RÉSZECSKESUGÁRZÁS GYENGÜLÉSÉNEK SZIMULÁCIÓJA

A radioaktív sugárzások elleni védekezés a sugárvédelem egyik fontos feladata, ebben segít a sugárzások elnyelődésének ismerete.

A radioaktív sugárzások többfélék lehetnek (pl. alfa-, béta-, gamma-sugárzás, ill. neutron-sugárzás). Ezek különbözőképpen lépnek kölcsönhatásba az anyaggal, ezért az elnyelődésük is más és más törvényeket követ. Ebben a szimulációban olyan részecskék elnyelődését vizsgáljuk, amelyek **kis valószínűséggel**, legfeljebb egyszer lépnek kölcsönhatásba az anyaggal, és akkor **eltűnnek az eredeti nyalábból.** Az „eltűnésnek" két oka is lehet: a részecskék vagy **elnyelődnek**, vagy pedig **kiszóródnak**, és emiatt hiányoznak majd az eredeti nyalábból. A továbbiakban amikor „eltűnésről" beszélünk, mindig erre a két ok valamelyikére gondolunk.

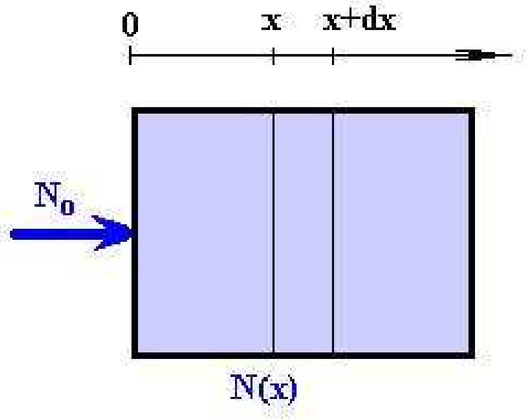
Ilyen részecskék például a gamma-sugárzásban lévő fotonok, de közelítőleg így viselkedik a neutronsugárzás is. Az ismertető végén röviden szólunk még az alfa-sugárzás elnyelődéséről is, amely másféle törvényt követ, mint amivel ebben a szimulációban foglalkozunk.

Ahogy említettük, olyan sugárzások elnyelődését szimuláljuk, ahol a sugárzás részecskéi (pl. a gamma-fotonok) sok atom mellett is elhaladhatnak, amíg valamelyikkel véletlenszerűen kölcsönhatásba lépnek, és eltűnnek a nyalábból. Ennek a leírására az anyagban megtett út **hosszegységére eső eltűnési valószínűség** alkalmas.

> ***Megjegyzés***: Szigorúan véve ez egy valószínűség-sűrűség, dimenziója 1/hosszúság (pl. 1/cm). A különböző alkalmazási területeken ennek a megjelölésére más neveket is használnak. Szokás még **lineáris gyengítési együtthatónak**, ill. **teljes makroszkopikus hatáskeresztmetszetnek** is nevezni. (Ez utóbbi elnevezés kicsit félrevezető, hiszen ez nem keresztmetszet jellegű mennyiség: a mértékegysége 1/cm, és nem cm^2).

Elméleti leírás

Tegyük fel, hogy egy anyagdarabba (valamennyi idő alatt) N_0 részecske lép be. Jelöljük $N(x)$-el azoknak a részecskéknek a számát, amelyek a felszíntől $(x=0)$ számított x mélységig még eljutnak (ld. 1. ábra).



1. ábra

Legyen μ a hosszegységre eső eltűnési valószínűség. Ekkor annak a valószínűsége, hogy egy részecske Δx útszakaszon eltűnik a nyalábból: $\mu \cdot \Delta x$. Az x mélységig eljutott $N(x)$ részecskéből az

$(x, x+\Delta x)$ intervallumon eltűnt részecskék várható száma tehát: $N(x)\cdot \mu \cdot \Delta x$. A nyalábból ennyi részecske fog hiányozni a Δx útszakasz végén, azaz a nyaláb részecskeszámának megváltozása (csökkenése): $\Delta N = -N(x)\cdot \mu \cdot \Delta x$. Kicsit átrendezve: $\frac{\Delta N}{N} = -\mu \cdot \Delta x$.

Bár a részecskeszám megváltozása csak egész szám lehet (hiszen 0,01 részecske nem tűnhet el), nagyon nagyszámú részecske esetén $(N \to \infty)$ mégis van értelme annak, hogy az egyenlet mindkét oldalán határátmenetet hajtsunk végre, azaz differencia-egyenletből differenciál-egyenletet alakítsunk: $\frac{dN}{N} = -\mu \cdot dx$.

Integráljuk ennek az egyenletnek a jobb oldalát a $(0, x)$ intervallumra, eközben a bal oldalon N_0-tól $N(x)$-ig kell integrálnunk: $\int_{N_0}^{N(x)} \frac{dN'}{N'} = -\mu \int_0^x dx'$. Elvégezve az integrálást kapjuk: $\ln N(x) - \ln N_0 = -\mu \cdot (x-0)$. Azonos átalakítások után kapjuk végül:

$$\boxed{N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}} \qquad (1)$$

Ezt **exponenciális gyengülési törvény**nek nevezzük. Mivel ennek levezetése során $(N \to \infty)$ határátmenetet hajtottunk végre, ez csak végtelen számú részecskéből álló nyaláb esetén érvényes egészen pontosan. Véges számú részecskéből álló nyaláb esetén ettől a „várható értéktől” kisebb-nagyobb eltérések lehetnek a folyamat statisztikus természete miatt.

Vegyük észre, hogy az ilyen típusú sugárzások esetében nincs értelme hatótávolságról beszélni, hiszen itt nincs olyan távolság, amelyen túl már nem találunk részecskéket. Az ilyen típusú sugárzásoknál felezési rétegvastagságot szokás definiálni.

Felezési rétegvastagságon azt a távolságot értjük, amelyen a beeső sugárzás intenzitása (a részecskék száma) a felére csökken. Jelöljük L-el ezt a távolságot. Ekkor a fentiek alapján:

$N(L) = \frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot L}$, amiből kapjuk:

$$\boxed{L = \frac{\ln 2}{\mu} \approx \frac{0{,}7}{\mu}}. \qquad (2)$$

A szimuláció

A szimuláció olyan részecskék anyaggal való kölcsönhatását modellezi, amelyek kis valószínűséggel, legfeljebb egyszer lépnek kölcsönhatásba az anyaggal, és akkor eltűnnek (elnyelődnek vagy kiszóródnak) az eredeti nyalábból. A szimuláció minden elindított részecskére véletlen számokkal „kisorsolja”, hogy a következő 1 cm-en eltűnik-e, vagy sem.

A szimuláció képernyőjén a jobb oldali felső ábrán a részecskék balról érkeznek egy (szürke színnel jelzett) 100 cm hosszú "anyagdarabba", ahol a megadott hosszegységre (1 cm-re) eső valószínűséggel elnyelődhetnek. Az alul lévő grafikon kirajzolja, hogy az anyagdarab különböző mélyen lévő 1 cm-es rétegeibe hány részecske jutott el a beérkező részecskék közül. Elég nagyszámú beeső részecske esetén a nyaláb exponenciális gyengülése jól megfigyelhető. A tökéletes exponenciális függvénytől való eltéréseket, ingadozásokat a jelenség statisztikus természete okozza.

Javaslat: A felezési rétegvastagságnak az elnyelődési valószínűséggel való összefüggése a legegyszerűbben úgy figyelhető meg, ha μ = 0,007-et választunk. Ekkor az (2) képlet alapján éppen ~100 cm felezési rétegvastagság adódik.

KIEGÉSZÍTŐ MEGJEGYZÉSEK

Gamma-sugárzás

Mivel az exponenciális gyengülési törvényt követő sugárzások tipikus képviselője a gamma-sugárzás, ezért ennek az anyaggal történő kölcsönhatásával kicsit részletesebben foglalkozunk.

A nagy energiájú gamma-foton általában „zavartalanul” halad az anyagban, mígnem egyszer-egyszer – bizonyos valószínűséggel – kölcsönhatásba lép egy, az anyagban lévő elektronnal.

Háromféle kölcsönhatás jöhet létre: fotoeffektus, Compton-szórás, és párkeltés.

Fotoeffektusnál a gamma-foton teljes $h\nu$ energiája egy (erősen kötött) elektron kilökésére fordítódik, ezért a kilökött elektron energiája:

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - E_{kötési} \tag{3}$$

Ebben a kölcsönhatásban a foton teljes energiája átadásra kerül, s emiatt a foton eltűnik a nyalábból.

Párkeltésnél a gamma-foton energiájának egy része $\left(2mc^2\right)$ egy elektron-pozitron pár keltésére fordítódik, a keltett elektron és pozitron pedig a maradék energiából nyer mozgási energiát. Ezért az energia-mérleg:

$$\left(\frac{1}{2}mv^2\right)_{elektron} + \left(\frac{1}{2}mv^2\right)_{pozitron} = h\nu - 2mc^2 \tag{4}$$

Nyilvánvaló, hogy a foton itt is elveszíti a teljes energiáját, s ezért eltűnik a nyalábból. Az is látható, hogy ezt a folyamatot csak olyan fotonok tudják kiváltani, amelyek energiájára $h\nu > 2mc^2$ (~1022 keV).

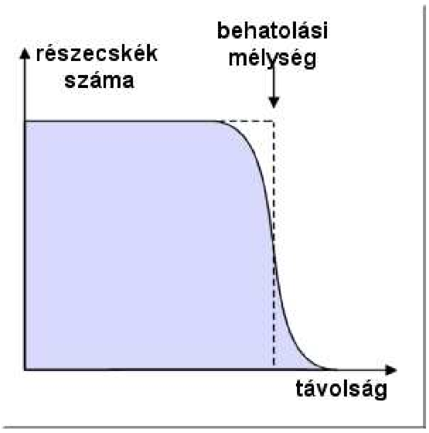
Compton-szórásnál a gamma-foton megmarad ugyan, de az iránya (és az energiája) megváltozik, „kiszóródik” az eredeti nyalábból. Lényegében a foton és egy (szabadnak tekinthető) elektron úgy ütközik, mint két biliárdgolyó. Ha ϑ-val jelöljük a gamma-foton szórási szögét (az eredeti iránytól való eltérülését), akkor a szórt foton energiája:

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{mc^2}\cdot(1-\cos\vartheta)} \tag{5}$$

Fontos megjegyezni, hogy akármelyik típusú kölcsönhatás következik is be, a kölcsönhatás után a gamma-foton vagy eltűnik (fotoeffektus és párkeltés), vagy pedig megváltozott energiával kiszóródik a bejövő foton-nyalábból.

Alfa-sugárzás, hatótávolság

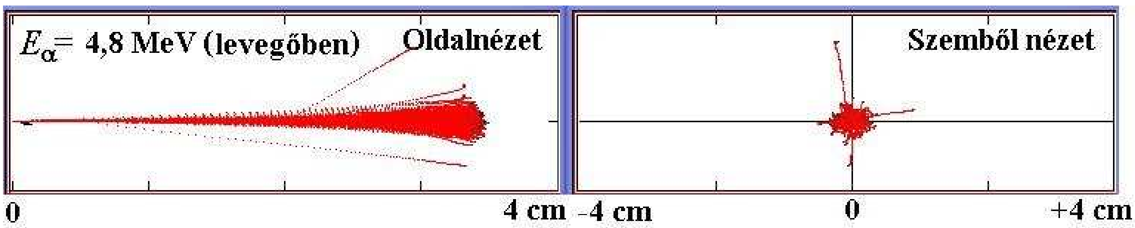
A gamma-sugárzással ellentétben az alfa-sugárzás szigorúan véve sosem „nyelődik el” – azaz nem tűnik el -, hiszen az alfa-részecskék hélium atommagok, és azok a megállásuk után is ott maradnak az anyagban. Mivel van elektromos töltésük, ezért az anyagban megtett útjuk során – a Coulomb-kölcsönhatás révén – ionizálják a közelükbe eső atomokat, molekulákat, és ezzel energiát veszítenek. Ennek következtében egy bizonyos távolság megtétele után „megállnak”. Azt a távolságot, amelynek megtétele után az alfa-részecske megáll, az alfa-sugárzás **behatolási mélységé**nek, vagy **hatótávolságának** nevezzük. Adott energiájú alfa-részecskékből álló sugárnyaláb valamennyi részecskéje a hatótávolság közelében áll meg. Az alfa-részecskék anyagba történő behatolását a 2. ábra szemlélteti.



2. ábra

Fontos, hogy az alfa-részecske – nagy tömege miatt - az ionizáció során alig változtat a mozgásának az irányán, azaz az egyedi kölcsönhatások nem „tüntetik el”, de még csak nem is szórják ki jelentősen a már kölcsönhatott alfa-részecskét az eredeti nyalábból. Ezért az alfa-részecske többé-kevésbé egyenes pályán halad az anyagban egészen a megállásáig. A 2. ábrán a behatolási mélység „elmosódottságát” éppen a nyaláb kismértékű irányváltozása okozza.

Példaképpen 4,8 MeV energiájú alfa-részecskék levegőben való haladását és szóródását mutatja a 3. ábra. (Az ábra a TRIM nevű programmal végzett szimulációval készült.)



3. ábra

Megjegyzés: A pálya mentén történő energia-leadást $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ a Bethe-Bloch formula írja le részletesen. Ezzel itt nem foglalkozunk. Nagyságrendi becslést adhatunk a hatótávolságra azonban anélkül is, hogy az energia-leadás mechanizmusával részletesebben megismerkednénk. Az alfa-sugárzások energiája nagyságrendileg néhány MeV (millió elektronvolt), az atomok, ill. molekulák ionizációjához viszont nagyságrendileg 0,1 – 1 eV (elektronvolt) energia szükséges. Ez azt jelenti, hogy az alfa-sugárzás az útja során néhány millió atomot, ill. molekulát ionizál, mire leadja a teljes energiáját. Szilárd anyagban az atomok egymástól való távolsága 10^{-10} – 10^{-9} m körül van, ezért ahhoz, hogy néhány millió atom mellett fusson el a részecske, nagyságrendileg 10^{-5} – 10^{-4} m – azaz század- és tizedmilliméter közötti - távolságot kell megtegyen. Gázok sűrűsége a szilárd anyagokénak kb. ezredrésze, ezért ott kb. ezerszer akkora távolságot kell megtegyen az alfa-részecske, amíg ugyanannyi atomot tud ionizálni, mint szilárd anyagban. Gázokban a hatótávolság tehát 1-10 cm közé esik, és persze függ a gáz nyomásától is.