

## MAGFIZIKAI MINILEXIKON

### 1/v törvény

Általános fizikai okok miatt kis energiájú neutronokkal kiváltott exoterm magreakciók hatáskeresztmetszete a bombázó neutron sebességével fordított arányban változik. E törvény érvényessége nem függ a ténylegesen vizsgált magtól. Általában termikus, vagy termikushoz közeli energiákra már mindenütt igaz a törvény. A termikus neutronokkal indukált hasadásnál, neutronok sugárzásos befogásánál igen sok magnál megfigyelték. Jelentősége a reaktorfizika gyakorlatában óriási.

### abszorbeált dózis (elnyelt dózis)

Az abszorbeált (elnyelt) dózis a radioaktív sugárzásnak kitett test egységnyi tömege által elnyelt energia. Egysége a Gray (1Gy = 1 J/kg).

### aktív zóna

Egy atomreaktornak az a tartománya, amelyben a nukleáris fűtőelemek (üzemanyag-rudak) elhelyezkednek. Az aktív zónában az üzemanyag-rudakon kívül található még a reaktor szabályzóelemei (szabályzó rudak) és a biztonságvédelmi rudak. Az aktív zóna tartalmazza még a neutronok lassítására szolgáló moderátor-közeget illetve a keletkezett energia elvezetésére szolgáló hűtőközeget is.

### aktivitás

Egy radioaktív preparátumban időegységenként bekövetkező bomlások száma. Egysége a Becquerel (1Bq=1 bomlás/s). Régi egysége a Curie, ami 1g tiszta rádium aktivitása: 1Ci = 3.7·10<sup>10</sup>Bq.

Jelölje N a preparátumban lévő bomlásra képes atomok számát, ekkor az aktivitás: A = dN/dt. Ha egy preparátum csak egyfajta bomlásra képes izotópot tartalmaz, akkor

$$A = \lambda \cdot N = \frac{N \cdot \ln 2}{T_{1/2}}$$

ahol  $\lambda$  az izotóp bomlásállandója,  $T_{1/2}$  pedig a felezési ideje.

### ALARA-elv

A sugárvédelem egyik alapelve. Maga a kifejezés egy betűszó, az angol „As Low As Reasonably Achievable” kifejezés kezdőbetűiből kapta a nevét. Azt fejezi ki, hogy sugárveszélyes tevékenységet úgy kell végezni, hogy a résztvevő személyek a lehető legkevesebb dózist kapják. (Ld. még *dóziskorlátok*.)

### alfa-sugárzás ( $\alpha$ -sugárzás)

Helium atommagokból (alfa-részecskékből) álló kb. 1-10 MeV energiájú sugárzás, amely általában nehéz atommagokból lép ki alagúteffektussal. Az alfa-részecskék fajlagos ionizációja nagy, ennek következtében az anyagban igen rövid úton leadják energiájukat. Ennek következtében szilárd anyagban kicsi (néhányszor 10  $\mu$ m) a hatótávolságuk. Kívülről jövő alfa-sugárzást néhány cm vastag levegőréteg, a ruhaszövet, vagy a bőr elhált felső hámrétege is elnyel, ezért sugárvédelmi szempontból csak a testbe bekerült (inkorporált) sugárforrás veszélyes. Inkorporáció esetén a biológiai hatékonyság nagy, mert energiáját kis útszakaszon adja le, és ezért egyetlen sejtben is sok iont tud kelteni. A sugárzás súlyfaktora,  $w_R$ -faktora (*Q-faktora*) 10-20 között mozog.

### amplitúdó-analizátor

Elektronikus eszköz, amely a bemenetére érkező elektromos impulzusok amplitúdóját megméri, digitalizálja, és a mért értékekből statisztikát készít. Egy analóg-digitál átalakítóból, és sok (pl. 4096) számlálóból áll (ezek a „csatornák”). Amikor egy beérkező impulzus amplitúdóját megmérte, akkor a megfelelő sorszámú számláló állását egygel megnöveli. A beérkezett impulzus amplitúdója tehát a számláló sorszámával kapcsolatos („csatorna szám”), míg a számláló állása azt mutatja, hogy hány darab olyan amplitúdójú impulzus érkezett. A sokcsatornás amplitúdó-analizátor tehát közvetlenül az amplitúdó — gyakoriság függvényt méri.

Ma már a számítógépek kiegészítő tartozékeként szállítanak sokcsatornás analizátor kártyákat a megfelelő software-el. (Ld. még *multiscaler üzemmód*).

### **analóg-digitál átalakító**

Olyan elektronikus berendezés, amely egy beérkező jel nagyságával arányos számot ad ki, azaz digitalizál. Az átalakítás után jel nagyságok helyett számokkal dolgozhatunk. Az analóg-digitál átalakító csatornaszámát az a legnagyobb szám adja meg, amit az egység még az átalakításnál ki tud adni. – A nukleáris gyakorlatban a néhány ezres csatornaszám a detektorok felbontásának egyéb bizonytalansága miatt általában bővem elégséges.

### **annihiláció**

„Megsemmisülés”, szétsugárzás. Ha egy részecske találkozik antirészecskéjével (pl. egy pozitron egy elektronnal), akkor a tömegüknek megfelelő energiájú elektromágneses sugárzás keletkezik, miközben ők megsemmisülnek. Gyakorlatban leginkább a pozitron annihilációjával találkozunk, ezért ennek példáján mutatjuk be a jelenséget. Egy anyagban haladó, pl. radioaktív atommagból kilépő pozitronok – nagy sebességű töltött részecskék lévén – az anyagban ionizálnak, és közben lefékeződnek. Ha a lefékeződött pozitron egy vele közel azonos impulzussal rendelkező elektronnal találkozik (márpedig ez mindig bekövetkezik, mert az anyag tele van elektronnal), nagyon rövid idő alatt egyesül vele, és annihilációs sugárzás kibocsátása közben mindketten megsemmisülnek, az „anyag átalakul energiává”. A folyamatban az energia- és az impulzus-megmaradásnak teljesülnie kell.

Tegyük fel, hogy a szétsugárzás pillanatában mindkét részecske impulzusa a laboratóriumi rendszerben kicsi, gyakorlatilag állnak. Teljes energiájuk ekkor csak a nyugalmi tömegükből eredő  $2 \cdot m_0 \cdot c^2 = 1.02 \text{ MeV}$  energia, teljes impulzusuk pedig közel zérus. A megsemmisülés után olyan sugárzási térnek kell létrejönnie, amelynek összenergiája  $1.02 \text{ MeV}$ , impulzusuk pedig nulla. Ez csak úgy lehet, ha szétsugárzáskor nem egy, hanem legalább két gamma-foton keletkezik, amelyek egyenkénti energiája  $511 \text{ keV}$ , és amelyek egymással pontosan ellentétes irányban távoznak. Ha a részecskék összipulzusa nem volt pontosan nulla a laboratóriumi rendszerben, akkor a két keletkezett gamma-foton iránya által bezárt szög sem pontosan  $180^\circ$ . Ha tudjuk mérni ezek szögét, abból meg lehet határozni az elektron-pozitron pár sebességét a megsemmisülés pillanatában. Mivel a megsemmisülés nagy valószínűséggel akkor megy végbe, amikor a pozitron és elektron relatív sebessége nulla (a pozitron „ráül az elektrorra”) az annihilációs sugárzás vizsgálata segítségével fel lehet térképezni az elektronok sebesség szerinti eloszlását az anyagban. Nem véletlen tehát, hogy a pozitron-annihiláció magfizikai háttérű és magfizikai mérés technikát alkalmazó módszere a szilárdtest-fizikusok fontos anyagszerkezeti kutató eszközévé vált. — Megjegyezzük, hogy ugyan a kettesnél több nagyságrendekkel kisebb valószínűséggel, de megfigyeltek három gammás annihilációt is.

### **anticiklonáris áramlás**

Földi áramlásoknál lehet megfigyelni: a forgás miatt fellépő Coriolis-erő merőleges az áramlás irányára és párhuzamos a nyomásváltozás gradienseivel. Nyomásmaximum esetén az áramlás *anticiklonális*. Ez azt jelenti, hogy nyomásmaximummal rendelkező körkörös nyomáseloszlás esetén, az áramlás negatív irányban (a Föld forgásával ellentétes irányban) folyja körül a magasabb nyomású helyet. (L. *ciklonáris áramlás*.)

## antineutrínó

A neutrínó antirészecskéje (l. *neutrínó*).

## átlag hibája (standard hiba)

Várható, hogy ha többször megismételünk egy  $n$  mérésből álló sorozatot, akkor az átlagok egymástól kisebb mértékben térnek el, mint az egyes mérések. Kimutatható, hogy ebben az esetben az átlagok szórása függ attól, hogy az egyes átlagokat hány egyedi – csak a mérési módszerre jellemző – átlagból határoztuk meg.

Ez esetben:

$$\overline{\sigma^2} = \frac{\sigma^2}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)} \rightarrow \overline{\sigma} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$$

Ez azt jelenti, hogy ha például 100 mérésből átlagolunk, akkor a számított átlagok szórása az egyes mérések szórásának kb. egy tized része ( $100^{1/2}=10$ ). – Az átlag hibájával közelítjük a standard hibát, ami az átlagnak és a mért mennyiség várható értékének eltérésére ad felvilágosítást.

## Auger-elektron

Az elektronhéj legerjesztődésekor keletkező elektron. Az Auger-effektusban a az atomburok legerjesztődéskor felszabaduló energia közvetlenül az elektronhéj egy elektronjának adódik át, azt kilöki, így ionizált atom marad vissza. A röntgen-sugárzás kibocsátásával versenyző folyamat. Alacsony rendszámoknál a kettő közül ez domináló folyamat, de teljesen általában nagyobb rendszámok esetén sem hanyagolható el. (*Pierre Victor Auger francia fizikus, 1899-1993.*)

## bárikus széltörvény

A klasszikus meteorológia tapasztalatoknak megfelelően pozitív forgás esetén (a Föld forgásának megfelelően) a sebességvektor irányától jobbra esik a magasabb nyomás, és fordítva. Az áramlás állandó nyomású felületek, izobárok mentén történik.

## belső hullámok

Rétegzett közegben jelennek meg, a megbolygatott rétegek közti határfelületen, ahol egyfajta hullámozgás indul meg. Ez a hullámmozgás csak a rétegek határfelületen figyelhető meg, a felszín eközben mozdulatlanok mutatkozik.

## belső konverzió (internal transition, IT)

Az atommagok olyan elektromágneses átmenete, amikor a mag körüli atomi pályán lévő elektron közvetlenül veszi át az atommag gerjesztési energiáját úgy, hogy az elektron kilökődik a héjról. Ilyenkor egy, az elektron kötési energiájával csökkentett nagy energiájú elektron lép ki, gamma-sugárzás pedig nem keletkezik. A jelenség neve a belső konverzió, angolul internal transition (szokásos rövidítéssel IT). A belső konverzió általában versenyez a gamma-sugárzással, elsősorban olyan átmeneteknél, amikor a gamma-átmenet valószínűsége valamely hátráltató körülmény (pl. nagy impulzusmomentum-változás) miatt elsőrendben tiltott.

## belső standardizálás

A folydékszcintillációs mérés technikában használt eljárás, amely a mérőeszköz *detektálási hatásfokának* meghatározására szolgál. A lényege az, hogy a mérni kívánt mintához (a minta aktivitásának lemérése után) ismert aktivitású radioizotópot adunk, és ebből újbóli méréssel a keresett hatásfok meghatározható.

## besugárzási dózis

Régebben használt sugárvédelmi és dozimetriai fogalom. Röntgen- és gamma-sugárzás jellemzésére használták. Megmutatja, hogy az adott ionizáló sugárzás 1 kg normál állapotú levegőben mennyi töltést választ szét. Egysége a C(oulomb)/kg. Régi egysége a Röntgen. Egy Röntgen besugárzási dózissal  $1R = 2.58 \cdot 10^{-4}$  C/kg töltött részecske keletkezik.

### béta-sugárzás

Atommagok gyenge kölcsönhatással történő bomlása három folyamatot jelenthet: a az elektron kibocsátással járó negatív béta-bomlás, a pozitron kibocsátással járó bomlást és az un. K-befogást. Ez utóbbi nem jár elektron, vagy pozitron kibocsátással. — Így a béta-sugárzás az előbbi bomlások közül az első kettőnél keletkező nagyenergiájú elektronokból ( $\beta^-$ ) vagy pozitronokból ( $\beta^+$ ) álló sugárzás. Mivel a béta-bomlásokor antineutrínó ill. neutrínó is keletkezik, amellyel a béta-részecske osztozik az energián és az impulzuson. Ezért a béta-sugárzásban az elektronok (pozitronok) energia-eloszlása folytonos. A bomlási energia jellemzésére a béta-részecskék maximális energiáját szokták megadni ( $E_{\max}$ ). Ez lenne a béta-részecske energiája, ha az antineutrínó illetve a neutrínó nem vinne el energiát. Béta-bomlásokor az atommag rendszáma eggyel nő ( $\beta^-$  bomlás) vagy eggyel csökken ( $\beta^+$  bomlás, ill. K-befogás), tömegszáma pedig változatlan marad. A béta-sugárzás *fajlagos ionizációja* kisebb, mint az *alfa-sugárzásé*, és ezért hosszabb úton fékeződik le az anyagban, vagyis nagyobb a hatótávolsága. Szilárd anyagban, fémekben néhány mm-es utat is meg tudnak tenni. Kívülről jövő béta-sugárzás a bőrt károsítja. Védekezni ellene árnyékolóanyagokkal könnyű, mert már néhány mm-es árnyékolóanyag (pl. védőszemüveg, vagy szemüveglencse) elnyeli. Árnyékolóanyagként kis rendszámú elemeket tartalmazó anyagokat célszerű használni, mert a nagy rendszámú elemek a kialakuló nagy elektromos terek miatt olyan lassulással fékezik le az elektronokat, hogy a létrejövő elektromágneses fékezési Röntgen-sugárzás jelentős lehet. A sugárzás  $w_R$  - *faktora* a viszonylag a kis fajlagos ionizáció miatt 1 körül van.

### binomiális eloszlás

Ha egy  $x$  esemény  $p$  valószínűséggel következik be, ahol  $0 \leq p \leq 1$ , akkor  $1-p=q$  valószínűséggel nem valósul meg. A binomiális eloszlás megadja annak valószínűségét, hogy  $n$  kísérletben hányszor következik be az  $x$  esemény. Annak valószínűsége, hogy  $n$  kísérletben  $k$ -szor megkapjuk az  $x$  eseményt

$$B(p, n, k) = \binom{n}{k} p^k q^{n-k}$$

Ezt hívják binomiális-elosztásnak. Az eloszlás várható értéke  $\langle x \rangle = np$ , szórásnégyzete pedig  $\sigma^2 = np(1-p) = npq$ .

### bomlási állandó

A bomlási állandó egy radioaktív atommag elbomlásának időegységre eső valószínűsége,  $\lambda$ . Annak a valószínűsége tehát, hogy egyetlen atommag  $dt$  idő alatt elbomlik,  $\lambda \cdot dt$ . Következésképpen  $N$  atommagból  $dt$  idő alatt  $N \cdot \lambda \cdot dt$  fog elbomlani, azaz az atomok számának  $dN$  csökkenése:

$$dN = -N \cdot \lambda \cdot dt$$

Ennek a differenciálegyenletnek a megoldása az ismert exponenciális *bomlástörvény*. A bomlási állandó és a  $T_{1/2}$  felezési idő kapcsolata:

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

### bomlási sorok

Olyan különböző atomokból álló sor, amelynek minden egyes tagja a sor előző tagjából keletkezik radioaktív bomlással. Ez stabil atom keletkezéséig folytatódik.

### **bomlástörvény**

Egy radioaktív preparátumban lévő bomlásra képes atommagok számának ill. a preparátum aktivitásának időbeli változását leíró összefüggés:

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

illetve

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t}.$$

### **Brunt–Väisälä-frekvencia**

Folytonosan rétegzett közegben kitérített folyadékrészecske oszcillálásának körfrekvenciája.

$$N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0(z_0)} \cdot \frac{d\rho_0}{dz}}$$

ahol,  $g$  =nehézségi gyorsulás,  $z$  = a nyugalmi állapotból való kitérítés,  $\rho_0(z_0)$  = folyadék sűrűsége  $z_0$  mélységben, ahol a folyadék egyensúlyban van.

### **CAMAC-rendszer**

Szabványosított nukleáris mérőelektronikai rendszer. Mérőkeretből (angolul rack, ez biztosítja a tápfeszültségeket) és könnyen, igény szerint cserélhető mérő-feldolgozó egységekből (plug-in) áll. Számítógéppel összekötve sok detektor egyidejű azonnali (on-line) kezelését teszi lehetővé.

### **ciklonáris áramlás**

Földi áramlásoknál lehet megfigyelni: a forgás miatt fellépő Coriolis-erő merőleges az áramlás irányára és párhuzamos a nyomásváltozás gradiensevel. Nyomásminimum esetén az áramlás *ciklonális*. Ez azt jelenti, hogy nyomásminimummal rendelkező körkörös nyomáseloszlás esetén, az áramlás pozitív irányban (a Föld forgásával megegyező irányban) folyja körül az alacsonyabb nyomású helyet. (L. *anticiklonáris áramlás*.)

### **Compton-effektus**

Nagy energiájú elektromágneses sugárzás (röntgen- vagy gamma-fotonok) szóródása szabad(nak tekinthető) elektronokon. A Compton-effektus során egy  $h\nu$  energiájú,  $h\nu/c$  impulzusú foton rugalmasan ütközik egy (nyugalomban lévő) elektronnal. Az ütközés során a foton energiát és impulzust ad át az elektronnak, így az ütközés után a szóródási szögtől függően kisebb energiájú (frekvenciájú) foton keletkezik. A meglökött elektron energiát ill. impulzust kap a fotontól, a folyamatban az energia- és az impulzus-megmaradás teljesül. – A legnagyobb energiát az elektron akkor kapja, ha a foton  $180^\circ$ -ban visszaszóródik szóródik. A különböző tömegek miatt azonban ekkor sem adhatja át a foton a teljes energiáját az elektronnak. Az átadott maximális energia:

$$\Delta E_{\max} = h\nu \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{m_0 c^2}{h\nu}}$$

ahol  $m_0 c^2 = 511$  keV, az  $m_0$  az elektron nyugalmi tömege. Monoenergiás fotonok hatására is az anyagban Compton-effektussal meglökött elektronok energia-eloszlása folytonos, mert az

elektronok energiája függ a szóródási szögtől, és ez ütközésenként más és más lehet. A Compton-szórás valószínűsége az anyagban lévő szabadnak tekinthető elektronok számával arányos, ezért az egy atomra vonatkoztatott valószínűség az atom rendszámával közel arányos.

### Compton-hát

A gamma- vagy röntgen-spektrum teljes energiájú csúcsnál kisebb, folyamatos része. Úgy keletkezik, hogy az egy- vagy több Compton-szórást szenvedett másodlagos gamma-kvantum elhagyja a detektort. A Compton-szórásban meglökött elektronok a kis hatótávolságuk miatt általában természetesen bent maradnak a detektor érzékeny térfogatában, jelet keltenek, amelyek többszörös Compton-szórás esetén össze is adódnak. Az elektron(ok)nak átadott energia a szórás szögétől függ, ezért folytonos a spektrum. Az egyszeres Compton-szórás energiaátadása felülről korlátos, ezért a Compton-tartomány a felső részén egy levágással, a Compton-élel ér véget.

### decibel (db)

A decibel a *hangintenzitás-szint* mértékegysége, jele *dB*. A decibel definíciója:

$$\beta(\text{dB}) = 10 \cdot \log(I/I_0)$$

amely dimenzió nélküli egység. Itt  $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$  az 1 kHz-re vonatkoztatott hallásküszöb. Ezzel egyenértékű definíciót lehet adni a  $p$  hangnyomás és a  $p_0$  hallásküszöbhez (1 kHz-nél) tartozó értékekkel. Mivel a hang intenzitása arányos a hangnyomás négyzetével, ezért:

$$\beta(\text{dB}) = 20 \cdot \log(p/p_0).$$

### dekontaminálás

A dekontaminálás (szennyezéstől megtisztítás) radioaktív szennyeződés csökkentését vagy megszüntetését célzó művelet sor. Sok esetben a radioaktívassal szennyezett tárgy, felület enyhén lúgos oldattal való lemosása elegendő. Ilyen lehet pl. az emberi testrészeket ért felületi szennyezés eltávolítására a kézmosás.

### detektálási hatások

Viszonyszám, amely megmutatja, hogy egy radioaktív preparátumból kibocsátott részecskék hányadrészét érzékeli a mérőberendezés. Többféle értelmezése lehet, ezért mindig pontosítani kell, hogy az adott szituációban mit jelent. Több oka lehet annak, hogy egy atommag által kibocsátott részecskét a detektor miért nem regisztrál:

- Az atommagból kilépő részecske nem lép ki a preparátumból, hanem elnyelődik annak anyagában (önárnyékolás). Ez különösen a rövid hatótávolságú töltött részecskék esetén lehet jelentős.
- A detektor nem fogja teljesen körül a preparátumot, a detektálási térszög a teljes térszögnél  $4\pi$ -nél kisebb (nem  $4\pi$  detektor). Ezért bizonyos irányokba induló részecskék elkerülik a detektort, vagyis nem kerülnek be a detektor térszögébe.
- A detektorba belépő részecskék csak bizonyos valószínűséggel lépnek kölcsönhatásba a detektor érzékeny térfogatának anyagával. (Ezt szokták a szoros értelemben vett detektálási hatásoknak nevezni.), egy részük kölcsönhatás nélkül áthalad rajta. Ez a röntgen- és gamma-fotonoknál, ill. neutronok detektálásakor különösen gyakori.
- A detektor által szolgáltatott jelet a mérőelektronika nem regisztrálja pl. holtidő vagy amplitúdó kiválasztási követelmény miatt.

A detektálási hatások sok tényező függvénye, amelyek az aktuális kísérleti elrendezéstől függenek. Ezért a mérőberendezéssel kvantitatív mérést csak a detektor-hatások előzetes meghatározása (megfelelő hitelesítés) után lehet végezni.

### **differentiál diszkriminátor**

Nukleáris méréseknél gyakorta használt elektronikus eszköz, amely a bemenetére adott különböző amplitúdójú feszültségimpulzusok válogatására használható. Két állítható paramétere van: az alapszint és a csatornaszélesség. Az egység kimenetén akkor jelenik meg (uniformizált) feszültségimpulzus, ha a bemenetére adott impulzus amplitúdója nagyobb, mint a beállított alapszint, de kisebb, mint az alapszint +csatornaszélesség.

### **differentiális hatáskeresztmetszet**

Egy szórás folyamatban a bejövő nyalábhoz képest meghatározott szög körüli egységnyi térszögbe szóródó eseménytípusra vonatkozó hatáskeresztmetszet. Jele  $d\sigma/d\Omega(\Theta)$ , ahol  $\Theta$  a szórás szöget jelenti. Dimenziója [felület/térszög], a magfizikai gyakorlatban egysége [barn/st]. (L: *hatáskeresztmetszet*.)

### **diszperzív hullámok**

Olyan hullámok, melyeknek  $c$  terjedési sebessége különböző  $\lambda$  hullámhosszokra eltérő. A diszperzív hullámok hamar szétfolynak, és gyorsan csillapodnak, elsimulnak.

### **dózisegyenérték (egyenérték dózis)**

Ma már hivatalosan nem használt sugárvédelmi dózisfogalom, amely figyelembe veszi, hogy különböző fajtájú ionizáló sugárzások biológiai hatékonysága azonos *abszorbeált dózis* esetén is különböző. A dózisegyenérték a várható biológiai hatást jellemzi.

$$H=D \cdot Q_F$$

ahol  $D$  az elnyelt (abszorbeált) dózis,  $Q_F$  a sugárzás minőségi tényezője. Egysége a Sievert, ( $1\text{Sv}=1\text{Gy} \cdot Q_F$ ).

A minőségi tényező a sugárzás fajtájától függ (Ld. *Q-faktor*). Különböző típusú sugárzások, ha azoktól azonos dózisegyenértéket kapunk, azonos biológiai hatást fejtenek ki. A biológiai hatás szempontjából ezek egymással egyenértékűek, és az is igaz, hogy bármely biológiai hatást bármely típusú sugárzással ki lehet váltani. A dózisegyenérték (mint régi sugárvédelmi fogalom) helyett gyakran az *egyenérték-dózis* elnevezést használják.

### **dóziskorlátok**

A sugárvédelem meghatározza azt is, hogy az *ALARA-elv* betartása mellett melyek azok a dóziskorlátok, amelyeket sugárveszélyes tevékenységnél nem szabad túllépni. A dóziskorlátokat elvileg úgy határozzák meg, hogy a sugárterhelést elviselő egyén várható életében észrevehető egészségügyi károsodást, élettartam-rövidülést ne szenvedjen el a besugárzás hatására. A dóziskorlátokat a Sugárvédelem Nemzetközi Bizottsága (International Commission on Radiological Protection (ICRP)) ajánlásai alapján jogszabályokban határozzák meg. A dóziskorlátokat ma hivatalosan az *effektív dózisban*, korábban az *egyenérték dózisban* (*dózisegyenértékben*) adták meg. – A dóziskorlátozás rendszere megkülönböztet elsődleges, másodlagos és származtatott korlátokat. Más korlátok vonatkoznak a sugárveszélyes munkahelyen dolgozóakra és más a lakosságra. – Mi itt csak az elsődleges korlátokat ismertetjük. Sugárveszélyes helyen dolgozókra  $100\text{mSv}/5\text{év}$ , a lakosságra vonatkozóan  $1\text{mSv}/\text{év}$  az effektív dózis korlátja. A foglalkozási sugárterhelés esetében egyes szervre és szövetre más és más az effektív dóziskorlát. Így például izomszövetre  $500\text{mSv}/\text{év}$ , a szemlencsére  $150\text{mSv}/\text{év}$  az effektív dóziskorlát. A különböző dóziskorlátokat úgy kell alkalmazni, hogy különböző korlátok egyenként is teljesüljenek.

### **dózisteljesítmény**

Az egységnyi idő alatt kapott dózis, a dózis idő szerinti első deriváltja.

### **effektív dózis**

Az effektív dózis a sugárvédelem alapvető fogalma. Figyelembe veszi a különböző típusú ionizáló sugárzások eltérő biológiai hatását és az egyes testszövetek radioaktív sugárzásokra adott különböző válaszát.

A test különböző szervei, szövetei különböző képpen reagálnak a sugárzásokra. Nagy dózisok esetén akut sugár-megbetegedés fejlődik ki, kis dózisok esetén azonban csak késői rákos megbetegedések gyakoriságának megnövekedésével számolhatunk. A különböző szerveket, szöveteket ért effektív dózisok különböző mértékben járulhatnak hozzá az egészségügyi károsodásokhoz. Szükséges tehát egy olyan dóziszfogalom, amely nem egészségtest besugárzás esetén a különböző szervek, szövetek érzékenységét is figyelembe veszi: Ez az effektív dózis. Definíciója:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T,$$

ahol E az effektív dózis,  $w_T$  súlyozó tényező, amely a T testszövetből származó hatásokból eredő károsodás és a test egyenletes besugárzása esetén fellépő hatásokból eredő teljes károsodás aránya,  $H_T$  a szervekre számított egyenérték dózis, amely az abszorbeált dózis és a sugárzásra jellemző biológiai hatásosságot kifejező súlyfaktor szorzata. Az effektív dózis egysége a sievert (Sv).

A pontos, de kissé bonyolult definíciójú adott effektív dózis hatására körülbelül olyan valószínűségű az egyén késői károsodás, mintha a személyt az effektív összdózissal egyenlő egyenérték dózissal megfelelő egészségtest besugárzás érte volna. Több szervet ért különböző dózisegyenérték esetén az effektív dózisegyenértéket szervenként kell kiszámítani, és az értékeket összeadni. Lényeges megjegyezni, hogy a késői károsodás szempontjából az egyént ért effektív dózis határozza meg a kockázatot.

### egyenérték dózis

Egyenérték dózis ( $H_T$ ) a sugárzás biológiai hatását bemutató dózismennyiség. Az R típusú sugárzástól, T szövetben vagy szervet ért egyenérték dózis:

$$H_{T,R} = D_{T,R} \cdot w_R,$$

ahol  $D_{T,R}$  a T szövetben vagy szervben elnyelt dózis értéke és  $w_R$  az R sugárzás károsító hatásának **súlytényezője**, az egyes sugárzásokra jellemző dimenzió nélküli szám. – Ma is többször találkozhatunk a Q-val jelölt minőségfaktoral (quality-factor), ami megegyezik  $w_R$ -rel, ha a T szövet helyett az egész testről beszélünk. A minőségfaktort a korszerű sugárvédelem tudományos igényű analízisben már nem alkalmazza.

Ha a sugárzási teret különböző típusú, illetve eltérő súlytényezőjű sugárzások alkotják, akkor a teljes egyenérték dózis:

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

A teljes egyenérték dózis egysége a sievert (Sv), dimenziója  $[H] = \text{J/kg} = \text{Sv}$  (sievert).

### egyenértékű zajszint

A hangnyomás pillanatnyi értékének egy referencianyomástól ( $p_0$ ) való eltérésnégyzetét a mérés időtartamára ( $T$ ) átlagolva egy a zajszint mérésére alkalmas mennyiséget kapunk.

Ennek egy egyszerű függvénye az egyenértékű zajszint:  $L_{eq} = 10 \cdot \log_{10} \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{p(t)}{p_0} \right)^2 dt$ . Az

egyenértékű zajszint mértékegysége a dB, a referencianyomás értéke pedig  $p_0 = 20 \text{ mPa}$ .

### egyesített hatások

Az egyesített hatások annak a valószínűsége, hogy a mintából kijutó részecskét a kísérleti berendezés milyen valószínűséggel detektálja. Minden irányba azonosan sugárzó forrás esetén az effektív térszög és a detektor határfokának szorzata. (Ld. *detektálási hatások*.)

### elágazási arány



Radioaktív bomlások elágazási aránya a különböző bomlási módok valószínűségének hányadosa.

### **élettartam**

A radioaktív atommagokra vonatkozó exponenciális bomlástörvényben a közepes (átlagos) élettartam a bomlási állandó reciproka. Az az időtartam, ami alatt a kiindulási aktivitás  $1/e$ -ed részére csökken.

### **elnyelt dózis**

Fizikai dózismennyiség. Valamely sugárzás által az anyagban elnyelt dózison a  $dW/dm$  hányadost értjük, ahol  $dW$  az ionizáló sugárzásból a  $dm$  tömegű anyagban elnyelt energiát jelenti. Egysége a Gray.  $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ . (L. *abszorbeált dózis*.)

### **előfutár magok**

Azok az atommagok, amelyek maghasadást követően jönnek létre, és melyek  $\beta$ -bomlásuk során neutron kibocsátó atommagokra bomlanak. A neutron-kibocsátás nagyon gyors folyamat ( $< 10^{-14} \text{ s}$ ), ezért az előfutármagok  $\beta$ -bomlásának felezési ideje szabja meg a bomlást követően kibocsátott neutronok felezési idejét. Ezek a késő neutronok.

### **empirikus szórás**

Az empirikus vagy tapasztalati szórás arra ad felvilágosítást, hogy egy újabb mérés eredménye milyen valószínűséggel lesz az előző mérés eredményének környezetében. Számítása  $N$  db.  $x_i$  eredményű,  $\bar{x}$  átlagú mérés esetén:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{N - 1}}$$

Az empirikus szórás a mérések számának növelésével (szemben a *standard hiba* viselkedésével) nem csökken.

### **fájdalomküszöb**

Azt a legmagasabb *hangintenzitást*, amelyet hallva még éppen nem érzünk fájdalmat, fájdalomküszöbnek nevezzük. Ez az intenzitás különböző frekvenciájú (magasságú) hangok esetében más és más lehet. A fájdalomküszöböt dB-ben adják meg, értéke  $1 \text{ kHz}$  frekvenciánál  $120 \text{ dB}$  körül van.

### **fajlagos ionozáció**

Az ionizáló részecske pályája mentén a hosszegységre eső keltett ionpárok számát jelenti. Mértékegysége gázban ionpár/cm, folyadékban ill. szilárd anyagban ionpár/ $\mu\text{m}$ . Nehéz töltött részecskék fajlagos ionizációja nagy, a könnyű részecskéké, így az elektronoké kisebb. (Ld. *lineáris energiaátadás*.)

### **feketedés**

A *filmdoziméter* kiértékelésekor használatos fogalom. A sugárzásnak ki nem tett (illetve csak a háttérsugárzásnak kitett) filmen átmenő fény és a besugárzással exponált filmen átmenő fény intenzitásai arányának logaritmususa.

### **felbontási idő**

Koincidencia kapcsolás felbontási idején azt a minimális időkülönbséget értjük, amely esetén a coincidencia berendezés még külön jelnek fogadja el a bemenetére érkezett impulzusokat. Ideális logikai AND áramkör esetén a felbontási idő a bemenetére érkező impulzusok szélességeinek összege:  $T = T_1 + T_2$ .

### **felezési idő**

Radioaktív preparátumok aktivitásának csökkenését jellemző paraméter. A preparátum aktivitása a felezési idő alatt a felére csökken. Újabb felezési idő elteltével a felének a felére, stb. A felezési idő kapcsolata a  $\lambda$  bomlásállandóval:

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

### **félhalálos dózis**

Az az effektív dózis, amelynél a 30 nap alatt bekövetkező halálozási valószínűség 50%. Értéke embernél egésztest besugárzásra mintegy 4.5 Sv.

### **félvezető detektor**

Ionizáló sugárzások detektálására szolgáló félvezető eszköz. A detektálás lényege az, hogy különböző típusú (n és p típusú) félvezetők egymás mellé helyezésével olyan átmeneti tartományt hozunk létre, amelyben nagy a térerősség (feszültséget kapcsolnak a detektorra), de mégis nagyon kicsi áram folyik, mert a rétegben nincsenek töltéshordozók. Ha ebbe a rétegbe ionizáló részecske érkezik, és az az anyaggal való kölcsönhatásakor töltéshordozókat kelt (a valencia-sávból elektronokat emel fel a vezetési sávba), akkor ezek a töltéshordozók a térerősség hatására kiürülnek, elektromos áramimpulzus keletkezik. Az össztöltés a félvezető-kristályban leadott összenergiával arányos. Az összegyűjtött töltés nagyságát megmérve (töltésérzékeny előerősítővel) a detektált részecske energiára következtethetünk. Léteznek p és n típusú szennyezésekkel készített, detektálásra alkalmas félvezető diódák. Ezekkel a vékonyabb érzékeny térfogat miatt általában töltött részecskéket, alacsony energiájú gamma fotonokat detektálnak. Nagy érzékeny térfogatot lehet létrehozni nagy tisztaságú germániumban. Az ebből készített detektorok alkalmasak nagy energiájú gammák hatékony megfigyelésére.

A különböző félvezető detektorok tehát abban térnek el egymástól, ahogyan a töltéshordozó-mentes réteget kialakítják. A nagy tisztaságú germánium detektorban a nagy tisztaság biztosítja a töltéshordozók távoltartását. Ehhez a detektort alacsony hőmérsékleten kell üzemeltetni, hogy a hőmérsékleti gerjesztés se gerjesszen föl sok elektront a valencia-sávból a vezetési sávba.

A p-n átmeneten alapuló detektorok esetén a diódára adott záróirányú feszültség hozza létre a p- és n-réteg között a kiürített réteget. Ilyenek a Ge(Li) ill. Si(Li) detektorok. A Li atomok zárórétegbe való bediffundáltatása arra szolgál, hogy az ott levő szennyezések és hibák semlegesítésével a detektor záróirányú áramát lecsökkentsék. Természetesen ezeket a detektorokat is (az előzőekben elmondottakhoz hasonló okok miatt) alacsony hőmérsékleten kell üzemeltetni. A Ge(Li) detektorokat azonban nem csak üzem közben, hanem állandóan folyékony nitrogén hőmérsékleten kell tartani, egyébként a Li kidiffundál a zárórétegből és a detektor tönkremegy.

A félvezető detektorokban egy töltéspár keltéséhez mintegy 10-szer kevesebb energia kell, mint egy foton kiváltásához egy szcintillációs detektorban. Ezért a félvezető detektorok energiafelbontása sokkal, sokszor akár egy nagyságrenddel jobb, mint a szcintillációs detektoroké (akár 2 keV alá is csökkenthető a  $^{60}\text{Co}$  1333 keV energiájú gamma vonalára). Ha a jó energiafelbontás fontos követelmény egy mérés elvégzésénél, akkor a félvezető detektorok alkalmazása lesz a jó választás a detektálásra vonatkozó döntésnél.

### **filmdoziméter:**

Ma Magyarországon a legelterjedtebb személyi dózismérő. Mindkét oldalán fényérzékeny emulzióval bevont filmet visel egy alkalmas abszorbens lemezekkel ellátott kazettában az, akinek a dózisterhelésére kíváncsiak vagyunk. Ezt a jelenlegi gyakorlat szerint kéthavonta kiértékeli az illetékes hatóság. (Ez 3\*4 cm-es kis kék kazetta,ilyent lehet látni a röntgennel, vagy sugárveszélyes helyen dolgozóknál.)

A film feketedéséből meghatározható a sugárterhelés nagysága, illetve szűrőanalízissel megtudható a besugárzó energia effektív értéke. Érzékenysége jellemző, hogy a természetes háttérsugárzás felének megfelelő sugárterhelés-növekedést már kimutatja. A szűrők szélén fellépő árnyék élességéből az is látszik, ha a filmet valaki közvetlen besugárzásnak tette ki (nincs ott a test, mint szóróközeg). Ilyenkor persze a film nem értékelhető.

### **fotocsúcs**

*A teljes energiájú csúcs* régebbi, de a szakzsargonban néha még most is használt neve.

### **fotoeffektus**

Röntgen- és gamma-sugárzás anyaggal történő kölcsönhatásának egyik formája. A fotoeffektus során az elektromágneses sugárzás a teljes energiáját és impulzusát átadja egy, az atomtörzsben erősen kötött elektronnak és a hozzá kötődő atomtörzsnek, a gamma kvantum pedig megsemmisül. Tekintve, hogy az atomtörzs tömege több nagyságrenddel nagyobb az elektron tömegénél, ezért a gamma-foton energiáját szinte teljes egészében az elektron viszi el, míg az impulzus nagy részét az atom veszi át. A monoenergiás gamma-foton fotoeffektussal monoenergiás elektront löknek ki az atomokból. Az elektron mozgási energiája megegyezik a gamma foton energiájának és az elektron kötési energiájának különbségével. A fotoeffektus valószínűsége a rendszám ötödik hatványával nő. – Ezért a gamma-sugarak árnyékolására a nagyrendszámú elemek a jók, hiszen ezeknél nagy valószínűségű a fotoeffektussal való kölcsönhatás. Egy adott anyag esetén a fotoeffektus valószínűsége a bejövő gamma-foton energiájával csökken.

### **fotoelektron-sokszorozó**

Nukleáris detektorokban használt, igen nagy erősítésű és egyúttal kis zajú elektronikus eszköz. Egy fotokatódból és több, általában 10-12-14 fémelektrodából, az ún. dinódákból áll. A dinódákra a fotokatódhoz képest rendre nagyobb pozitív feszültséget kapcsolunk. A fotokatód és a dinódák vákuumban vannak. A fotokatódra érkező nagyon kicsiny intenzitású fény (pl. *szcintilláció*) elektronokat üt ki a fotokatódból, amelyeket az első dinódára kapcsolt pozitív feszültség felgyorsít. A felgyorsult elektronok a dinódába becsapódva  $n > 1$  szekundér elektront váltanak ki, amelyek a második dinóda felé gyorsulnak, és oda becsapódva ismét sokszorozódnak. Tizenkét dinóda esetén egyetlen fotoelektronból kb.  $n^{12}$  elektron keletkezik. Ez  $n \approx 3$  esetén kb.  $10^{10}$ -szeres erősítésnek felel meg. A fotoelektron-sokszorozó nagyon érzékeny a fényre, ezért nagyon fontos, hogy bekapcsolt állapotban soha ne érje erős környezeti fény, mert tönkremehet.

### **fotohasadás**

A fotonok (gamma-kvantumok) által kiváltott atommag-hasadás.

### **gamma-sugárzás**

Nagy energiájú elektromágneses sugárzás, amely legtöbbször gerjesztett atommagokból származik. Az atommagokból származó gamma-sugárzás kvantumenergiája néhány keV-től több MeV-ig terjed. Gamma-sugárzással az atommag úgy tud megszabadulni gerjesztési energiájától, hogy közben maga az atommag nem változik meg. A gamma-bomlás felezési ideje általában jóval rövidebb, mint akár az alfa-bomlásé, akár a béta-bomlásé. Egyes gerjesztett állapotok azonban a sugárzási tér által elviendő nagy impulzusmomentum miatt csak nagyon kis valószínűséggel tudnak elbomlani, és így ezekben a gamma-bomló mag felezési ideje hosszú (néha több év is lehet). Az ilyen hosszú felezési idejű gamma-bomló állapotok az izomér állapotok. – Megjegyezzük, hogy vannak olyan gamma-sugarak is, amelyek nem az atommagok bomlásából származnak. Ezek energiája (erre a kozmikus sugárzásban van példa) akár több száz GeV is lehet.

A gamma-sugárzás nagy áthatolóképeségű sugárzás. Ionizálni csak az általa keltett másodlagos töltött részecskék, elsősorban a kiváltott nagy energiájú elektronok- révén tud. A

gamma-sugárzás elektronokat az anyagban három folyamat révén kelthet. Ezek a *fotoeffektus*, a *Compton-effektus*, és a *párkeltés*. – A gamma-sugárzás intenzitásának gyengülése az anyagban exponenciális törvényt követ:

$$I(x) = I_0 e^{-\Sigma x} = I_0 \cdot e^{-\frac{x \cdot \ln 2}{R_{1/2}}}$$

ahol  $x$  az anyag vastagsága,  $\Sigma$  a makroszkópikus abszorpciós koefficiens (dimenziója 1/m) és  $R_{1/2}$  a felezési rétegvastagság.

### Gauss eloszlás (normális eloszlás)

Folytonos, két paraméterű, a valószínűség-számításban központi szerepet játszó eloszlás. Alakja:

$$N(x, a, \sigma) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\left(\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right)} dx.$$

Az eloszlás várható értéke  $a$ , szórásnégyzete  $\sigma^2$ . Az előbbi kifejezés megadja annak valószínűségét, hogy  $x$  valószínűségi változó értéke milyen valószínűséggel esik az  $(x, x+dx)$  intervallumba. – A Poisson-eloszlás nagy  $a$  értékek ( $a \geq 25$ ) esetén jól közelíthető az

$$N(i, a, a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} e^{-\left(\frac{(i-a)^2}{2a}\right)}$$

normális eloszlás egész  $i$  értékeknél felvett értékével.

### geosztrófikus egyensúly

Forgatott folyadékokban a nyomás gradiensevel arányos és azzal ellentétes irányban mutató nyomási erő éppen kiegyenlíti az áramlás sebességére merőleges Coriolis-erőt. Ehhez tartozó fogalom a geosztrófikus áramlás, amely nagyon gyorsan forgatott határesetben, a Föld forgásából, vagy egy laboratóriumi edényben a folyadék forgatásából származó lassan kialakuló, időfüggetlen, stacionárius áramlás.

### gravitációs áramlások

A két különböző sűrűségű közeg mozgását általában a gravitáció irányítja: súlypontjaik a kezdeti nem-egyensúlyi helyzetből az egyensúly felé törekednek. Az ilyen áramlatokat *gravitációs áramlatoknak* nevezzük. A természetben számos példa található rájuk, Ilyenek a lavina vagy lávafolyam, a légköri hideg- vagy melegfrontok betörése és a szobai hideg-meleg levegőáramlások.

### gray (Gy)

Az elnyelt dózis egysége. Elnyelt dózison (D) az anyagban tömegegységenként elnyelt energiát értjük.  $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ . (Elnevezés: L.H. Gray, 1905-1965.)

### hallásküszöb

Azt a legalacsonyabb *hangintenzitást* mondjuk hallásküszöbnek, amelyet fülünkkel még éppen észlelni tudunk. Ez az intenzitás a különböző frekvenciájú (magasságú) hangok esetében más és más. Értéke 1 kHz frekvenciánál  $10^{-12} \text{ W/m}^2$ .

### hangintenzitás

Az egységnyi idő alatt egységnyi felületen átáramlott hangenergia időbeli átlagát hangintenzitásnak ( $I$ ) nevezzük. A hangintenzitás mértékegysége  $\text{W/m}^2$ .

A hangintenzitás nagysága a következő formulából számítható:

$$I = \frac{1}{2} \frac{p_m^2}{c \rho_0},$$

ahol  $p_m$  a közegbeli *hangnyomás* amplitúdója,  $\rho_0$  a közeg nyugalmi sűrűsége,  $c$  pedig a közegbeli hangsebesség.

### hangintenzitás szint

A *hangintenzitásból* ( $I$ ) származtatott mennyiség a hangintenzitási szint, amely egy referenciaintenzitástól, a hallásküszöbtől ( $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$ ) való intenzitás-eltérést fejez ki:

$$d = 10 \cdot \log_{10} \frac{I}{I_0}.$$

Mértékegysége a decibel ( $dB$ ). – Bevezetésének logaritmikus jellegét az motiválja, hogy fülünkkel biológiai okok miatt a tízszer nagyobb intenzitású hangot csak fele annyival érezzük hangosabbnak, mint a százszor nagyobb intenzitásút, tehát az inger és az érzet nagysága közötti összefüggés exponenciális.

### hangnyomás

Ha egy közegen hanghullám halad keresztül, akkor a közeg nyugalmi nyomása ( $p_0$ ) lokálisan megváltozik. Ennek az eltérésnek a maximális értéke, amplitúdója ( $p_m$ ) a hangnyomás. Egy  $x$  irányba haladó sík nyomáshullám hatására a közeg egy pontjában a nyomás időbeli változása a következő képlet szerint adódik:

$$p = p_m \sin \left[ 2\pi f \left( t - \frac{x}{c} \right) \right],$$

ahol  $f$  a hang frekvenciája (magassága) és  $c$  a közegbeli hangsebesség. A hangnyomás mértékegysége a  $Pa$ .

### hasadás

A nehéz atommagoknak legtöbbször két, nem feltétlen egyforma tömegű részre (fragmentumra) való szétválása. A hasadás bekövetkezhet spontán is, azaz külső behatás nélkül, mint a nehéz atommagok egyik bomlástípusa. Sokkal nagyobb gyakorlati jelentősége van a külső bombázással kiváltott indukált hasadásnak. Az indukált hasadási folyamatokat kiváltó részecskék a legkülönbébbek lehetnek, lehetnek pl. fotonok, vagy neutronok. Különleges jelentősége van annak, hogy bizonyos magokat kis energiájú, termikus neutronok is képesek hasadásra bírni. – A hasadást rendszerint neutronok, gamma fotonok vagy egyéb részecskék kibocsátása kíséri.

### hasadási neutronok

Hasadási folyamatból származó neutronok. Egy  $^{235}\text{U}$  mag hasadásakor 2-3, nagy ( $\sim \text{MeV}$ ) energiájú gyors neutron keletkezik.

### hatáskeresztmetszet

A hatáskeresztmetszet a mikrofizikában, így az atom- és a magfizikában két mikrofizikai részecske között lezajló folyamatok, reakciók, szóródások bekövetkezése valószínűségének jellemzésére használt, felület dimenziójú mennyiség. Hatáskeresztmetszete olyan mikrofizikai folyamatoknak lehet, amelyekre igaz, hogy a kiválasztott folyamat bekövetkezésének valószínűsége mind a két résztvevő részecskefajta számával egyenes arányban változik. Ilyenkor a folyamatban valóban két részecske vesz részt, ezt hívjuk elemi eseményeknek.

Bevezetése az előző megjegyzésekből következik: érkezzék  $A$  nyalábkeresztmetszetű  $I$  számú bombázó részecske egy  $N$  darab atommagot tartalmazó céltárgyra. Ha a vizsgálni

kívánt reakciót az  $I$  beérkező részecskéből csak  $K$  valósította meg, akkor a reakció valószínűsége:  $P=K/I$ . Ezt a valószínűséget annak alapján is felírhatjuk, ha úgy képzeljük, hogy az  $N$  céltárgymag az  $A$  felületből csak annak  $K/I$ -ed részét „takarja le”, hiszen ekkor egy „találat” valószínűsége éppen a letakart felület és a teljes felület hányadosa. Ebből viszont kifejezhető, hogy egyetlen atommag mekkora felületet „takar” le:

$$\sigma = \frac{I}{N} \cdot A \cdot \frac{K}{I}$$

ahol  $\sigma$  neve mikroszkópikus hatáskeresztmetszet (az atommag „hatásos felülete” az adott reakció szempontjából). — Ugyanez az összefüggés más alakban:

$$K = \sigma j N \Delta t$$

ahol bevezettük  $j=(I/A)/\Delta t$  részecske-áramsűrűséget, amely a felületegységenként időegység alatt áthaladó bombázó részecskék számát jelenti. — Szokásos még az előzőek ekvivalens átírása következő megfontolások szerint: a bombázott céltárgy általában egy fólia, amelynek vastagságát — a többszörös szóródások kizárása céljából — vékonyak szokták választani, tehát vastagságát jelöljük  $\Delta x$ -el. Reakció persze csak az  $A$  nyalábkeresztmetszet mögött történhet, amelynek térfogata  $A\Delta x$ . Így, ha  $n_c$ -vel jelöljük a céltárgy anyagának részecskesűrűségét, akkor előző  $K$  bekövetkezett eseményszámra vonatkozó összefüggésünk alakja:

$$K = \sigma n_c \Delta x A j \Delta t = \sigma n_c \Delta x I$$

lesz. Ez utóbbi alaknak előnye, hogy  $n_c$  részecskesűrűség a céltárgy-anyag sűrűségéből és abból, hogy ismerjük a gramm-molekulasúlynyi mennyiségű anyagban lévő molekulák számát ( $6.022 \cdot 10^{23}$ ) könnyen számolható, ezen kívül csak a  $\Delta x$  fóliavastagság és a  $K$  és  $I$  közvetlen mérési adatok szerepelnek benne. A magfizikusi gyakorlatban ezért ez utóbbi megközelítést alkalmazzák a legtöbb esetben. — A fentiek, bár nem azonos mennyiségekkel, de mind egymással egyenértékű módon vezetnek be a mikroszkópikus hatáskeresztmetszet fogalmát. A lényeg: olyan folyamatról van szó, amelyben csak két mikrorészecske vett részt!

Az előzőekből látható, hogy a mikroszkópikus hatáskeresztmetszet felületdimenziójú. Egysége a  $m^2$ . Magfizikában használatos egysége a barn.  $1 \text{ barn} = 10^{-28} m^2$ . A mikroszkópikus hatáskeresztmetszet az egyes kiválasztott eseménytípusra, magreakciókra (és nem általában az egyik vagy másik atommagra) jellemző fogalom. Ugyanannak az atommagnak más és más a mikroszkópikus hatáskeresztmetszete más és más bombázó részecskére és más és más folyamatra vonatkozóan. Azonos folyamat esetén a hatáskeresztmetszet függ még a bombázó részecske energiájától.

Be szokták még vezetni az ún. *makroszkópikus hatáskeresztmetszetet*. Ez az anyag térfogategységében létrejövő adott típusú reakciók hatáskeresztmetszeteinek összegét jelenti. Szokásos jele:  $\Sigma$

$$\Sigma_{\text{tot}} = \rho \cdot \sigma,$$

ahol  $n_c$  a céltárgy részecskesűrűségét jelenti (részecske/ $m^3$ ). A makroszkópikus hatáskeresztmetszet egy megadott kísérleti elrendezésre jellemző fogalom. Dimenziója:  $1/m$ .

### hatótávolság

Elsődlegesen ionizáló (töltött) részecskékre definiált fogalom. Jelölje  $dE/dx$  a *lineáris energiaátadást* az anyagban. Ekkor az  $E$  energiájú töltött részecske hatótávolsága:

$$R(E) = - \int_E^0 \frac{dE}{\left( \frac{dE}{dx} \right)}$$

Ez tehát azt a távolságot jelenti, amely alatt a részecske a teljes kezdeti energiáját átadja az anyagnak. Nagy *fajlagos ionizációjú* részecskék (ilyenek pl. az  $\alpha$ -részecskék, nehézionok) hatótávolsága kicsi, a kis fajlagos ionizációjú részecskéké (ilyenek az elektronok, müonok) nagy. Adott sebesség esetén a hatótávolság első közelítésben arányos a részecske tömegével és fordítva arányos a töltés négyzetével.

### hibaterjedés

Mérjük az  $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3, \dots, \bar{x}_n$  mennyiségeket  $\sigma_1, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$  szórással, de az ezekből közvetve  $y = f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$  mennyiséget és annak szórását kívánjuk meghatározni. Ezt a

$$\sigma_y^2 = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \sigma_i \right)^2$$

formula alapján számíthatjuk, ahol a deriváltakat a mért  $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n$  helyeken vesszük.

- Példa: Egy henger  $m$  magassága  $1.5 \pm 0.1$  cm,  $r$  sugara  $1.2 \pm 0.05$  cm. Mennyi a henger  $V$  térfogata és annak szórása?

$$V = mr^2\pi$$

$$\frac{\partial V}{\partial m} = r^2\pi$$

$$\frac{\partial V}{\partial r} = 2rm\pi$$

Innen a henger térfogata  $V = 1.5 * 1.2^2 * \pi = 6.786 \text{ cm}^3$ , a térfogat szórása  $\sigma_V = \sqrt{(1.2^2 * \pi * 0.1)^2 + (2 * 1.2 * 1.5 * \pi * 0.05)^2} = \sqrt{0.5244} = 0.724 \text{ cm}^3$ .

### haldító

Elektromos impulzusokat feldolgozó elektronikus berendezések (pl. *amplitúdó-analizátor*, számláló, stb.) jellemzésére szolgáló fogalom, amely megmutatja, hogy az illető berendezés egy elektromos impulzus beérkezése után mennyi ideig nem képes újabb impulzust fogadni. A haldítót vagy időtartamban (a nukleáris technikában általában  $\mu\text{s}$ -ban), vagy százalékban szokás megadni. A 10% haldító azt jelenti, hogy a készülék a beérkező impulzusok 10%-át nem regisztrálja. A haldító függhet a beérkező impulzusok tulajdonságaitól (pl. amplitúdó), ezért különböző amplitúdó-eloszlások esetén a spektrum alakját is befolyásolhatja. Ilyen esetekben figyelembe vétele nehézkes.

### indukált hasadás

Olyan maghasadás, ami valamely más részecskével való kölcsönhatás következtében (az atommaggal energiát közlünk) jön létre. Az indukáló részecskék fajta és energia szerint nagyon különbözők lehetnek. Lehet például gyors, vagy lassú neutron, foton, deuteron stb. Különleges jelentőségű, hogy a legtöbb páratlan tömegszámú transzurán atommag termikus neutronra ( $E_n \sim 0.025$  eV) hasad. A  $^{235}\text{U}$  például termikus neutron befogására hasad.

### inkorporáció (testbe épülés)

Élő szervezetbe (növényi, állati, emberi) jutott radioaktív anyagoknak a szervezetbe történő beépülése. A bekerült radioaktív anyagok a fizikai állapotuktól és kémiai sajátosságaiktól függően különböző szervezetben, szövetekben feldúsulhatnak, vagy egyenesen eloszolhatnak a szervezetben. Részt vehetnek az anyagcsere-folyamatokban, és ennek során ki is ürülhetnek a szervezetből. A kiürülésre jellemző a biológiai felezési idő, amely azt az időt jelenti, amely alatt a bevitt atommagok fele kiürül. A radioaktív anyag a

szervezetben ezért két okból is fogy: egyrészt fizikailag elbomlik, másrészt biológiailag kiürül (ha nincs utánpótlás). A radioaktív anyag fogyását az effektív felezési idő írja le:

$$\frac{1}{T_{eff}} = \frac{1}{T_{1/2}} + \frac{1}{T_{biol}}.$$

Legveszélyesebbek az inkorporált alfa-sugárzók, mert az alfa-részecskék  $w_R$ -faktora (biológiai hatásossága) nagy. Veszélyesség szempontjából őket követik a béta- és gammasugárzó izotópok.

### **integrál-diszkriminátor**

Nukleáris méréseknél gyakorta használt elektronikus eszköz, amely a bemenetére adott különböző amplitúdójú feszültségek válogatására használható. Egyetlen állítható paramétere van: az alapszint. Az egység kimenetén akkor jelenik meg (uniformizált) feszültségimpulzus, ha a bemenetére adott impulzus nagyobb, mint a beállított alapszint.

### **ionizáció**

Ha egy atom valamely folyamat hatására elveszti elektronját, ionizációról beszélünk. Az ionizáló folyamatban kilökött elektront primer elektronnak nevezzük, ez a hátrahagyott pozitív töltésű atommal ionpárt alkot.

### **izomér állapot**

Hosszabb, tehát mérhető élettartammal rendelkező gerjesztett magállapot. A hosszabb idő itt kb.  $10^{-10}$  s-nál hosszabb felezési időt jelent.

### **izotóp**

Az azonos rendszámú, tehát azonos kémiai elemet jelentő, de különböző tömegszámú atommagokat nevezzük izotópoknak.

### **izotóparány**

Egy elem adott izotópjának aránya az elemet alkotó összes izotóphoz képest.

### **kadmium arány**

Neutronaktivációnál használatos módszer annak eldöntésére, hogy az aktiválás milyen mértékben történt termikus és mely részben epitermikus neutronokkal. A módszer során két aktiválást végzünk. Az egyik aktiválás során a mintát kadmium burkolatba csomagoljuk, a másiknál pedig a csupasz mintát aktiváljuk. A kadmium befogási hatáskeresztmetszete termikus neutronokra nagyon nagy, ezért megfelelő vastagságú kadmium burkolat a termikus neutronokat szinte teljesen elnyeli. Így a kadmiumba csomagolt mintát csak az epitermikus és a nagyobb energiájú neutronok aktiválhatják. A kadmium arány a csupasz és a kadmiumba csomagolt minta aktivitásának a hányadosa, ha feltételezzük, hogy mindkét besugárzás teljesen azonos körülmények között zajlott le.

### **késő neutronok**

A maghasadás során keletkezett hasadványok között vannak olyanok (*előfutár magok*), amelyek béta-bomlása olyan leánymagok kialakulására vezet, amely neutronot tud emittálni. Mivel ezek a neutronok a magfizikai jelenségek időskáláján igen hosszú felezési idejű béta-bomlás után emittálódnak, ezért a *prompt (azonnali) neutronokhoz* képest sokkal később jelennek meg. Ezek a késő neutronok. Az  $^{235}\text{U}$  termikus neutronokkal indukált hasadása során kibocsátott neutronok 0.64 százaléka ilyen. A késő neutronokat kibocsátó atommagok felezési ideje néhány tized másodperctől kb. egy percig terjed. A felezési idők szerint hat csoportba lehet őket sorolni. Jelentős szerepük van a reaktorok szabályozásában. A reaktort úgy kell megépíteni, hogy a láncreakció feltétele csak a késő neutronhányaddal együtt valósulhasson meg. Műszakilag ugyanis csak ezt a hányadot tudjuk szabályozni, mert itt van elegendő idő



ahhoz, hogy technikailag hatékonyan közbeavatkozhassunk. (Ld. még *kritikusság, sokszorozási tényező, reaktivitás.*)

### **kiszökési csúcs**

A nagyenergiájú (1022 keV-nél nagyobb energiájú) gamma-kvantumok detektálásakor jelentkező csúcs(ok) a gamma-spektrumban. A bejövő gamma-kvantum energiája olyan, hogy a detektorban létrehozhat elektron-pozitron párt. A pozitron — kinetikus energiája leadása után — a detektor anyagában lévő elektronnal együtt megsemmisül (l. *annihiláció*) és két 511 keV-es gamma-foton sugárzódik szét. Ezek a fotonok nagy áthatolóképességük miatt nagy valószínűséggel ki tudnak lépni a detektorból. Ha mind a kettő kilép: kétszeres kiszökésről (angolul: double escape), ha csak az egyik: egyszeres kiszökésről (single escape) beszélünk. Kétszeres kiszökésnél 1022 keV, egyszeres kiszökésnél 511 keV energia hiányzik a detektorból. A teljes energiájú csúcs mellett 511 keV-el és 1022 keV-el lejjebb is megjelenik egy-egy csúcs. Ezeket hívjuk kiszökési csúcsoknak. A tényleges detektorelrendezéstől függően intenzitásuk akár nagyobb is lehet a teljes energiájú csúcseinél. A spektrum értelmezését ezért a nagyobb energiák felől célszerű elkezdeni.

### **koincidencia**

A szó maga azt jelenti: időbeni egybeesés. A nukleáris technikában két (vagy több) esemény időbeli egybeesését szoktuk így nevezni. Elektromos impulzusok időbeli egybeesése (koincidenciája) vizsgálatának legegyszerűbb elektronikus eszköze az AND áramkör. (Ld. még *felbontási idő.*)

### **kozmosz sugárzás**

A természetes sugárterhelésnek a Napból és a Galaxisunkból származó része. Főleg nagy energiájú protonokból, alfa-részecskékből és gamma-kvantumokból áll. A kozmosz eredetű sugárzás reakcióba léphet légkör felső részében lévő atommagokkal az eredetileg bejövőhöz képest más részecskék, vagy radioaktív atommagok is keletkezhetnek.

### **kritikusság**

Reaktorfizikai fogalom. Egy reaktor akkor kritikus, ha benne az öfenntartó láncreakció időben stacionárius módon megvalósul. Szuperkritikus a reaktor akkor, ha a láncreakció időben növekvő, szubkritikus, ha időben csökkenő. A reaktor teljesítménye az időnek exponenciális függvénye:

$$P(t) = P_0 \cdot e^{t/T}$$

ahol  $T$  neve periódusidő. Ha a reaktor kritikus, a teljesítmény időben állandó és a periódusidő végtelen. Szubkritikus reaktor periódusideje negatív, szuperkritikusé pozitív.

### **külső standardizálás**

Folyadékszcintillációs mérőberendezés hatásfokának meghatározásánál használt egyik módszer. Alapgondolata, hogy nem a mintához adunk hozzá egy standard izotópot, mint a *belső standardizálásnál*, hanem a mérendő minta mellé helyezünk egy gamma-forrást, és az ebből jövő gamma-fotonok által a mintában keltett Compton-elektronokat használjuk fel kalibrálási célokra. Ez a módszer a minta optikai és egyéb tulajdonságait nem változtatja meg (nincs pl. hígítás sem). Ezért sok esetben előnyösebb, mint a *belső standardizálás*. Hibája, hogy a Compton-elektronok spektruma általában különbözik a mérni kívánt izotópok béta-részecskéinek spektrumától. Emiatt kalibrációs sorozatot kell készíteni, és ez nehézkessé teheti a mérést.

### **leányelem**

Más szóval bomlástermék. A bomlási sor egy meghatározott tagja után következő minden egyes atommagot a tag leányelemének hívjuk.

### **lineáris energiaátadás**

Az ionizáló sugárzást elnyelő anyagban egységnyi úthosszon a közvetlenül ionizáló részecskék által leadott energia ( $dE/dx$ ). Mértékegysége energia/út, itt általában  $keV/\mu m$ . Számértéke a sugárzás fajtájától és az elnyelő közeg tulajdonságaitól függ. Nehéz töltött részecskék esetén nagyobb, könnyű töltött részecskék esetén kisebb. Nem-relativisztikus esetekben azonos fajtájú részecskék esetén a részecske energiájával fordítottan arányos. (Ld. még: *fajlagos ionizáció, hatótávolság.*)

### **magreakció**

Olyan magátalakulás vagy más folyamat, ami atommagok kölcsönhatásakor megy végbe.

### **makroszkópikus hatáskeresztmetszet**

A makroszkópikus hatáskeresztmetszet az anyag térfogategységében létrejövő adott típusú reakciók hatáskeresztmetszeteinek összegét jelenti. Szokásos jele:  $\Sigma$

$$\Sigma = n_c \cdot \sigma,$$

ahol  $n_c$  a céltárgy részecskesűrűségét jelenti (részecske/ $m^3$ ). Dimenziója:  $1/m$ .

### **megengedett dózis**

Az a dózis, amelyet jogszabály az ionizáló sugárforrások alkalmazásával kapcsolatban megengedhetőként határoz meg. — A tényleges érték meghatározásának érdemi tartalma szerint olyan dózisszint, amelynél a járulékos sugárterhelésből adódó egészségügyi károsodás valószínűsége jelentősen alatta marad a más eredetű egészségügyi károsodás valószínűségének.

### **moderátor**

Az  $^{235}\text{U}$  atommag neutronok befogódásának hatására bekövetkező hasadásának *mikroszkópikus hatáskeresztmetszete* a *termikus neutronok* energiatartományában a neutronok sebességével fordítottan arányos (*1/v törvény*). Ezért a termikus (lassú) neutronok nagyságrendekkel nagyobb valószínűséggel válhatnak maghasadást, mint gyors neutronok. Maghasadásakor viszont  $\sim$  MeV átlagenergiájú neutronok keletkeznek. Ezért az egyik lehetőség ahhoz, hogy hatékonyan hozzunk létre láncreakciót az, hogy a neutronokat lelassítsuk. Ezt a folyamatot moderálásnak nevezzük és az erre szolgáló közeget moderátornak.

Moderátorként könnyű atommagok jöhetnek szóba, amelyek a neutronnal való ütközéskor a kis tömegük miatt sok energiát át tudnak venni. Így a neutron pár ütközés után lelassul. További fontos feltétel, hogy a moderátornak csak kis valószínűséggel szabad elnyelnie a neutronokat. E két fő szempont, tehát a kis tömeg és a kicsiny neutronbefogási hatáskeresztmetszet szerint válogatva lényegében háromféle moderátort használnak a mai atomreaktorokban:

- A közönséges víz jól lassít, de valamennyi neutront el is nyel. Ezért vízmoderátoros atomreaktorokban dúsítani kell, vagyis meg kell növelni a hasadóképes  $^{235}\text{U}$  részarányát. A legelterjedtebb reaktortípusokban vízmoderátor van. A paksi atomerőmű is vízmoderátoros.
- A nehézvíz jól lassít és nagyon kicsi a neutronbefogási hatáskeresztmetszete. Nehézvíz-moderátoros atomreaktorokban természetes uránból készült fűtőelemek is használhatók. A kanadai gyártású CANDU típusú reaktorok (ilyen a Kolozsvár melletti reaktor) nehézvíz-moderátorosak.

- **A grafit** rosszabbul lassít, mint a víz, de csak nagyon kevésbé nyeli el a neutronokat. A világ első atom-reaktora grafit-moderátoros volt. Ilyen típusú volt a Csernobilban 1986-ban balesetet szenvedett reaktor is.

### multiscaler üzemmód

Az *amplitúdóanalizátorok* általában rendelkeznek ilyen üzemmóddal: ilyenkor az analizátorban lévő *analóg-digitál átalakítót* nem használjuk, csak a sok számlálót. Ebben az üzemmódban az analizátor a bemenetére adott impulzussorozatot egy előre beállított ideig (csatornaidő) az első számlálóban számolja, azután a másodikban, a harmadikban, stb. Ezért ilyenkor a csatornák sorszáma a mérés megkezdése után eltelt idővel arányos, a csatorna tartalma pedig a csatornaidő alatt érkezett beütésszámokkal egyezik. Ebben az üzemmódban pl. könnyen fölvehető radioaktív bomlásgörbék, és a felezési idő is könnyen meghatározható.

### müion

A müion az elektron és a tau részecske mellett leptonok családjába tartozó harmadik elemi részecske. A müion lehet negatív ( $\mu^-$ ) ill. a pozitív ( $\mu^+$ ) töltésű, a töltés nagysága egy elemi töltés. A müion tömege az elektrontömegének 206.8-szerese, azaz  $105.7 \text{ MeV}/c^2$  (itt  $c$  a fénysebesség). Átlagos élettartama  $2.199 \cdot 10^{-6}$ s. A leptonok nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban.

### neutrínó, antineutrínó

Feles spinű, a leptonok családjába tartozó közel zérus nyugalmi tömegű semleges – és ezért nagyon nagy áthatolóképességű - elemi részecske. Mindhárom lepton generációhoz, tehát az elektron, a müion és a tau részecskéhez külön neutrínó tartozik, amelyek antirészecskéje a megfelelő antineutrínó. – A  $\beta$  bomlás tulajdonságait sikerült az elektron-neutrínó létevel megmagyarázni. Közvetlenül először a  $\beta$  bomlásban sikerült kimutatni 1955-ben. Jele  $\nu$ , antirészecskéje a  $\bar{\nu}$ . Neutrínó keletkezik proton neutronná, vagy neutron protonná való átalakulásakor

$$p^+ \rightarrow n^0 + e^+ + \nu$$

$$n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$$

$$p^+ + e^- \rightarrow n^0 + \nu$$

típusú magfizikai  $\beta$ -bomlási folyamatokban, az elektron és a pozitron bomlásokban, valamint a K-befogásban.

### négyfaktor formula

Lásd *sokszorozási tényező*.

### neutron-áramsűrűség

Neutrongáz-fizikai fogalom. Olyan vektormennyiség, amely adott pontban a neutrongáz eredő áramlásának irányában mutat, nagysága pedig az erre az irányra merőlegesen állított egységnyi felületen időegység alatt áthaladt neutronok számát adja meg. Legyen  $n(\bar{r}, \bar{v})$  azoknak a neutronoknak a sűrűsége a tér egy adott  $\bar{r}$  helyvektorú pontja körüli térfogatelemben, amelynek sebessége  $\bar{v}$  és  $\bar{v} + d\bar{v}$  közé esik. Ekkor a neutron áramsűrűség  $\bar{j}$ :

$$\bar{j}(\bar{r}) = \int \bar{v} \cdot n(\bar{r}, \bar{v}) d^3 v.$$

Termikus neutronok diffúziós áramsűrűségére érvényes a Fick-törvény:

$$\bar{j}(\bar{r}) = -D \cdot \text{grad} \Phi(\bar{r}),$$

ahol  $D$  a diffúziós állandó,  $\Phi$  pedig a termikus neutronfluxus. A Fick-törvény szemléletes jelentése: a neutronáram a fluxuscsökkenés irányába folyik, azaz a térben homogén fluxus kialakítására törekszik. — A neutron-áramsűrűség dimenziója:  $m^{-2}s^{-1}$ .

### neutronfluxus (termikus)

A termikus neutronfluxus definíciója:

$$\Phi_{th}(\bar{r}) = \int_0^{v_c} n(\bar{r}, v) \cdot v \cdot dv,$$

ahol  $v$  a neutronok sebessége,  $n(\bar{r}, v)$  a  $v$  körüli egységnyi sebesség-intervallumban lévő neutronok száma az  $\bar{r}$  helyvektorú pont körüli egységnyi térfogatban (ez a neutronsűrűség),  $v_c$  a termikus neutronok felső sebességhatára. Bevezetve a termikus neutronok

$$\langle v \rangle = \frac{\int_0^{v_c} n(\bar{r}, v) \cdot v \cdot dv}{\int_0^{v_c} n(\bar{r}, v) \cdot dv}$$

átlagos sebességét és a

$$n_{th}(\bar{r}) = \int_0^{v_c} n(\bar{r}, v) \cdot dv,$$

teljes neutronsűrűséget, a termikus neutronfluxus a következőképpen is írható:

$$\Phi_{th}(\bar{r}) = \langle v \rangle \cdot n_{th}(\bar{r})$$

Az ily módon értelmezett termikus neutronfluxus skaláris mennyiség. Jelentése: az  $\bar{r}$  pont körüli egységnyi térfogatban lévő termikus neutronok által időegység alatt megtett összes úthossz. — Az integrálási határok megfelelő megválasztásával hasonlóan definiálhatók egyéb típusú neutronfluxusok is (pl. epitermikus- ill. gyorsneutron fluxus).

### neutronspektrum

A neutronok energiaeloszlását jelenti. — A reaktorfizikában sokszor szűkebb értelemben a termikus neutronfluxus neutronenergiától való függését nevezzük neutronspektrumnak  $\left(\frac{d\Phi}{dE}(E)\right)$ . Azt mutatja meg, hogy  $E$  energia környezetébe eső egységnyi energia-intervallumban mekkora a neutronfluxus a neutrongázban (reaktorban).

### nukleon

A neutron és proton közös elnevezése. Tekintve, hogy a neutron és a proton az erőskölcsönhatásban nagyon hasonlóan vesznek részt, úgy is tekinthetjük, hogy a neutron és a proton a nukleon két megjelenési formája.

### nyomdetektor

Olyan detektortípus, ahol az ionizáló részecske által létrehozott változást láthatóvá tesszük. — Ilyen nyomdetektor a levegő radon-tartalmának mérésére szolgáló, összegző típusú berendezés. Vékony műanyag lapba behatolva a radon bomlásából származó alfa-részecskék ionizálnak, amely töltésállapot a felszínen és a felszínhez közeli behatolási mélységben megmarad. Ezeket marással láthatóvá tehetjük és mikroszkóppal összeszámlálva az átlagos radon-koncentráció meghatározható.

### önárnyékolási tényező

- Minden anyag, — így magának a radioaktív preparátumnak az anyaga is — kölcsönhatásba lép az ionizáló sugárzással. Ezért a preparátumban végbemenő bomlásokból származó részecskék egy bizonyos hányada elnyelődik magában a preparátumban (a preparátum „leárnyékolja” önmagát). Preparátumban keletkezett és az abból kijutó részecskék aránya az önárnyékolási tényező.
- Egy minta felaktiválásakor a minta belsejét kisebb fluxus éri, mint amivel a mintát kívülről besugározzuk, mert a minta felszíni rétegei a befelé haladó részecskék egy hányadát elnyelik (a minta leárnyékolja önmaga elől a fluxust). Ezt a hatást is egy önárnyékolási tényezővel vehetjük figyelembe.

### párkeltés

Nagy kvantumenergiájú (>1.02 MeV) elektromágneses sugárzás és az anyag kölcsönhatásának egyik formája. Párkeltés során a gamma-foton energiájának egy része pozitron-elektron párt kelt (nyugalmi tömegük összege =1.02 MeV). A gamma-foton energiájának 1.02 MeV feletti részét a pozitron-elektron pár mozgási energia formájában veszi át.

Az anyagban haladó töltött részecskék ionizálnak, s ezért hamar lefékeződnek. Amikor a pozitron is lelassul, szétsugárzódik (*annihilálódik*) egy, az anyagban lévő elektronnal, és ennek kapcsán két, egymással jó közelítésben 180°-os szöget bezáró, egyenként 511 keV energiájú foton keletkezik. Ezért, ha párkeltés történt, a gamma spektrumban mindig megjelenik egy 511 keV energiájú csúcs.

### primer szcintillátor

Folyadék-szcintillációs mérés technikában használatos fogalom. Azt a szcintillációs koktéltban lévő anyagot jelöli, amely képes az oldószer molekuláinak gerjesztési energiáját átvenni, ezáltal gerjesztődni, majd a legerjesztődés során fényt kibocsátani (szcintillálni). A jó primer szcintillátoroknak több, egymásnak részben ellentmondó követelményt kellene kielégítenie. Ezért a legtöbb szcintillációs oldatban a primer szcintillátor mellett *szekunder szcintillátort* is alkalmaznak.

### Poisson-eloszlás

Az egymástól tökéletesen függetlenül, de azonos valószínűséggel bekövetkező események eloszlását adja meg nagyszámú kísérlet esetén. Erre nagyon jó példa a radioaktív bomlások esete, amikor az egyes atommagok egymástól teljesen függetlenül, de azonos valószínűséggel bomlanak el.

A Poisson-eloszlás alakja

$$x(k) = P(a, k) = e^{-a} \frac{a^k}{k!}.$$

Ez megadja, hogy egy  $a$  paraméterű Poisson-eloszlás esetén az  $x$  esemény  $k$ -szor való bekövetkezésének valószínűségét. A Poisson-eloszlás tulajdonsága, hogy az esemény bekövetkezésének várható értéke és szórásnégyzete megegyezik az  $a$  paraméterrel, azaz

$$\langle x \rangle = a, \text{ és } \sigma_x^2 = a.$$

Ilyen eloszlást követnek pl. a mérési idő alatt állandónak tekinthető intenzitású radioaktív források, vagy gyorsítók mellett mért beütésszámok. Így határozzuk pl. meg, hogy ha egy forrásból 3 óra alatt 21600 beütést mérünk, mi a valószínűsége annak, hogy 2s-os méréssel éppen  $k=0, 1, 2, 3, \dots, 10, 11, \dots, 15, \dots$  beütésszámot kapjunk.

Megoldás:  $\langle x \rangle = a = 2 \frac{21600}{3600 \cdot 3} = 4$ , azaz  $P(4, k) \approx \left( \frac{4^k}{k!} \right) e^{-4}$ . Itt azért használtuk a  $\approx$  jelet,

mert a 3 órás mérés alapján csak becsültük az  $\langle x \rangle = a = 4$  értéket, amelynek szintén van bizonytalansága, esetünkben kb.  $\pm 0.68\%$  (lásd *hibaterjedés*).

Megjegyezzük, hogy a Poisson-eloszlás kezelhető, mint a binomiális eloszlás határeseté (lásd *binomiális eloszlás*), ha abban a  $p$  0-hoz tart, miközben  $n$  úgy tart végtelenhez, hogy az  $np$  szorzat a konstans  $a$ -hoz tart. — Ha egy eseménytípus Poisson-eloszlást követ, akkor igaz, hogy az események tökéletesen függetlenek egymástól.

### pozitron

Az elektronnal azonos tömegű és minden másban azonos tulajdonságú pozitív töltésű részecske. Az elektron antirészecskéje. Az elektronnal egyesülve gamma-fotonok kibocsátása közben megsemmisül (*annihilálódik*).

### preparátum

Radioaktív preparátum: radioaktív forrás vagy izotóp.

### prompt neutronok

A maghasadás során a folyamatból magfizikai idők alatt ( $< 10^{-15}$  s) távozó, azonnali neutronok. A hasadásnál a neutronok kibocsátása neutronban gazdag hasadványok létrejöttékor szükségszerű, hiszen a nehéz atommagokban a neutronok és a protonok aránya magasabb, mint ami a hasadványok körüli közepes tömegszámú magok stabilitásához szükséges. Ezért maghasadást követően szinte azonnal ( $< 10^{-15}$  s-on belül) neutronok lépnek ki, ezeket hívjuk prompt neutronoknak. Átlagenergiájuk 1 MeV körül van, számuk  $^{235}\text{U}$  esetén átlagosan 2.4, (azaz 10 hasadásból átlagosan 24 neutron keletkezik). A hasadás során keletkező neutronok kevesebb, mint egy százaléka csak jóval hosszabb felezési idővel, egyes hasadványok béta-bomlása után bocsátódik ki. Ezek a *késő neutronok*.

### Q-faktor (kvalitás-faktor)

Korábban gyakran használt, könnyen érthető és az egyszerű sugárvédelmi becslésekben jól kezelhető, de nem pontos sugárvédelmi fogalom. Ma már hivatalosan nem használják. A Q-faktor azt fejezi ki, hogy azonos *elnyelt dózis* mellett a különböző típusú ionizáló sugárzások biológiai hatásossága különböző. Definíciószerűen a röntgen- és gamma-sugárzás Q-faktora 1, a többi részecske biológiai hatását ezek hatásához viszonyítjuk. A béta-sugárzás Q-faktora is egy (hiszen a gamma-sugárzás kölcsönhatásai során másodlagos elektronok, pozitronok jönnek létre), a neutronsugárzásé energiától függően 5-10, az alfa-sugárzásé 10-20, a nehéz töltött részecskéké (pl. hasadványok) húsznál is nagyobb lehet. A Q-faktor a sugárzás *fajlagos ionizációjának* monoton növekvő (nem lineáris) függvénye. (Lásd még *fajlagos ionizáció, lineáris energiaátadás*). — A Q-faktor által leírt különböző biológiai sugárhatások jellemzésére ma a sugárzástípusra és a besugárzott szervezetre vonatkozó súlytényezők vették át, amelyek természetesen pontosabban leírják a biológiai hatást.

### rad

Az *abszorbeált (elnyelt) dózis* a régi egysége,  $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ J/kg} = 0.01 \text{ Gy}$ . Ezt a dózisegységet ma már nem használják.

### radioaktív családok

A radioaktív  $\alpha$ ,  $\beta$  és  $\gamma$  bomlásoknál a tömegszám vagy 4-et változik, vagy nem változik. Ezért a radioaktív nehéz magok bomlásakor a tömegszámok 4-el való osztásakor a maradék nem változhat. Így a nehéz radioaktív elemeket négy családhoz lehet rendelni. Ezeket a leghosszabb felezési idejű tagról elnevezve a  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{237}\text{Np}$  családok fordulhatnak elvileg elő. Ez utóbbinak 2.2 millió év a felezési ideje és a Föld kialakulása óta eltelt négy és fél millárd év alatt lebomlott.

## **radiokarbon**

A szénnek a 14-es tömegszámú ( $^{14}\text{C}$ ), radioaktív izotópja. Bétasugárzó, a felezési ideje 5730 év. A légkör magas részében keletkezik a kozmikus sugárzásból származó neutronoknak a nitrogénnel való kölcsönhatása során:  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$  reakcióban. A radiokarbon beépül az élő szervezetekbe és egyensúlyban marad mindaddig, amíg az élő szervezet anyagcserét folytat. Utána az ebből származó aktivitás csökken. Így radioaktív kormeghatározásra alkalmas.

## **radon**

Radioaktív nemesgáz, vegyjele Rn, a rádium leányeleme. A radioaktív bomlási sorok közül a  $^{238}\text{U}$  bomlási sorában van a  $^{222}\text{Rn}$ , 3.82 napos felezési idővel. A  $^{232}\text{Th}$ -ből származik a  $^{220}\text{Rn}$ , ennek felezési ideje 55.6 s. Kis felezési ideje miatt a másodiknak nincs sugárvédelmi jelentősége, mert elbomlik, mielőtt kijutna a talajból.

## **reakciósebesség**

Az időegység alatt bekövetkező reakciók száma.

$$S = \Phi \cdot \sigma \cdot N,$$

ahol  $\Phi$  a beérkező részecskék *fluxusa*,  $\sigma$  a reakció *hatáskeresztmetszete*,  $N$  pedig a céltárgymagok száma.

## **reaktivitás**

Reaktorfizikai fogalom. Reaktivitás alatt az effektív sokszorozási tényező  $k_{eff}$  1-től való relatív eltérését értjük:

$$p = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}.$$

Értékének egyik használatos megadása százalékban történik:

$$p = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \cdot 100\%$$

Mínt hogy  $k_{eff}=1$  jelenti a kritikusságot  $p=0$  esetében a reaktor kritikus,  $p<0$  –nál szubkritikus,  $p>0$  –nál szuperkritikus.

Ha  $p>0$ , akkor a neutronfluxus – illetve az azzal arányos reaktorteljesítmény – nő az idő függvényében. A változás sebessége annál nagyobb, minél nagyobb a reaktivitás. E sebesség változása – a folyamat dinamikája – azonban nem sima függvénye a reaktivitásnak! Ez a *késő neutronok* miatt van így. Jelöljük a késő neutronok részarányát  $\beta_{eff}$ -el.

A  $k_{eff}$ -ben a prompt neutronok mellett a késő neutronokat is figyelembe kell venni. Jelöljük  $\beta_{eff}$ -el a késő neutronok részarányát. Ha  $p = \beta_{eff}$ , akkor a prompt neutronok egyedül is kritikussá teszik a reaktort. Ezt a reaktort nevezzük *promptkritikusnak*. Ha a  $p > \beta_{eff}$ , akkor a reaktor nemcsak szuperkritikus, hanem promptkritikus fölötti is.

Ha  $0 < p < \beta_{eff}$ , akkor a neutronfluxus nő az idő függvényében, de mivel a reaktort ebben az esetben a promptneutronok önmagukban nem teszik kritikussá, a változás sebességét – a folyamat dinamikáját – a hosszú ciklusidejű (generációs idejű) késő neutronok szabják meg. A folyamat viszonylag lassú. – Ha viszont  $p \geq \beta_{eff}$ , akkor a reaktort a prompt neutronok önmagukban is szuperkritikusá teszik, ezért a változás sebességét a késő neutronokénál több nagyságrenddel rövidebb ciklusidejű prompt neutronok szabják meg. A folyamat e miatt igen gyors és annál gyorsabb, minél nagyobb a  $p$  a  $\beta_{eff}$  –hez képest. A reaktor ez esetben szabályozhatatlanná válik.

A leírtakból látszik, hogy a folyamat dinamikáját nem annyira a  $p$  önmagában, hanem annak a  $\beta_{eff}$ -hez viszonyított értéke, azaz a  $p/\beta_{eff}$  hányados szabja meg. Ez indokolja a

reaktivitás „dollár” egységének a bevezetését: 1\$ reaktivitás  $\rho = \beta_{eff}$ -nek felel meg, azaz 1\$ a prompt kritikus reaktor reaktivitása.

A különböző hasadóképes izotópokra  $\beta_{eff}$  különböző, következésképpen a különböző hasadóképes izotópokat tartalmazó reaktorok különböző százalékban kifejezett reaktivitásoknál érik el a promptkritikus állapotot. Pl.  $^{235}\text{U}$ -nél  $\beta_{eff}=0.65-0.75\%$ ,  $^{239}\text{Pu}$ -nél  $\beta_{eff}=0.21-0.24\%$ . Ezért pl. 0,5% reaktivitás az  $^{235}\text{U}$ -öt tartalmazó reaktornál kb. 0.7\$ reaktivitást, azaz promptkritikus alatti állapotot,  $^{239}\text{Pu}$ -et tartalmazó reaktornál pedig több, mint 2\$ reaktivitást, azaz promptkritikus fölötti állapotot jelent.

**rem** (röntgen equivalent man)

A egyenérték dózis régi egysége, ma már csak ritkán használják. Egy rem bármely fajta sugárzásnak az mennyisége, amely az emberben 1 rad abszorbeált dózisu röntgen-, vagy gamma-sugárzással azonos biológiai hatást gyakorol. 1 rem = 0.01 Sv.

**rezonancia** (magreakcióknál)

Abban az esetben, ha egy magreakció *hatáskeresztmetszete* egy adott bombázó energiánál kiugróan nagyobb, mint annak környezetében, akkor a reakció rezonanciájáról beszélünk. — A rezonanciák reaktorfizikában fontos szerepet töltenek be. Az atommagoknak ugyanis – belső szerkezetükből adódóan – különösen sok rezonanciája van a neutronbefogási reakciókra vonatkozóan az epitermikus neutronenergiák tartományában. Ezért az ilyen energiájú neutronokat gyakran rezonancia-neutronoknak is nevezik.

**Rossby-hullám:**

A Rossby-hullám, a forgatott közegek leglassúbb periodikus mozgása. Ha a folyadék fenekét képező domborzat enyhén lejt valamelyik irányban, a helyi örvényesség nem hanyagolható el teljesen, hanem nagyságrendben összehasonlítható a vízmélység lejtés miatti változásával. Ha egy adott részecskéből álló, eredetileg egyenes, örvénymentes folyadékvonalat a sekélyedés irányában a vízszintes síkban meggörbítünk, akkor a vízmélység csökkenése miatt a helyi örvényességnek negatív értéket kell felvennie, hogy a potenciális örvényesség állandó maradjon. Mélyebb rétegbe való vízszintes kitérés esetén pedig pozitív többlet-örvényességnek kell kialakulnia. Az örvényesség változása mindig ugyanabba az irányba sodorja a folyadékvonalat, miközben pozitív forgatási szögsebesség (északi félteke) esetén a haladás irányától jobbra esik a sekélyebb közeg, és fordítva.

A létrejövő hullám a topografikus Rossby-hullám, amelyben a folyadékoszlopok nagyon lassan oszcillálnak föl-le és a változó mélység miatt az oszlopok örvényessége is periodikusan változik. A vízfelszín behorpadása vagy kidudorodása (amely *ciklonális* ill. *anticiklonális áramlást* kelt) elősegítheti a Rossby-hullám keletkezését, vagy befolyásolhatja a már meglévő hullámot. Egyenletesen lejtő domborzat esetén a Rossby-hullám szinusz alakú.

A természetben jellemzően az óceánok enyhén lejtő partjai mentén alakulnak ki topografikus Rossby-hullámok. Nagyon lassúak, sebességük néhány km/h, periódusidejük néhány nap. Tipikus hullámhosszuk 100 km körüli. A Föld görbülete miatt is keletkeznek ilyen hullámok, ezek az ún. planetáris Rossby-hullámok, amelyek a légköri folyamatokat és az időjárást befolyásolják.

**Rossby-szám:**

A Coriolis-erő szerepének fontosságát meghatározó dimenziótan szám. Megadja a Coriolis-erő részesedését a hidrodinamikai mozgást okozó eredő erőhöz vagy a nem forgatott rendszerbeli erőkhöz képest. A Coriolis-erő akkor jelentős, ha a Rossby-szám kicsi.

Egy állandó  $\Omega$  szögsebességgel forgatott edényben történő, annak teljes  $L$  szélességét kitöltő,  $U$  vízszintes átlagsebességű áramlás Rossby-számát az alábbi összefüggés adja meg:

$$Ro = \frac{U}{2\Omega L}$$



Nagyskálájú környezeti áramlások adataival a Föld naponkénti 1 fordulatnyi szögsebességével a Rossby-szám 0.1 körülinek, vagy annál kisebb értéknek adódik. Az ilyen áramlásokra tehát a Coriolis-erő szerepe jelentős.

### **röntgen-sugárzás**

Az atom elektronhéjának legerjesztődésekor keletkező elektromágneses sugárzás. W. K. Röntgen fedezte fel 1895-ben. Ugyanúgy elektromágneses sugárzás, mint a fény, de a hullámhossza 3-4 nagyságrenddel kisebb, 1-10 Å körül van. – Régi terminológia szerint az elektromágneses spektrum 0.1eV – 100keV közötti része. Az ennél kisebb energiájú sugárzást, ultraibolyának, a nagyobb gamma-sugárzásnak hívták. – Az atommagból kilépő elektromágneses sugárzást mindig gamma-sugárzásnak hívjuk.

### **sekély folyadék:**

Olyan folyadék, melyben az átlagos mélység sokkal kisebb a vízszintes kiterjedéshez képest. Az ilyen közegben függőleges irányban – „helyszűke” miatt – eleve csak nagyon lassú mozgások alakulhatnak ki.

### **sievert**

Az *effektív dózis*nak és az *egyenérték dózis*nak az egysége a Sv (sievert). Az effektív- és egyenérték dózis az ionizáló sugárzások biológiai hatását is figyelembe vevő dózismennyiség. (Elnevezés: R.V. Sievert sugárbiológusról, 1896-1966.) – Ezen mennyiségeknek régebbi, de néha ma is használatos egysége a rem volt: 1 rem = 0.01 Sv.

### **sokcsatornás analízátor**

Lásd *amplitúdó analízátor*

### **sokszorozási tényező**

Reaktorfizikai fogalom, az atomreaktor egyik legfontosabb reaktorfizikai jellemzője. Megmutatja, hogy a neutronszám egy neutronciklus alatt hányszorosára változik. A sokszorozási tényező értékét úgy tudjuk meghatározni, ha végigkövetjük a neutronok számának változását egy neutronciklus alatt.

Tegyük fel, hogy egy végtelen kiterjedésű reaktorban (egy adott tetszőleges térfogatban)  $n$  termikus neutron van. Mivel a rendszer végtelen nagy, ezért minden neutron befogódik előbb vagy utóbb, de a meglévő neutronoknak csak  $f$  hányada fogódik be hasadóanyagba ( $f$  neve: termikus neutronhasznosítási tényező). Az üzemanyagba befogódott neutronok átlagosan  $\eta$  gyorsneutront hoznak létre. Megjegyezzük, hogy  $\eta$  mindig kisebb, mint a hasadásonként kilépő neutronok száma! Ennek két oka van: egyrészt a fűtőelem nem csak  $^{235}\text{U}$ -ból áll, (pl. a  $^{238}\text{U}$  elnyeli a termikus neutronokat és nem hasad el), másrészt pedig a  $^{235}\text{U}$  sem mindig hasad el, ha befog egy termikus neutron. A neutronciklusnak ebben a szakaszában tehát  $n \cdot f \cdot \eta$  gyorsneutronunk lesz. A rendszer mindig tartalmaz  $^{238}\text{U}$ -at is. Ez, és az  $^{235}\text{U}$  is bizonyos (nem túl nagy) valószínűséggel a gyorsneutronok hatására el tud hasadni. Ezáltal újabb gyorsneutronok jönnek létre. Ezért ezt a hatást egy  $C$  (gyorshasítási) tényezővel vesszük figyelembe. Gyorsneutronjaink száma tehát  $n \cdot f \cdot \eta \cdot C$ . A ciklus befejezéséig a gyors neutronoknak le kell lassulniuk, hiszen a ciklust termikus neutronoktól indítottuk. Lelassulásuk közben azonban veszteség is van, mert a szerkezeti anyagok – és különösen a  $^{238}\text{U}$  – nagy valószínűséggel fog be epitermikus energiájú neutronokat, hiszen ott a *befogási hatáskeresztmetszetnek rezonanciái* vannak. Ha a gyors neutronoknak csak  $p$ -ed része lassul le a termikus tartományig (rezonanciakikerülési tényező), akkor a ciklus végén meglévő termikus neutronok száma:  $n \cdot f \cdot \eta \cdot C \cdot p$ . A végtelen reaktorra vonatkozó sokszorozási tényező tehát:

$$k_{\infty} = C \cdot p \cdot f \cdot \eta.$$

Ez a négyfaktor formula.

Véges méretű reaktornál figyelembe kell venni még azt is, hogy a neutronok része a reaktor széleinél eltávozik, és így csak a  $P$ -ed része marad bent a reaktorban ( $P$  neve: kilépési tényező). Ezért véges mértékű reaktorra az effektív sokszorozási tényező:

$$k_{eff} = \epsilon \cdot p \cdot f \cdot \eta \cdot P$$

Az effektív sokszorozási tényezőnek lényeges szerepe van a reaktor szabályozásában:

- ha  $k_{eff} < 1$ , akkor a reaktor szubkritikus,
- ha  $k_{eff} = 1$ , akkor a reaktor kritikus,
- ha  $k_{eff} > 1$ , akkor a reaktor szuperkritikus.

(Lásd még *kritikusság*).

### spontán hasadás

Olyan hasadás, amely külső behatás nélkül, részecske vagy energia atommaggal való közlése nélkül következik be.

### standard-szórás

A standard-szórás annak mértéke, hogy a mérési eredmény milyen mértékben tér el a mért mennyiség tényleges, várható értékétől.

Amennyiben egy méréstípus szisztematikus hibájától eltekinthetünk és  $N$  alkalommal megmértük ugyanazt az  $x$  értéket, akkor az  $x$  mennyiség várható értékét a

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N x_i$$

átlagértékkel közelítjük. A várható értéknek az átlagértéktől való eltérését a

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{(N-1) \cdot N}}$$

standard szórással becsülhetjük. – Megjegyezzük, hogy a standard hiba csökken a mérések számának növelésével.

### sugárvédelmi árnyékolás

Olyan árnyékolás, amit az ionizáló sugárzások dózisének csökkentéséért alkalmazunk. Az egyes esetekben leghatékonyabb árnyékoló anyag függ az árnyékolni kívánt sugárzás fajtájától. Gamma- és röntgensugarakat ólommal, neutronsugárzást könnyű magokkal, pl. parafinnal, vízzel lehet jól árnyékolni.

### sugárzásos befogás

Ha egy mag befog (elnyel) egy részecskét (pl. neutron), a keletkezett mag általában erősen gerjesztett állapotban marad vissza. Ha e mag csak  $\gamma$  foton kibocsátásával kerülhet alapállapotba, ekkor beszélünk sugárzásos befogásról. Ilyen esetekben a keletkezett mag tömegszáma megváltozik. Leggyakoribb esete a termikus neutron sugárzásos befogása, azaz az  $(n_{th}, \gamma)$  reakció. E reakció hatáskeresztmetszete a neutron sebességével fordítottan arányos ( $1/v$  törvény), így lassú neutronokra nagy értékeket vehet fel.

### szabad úthossz

Egy részecske átlagos szabad úthosszán a magfizikában két magreakció között megtett távolság várható értékét értjük. Az átlagos szabad úthossz a *makroszkópikus hatáskeresztmetszet* (ld. ott) reciproka.

### szcintillációs koktél

Folyadék-szcintillációs méréseknél a szcintillátor-oldat elnevezése. Három fő részből áll: az oldószer (szolvens), a *primer szcintillátor* és a *szekunder szcintillátor*. Az ionizáló

részecske elsősorban az oldószer molekuláit gerjeszti és onnan tevődik át azután az energia előbb a primer-, majd a szekunder szcintillátorra, amelyek fényfelvillanást, szcintillációt hoznak létre. A kibocsátott fény hullámhossza a szcintillátor anyagától függ, a fény intenzitása pedig a gerjesztett molekulák számával arányos.

### **szcintillátor**

Olyan anyag, amelynek atomjai, molekulái gerjesztés után látható fény kibocsátásával, fényfelvillanással, szcintillációval szabadulnak meg az energiájuktól. A nukleáris technikában használunk mind szilárd, mind folyékony szcintillátorokat. A gamma-spektroszkópiában használt szcintillátor a Tl-al aktivált NaI(Tl) kristály. Az aktiváló anyag azért szükséges, mert így a kibocsátott fény a (fotoelektron-sokszorozó számára is) látható tartományban van. Kis energiájú  $\beta$ -részecskék detektálására gyakran folyadék-szcintillátorokat használunk., amelyekbe belekeverik a mérendő anyagot. (Ld. *szcintillációs koktél*.)

A szcintillátorok által kibocsátott fény hullámhossza a szcintillátorra anyagára jellemző, a fény intenzitása pedig a gerjesztett atomok ill. molekulák számától függ. Ezért a fény intenzitásának mérésével következtetni lehet az ionizáló sugárzás által a szcintillátor anyagában leadott energiára. – A szcintillációt általában *fotoelektronsokszorozó* figyelni, és ez alakítja át a fényjelet elektromos impulzussá oly módon, hogy a fény intenzitása és az elektromos impulzus amplitúdója között szoros kapcsolat marad.

### **szekuláris egyensúly**

Egy bomlási sor esetén, ha az anyaelem bomlásállandója  $\lambda_1 \ll \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$ , akkor elegendően hosszú idő után a hosszú felezési idejű anyamag és az összes leányelem aktivitása ugyanaz lesz, tehát fennáll, hogy  $A_1 = A_2 = A_3, \dots, A_n$ . Ezt az állapotot szekuláris egyensúlynak nevezzük.

### **szekunder szcintillátor**

A folyadékszcintillációs mérés technikában használatos fogalom. Azt a *szcintillációs koktél*ban lévő anyagot jelöli, amely képes a *primer szcintillátor* által kibocsátott fényt elnyelni, és ezáltal legerjesztődni, majd a legerjesztődés során más (hullámhosszúságú) fényt kibocsátani. A szekunder szcintillátor ugyan az oldószer molekuláitól közvetlenül is átvehet energiát, de legfontosabb feladata a primer szcintillátor által kibocsátott fény hullámhosszának „eltolása” oda, ahol a fotoelektron-sokszorozó érzékenységi tartományának legjobban megfelel. Ezáltal a detektálási határfok jelentősen javul.

### **szerves és szervesetlen szcintillátorok**

A legerjedtebb gamma-sugárzásra szokásos NaI(Tl) kristályon kívül más anyagokat is használnak szcintillátornak, sugárzástól függően. – Az alábbiakban néhány példát mutatunk tipikus szcintillátorokra.

- Szervesetlen szcintillátorok:

gamma sugárzásra: NaI (Tl), azaz nátrium-jodid talliummal aktiválva, CsI (Tl), Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>.

Alfa-, béta- és protonsugárzásra: CsI(Na).

Alfa-, béta- és nehézion-sugárzásra: ZnS (Ag).

Neutronra: LiI (Eu), CsF, CaF<sub>2</sub>(Eu).

Ezek általában egykristályok, ahol a valenciasávból a vezetési sávba emelődnek fel az elektronok. A kristályba beültetett szcintillációs centrumok gondoskodnak a fénykibocsátásról.

- Szerves szcintillátorok: antracén, stilbén és naftalinkristályok, valamint szerves folyadékok és plasztikok.

Ezek aromás szénhidrogének, egymással laza kapcsolatban lévő molekulákból állnak. A fényt ugyanaz a molekula bocsátja ki, mint amelyik a gerjesztést fölvette. (Ld. még: *szcintillátorok*, *szekunder szcintillátor*.)

### **szoliton hullámok**

A sekély vízben előforduló, nagy amplitúdójú nemlineáris hullámokat. A szolitonok egyik külön érdekessége, hogy hullámcsomag jellegűek, és részecsketulajdonsággal is rendelkeznek (például ütközés után visszanyerik eredeti alakjukat). Rétegzett folyadékokban a szolitonok kétféleképpen lehetnek. Belső szolitonok a közeg belsejében, a különböző sűrűségű rétegek határán terjednek. Ezeket a természetben keltheti például az árapály-hatás az óceánok felső, melegebb vízrétegét az alsótól elválasztó ún. termoklin zónában, vagy egy gyorsan mozgó hideg front az előtte tolt meleg levegőben. Felszíni szolitonok a szabad felszínen jönnek létre. Ezekre egy félelmetes példa a vizes közegben a földrengések által keltett "tsunamik", amelyek több ezer km-t is haladnak az óceánban, mielőtt a sekély partokon megtörve pusztító energiájuk felszabadul.

### **szűrőanalízis**

Módszer, mellyel a *filmdozimétert* ért sugárzás energiáját ki lehet mutatni. A filmet négy ablakban különböző abszorpciójú anyaggal (vékony plasztik, vastag plasztik, durál, ón-ólom) részben letakarva tesszük ki a sugárterhelésnek. A feketedés kontrasztkülönbségéből a besugárzási energia meghatározható.

### **termikus neutronok**

Termikus neutronoknak a környezetével hőmérsékleti egyensúlyban lévő neutrongázban lévő neutronokat nevezzük. A termikus neutronok sebességeloszlása – egy gáz részecskéihez hasonlóan – Maxwell-Boltzmann eloszlást követ. A termikus neutron energiájának várható értéke szobahőmérsékleten kb. 0.025 eV. – Egy termikus neutronokkal működő atomreaktorban a neutronspektrum kis energiájú része jó közelítéssel termikus neutronokból áll. Egy kis eltérést az okoz, hogy a tökéletes Maxwell-Boltzmann eloszláshoz képest a tényleges eloszlás nagyenergiájú része megemelkedik, hiszen a termikus neutronok lassítással a nagyenergiás tartományból keletkeznek, az eloszlás alacsonyenergiás része pedig kissé lesüllyed, mert a neutronelnyelés hatáskeresztmetszete a neutronok sebességével fordított arányban áll, és ezért a kis sebességű neutronok jobban fogynak. Ennek a kis eltolódásnak az az eredménye, hogy a neutrongáz effektív hőmérséklete valamivel magasabb, mint annak a közegnek a hőmérséklete, amellyel „termikus egyensúlyban” áll.

### **teljes energiájú csúcs (régebben fotocsúcs)**

A gamma- vagy röntgenspektrum a detektálásakor a detektor válaszspektrumának jellemző, csúcyszerű része. Olyan események kerülnek ide, amelyeknél a részecske a teljes energiáját át tudja adni a detektornak úgy, hogy vagy egy lépéssel, fotoeffektussal egy elektronnak adja át a teljes energiát, vagy előbb Compton-szórásokkal energiát veszítve végül még az érzékeny térfogatban megsemmisül egy fotoeffektusban. (A kis hatótávolságú elektron általában nem kerül ki a detektor térfogatából.) Ebben az esetben a detektor típusától függően keskenyebb-szélesebb, közelítőleg Gauss-alakú görbe jelenik meg a spektrumban. A csúcs helye a detektált sugárzás energiájára, a csúcs alatti terület pedig a sugárzás intenzitására ad információt. – Megjegyezzük, hogy az általában alkalmazott detektorokra a teljes energia leadása legtöbbször többszörös szórási folyamatban következik be, nem egyetlen fotoeffektus útján.

### **térszög**

A térszög a térnek az a része, amelyet egy  $P$  pontból kiinduló, az illető pontot egy zárt görbe összes pontjával összekötő félegyenesek határolnak. A térszög ennek a zárt görbének az adott pontból való látószögét adja meg. Az  $\Omega$  térszöget annak az  $A$  felületnek, amelyet a  $P$  pont körül húzott  $r$  sugarú gömb vág ki a félegyeneselek metszésével és az  $r^2$  arányával mérjük  $\Omega = A/r^2$  az így meghatározott sterradokban. A teljes tér e szerint  $4\pi$  térszögnek felel meg. – A fizikában fontos szerepe van annak, hogy például a reakciópontból mekkora térszög alatt látják a kirepülő részecskék a detektort.

### teljes (totális) hatáskeresztmetszet

A teljes hatáskeresztmetszet a céltárgy magok és a bombázó részecskék az összes lehetséges kölcsönhatására vonatkozó hatáskeresztmetszetek összege.

A totális hatáskeresztmetszet a nyalábok intenzitáscsökkenésével egyszerű kapcsolatban van. Bevezetve ugyanis a totális hatáskeresztmetszetre a  $\sigma_{tot}$  jelölést, egy  $I$  intenzitású nyaláb  $n_c$  sűrűségű  $dx$  vastagságú fólián való keresztülhaladásakor bekövetkező  $dI$  gyengülésére nyilvánvalóan igaz:

$$\frac{dI}{I} = -n_c \cdot \sigma_{tot} \cdot dx$$

Ennek integrálásával kapjuk, hogy:

$$I = I_0 e^{-\sigma_{tot} x},$$

ahol  $I_0$  a beérkező nyaláb gyengítetlen intenzitása. Ezen összefüggés alapján a teljes hatáskeresztmetszet a beeső nyaláb intenzitásának gyengülése alapján egyszerűen mérhető.

### teljes (totális) makroszkópikus hatáskeresztmetszet

A makroszkópikus hatáskeresztmetszetek összege. A  $\Sigma_{tot}$  makroszkópikus hatáskeresztmetszet

$$\Sigma_{tot} = n_c \cdot \sum_j \sigma_j$$

alakú, ahol  $n_c$  a target részecskesűrűsége és  $\sigma_j$  az egyes lehetséges reakció típusok mikroszkópikus hatáskeresztmetszete. A makroszkópikus totális hatáskeresztmetszet egyszerű összefüggésben van a bombázó részecske  $\Lambda$  átlagos szabad úthosszával

$$\Lambda = \frac{1}{\Sigma_{tot}}.$$

### trícium

A hidrogén 3-as tömegszámú izotópja, jele  ${}^3\text{H}$ . Lágú  $\beta$ -bomló ( $E_{\max}=18.6$  keV), a felezési ideje 12.3 év. A légkör magas részein folyamatosan keletkezik a kozmikus sugárzással érkező neutronoknak a légköri nitrogénnel való reakciójában ( ${}^{14}\text{N}(n, {}^3\text{H}){}^{12}\text{C}$ ), illetve a napszéllal érkezik a Napból.

### várható érték

Azonos körülmények között azonos módszerrel elvégzett mérések – ha a mérések pontossága elég nagy – általában különböző eredményre vezetnek. Ilyenkor az egyes mérések helyett célszerűbb elfogadni a mért értékeknek a mérések átlagát elfogadni:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n}$$

A mérések várható értékének a

$$\langle x \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n}$$

határértéket tekintjük, ahol  $\langle x \rangle$  a mérés várható értéke.

Valójában soha nem végezhetünk végtelen számú mérést, így gyakorlati esetben a várható értéktől kissé eltérő – lehetőleg minél nagyobb számú mérésből származó – átlagértékkel

közelítjük a várható értéket. – Ismert eloszlás esetében a várható érték számolható. Ha az  $x_i$  mennyiség  $p_i$  valószínűséggel következik be, ahol  $\sum_{i=-\infty}^{+\infty} p_i = 1$ , és  $p_i \geq 0$ , akkor  $\langle x \rangle = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} x_i p_i$ .

### **visszaszórási csúcs**

A gamma-spektroszkópiában a spektrum kis energiájú részén keletkező csúcs. Keletkezésének fő oka az, hogy gyakran olyan mérési elrendezéssel dolgozunk, amelyben a gamma sugárzó preparátum a hengeres detektor tengelyében van. Ilyenkor lehetséges, hogy gamma-kvantumok előbb kölcsönhatás nélkül átjutnak a detektor érzékeny térfogatán, de Compton-szóródnak a mögötte lévő anyagon. Ebben a Compton-szórásban keletkezett gamma-kvantum visszaszóródhat a detektor érzékeny térfogatába. Ha belegondolunk még azt is beláthatjuk, hogy viszonylag kicsiny az a térszög is, ahonnan ez a visszaszóródás bekövetkezhet. Így keletkezik csúcs a detektor spektrumában. – Tekintve, hogy a visszaszórással legnagyobb valószínűséggel a  $180^\circ$ -ban szórt fotonok jutnak be, ezért a csúcs helye olyan, hogy a Compton-élnek és a visszaszórási csúcsnak az összege a teljes energicsúcs értékét adja ki. (Ld. még: *teljes energiájú csúcs, Compton-szórás.*)

### **$w_R$ súlyfaktor**

A Q-faktor helyett használt mai sugárvédelmi fogalom.  $w_R$  az R típusú sugárzás károsító hatásának súlytényezője, az egyes sugárzásokra jellemző dimenzió nélküli szám. (Lásd *Q-faktor*).