Folyadékszcintillációs spektroszkópia jegyzőkönyv

Zsigmond Anna Julia
Fizika MSc I.

Mérés vezetője: Horváth Ákos
Mérés dátuma: 2010. október 21.
Leadás dátuma: 2010. november 8.

1. Bevezetés

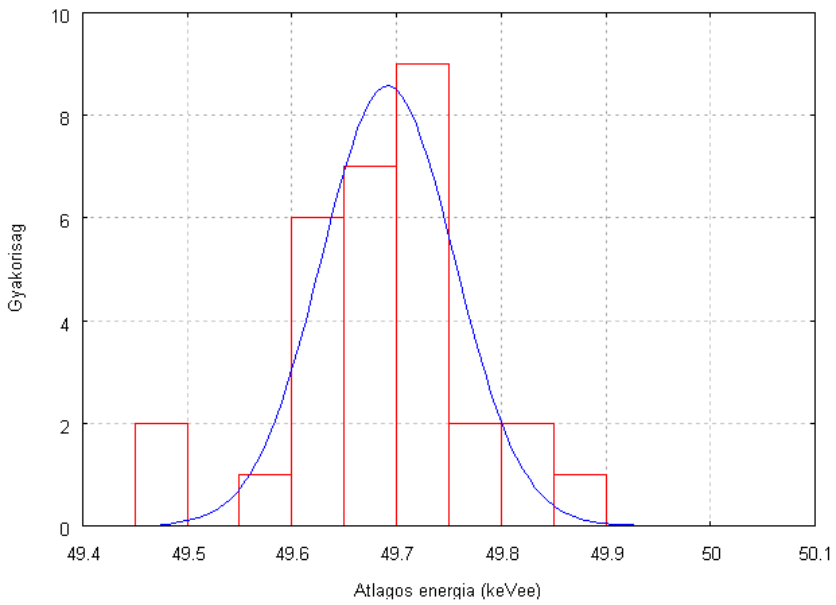
A mérés célja a folyadékszcintillációs spektroszkópia mérési módszerével való megismerkedés, valamint néhány anyag spektrumának felvétele és kiértékelése.

A mérés során egy TriCarb 1050 típusú detektorral mértük egy radiokarbon (^{14}C), egy trícium (^{3}H) és két radon (^{222}Rn) minta spektrumát. A radiokarbon és a trícium β^--bomló, vagyis elektronok lépnek ki belőle, amik gerjesztik a szcintillátor anyagát, amiből a keletkezett fotonok száma arányos a kilépő elektronok energiájával. A fotonok egy fotoelektronsokszorozóba jutnak, amiből az elektronok energiájával arányos áramimpulzus lép ki. Az áramimpulzusokat egy amplitúdóanalizátor válogatja szét, és számolja össze, ebből lesz a spektrum. A detektor az elektronok energiájára kalibrálható, de az α részecskék fényhozama nem egyenlő az energiájukkal, mert az α részecskék nem ugyanúgy gerjesztik a szcintillátor anyagát, mint az elektronok. Ezt figyelembe kell venni az α-bomló radon és leányelemeinek bomlási spektrumának kiértékelése során.

2. A radiokarbon spektruma

A radiokarbon spektrumát egy perces mérésekkel 30-szor vettük fel, majd lementettük egy excel fájlba. A radiokarbon β-bomlásából származó elektronok maximális energiája 156 keV. A β-bomlás Fermi-féle elmélete szerint a spektrum átlagos energiája a maximális energia 1/3-a, vagyis ebben az esetben 52 keV.

Mind a 30 mérésből kapott spektrumnak kiszámítható az átlagos energiája, majd ezek átlaga és szórása: $E_{átl} = 49,683$ keV, $\sigma_E = 0,098$ keV. Az átlagos energia gyakoriságeloszlása látható az 1. ábrán. A mért eredmény nem egyezik meg az elméletileg számolttal,

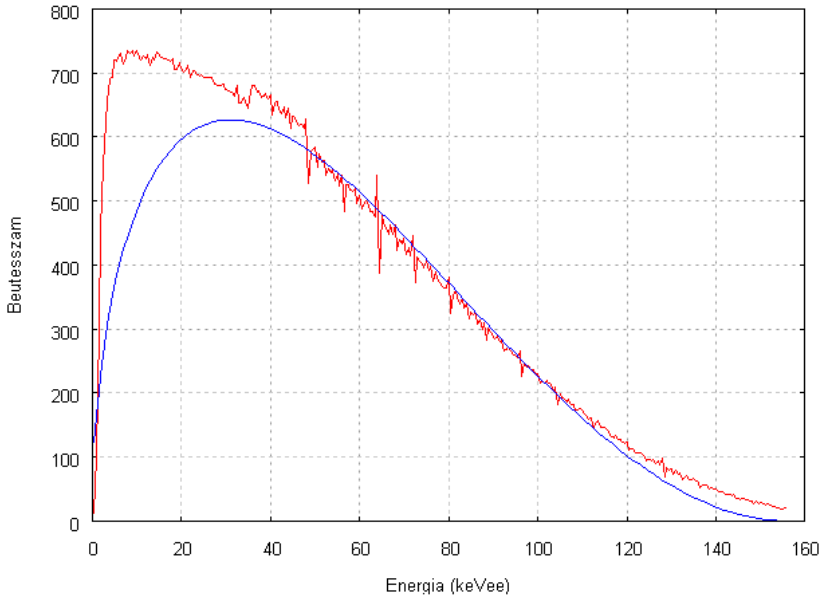


1. ábra. A radiokarbon bomlásának átlagos energiájának gyakoriság eloszlása

az eltérés 2,317 keV, ami körülbelül 23-szor a mért eredmények szórása.

Az eltérés oka, hogy a Fermi-féle elméletben tett feltevések nem teljesülnek pontosan. Például a kilépő elektron nem elég lassú ahhoz, hogy nem-relativisztikusnak tekintsük, a neutrínó tömege nem pontosan 0, az átmeneti mátrixelem abszolút érték négyzete nem teljesen energiafüggetlen, illetve a legfontosabb, hogy az elektron nem síkhullám, vagyis nem homogén az impulzustérben az eloszlás, mert nem tekinthető szabad elektronnak Coulomb-potenciálban.

Az egyes csatornákban lévő beütésszámok 30 mérésből számolt átlagát ábrázolva meghatározhatjuk az átlagos spektrumot, ami a 2. ábrán látható piros vonallal. Erre illesztettem az elméletileg számolt eloszlásfüggvényt: $p(T) = const \cdot (T - T_{max})^2 \cdot \sqrt{T}$, ami kék vonallal látható a 2. ábrán.

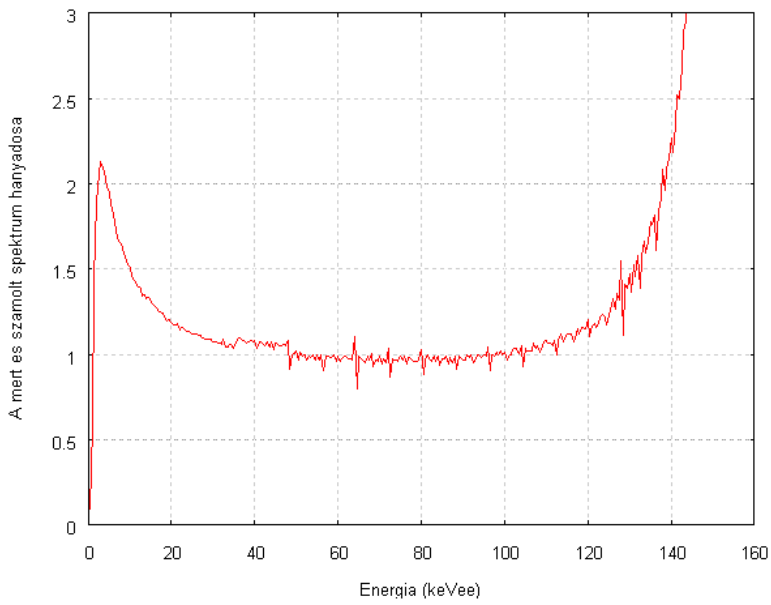


2. ábra. A radiokarbon átlagos spektruma, és az illesztett elméleti görbe

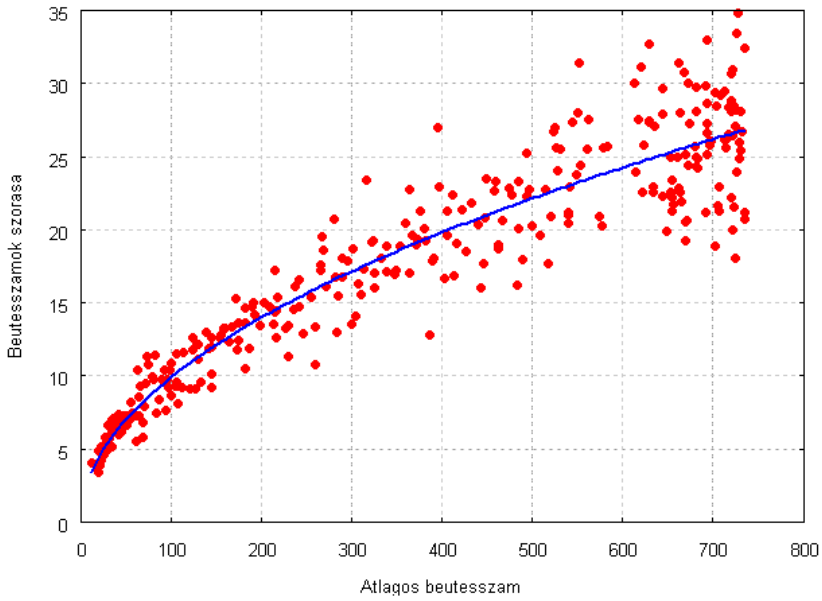
Az mért és az elméletileg számolt eloszlás hányadosát nevezzük Fermi-féle függvénynek, ami a 3. ábrán látható. Az ábrán látható függvény első néhány csatornához tartozó értéke a detektor levágása miatt nem pontos, de az alacsony energiás rész alakja megegyezik az irodalomban található Fermi-függvény alakjával. A nagy energiás rész az alacsony beütésszámok miatt tér el a számolt görbétől, tehát ez sem tekinthető pontos eredménynek.

Az egyes csatornákhoz tartozó beütésszámok szórását is meghatároztuk, majd ezeket ábrázoljuk az átlagos beütésszám függvényében, ami a 4. ábrán látható. Statisztikai megfontolások alapján véletlenszerű független folyamatoknál a beütésszám hibája a beütésszám négyzetgyökével közelíthető, ez a gyökfüggvény látható a 4. ábrán kék vonallal. Jól láthatóan az illeszkedés jó, amit egyre több méréssel lehetne még javítani.

A szórás négyzetgyökös trendtől való eltérésének abszolút értéke látható az 5. ábrán. Statisztikai megfontolások alapján ez az érték $\sigma/\sqrt{2N}$ kéne legyen elég nagy N beütés-

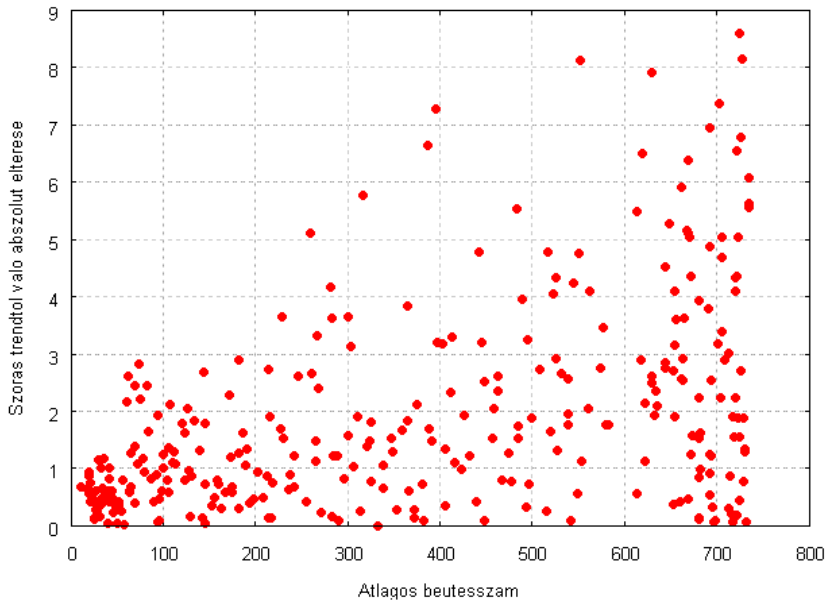


3. ábra. A radiokarbonra vonatkozó Fermi-féle függvény



4. ábra. A beütésszámok szórása a beütásszámok átlagának függvényében

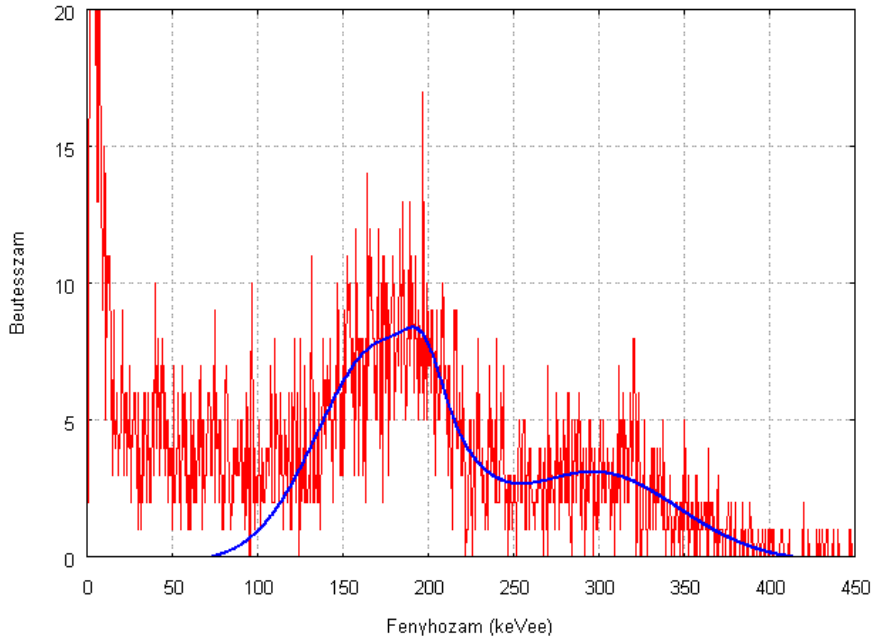
számok esetén, ami körülbelül konstans és értéke 0,7 ebben a mérésben. A szórások eltérésének átlaga körülbelül 1,9, vagyis itt a beütésszámok nem elég nagyok, tehát hosszabb idejű mérések kellenének.



5. ábra. A szórás trendtől való eltérése („error of error„)

3. A második radon minta vizsgálata

A ^{222}Rn α-bomlása 5,5 MeV energiával zajlik, és a leányeleme a ^{218}Po α-bomlása következik 6,0 MeV energiával. Ezután két β-bomlás következik rövid felezési idővel, majd egy újabb α-bomlás, a ^{214}Po bomlása, 7,7 MeV energiával. A folyadékszcintillációs spektrumon három diszkrét csúcsot és egy folytonos háttér szerű β régiót láthatunk a 6. ábrán. Az 5,5 és a 6,0 MeV energiánál lévő csúcsok nem válnak szét, mert túl közel vannak egymáshoz.



6. ábra. A radon spektruma

Az ismert eneriájúα-csúcsokra Gauss-görbéket illesztve meghatározható, hogy a fényhozam mekkora α energiának felel meg. Ennek eredménye látható a következő táblázatban:

α energia (MeV)	fényhozam (keVee)	csúcs szélessége (keVee)
5,5	$172,3 \pm 5,1$	$36,9 \pm 2,9$
6,0	$197,6 \pm 3,6$	$10,6 \pm 4,9$
7,7	$297,9 \pm 6,9$	$48,7 \pm 14,7$

1. táblázat. Az α csúcsokra illesztett Gauss-görbék paraméterei

A jegyzetben lévő kalibráció alapján meghatározható a minta aktivitáskoncentrációja Bq/l-ben a következő képlettel

$$c = \frac{CPM - 10}{1,98}$$

A mérés során mért CPM, vagyis a percenkénti beütések száma: 234,13, és a minta térfogata 10 ml. Ezek alapján a minta méréskori aktivitása:

$$A = c \cdot V = (1,13 \pm 0,07) \text{ Bq}$$

A minta mintavételkori aktivitását az exponenciális bomlástörvény alapján számolhatjuk ki. A mintavétel és a mérés között eltelt idő 2,896 nap, a radon felezési ideje pedig 3,82 nap. Ezek alapján a minta mintavételkori aktivitása:

$$A_0 = A \cdot 2^{\frac{t}{T_{1/2}}} = (1,91 \pm 0,12) \text{ Bq}$$

Ebből a minta mintavételkori radontartalma:

$$N = A\frac{T_{1/2}}{\ln 2} = (9,09 \pm 0,56) \cdot 10^5 \text{ db}$$

$$m = \frac{N \cdot M}{N_A} = \frac{9,09 \cdot 10^5 \cdot 222}{6 \cdot 10^{23}} = (3,36 \pm 0,21) \cdot 10^{-16} \text{ g}$$