahol a hidegháború idején ²³⁹Pu-et gyártottak – különösen rossz reputációjuk van. Ide kötődik az 1957. október 10-i reaktortűz, ami jelentős környezetszennyezéssel járt. Alig 10 nappal korábban a Szovjetúnióban történt egy ennél súlyosabb (és a 6. kategóriában eddig egyedüli) baleset a szibériai Kistyimben, amiről a világ csak évtizedekkel később szerzett tudomást. A baleset egy reprocesszáló üzemben történt ("Majaki Vegyi Kombinát"), ahol egy hasadási termékek vizes oldatát tartalmazó tartály hűtése megszűnt, és ez olyan robbanáshoz vezetett, ami 70–100 t TNT robbanóerejével volt egyenértékű. 22 környékbeli falut kellett kiüríteni. Az esemény pontos rekonstruálása az akkori titkolózás és az azóta eltelt idő miatt lehetetlen.

A polgári energiatermelés első jelentősebb balesete 1979-ben történt, a pennsylvaniai Three Mile Island-ben (USA). A baleset érdekessége, hogy ún. LOCA-esemény volt (*Loss of Coolant Accident*), azaz a reaktor hűtővizének elvesztése miatt következett be. De nem azért folyt el a hűtővíz, mert előtte bármi megsérült volna, hanem technikai hibák és nem megfelelő operátori beavatkozás következtében. Ugyan a vészleállító rendszer jó időben beejtette a reaktorba a biztonsági szabályzórudakat, a hűtővíz szökése miatt (egy túlnyomás-szabályzó szelep nyitva maradt) a remanens hő végül megolvasztotta a zóna egy részét. A *containment*en kívülre nem került jelentős mennyiségű radioaktív anyag, csak radioaktív nemesgázok és jód szabadultak ki: 480 PBq (13 MCi), főleg ¹³³Xe és 481–629 GBq (13.0–17.0 Ci) ¹³¹I.

Az esmény szintje	Besorolása	Leírása (főbb vonások)	Példa
7	Nagyon súlyos baleset	Nagy mennyiségű radioaktív anyag kikerülése széleskörű egészségügyi és környezet- védelmi következményekkel, amik tervezett és nem terve- zett ellenintézkedéseket követelnek.	máig két ilyen esemény: Csernobil, Szovjetúnió, 1986. 04. 26. Fukushima Daiichi, Japán, 2011. 03. 11.
6	Súlyos baleset	Nagy mennyiségű radioaktív anyag kikerülése széleskörű egészségügyi és környezet- védelmi következményekkel, amik valószínűsíthetően tervezett és nem tervezett ellenintézkedéseket követelnek.	máig egyetlen ilyen esemény: Kistyim, Majak, Szovjetúnió, 1957. 09. 29.
5	Baleset telephelyen kívüli következ- ményekkel	Korlátozott mennyiségű radioaktív anyag kikerülése, ami sugárzás okozta halál- esetekkel jár. Reaktorzóna súlyos sérülése, főleg kritikussági baleset ill. tűz következtében.	Windscale-i reaktortűz, Sellafield (Anglia), 1957. 10. 10. Three Mile Island, Penn- sylvania (USA) 1979. 03. 28.
4	Baleset főként telephelyen belüli következményekkel	Korlátozott mennyiségű radioaktív anyag kikerülése, ami legalább egy sugárzás okozta halálesettel jár. Zónaolvadás, a zónán belüli radioaktív anyagok több mint 0,1%-ának kikerülésével. Valószínűsíthető jelentős dózisterhelés a népességre.	Sellafield (Anglia): öt baleset 1955. és 1979. között Jaslovské Bohunice (Csehszlovákia), 1977. Tokaimura (Japán), 1999.
3	Súlyos üzemzavar	Az éves dóziskorlátot tíz- szeresen meghaladó dózis a dolgozókra.	Paksi Atom- erőmű, 2003.

28. táblázat. A nukleáris ill. radiológiai balesetekre vonatkozó INES-skála kategóriái példákkal

		Nincs determinisztikus	
		haláleset.	
		1 Sv/h-t meghaladó dózis-	
		teljesítmény a telephelyen.	
		A népesség jelentős	
		dózisterhelése valószínűtlen.	
		10 mSv-et meghaladó dózis-	
		terhelés a népességre.	
		Az éves dóziskorlát	
		meghaladása dolgozókra.	
2	Üzemzavar	Telephelyen belül 50 mSv/h-t	
		meghaladó dózisteljesítmény.	
		Jelentős radioaktív	
		kontamináció telephelyen	
		belül.	
_	Rendellenesség	Éves dózis meghaladása a	
T		népesség esetén.	
0	Eltérés	Nincs biztonsági kockázat.	

A polgári energiatermelés nyilvánvalóan eddigi legsúlyosabb balesete a csernobili baleset, aminek az okaival részletesebben foglalkozunk.

14.5.1. A csernobili baleset

Csernobilban egy ún. kritikussági baleset történt, azaz a katasztrófa a kontrollálhatatlanná vált láncreakcióval függött össze.

Ahogy korábban láttuk, a maghasadás során felszabaduló késő neutronok teszik lehetővé, hogy a gyakorlatban kordában tarthassuk a láncreakciót. Egészen addig nagyon biztonságosan vezérelhető egy reaktor, amíg el nem éri a prompt kritikusságot, azaz amikor már a késő neutronok nélkül is meghaladhatja a neutronsokszorozási tényező az 1-et, vagyis a reaktivitás alig nagyobb nullánál. A reaktivitást kényelmesen be lehet szabályozni a szabályzórudakkal úgy, hogy a rendszer a megfelelő tartományban, tehát prompt kritikusság alatt maradjon. A szabályzórudak ezt neutronelnyeléssel teszik lehetővé. Azonban a maghasadáskor keletkező radionuklidok között lehetnek olyanok, amik ugyancsak jó neutronelnyelők. Közülük a kiemel-kedően legveszélyesebb a ¹³⁵Xe, ami a közvetlen hasadási termék ¹³⁵Te-ből keletkezik a *60. ábrá*n bemutatott módon, és a termikus neutronokra vonat-kozó neutronbefogási hatáskeresztmetszete több nagyságrenddel (!) meghaladja a bórét vagy a kadmiumét.



66. ábra. A ¹³⁵Xe keletkezése a láncreakció során a ¹³⁵Te hasadási termékből, és fogyása a saját negatív béta-bomlása és az (n,y) reakció által

A *66. ábrá*n látható, hogy a ¹³⁵Xe keletkezésével állandó reaktorteljesítmény esetén két azt fogyasztó folyamat tart egyensúlyt, azaz tartja fenn a stacioner ¹³⁵Xe-koncentrációt. Az egyik folyamat a radioaktív bomlás, amire a bomlási állandó:

$$\lambda_{\beta} = \ln(2)/(9.1.3600) \text{ s} = 2.1.10^{-5} \text{ s}^{-1}.$$

Ez egy fizikai állandó. A másik bomlási ágnak megfelelő bomlási állandó:

$$\lambda_{\rm n} = \sigma \cdot \Phi = 2,65 \cdot 10^6 \cdot 10^{-24} \,{\rm cm}^2 \cdot \Phi = 2,65^* 10^{-18} \,{\rm cm}^2 \cdot \Phi,$$

ahol Φ a neutronfluxus, és ennek nagysága a reaktorteljesítménnyel arányos. A kérdés, hogy ez végül összemérhető-e a természetes bomlási ágtól származó bomlási állandóval többszáz MW teljesítménynél (a csernobili RBMKreaktor névleges villamos teljesítménye 1000 MW).

Egy szokványos méretű energetikai reaktor esetén 100 MW termikus teljesítményhez kb. 2·10¹³ cm⁻²s⁻¹ neutronfluxus tartozik⁴⁴ (ez függ többek között a zóna méretétől). Amennyiben a csernobili típusú RBMK-reaktor 1000 MW villamos teljesítményen üzemel, a hozzá tartozó termikus teljesítmény kb. 3000 MW lehet, azaz a neutronfluxus 6·10¹⁴ cm⁻²s⁻¹. Ebből kiszámítva a neutronfluxus által meghatározott bomlási állandót:

$$\lambda_n = 2,65 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 \cdot \Phi = 2,65 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 \cdot 6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}.$$

Ez tehát azt jelenti, hogy ha az RBMK-reaktor maximális teljesítményen üzemel, a ¹³⁵Xe-öt már 76-szor gyorsabban fogyasztja a neutronfluxus, mint a saját béta-bomlása. Tehát a ¹³⁵Xe úgy működik, mint egy szabályzó, csakhogy nem az operátor határozza meg a mennyiségét, hanem a láncreakció kinetikája.

⁴⁴ Mohamad Hairie B. Rabir et al.,"Measurement and simulation of thermal neutron flux distribution in the RTP core", *IOP Conf. Series: Mater. Sci. Eng.* 298, 012029 (2018), <u>http://doi.org/10.1088/1757-899X/298/1/012029</u>.
Nem véletlenül szerepelt az RBMK-reaktor üzemeltetési utasításában az a kitétel – ami a napi sajtóban is napvilágot látott, bár önmagában érthetetlenül –, hogy veszélyes ezt a reaktort kis teljesítményen üzemeltetni. Ugyanis ez úgy értendő, hogy ha korábban nagy teljesítményen üzemelt! Mert a teljesítmény csökkenésekor azzal arányosan mérséklődik a ¹³⁵Xe fogyása, mivel lecsökken a neutronfluxus. A képződése ugyanakkor kezdetben alig csökken, mert a ¹³⁵I-ből való keletkezése egy lassú, tehát késleltető lépés. Így a ¹³⁵Xe fel fog halmozódni, és lényegében blokkolja a láncreakciót. A szabályzórudak betolásakor a teljesítmény eleve gyorsabban csökken, mint várnánk, mert "rásegít" a felhalmozódó ¹³⁵Xe (pozitív visszacsatolás). Ezért is nevezik reaktorméregnek.

Hogy ennek mi köze volt a csernobili balesethez, azt a történet rövid összefoglalásával érthetjük meg.

A reaktor operátorai – a sors keserű iróniája! – egy biztonságvédelmi kísérletet akartak elvégezni, amihez hasonlót korábban már kétszer is csináltak bármi probléma nélkül. Ha egy reaktort hirtelen le kell állítani, akkor mindenképpen gondoskodni kell a zóna hűtéséről, különben a remanens hő miatt zónaolvadás következhet be, beláthatatlan következményekkel. Ilyen esetekre dízelgenerátorok vannak rendszeresítve, amik a reaktor leállása után automatikusan bekapcsolnak, és árammal látják el a reaktort hűtő vízkeringető szivattyúkat. A generátorok indulása azonban időbe telik, és az volt a kísérlet célja, hogy mivel a leállás után a gőzturbina által hajtott soktonnás primer villamos generátor még jó ideig forgásban van, kiderítsék, hogy annak lassuló forgása még elég áramot termel-e a szivattyúk működtetéséhez a dízelgenerátorok elindulásáig ("kifutási kísérlet").

A kísérlet előkészületeit azzal indították, hogy jelentősen lecsökkentették a reaktorteljesítményt olyan szintre, hogy bizonyos biztonsági rendszereket kikapcsolhassanak (ami nem szabálytalan, hiszen enélkül nem is lehetett volna a kísérletet elvégezni). A folytatás az lett volna, hogy rövid időn belül visszaviszik a teljesítményt egy viszonylag magas szintre, hogy majd egy ilyen állapotból hirtelen lekapcsolva (szimulálva egy vészleállást) teszteljék a szivattyúk működését a lassuló generátor árama mellett.

Azonban mielőtt ezt megtették volna, egy moszkvai telefonos utasítás hatására (az ország energiaigényére hivatkozva) felfüggesztették a kísérletet, hagyva a reaktort kis teljesítményen üzemelni. Kilenc óra telt el, mire megkapták az engedélyt a kísérlet folytatására. Ekkor elkezdték a szabályzórudakat kihúzni, így próbálva a reaktor teljesítményét a kívánt szintre visszaemelni, ami odáig ment, hogy gyakorlatilag az összes szabályzórudat maximálisan kihúzták, mégsem nőtt azonnal a teljesítmény. A folytatás megértéséhez számítsuk ki, hogyan változhatott a ¹³⁵Xe-koncentráció, mennyire válhatott Xe-mérgezetté a reaktor!

Kiindulva egy olyan állapotból, amikor a reaktort teljesen leállították, és néhány perc alatt az összes ¹³⁵Te elbomlott, a jód–xenon–cézium-átalakulásra alkalmazhatjuk a kétlépéses konszekutív reakciókra érvényes formulát (szempontunkból nincs jelentősége annak, hogy még a ¹³⁵Cs is bomlik):

$$N_{\rm Xe} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{0,\rm I} \left[e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right],$$

ahol λ_1 =ln2/6,7 óra, illetve λ_2 =ln2/9,1 óra.

A bomlási állandók viszonyától függetlenül a leányelem (¹³⁵Xe) aktivitásának, ill. mennyiségének van egy maximuma, ami a következő módon számítható ki:

$$\frac{\mathrm{d}N_{Xe}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\lambda_1\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}N_{0,\mathrm{I}}e^{-\lambda_1t} + \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}N_{0,\mathrm{I}}e^{-\lambda_2t} = 0,$$

Ebből a maximális ¹³⁵Xe-koncentrációra a következő formula adódik:

$$t_{\rm Xe,max} = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

amibe behelyettesítve a konkrét bomlási állandókat $t_{Xe,max}$ =11,2 óra.

Ebből már látszik, hogy a 9 óra várakozás alatt (bár a reaktor nem állt le teljesen, így számításunk csak közelítés) minden bizonnyal nagyon magas ¹³⁵Xe-koncentráció alakult ki, ami nem engedte a láncreakció elindítását. Az idő múlásával a ¹³⁵Xe saját béta-bomlása azonban zajlott, és bekövet-kezett az az állapot, amikor a sokszorozási tényező elérte (majd nyilván azonnal meg is haladta) az 1-et. Ekkor a növekvő neutronfluxus elkezdte csökkenteni a ¹³⁵Xe koncentrációját, ami ezáltal kevésbé fékezte a láncreakciót, tehát tovább nőhetett a neutronfluxus, ami viszont még gyorsabban csökkentette a ¹³⁵Xe mennyiségét, ezzel még tovább növelve a neutronfluxust, és így tovább... Ez egy pozitív visszacsatolás, amelynek megállítása lehetetlennek bizonyult. A vészleállító gomb megnyomása után 2 másodpercen belül a kb. 100 MW-os reaktorteljesítmény mintegy 100 000 MW-ra (!) ugrott fel, ami nyilván robbanáshoz vezetett (*67. ábra*).



67. ábra. A balesetet szenvedett csernobili reaktor röviddel a baleset után

Korábban láttuk, hogy a reaktor biztonságos szabályozhatósága akkor tartható fenn, ha az a prompt kritikusság alatt marad, azaz ha a reaktivitás csak maximum néhány ezrelék, más terminológiával: dollárcent alatti.

Mérvadó szakmai vélemények szerint a csernobili reaktor reaktivitása abban az állapotban, amikor minden szabályzóelemet kihúztak, akár több dollárnyi is lehetett. Vegyük észre, hogy a reaktor bőven prompt kritikus állapota is elég lett volna a láncreakció elszabadulásához, de a ¹³⁵Xe-t fogyasztó pozitív visszacsatolás még reménytelenebbé tette az esetleges beavatkozást.

Elterjedt vélemény, hogy a baleset oka elsősorban az RBMK-reaktor egy olyan tervezési hibája, miszerint a szabályzórudak úgy vannak kialakítva, hogy az alsó és a felső harmaduk grafit (közötte bór-karbid). Az RBMK egy ún. csatornatípusú, forralóvizes grafitmoderátoros reaktor. Az aktív zónája 25x25 cm-es grafittömbökből áll, közöttük függőlegesen helyezkednek el a nagy nyomás alatt tartott csövek (nincs külön reaktortartály). Ezek magukba foglalják a fűtőelemeket és a közöttük áramló vizet. E grafittömbök között vannak helyenként a bór-karbid szabályzórudak. A szabályzórudak betolásakor a rúd tiszta grafit vége növeli a moderálás hatékonyságát, ami átmenetileg a reaktorteljesítmény növekedését idézi elő. A teljesítmény csak akkor csökken, amikor már a szabályzórúd bór-karbid szegmense eléri a zónát. E reaktortípus másik kockázati tényezője az ún. pozitív üregegyüttható, ami akkor lép fel, ha egyszerűen elforr a víz, mert a buborék vízgőztartalma sokkal kisebb neutronabszorpciót okoz, mint a kondenzált víz, tehát lokálisan nő a neutronfluxus és így a teljesítmény. Mivel a teljesítmény növekedése újabb gőzbuborékot kelthet, ez egy pozitív visszacsatolást okozhat. (Vízmoderátoros reaktoroknál a buborék képződése negatív visszacsatolást eredményez, mivel a víz maga a moderátor, neutronabszorpciójának változása kisebb hatással bír.)

Mindezeket figyelembe véve a baleset alapvető oka a xenonmérgezés figyelmen kívül hagyása volt, ami alatt lehetővé vált a szabályzórudak olyan mértékű eltávolítása, hogy ahhoz az állapothoz tartozó reaktivitás szabályozhatatlanná tette a reaktort, amikor a láncreakció végül elindult. Mivel a vészleállító rudak beejtése a zónába is kb. 18 másodpercet vett (volna) igénybe,⁴⁵ és a robbanás 2 másodpercen múlott, az említett tervezési kockázatoknak másodlagos jelentőségük volt.

A grafitmoderátor használata a környezet- és egészségkárosításban játszott kulcsszerepet, mivel a robbanás után a grafit még napokig égett, és ontotta a levegőbe az erősen radioaktív anyagokat.

Tragikus véletlennek nevezhető, hogy a baleset egy apróságon múlt, azon a telefonon Moszkvából, ami miatt vártak 9 órát. Ha – mondjuk – fél órán belül elkezdik visszaemelni a teljesítményt, bizonyára semmi különös nem történik. Ezért ez a baleset rávilágít arra, hogy semmi esetre sem spórolható meg a szakmai hozzáértés ilyen létesítmények üzemeltetésénél.

Öröm az ürömben, hogy mindez e sorok írásánál 36 évvel korábban történt, és mindössze 10 évvel a polgári energiatermelő reaktorok elterjedésének kezdete után. Megállapítható, hogy ennél súlyosabb robbanást atomerőműben nem is nagyon lehetne talán még szándékosan sem előidézni. Nagyon sokat tanult belőle a nukleáris szakma, és remélhető, hogy soha többé nem fog hasonló történni.

Jelenleg (2022-ben) Oroszországban még 8 energetikai RBMK-reaktor működik problémamentesen. A legfiatalabbat 1990-ben helyezték üzembe Smolenskben (4 évvel Csernobil után), és 2050-ig van működési engedélye.

⁴⁵ Részletesebben lásd a World Nuclear Association honlapján: <u>https://www.world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/nuclear-power-reactors/appendices/rbmk-reactors.aspx</u>.

A World Nuclear Association adatai szerint a baleset rövid összefoglaló mérlege:

- A robbanás és az azt követő napokon át tartó tűz során a zóna radioaktív anyagainak 5%-a került a környezetbe, ami egész Európát érintette.
- A robbanáskor 2 dolgozó, majd néhány héten belül további 28 ember halt meg a sugárzás okozta determinisztikus hatások következtében.
- Az ENSZ szakértői testülete szerint a balesetet követő 20 évben mintegy 5000 pajzsmirigyrák-megbetegedés köthető a sugárzás hatásához, amiből 13 haláleset. Más statisztikusan szignifikáns egészségkárosító hatást nem tudtak kimutatni.
- 350 000 embert telepítettek ki a sugárszennyezett területekről, de azok egy részére már folyamatban van a visszatelepítés.

14.5.2. A fukushimai baleset és más nukleáris események

A másik jelentős (az INES-skálán 7-es szintű) baleset a Fukushima Daiichi atomerőműben történt Japánban, 2011. március 11-én. Ez a már említett LOCA-típusú, azaz a fűtőelemek hűtésének kimaradásával összefüggő baleset volt. Különösen felhívja a figyelmet arra, hogy mennyire komolyan kell venni a hűtés fenntartását még leállított reaktorban is.

A baleset lényege, hogy egy földrengés miatt – mint az egyébként Japánban nem ritka – a tervezettnek megfelelően automatikusan leálltak az erőmű reaktorai, és szabályosan beindultak a dízelgenerátorok, amik árammal látták el a zónák hűtését végző szivattyúkat (nem is mindegyik reaktor volt üzemben, de a részben vagy teljesen kiégett fűtőelemek hűtése mindenütt zajlott). A katasztrófa azért következett be, mert a földrengést szökőár követte, ami meghaladta a valaha elképzelt mértéket, a víz túljutott a generátorokat is védő gátakon, azokat elárasztotta és tönkretette. A kimaradó hűtés miatt zónaolvadás, a Zr és a víz reakciójából hidrogénképződés, majd több robbanás következett be gyakorlatilag mind a négy érintett reaktorépületben (*68. ábra*).



68. ábra. A négy sérült reaktorblokk a fukushimai balesetet követően

A következményeket érdemes Csernobillal összehasonlítani. Fukushimában nem történt se haláleset, se determinisztikus sugársérülés. Mivel a sztochasztikus hatások is kontroll alatt történtek, ezek szignifikanciája egyelőre – szerencsére – nem kimutatható. Csernobilban a teljes kiszabadult aktivitás mintegy 14 000 PBq (1,4x10¹⁶ Bq) volt, Fukushimában 340–780 PBq, aminek 80%-a a Csendes-óceánba került.

A csernobili baleset még 500 km-es távolságban is okozott komoly szennyeződést, Fukushima környékén az éves megengedett dózisterhelést meghaladó szennyezés 60 km-re jutott el. A kitelepített 154 000 ember kb. 80%-a már visszatérhetett lakóhelyére (2022).

Csernobilban a sérült reaktor köré mára egy masszív *containment*et építettek (a régi "szarkofág" kiváltására), a teljes felszámolás még további évtizedeket fog igénybe venni. A fukushimai teljes leszerelést 30–40 évre becsülik.

Az INES-eseményskálán súlyos üzemzavarnak minősített esemény történt a Paksi Atomerőműben 2003-ban. Az eset ugyancsak a remanens hővel függött össze. A fűtőelemeket a rárakódott korróziós termékektől mosótartályokban mosták oxálsav és citromsav oldatával, intenzív térfogatáram mellett. Egyik alkalommal két mosási ciklus között túl sok idő telt el, és az ekkor alkalmazott nem megfelelően turbulens vízáram nem hűtötte eléggé a fűtőelemeket, azok hőmérséklete már 1000°C körül lehetett a probléma észlelésekor. A tartályok fedelének kinyitásával ugyan lehűtötték a fűtőelemeket, de a kazetták burkolata nem tudta elviselni a termikus stresszt, azok összetörtek, és hasadványok valamint transzuránok kerültek a pihentetőmedence és az érintett vízkör vizébe, a fűtőelem-pasztillákkal való közvetlen érintkezés miatt. A következményeket évek múlva számolták csak fel.

Az INES-skála még számos eseményt rögzít, nem is feltétlen atomreaktorokat érintőt. Ilyen például a brazíliai Goianaban történt eset 1987-ben, amikor is egy zárt sugárforrást nyitottak fel – ami nagy aktivitású ¹³⁷CsCl-ot tartalmazott – egy elhagyott kórházban tolvajok. 249 ember kapott jelentős sugárdózist, négyen meg is haltak.

Összefoglalóan meg lehet állapítani, hogy a kezelt és igen veszélyes sugárzó anyagokhoz képest szerencsére csekély számú halálos vagy súlyos egészségkárosodással járó baleset történik a nukleáris iparban, ha más iparágakhoz hasonlítjuk. Ugyanakkor a reaktorbalesetek okozta gazdasági következmények jelentősek az elhúzódó dekontaminációs erőfeszítések és a kieső energiatermelő kapacitások miatt.

15. Radionuklidok terjedése a környezetben és a nukleáris balesetelhárítás alapjai

Amennyiben valamilyen okból egy nukleáris vagy radioaktív anyagokkal dolgozó létesítményből radioaktív anyagok kerülnek a környezetbe, terjedésük két alapvető mechanizmusa a felszíni vagy felszín alatti vizek szennyeződése, illetve a légköri folyamatok. A vízzel történő terjedés viszonylag könnyen számítható és kezelhető, hiszen a felszíni vízfolyások adottak, a felszín alatti szennyeződés felszínre kerülése ellenőrizhető, és az ellenintézkedések meghozhatók. Állóvizek, tengerek, óceánok szennyeződése bonyolultabban számítható, de nem jelent olyan gyors és azonnali veszélyt, mint a légköri terjedés.

A légköri terjedés kiszámítása olyasfajta kihívást jelent, mint az időjáráselőrejelzés a meteorológiában, csak kiegészítve néhány olyan folyamattal, ami a meteorológiában nem feltétlen vizsgált paraméter.

A 69. *ábra* összefoglalja a főbb folyamatokat, amik eljuttathatják a radionuklidokat vagy az azok által kibocsátott sugárzást az emberi szervezetbe légköri kibocsátás esetén.

A kéményből felszálló gázok (döntően radioaktív nemesgázok) olyan magasságban lépnek ki, ahol már nagy valószínűséggel állandó szél fúj, és ez a szélsebesség a magassággal növekszik. Mindez úgy van megtervezve, hogy normál üzem esetén nincs szükség az aktivitás terjedésének számítására, mert a kibocsátási szint és a keveredés együttesen – az ezáltal megvalósuló hígulás – garantálják a lakosság dózisterhelésének a hatóságilag megengedett szint alatt tartását.

Baleseti szituációban egy esetlegesen sérült *containment*ből bizonyosan magas hőmérsékletű gőzök és gázok lépnek ki, amik csóvát alkotnak és azonnal emelkedni kezdenek. Mindeközben a csóva vertikális és horizontális irányban is szélesedik a diffúzió és a konvekció miatt. Az emelkedésnek gátat szabhat egy már kialakult inverziós réteg, ami gyakori meteorológiai jelenség. Ilyenkor, főleg a hajnali gyors lehűlés miatt, tiszta idő esetén, a hőmérséklet a talajszinttől távolodva emelkedik, majd – az inverziós réteg fölött, ami néhány 100, esetleg 1000 méter magasságban alakul ki – csökkenni kezd. A hőmérséklet-emelkedés miatt elvész a felhajtóerő, és megreked a radioaktív felhő az inverziós réteg alatt.

A radioaktív szennyezés eljuthat a talajra száraz kihullás által, azaz aeroszol részecskék, ill. porszemcsék ülepedésével. Ennél lényegesen gyorsabb és hatékonyabb a nedves kihullás, azaz a csapadékvízzel közvetített kihullás.

Az embert a felhő alacsony magassága esetén már érheti annak gammasugárzása, de ennél természetesen sokkal nagyobb dózist okoz a talajszintet elért felhő, amibe történő bemerülés esetén belégzéssel inkorporálódik a radioaktív szennyező a szervezetben, illetve részben bőrön át is felszívódhat.

A hosszabb távú hatások elsősorban a mezőgazdasági területek elszenynyeződésének következményei, mivel a szennyezett növényzet vagy közvetlenül, vagy az állatokon keresztül pl. a tejfogyasztás útján okozhat további inkorporálódást.



69. ábra. Tervezetten vagy baleset/üzemzavar miatt kijutott radionuklidok főbb terjedési útvonalai légköri kibocsátás esetén

Ezek miatt kritikus, hogy adott baleseti szituációban a radioaktív szennyezés terjedése lehetőleg kiszámítható legyen. A radioaktív szennyező koncentrációja (c) változásának leírására a következő differenciálegyenlet alkalmazható:⁴⁶

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -u_x \frac{\partial c}{\partial x} + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) \right] - \alpha c - \lambda c,$$

ahol az első tag írja le az advekciót (lényegében vízszintes irányú áramlást, itt u_x az áramlási sebesség x irányú komponense), a szögletes zárójelben lévő rész a diffúzióra (Fick-II-törvény), az α tényező az ülepedésre, a λ a radioaktív bomlásra vonatkozik.

Adott peremfeltételekre megoldva ezt az egyenletet, állandó kibocsátással jellemezhető forrásra az alábbit kapjuk:⁴⁷

$$c = \frac{\dot{Q}}{2\pi u \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \exp\left[-\frac{(\alpha+\lambda)x}{u}\right],$$

ahol \dot{Q} a kibocsátás állandó sebessége Bq/s egységben, u a szintén állandó, x irányú szélsebesség, h a kibocsátás egyfajta effektív magassága, az a magasság, ahol a kezdetben emelkedő csóva áramlása vízszintes irányba fordul. A σ -val jelzett mennyiségek a diffúziós együtthatóknál komplexebb, ún. szétterülési együtthatók, amikben benne van a szélsebességtől, annak stabilitásától való függés. A légmozgások stabilitását a meteorológiában használt Pasquill-kategóriák szerint osztályozzák, ez leegyszerűsítve helyettesíti a kindulási differenciálegyenletben nem szereplő konvekciós (turbulens keveredési) tagot.

Ezt a csóvamodellt illusztrálja a 70. ábra.



70. ábra. Légköri terjedés folyamatos kibocsátás esetén (csóvamodell)

⁴⁶ Elter József, Gadó János, Holló Előd, Lux Iván (szerk.), Atomreaktorok biztonsága I., ELTE Eötvös Kiadó, Budapest (2013), 158.o.

⁴⁷ U.o.

Időben egyszeri kibocsátást feltételező forrástag esetén ("pöffmodell"):48

$$c = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_y^2 \sigma_z} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_y^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \exp\left[-(\alpha+\lambda)t\right],$$

ahol a *Q* forrástag egy egyszeri, összes kibocsátást jelent (Bq). Itt nem szerepel a szélsebesség, hiszen a koncentrációt csak a szétterülés, a pöff méretének és alakjának változása határozza meg. A pöff haladását egy független transzlációs függvény írja le a szélsebesség ismeretében.

Ezt az esetet a 71. ábra szemlélteti.



71. ábra. Légköri terjedés egyszeri kibocsátás esetén (pöffmodell)

Bár ezek az analitikus megoldások használhatók, az informatikai lehetőségek birtokában sokkal gyakoribb az adott differenciálegyenlet numerikus megoldása. Az eredmény sikerének kulcsa a modell jóságán túl az *input*paraméterek ismerete (pl. a forrástag intenzitása és a helyi időjárási viszonyok minél részletesebb adatai).

A radioaktív felhő időbeli és térbeli terjedésének ismeretében előre ki lehet számítani, hogy pl. adott településen milyen óvintézkedéseket kell meghozni. A rendelkezésre álló számítógépes szoftverek *output*ja gyakran már maga az intézkedés, hiszen nem várható el az adott településen, hogy nukleáris szakértelemmel bírjanak akár a hatóságok, akár az önkormányzatok alkalmazottai.

⁴⁸ Elter József, Gadó János, Holló Előd, Lux Iván (szerk.), Atomreaktorok biztonsága I., ELTE Eötvös Kiadó, Budapest (2013), 158.o.

15.1. Nukleáris balesetek esetén alkalmazható óvintézkedések

Ha nukleáris baleset történik, akkor általános kritérium, hogy a lehető legtöbbet meg kell tenni azért, hogy determinisztikus hatások ne lépjenek fel, beleértve ebbe az esetlegesen a mentésben résztvevő személyeket is. Ezen túl törekedni kell a dózis észszerű csökkentésére.

Hogy pontosan mekkora dózist jelent, amikor feltétlen cselekedni kell, azt a 29. táblázat tartalmazza, a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (IAEA) ajánlásai alapján.⁴⁹

Szerv/szövet	Cselekvési szint (várható elnyelt dózis 2 nap alatt, Gy)
Egésztest	1
Tüdő	6
Bőr	3
Pajzsmirigy	5
Szemlencse	2
Ivarmirigyek	1

29. táblázat. A dózis csökkentése érdekében elvárt cselekvési szintek különböző szövetekre és szervekre

Hasonló irányadó szinteket javasol az IAEA a mentésben különböző fázisban, illetve szituációkban részt vevő személyek esetében megengedhető dózisterhelésekre (*30. táblázat*).

30. táblázat. Irányadó dózisszintek adott esetben a mentésben részt vevő személyekre

Feladat	Irányadó effektív dózis (mSv)
Életmentés	500
Katasztrofális következményekkel járó történések megelőzése	100
Baleseti beavatkozás	50
Hosszabb távú helyreállítás	az általánosan érvényes dóziskorlát

Míg az előző esetekben a várhatóan elszenvedett dózis alapján húzták meg a határokat, a különböző lakosságvédelmi ellenintézkedéseket az azok betartása által elkerülhető dózisterhelés alapján határozták meg, ugyancsak

⁴⁹ *Preparedness and Response for a Nuclear or Radiological Emergency*, IAEA Safety Standards Series No. GSR 2, International Atomic Energy Agency, Vienna (2002).

a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség ajánlásait követve. A lakosság szempontjából léteznek jól elkülöníthető sürgős és késői óvintézkedések.

A sürgős óvintézkedésekhez tartozik a **jódprofilaxis**, ami kálium-jodid tabletta bevételét jelenti és az az értelme, hogy a radioaktív felhő megérkezése előtt (mindenképpen előtte) a pajzsmirigyet jóddal telítsük az általa termelt hormonok (3,5,3'-trijódtironin és 3,5,3',5'-tetrajódtironin) nagy jódigénye miatt, hogy a maghasadáskor nagy hozammal keletkező és illékony radioaktív jódot ne vegye fel. Ezt az óvintézkedést akkor alkalmazzák, ha az általa elkerülhető lekötött elnyelt pajzsmirigy-dózis meghaladja a 100 mGy-t.

Ugyancsak sürgős óvintézkedést jelent az **elzárkóztatás**, ami a lakások nyílászáróinak minél jobb leszigetelését is jelenti, hogy minél kevesebb levegő juthasson be a lakótérbe. Ezzel az intézkedéssel elkerülhető a kis felezési idejű, de nagy aktivitású radionuklidok inkorporációja. Két-három nap izoláltság általában még elviselhető egy háztartásban felhalmozott élelmiszerek birtokában, cserébe jóval kisebb dózist szenvednek el az érintettek, mintha azonnal pánikszerű menekülésbe kezdenének. Ez persze nagyban függ attól, hogy a baleset helyszínéről a kibocsátás egyszeri volt vagy folyamatos, és hogy milyenek a meteorológiai viszonyok. Elzárkóztatás alkalmazása akkor indokolt, ha az így elkerülhető effektív dózis két nap alatt több, mint 10 mSv.

Kimenekítést alkalmazhatnak (azonnal, vagy az elzárkóztatást követően), ha ezzel az elkerülhető egy hetes effektív dózis várhatóan meghaladhatja az 50 mSv-et. A kimenekítés hosszabb távon jelenthet **kitelepítést**, amikor a lakosság egy érintett csoportja huzamosabb időre vagy akár örökre lakóhelye elhagyására kényszerül.

A kibocsátást követően adott idő eltelte után megkezdhető a terület **dekon**taminálása (megtisztítása a radioaktív szennyezőktől), akár talajcseréje is.

Kifejezetten hosszú távú intézkedés az **élelmiszerek fogyasztásának korlátozása** (különösen a szabadföldi zöldségféléké és a tejé), amennyiben a vonatkozó monitorozás szennyezettséget állapít meg. Nagyon súlyos esetben célszerű – ameddig lehetséges – élelmiszerkonzerveket fogyasztani, amelyek a szennyezés előtt készültek.

A hosszú távú intézkedések célja értelemszerűen a hosszabb felezési idejű radionuklidoktól származó dózis csökkentése, leginkább a meglehetősen mobilis ¹³⁷Cs és a ⁹⁰Sr tartozik ide (3 évtizedes felezési idők). Sajnos, komoly nukleáris baleset után a baleset minimum sok négyzetkilométeres környezete több évtizedes helyreállítási tevékenységet vetít előre.

16. Az atomenergia-termelés jövőbeli biztonságos módszereire vonatkozó elképzelések és fejlesztések

A jelenleg üzemelő, maghasadást felhasználó energetikai reaktorok egyik makacs problémája, hogy a termelt radioaktív anyagok mennyisége ugyan térfogatban és tömegben nem nagy, de aktivitásban tagadhatatlanul óriási. Ezért a nukleáris hulladékok tárolása és végső elhelyezése további költségnövelő, és a jövőben pontosan kiszámíthatatlan rizikótényező. Csernobil példáján látjuk, hogy a láncreakció esetleges kontrollálhatatlansága is előfordulhat, ami az üzemeltetés biztonsági kérdése.

Ezen gondok leküzdésére három fejlesztési irányt érdemes említeni, ami a jövőben lényegesen enyhítheti ezeket az aggályokat.

16.1. Szubkritikus reaktor, tóriumos tenyészreaktor

Carlo Rubbia Nobel-díjas fizikus még 1994-ben vetette fel újszerű nukleáris energetikai reaktor megépítésének lehetőségét.

A jelenlegi reaktorok egyik komoly rizikója egy lehetséges "megszaladásos" baleset, azaz amikor a láncreakció kontroll nélküli felfutása okozza a bajt, ahogyan ez Csernobilban is történt. Ezt a típusú balesetet eleve kizárhatjuk, ha a reaktor zónájába nem helyezünk el annyi hasadóanyagot, hogy a láncreakció létre jöhessen. Ekkor azonban valahonnan pótolni kell a neutronokat, amik biztosítják a láncreakció fenntartását.

Rubbia ötlete azon alapul, hogy kombinálni kell egy spallációs neutronforrást egy ilyen szubkritikus reaktorral. Ha 1 GeV körüli energiára gyorsított protonokat nehézfém (például ólom) targetra lövünk, akkor a spallációs reakció intenzív neutronforrást hoz létre. A kettő együtt alkotja az energiatermelő egységet. Az elképzelés vázlatosan a 72. *ábrá*n látható. Egy ilyen rendszerben a protonáram kikapcsolása a láncreakció azonnali leállását eredményezi. Természetesen a hűtést itt is fenn kell tartani a LOCA-típusú baleset (ld. Fukushima) elkerülése végett.

Rubbia elképzelése a bemutatott vázlatnál is előrehaladottabb. Nem ²³⁵U, hanem ²³²Th üzemanyagban gondolkodik. A neutronok egy grafittal moderált és vízzel hűtött, tóriumot tartalmazó rendszerbe jutnak. A tórium-grafit fűtőelemek golyók formájában vannak betöltve. A neutronok hatására a tóriumból egy neutron befogását követő két negatív béta-bomlással ²³³U-izotóp keletkezik, ami termikusan hasítható. A berendezésben ennek a hasadása révén termelődik energia. Ha megfelelően választjuk meg a rendszerben kialakuló neutronfluxus nagyságát, akkor a gyorsító által fogyasztott villamos energia sokszorosa kapható így vissza. Ezért nevezte el rendszerét Rubbia energiasokszorozónak.

Ennek a rendszernek előnye lehet elvileg, hogy a spalláció szempontjából csak a nehéz elemből álló target a fontos, így az akár lehet a nukleáris hulladékból kivont bármely hosszú felezési idejű veszélyes alfa-sugárzó transzurán. Tehát egyben meg lehetne szabadulni az üzemanyagciklus legveszélyesebb melléktermékeitől is. Persze, e transzuránok kivonása a kiégett fűtőelemekből se nem veszélytelen, se nem olcsó.





⁵⁰ A <u>http://ithec.org/en/technologie/</u> felhasználásával.

A rendszer megvalósítását az is gátolja, hogy az üzemeltetéshez nagyon nagy protonáramra lenne szükség, és ilyen eszköz egyelőre nem áll rendelkezésre.

Ugyanakkor a ²³²Th mint üzemanyag hasznosításának (ún. tóriumos sóolvadékos tenyészreaktor) nagy lehetne a perspektívája, hiszen a következő fontosabb előnyökkel rendelkezik:⁵¹

- a teljes tórium üzemanyagciklus 200-szor hatékonyabb a jelenlegi
 ²³⁵U technológiákhoz képest;
- az elképzelt reaktor termikus neutronokkal működik, kevés hasadóanyagra van szükség;
- legalább 600 évre elegendő a globális tóriumkészlet, mivel a tórium az uránnál ötször gyakoribb elem;
- nincs utólagos reprocesszálás, extrakciós módszerrel működés közbeni szeparáció lehetséges, amivel értékes orvosi izotópok is kinyerhetők (⁹⁹Mo, ²¹³Bi, ²²⁵Ac, ²²⁹Th, ¹²⁵I, ¹⁰⁶Ru, ⁹⁰Y);
- a radioaktív hulladék fluorapatit formában egyszerűen és biztonságosan tárolható;
- o alig keletkeznek transzuránok, csak rövidebb felezési idejű izotópok;
- o a keletkező hulladékban 100 év alatt a bomlások 84%-a lezajlik;
- a tórium nem képes önmagában hasadásra, tehát tiszta állapotban is biztonságos (a reakció elindítható ²³⁵U vagy ²³⁹Pu segítségével, amiből már rengeteg van felhalmozva).

Sajnos ezen – és számos más – nukleáris technológia fejlesztése jelentősen lelassult a csernobili baleset által kiváltott elbizonytalanodás és útkeresés miatt.

16.2. Fúziós energia

Amint korábban tárgyaltuk, mivel az atommagoknak van egy stabilitási maximuma a Fe-Co-Ni triádnál, magátalakítással vagy úgy tudunk energiát termelni, hogy nehéz elemek atommagjait hasítjuk (amiről eddig volt szó, és a jelenlegi összes nukleáris energiatermelő egység működésének alapja), vagy könnyű elemek magjait egyesítjük. Ez utóbbit legcélszerűbb a legkönnyebb elemekkel megpróbálni, mivel ott a legmeredekebb az egy

⁵¹ Király Márton, "Egy részben elfelejtett technológia nyomában", *Nukleon* 5, 3. (2012), 114.sz. cikk.

nukleonra jutó kötési energia rendszámfüggése. Tehát a hidrogént érdemes fuzionálni (héliummá), megvalósítva azt a folyamatot, ami a Napban zajlik néhány milliárd éve folyamatosan.

Érdekes felvetni, hogy miért nem elég pl. csak deutériumig elmenni, vagy másképp feltéve a kérdést: miért megy a folyamat a Napban is mindjárt He-ig. Korábban beláttuk, hogy két proton ütköztetése olyan mértékben, hogy a Coulomb-taszítás ellenére a magerők hatótávolságán belülre kerül-jenek (kb. 1 fm), nagy energiát, azaz – mivel termonukleáris reakcióról beszélünk - magas hőmérsékletet igényel. Ez megtörténik a Napban, és az ütközéskor a két proton egyike egy pozitron és egy neutrínó kibocsátása mellett pillanatszerűen át is alakul neutronná - ezáltal deuteront képezve. Ez szükséges, mivel a magerők két proton esetében a Pauli-elv által kikényszerített ellentétes spinek esetén nem hatnának. Ha már megszületett a deuteron egy a protonok ütköztetéséhez is elegendően magas hőmérsékleten, akkor logikusan következik, hogy két deuteron sokkal kisebb aktiválási energiát igénylő ütközése (a nagyobb részecskeméret miatt a két Coulomb-töltéscentrumnak nem kell olyan közel kerülnie egymáshoz) készségesen végbemegy, és keletkezik a különlegesen stabil alfa-részecske. A stabilitást részben az okozza, hogy mind a protonszám, mind a neutronszám mágikus. (A Napban nem ez a lépés dominál, hanem további protonütközések történnek a deuteronnal, majd a ³He-mal, ahogy a magreakciók tárgyalásánál már láttuk.)

Rég folynak kísérletek ennek a megvalósítására a Földön, de a választás végül egy még könnyebben megvalósítható reakcióra esett, a triton és a deuteron reakciójára, ahogy azt korábban tárgyaltuk is (19. ábra).

Így a kivitelezendő magreakció a következő:

$${}^{2}H + {}^{3}H = {}^{4}He + n$$

Ez természetesen felveti annak kérdését, hogy honnan lesz a trícium üzemanyag. Ebből a szempontból jelentősége lesz a keletkező neutronnak.

Az előállítandó igen magas hőmérsékletű (100 millió K) plazma egy olyan berendezésben áll elő, amiben magát a plazmát – kihasználva, hogy minden részecske ionizált benne, azaz elektromos töltéssel rendelkezik – mágneses terekkel tartják össze abból a célból, hogy a forró plazma ne érjen hozzá a tartály falához, mert akkor a hirtelen lehűlés miatt azonnal leállna a magfúzió. Tehát ezt már itt le kell szögezni, hogy ennek a plazmának a hőjét közvetlenül nem hasznosítjuk, ebbe nem nyúlik bele semmilyen hőcserélő berendezés. A plazma fűtését elsősorban a reakcióban keletkező alfarészecske végzi, mivel az gyakori ütközésekkel gyorsan leadja az energiáját.

Az eddig kikísérletezett berendezések közül az ún. Tokamak (korábbi szovjet fejlesztés) bizonyult a legjobbnak. Ez egy toroidot jelent (egy üreges gyűrű), aminek a belső képét illusztrálja a *73. ábra*.



73. ábra. A JET Tokamak berendezés belső képe⁵²

A képen bemutatott berendezés a franciaországi Cadarache-ban jelenleg (2022) épülő ITER-projekt közvetlen elődje. E projekt keretében már egy olyan kísérleti berendezés épül, amiben a fúziós reakció begyújtásához használt lézerek energiájánál messze több energiát fog termelni maga a fúzió, azaz az ún. plazma-egybentartási idő (confinement time) biztosan elég ahhoz, hogy megvalósulhasson az energiatermelés. A következő lépés már egy tényleges fúziós reaktor megépítése lesz (DEMO).

A toroid belsejében lévő plazmát tehát mágneses terek tartják egyben (és távol a Tokamak wolfrámból készülő belső borításától), amely mágneses tereket folyékony héliumban hűtött szupravezető mágnesek biztosítják – mindössze 80 cm-re a plazmától. Ebből már megítélhető a technikai kihívás, amit ez jelent.

⁵² Forrás: az ITER honlapja: <u>https://www.iter.org/album/Media/1%20-%20Back%20in%20time</u>.

A forró plazma egyrészt hőt sugároz, másrészt, ami ennél sokkal fontosabb, a fúziós reakcióban keletkező neutronokat. A neutronok a plazmát körülvevő lítiumköpenyben (ez vagy tiszta Li, vagy Li-tartalmú vegyület vagy ötvözet) magreakciót váltanak ki:

 ${}^{6}\text{Li} + n = {}^{3}\text{H} + {}^{4}\text{He}$

Az ebben a magreakcióban keletkező trícium valójában az energiatermelésre használt fúziós reakció egyik kiindulási komponense, és a lítiumköpenyből recirkuláltatva juttatják vissza a fúziós plazmába. A keletkező alfa-részecske csak a Li-köpenyt fűti (ahogy természetesen a triton is), de a reakciónak ez a végterméke, lelassulva és elnyelődve, He-atommá alakul, és ebben a formában palackokban gyűjtik.

A Li-köpenybe benyúló pl. vízalapú hőcserélő viszi el azt a hőt, ahonnan már minden ugyanúgy működik, mint a fissziós erőműveknél, vagy akár a fosszilis tüzelőanyagú erőműveknél: a gőz turbinát hajt, amivel közös a villamos generátor tengelye, és itt termelődik az elektromos áram.

containment

Mindezeket a folyamatokat illusztrálja vázlatosan a 74. ábra.

74. ábra. A fúziós reakciót alkalmazó energetikai blokk tervezett működése⁵³

⁵³ A <u>https://www.weforum.org/agenda/2015/05/when-will-we-master-nuclear-fusion/</u> felhasználásával. Eredeti ábra: JET–EFDA publications David Maisonnier, EFDA CSU Garching, copyright Euratom.

Az energiatermelő folyamat nettó üzemanyaga tehát lítium és deutérium. Sajnos, hidrogént alkalmazni (ami lényegében korlátlan mennyiségben rendelkezésre áll) egyelőre nem tűnik megvalósíthatónak. A deutériumot a vízből könnyen ki lehet nyerni, a lítium is megfelelő ércekből állítható elő.

A remények szerint megvalósítható energiatermelési mód sokkal biztonságosabb a fissziósnál, habár jóval komplikáltabb és drágább. Főbb vonásai összefoglalva a következők:

- esetleges baleset bekövetkeztekor nincs szükség a személyzet és a népesség evakuálására;
- nincs szükség aktív biztonsági rendszerekre a véletlen hirtelen leállás esetére;
- o LOCA-jellegű üzemzavar esetén nincs zónaolvadás;
- a fissziós reaktorokhoz képest elhanyagolható mennyiségű radioaktív hulladék keletkezik;
- a legkisebb teljesítmény, amivel üzemelhet, kb. 1 GW, amiben lényegesen különbözik a fissziós reaktoroktól;
- a várt rendelkezésre állási arány legalább 75-80%, még néhány nem várt leállást is kalkulálva;
- a népesség általi elfogadottság jóval nagyobb lehet, mint a fissziós reaktorok esetén;
- o meglehetősen drága és technikailag komplikált.

Végül azt kell még feltétlenül megjegyezni a fúziós kísérletek meglehetős vontatottságáról, hogy míg a maghasadás akár egy laborasztalon is megvalósítható, hiszen pl. a ²³⁹Pu-ból a kritikus tömeg 5 kg körül van, a fúziós plazma egyben tartásához és legalább pár másodperces folyamatos működtetéséhez a tömb/felület arány nem lehet kicsi, mert akkor a nagy felületen túl sok hő vész el.

Ugyanez az oka annak is, hogy a várt legkisebb teljesítményű reaktor is legalább 1 GW-os lesz, ami kihívás egy ország permanens és egyenletes energiaellátásának biztosítása szempontjából.

Tehát nem lehet kicsiben még kísérletezni sem, ami rendkívül drágává teszi, és ezzel lelassítja az előrehaladást.

A 75. *ábra* mutatja az 1942-ben Fermi és munkatársai által összerakott első atomreaktort, ami talán kisebb terem méretű volt, mellette pedig az első fúziós reaktor közvetlen elődjének számító építkezés légifelvételét 2021-ből (az építkezés eredetileg tervezett teljes időtartama 17 év).





75. ábra. Az 1942-ben épített első fissziós atom
reaktor, és az ITER projekt légi felvétele 2021 októberébő
l 54

⁵⁴ Az ITER honlapja: Les Nouveaux Médias/SNC ENGAGE, October 2021. <u>https://www.iter.org/construction/SystemsPlantAssembly</u>.

Felhasznált és ajánlott irodalom

JÁNOSSY Lajos (szerk.), Atommaglexikon, Akadémiai Kiadó, Budapest (1963).

- DÉSI Sándor, *Nukleáris detektorok* (Országos Atomenergia Bizottság, Nukleáris Elektronika Szakmérnöki Tagozat, jegyzet), Tankönyvkiadó, Budapest (1966).
- LENGYEL Tamás, Jász Árpád, *Izotóplaboratóriumi zsebkönyv*, Műszaki Könyvkiadó, Budapest (1966).
- DEME Sándor, *A sugárvédelem alapjai és mérőműszerei*, Tankönyvkiadó, Budapest (1966).
- DR. KOVÁCS István, *Az izotóptechnika. Fizikai alapok* (BME Villamosmérnöki Kar, jegyzet), Tankönyvkiadó, Budapest (1966).
- GYÖNYÖR Béla, Nukleáris technika (BME Villamosmérnöki Kar jegyzet), Tankönyvkiadó, Budapest (1975).
- KISS István, VÉRTES Attila, Magkémia, Akadémiai Kiadó, Budapest (1979).
- VÉRTES Attila, Magkémia I., Tankönyvkiadó, Budapest (1985).
- K. N. MUHIN, Kísérleti magfizika, Tankönyvkiadó, Budapest (1985).
- NÉMETH Zoltán, *Radiokémiai és izotóptechnikai alapismeretek*, Veszprémi Egyetemi Kiadó, Veszprém (1996).
- NAGY Lajos György, NAGYNÉ László Krisztina, *Radiokémia és izotóptechnika*, Műegyetemi Kiadó, Budapest (1997).
- A. VÉRTES, S. NAGY, Z. KLENCSÁR, *Handbook of Nuclear Chemistry*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht–Boston–London (2003).
- KÓNYA József, NAGY Noémi, Izotópia I., Debreceni Egyetemi Kiadó (2007).
- KÓNYA József, NAGY Noémi, Izotópia II., Debreceni Egyetemi Kiadó (2008).
- NAGY Sándor internetes elektronikus jegyzetei nukleáris tudományokról <u>http://nagysandor.eu/lne/index.html</u> (2012).

Ez a jegyzet áttekinti a nukleáris kémia alapjait, elsősorban azzal a céllal, hogy alapvető természettudományos tájékozottság birtokában megérthetővé váljanak a nukleáris és radioaktív anyagok felhasználásának előnyei és kockázatai.

A könyv fő üzenete a nukleáris környezetvédelem, mivel – mindenekelőtt a nukleáris energiatermelés miatt – ez még minimum sok évtizedig megkerülhetetlen téma lesz.

A tárgyalás a megértésre fókuszál, minél több jelenség magyarázatát igyekszik megadni egy mai tudásunk szerint vállalható szemlélettel.

Kiemel olyan jelenségeket is, amik a nem szakmai közönség számára különösen meglepők lehetnek, vagy egyszerűen téves elképzelések határozzák meg az erről szóló közgondolkodást.

Főleg természettudományos tanárszakok hallgatóinak, de más hallgatóknak vagy egyszerű érdeklődőknek is ajánlható.

