

---

# Magspektroszkópiai vizsgálatok

---

## Korszerű vizsgálati módszerek

**jegyzőkönyvet készítette:**

Asztalos Bogdán

**mérés időpontja:** 2019. 02. 21.

**mérőtársak:** Boldizsár Bálint, Molnár Janka

**mérésvezető:** Lökös Sándor

# Tartalomjegyzék

<b>1. Mérés leírása</b>	<b>2</b>
<b>2. <math>\gamma</math>-spektroszkópia</b>	<b>2</b>
2.1. Hiba ellenőrzése . . . . .	2
2.2. Kalibrálás . . . . .	3
2.3. Ismeretlen minta elemzése . . . . .	6
<b>3. <math>\beta</math>-spektroszkópia</b>	<b>9</b>
3.1. Sugárzási energia meghatározásának elmélete . . . . .	9
3.2. Cézium minta . . . . .	9
3.3. Stroncium minta . . . . .	11

# 1. Mérés leírása

Magfizikai vizsgálatok során nagyon sok információt lehet megtudni a vizsgált magok által kibocsátott sugárzás energiájának a spektrumából. A mérésünk során különböző minták által keltett gamma és béta sugárzást mértünk és elemeztük az energiaeloszlását.

A gamma sugárzást félvezető detektorral vizsgáltuk. Először egy  $^{60}\text{Co}$  minta sugárzását mértük rövid ideig, de egymás után többször, hogy a mért értékek statisztikai eloszlásából a mérést befolyásoló zavaró hibák nagyságára kapjunk visszajelzést. Amennyiben ezek nem túl nagyok, akkor tudhatjuk, hogy a mérés eredménye valószínűleg helyes. Ezután, mivel a  $^{60}\text{Co}$  izotóp bomlási energiáját ismerjük, elvégezhetjük a mérőberendezés kalibrációját. Végül pedig egy káliumot is tartalmazó minta sugárzását mértük, hogy a benne található  $^{40}\text{K}$  izotópok bomlási energiáját meghatározhassuk.

A béta sugárzás vizsgálatát szcintillációs detektorral végeztük. Az első mérésben itt is a kalibrációt végeztük el: negatív  $\beta$ -bomló  $^{137}\text{Cs}$  izotóp bomlásának energiaspektrumát mértük, amely a  $\beta$ -részecskéken kívül kibocsát még 630 keV energiájú konverziós elektronokat, amiket a detektor szintén érzékel, így a spektrumban megjelenik. Ezekhez viszonyítva, elvégezhető a mérési csatornák skálájának meghatározása. Ezután a már megmért  $^{137}\text{Cs}$  izotóp, majd egy másik  $\beta$ -bomló,  $^{90}\text{Sr}$  izotóp sugárzásának energiaspektrumát vizsgáljuk meg, és határozzuk meg a bomlási energiákat.

## 2. $\gamma$ -spektroszkópia

A  $\gamma$ -sugárzás méréséhez egy félvezető detektort használtunk, amely a detektált fotonokat energia szerint osztályozta egy 4095 csatornába, 0-tól 4094-ig.

### 2.1. Hiba ellenőrzése

A mérés során kobalt minta sugárzását mértük; egymás után kétszer végeztünk el egyenként tíz-tíz mérésből álló mérési sorozatot. Az egyes mérések során ( $i$ ) az adott idő alatt adott csatornába beérkező fotonok számát mérjük ( $n_i$ ). Ezekből kiszámolható a mért adatok  $\bar{n}$  átlaga és  $s^2$  szórása minden csatornára. Ha az adatok között csak statisztikus okokból fellépő ingadozás lenne, akkor az  $\frac{s^2 - \bar{n}}{\bar{n}}$  mennyiség várható értéke  $\sqrt{\frac{2}{p-1}}$  lenne. Ez azt jelenti, hogy képezve a

$$K = \frac{s^2 - \bar{n}}{\bar{n} \sqrt{\frac{2}{p-1}}} \quad (1)$$

mennyiséget, ha ez sokkal nagyobb, mint 1, akkor a mérési hiba sokkal nagyobb, mint a statisztikus ingadozásból származó hiba. Azt mondjuk, hogy a mérésünk megfelelő, ha a kiszámolt  $K$  érték nem nagyobb, mint 3.

Két mérési sorozatot végeztünk 10-10 méréssel, az egyik esetben 20 s-ig a másik eset-

20 másodperces sorozat

$i$	$n_i$	$(n_i - \bar{n})^2$
1	56164	3364
2	56070	1296
3	55904	40804
4	56190	7056
5	55952	23716
6	56199	8649
7	56384	77284
8	56062	1936
9	55971	18225
10	56164	3364

30 másodperces sorozat

$i$	$n_i$	$(n_i - \bar{n})^2$
1	84466	69590,44
2	84535	110755,84
3	83815	149923,84
4	84510	94740,84
5	83909	85966,24
6	84343	19824,64
7	84525	104199,84
8	83771	185933,44
9	84141	3745,44
10	84007	38103,04

1. táblázat. A két mérési sor időtartamai alatt mért fotonszámok

ben 30-s-ig tartott a mérés ideje. Az egyes csatornákra kiszámolt  $K$  értékek statisztikai eloszlását az 1. és a 2. ábrák illusztrálják. Amint ezekről is látszik, a méréseknek csak elhanyagolható részében esik  $K$  értéke 3 fölé, és 2 fölött is csak kevés esetben van, tehát a mérésünk jónak mondható.

Az összes csatornára összegezve is megvizsgálhatjuk a statisztikai ingadozást, a konkrét adatokat a 2.1. táblázat tartalmazza. Elvégezve a számításokat azt kapjuk, hogy a 20 másodperces mérési sorozat esetén, mért fotonszámok átlaga  $\bar{n}_{20} = 56106$ , szórása  $s_{20}^2 = 20633$ . Kiszámolva a fenti módon képzett  $K$  értéket,  $K_{20} = -1,34$ , ami negatív, így mérésünk megfelel a  $K_{20} < 3$  kritériumnak.

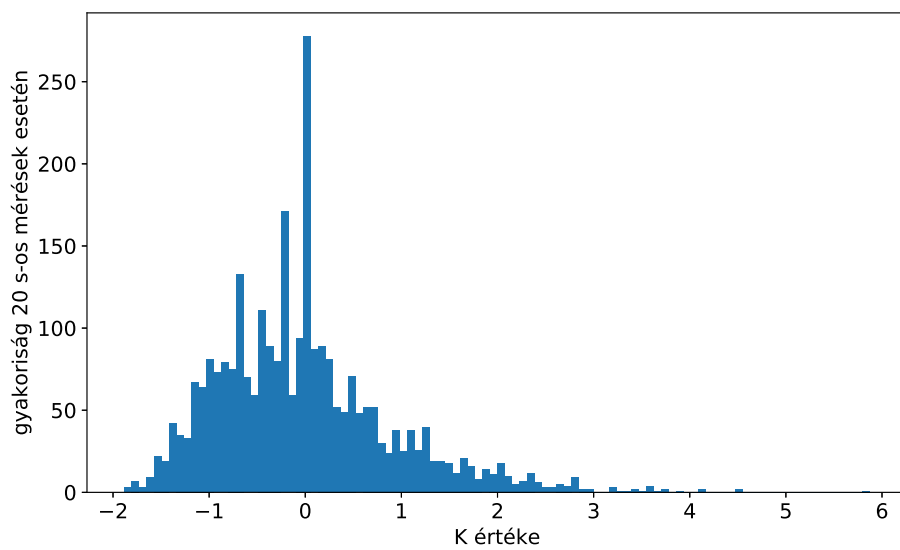
Ugyanezeket kiszámolva a 30 másodperces mérési sorozatra:  $\bar{n}_{30} = 84202,2$ ,  $s_{30}^2 = 95864,84$ ,  $K_{30} = 0,29 < 3$ , tehát, a mérés ez alapján is megfelel a feltételnek.

## 2.2. Kalibrálás

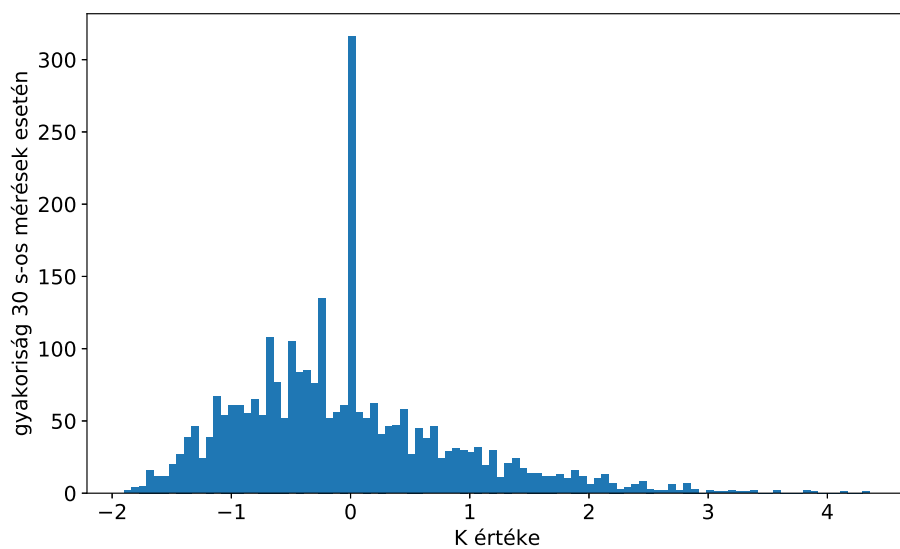
A kalibráláshoz az előző fejezetben is használt adatokat használtuk. A 10 darab mintavétel adatait csatornánként átlagoltuk, és az így kapott spektrum energiaeoszlását vizsgáltuk. A teljes spektrum a két adatsorra a 3. ábrán látható.

A  $^{60}\text{Co}$  izotóp kétféle  $\gamma$ -bomlásához tartozó bomlási-energiák 1173 keV és 1333 keV. A 3. ábrán ennek megfelelően két csúcs jelenik meg, tehát a két csúcs vízszintes tengelyen való elhelyezkedése ezeknek az energiáknak felel meg. A feladat meghatározni, hogy csatornaszámmal kifejezve hol vannak a csúcsok maximuma, és ez alapján felírni az csatornaszám és az energia közti összefüggést.

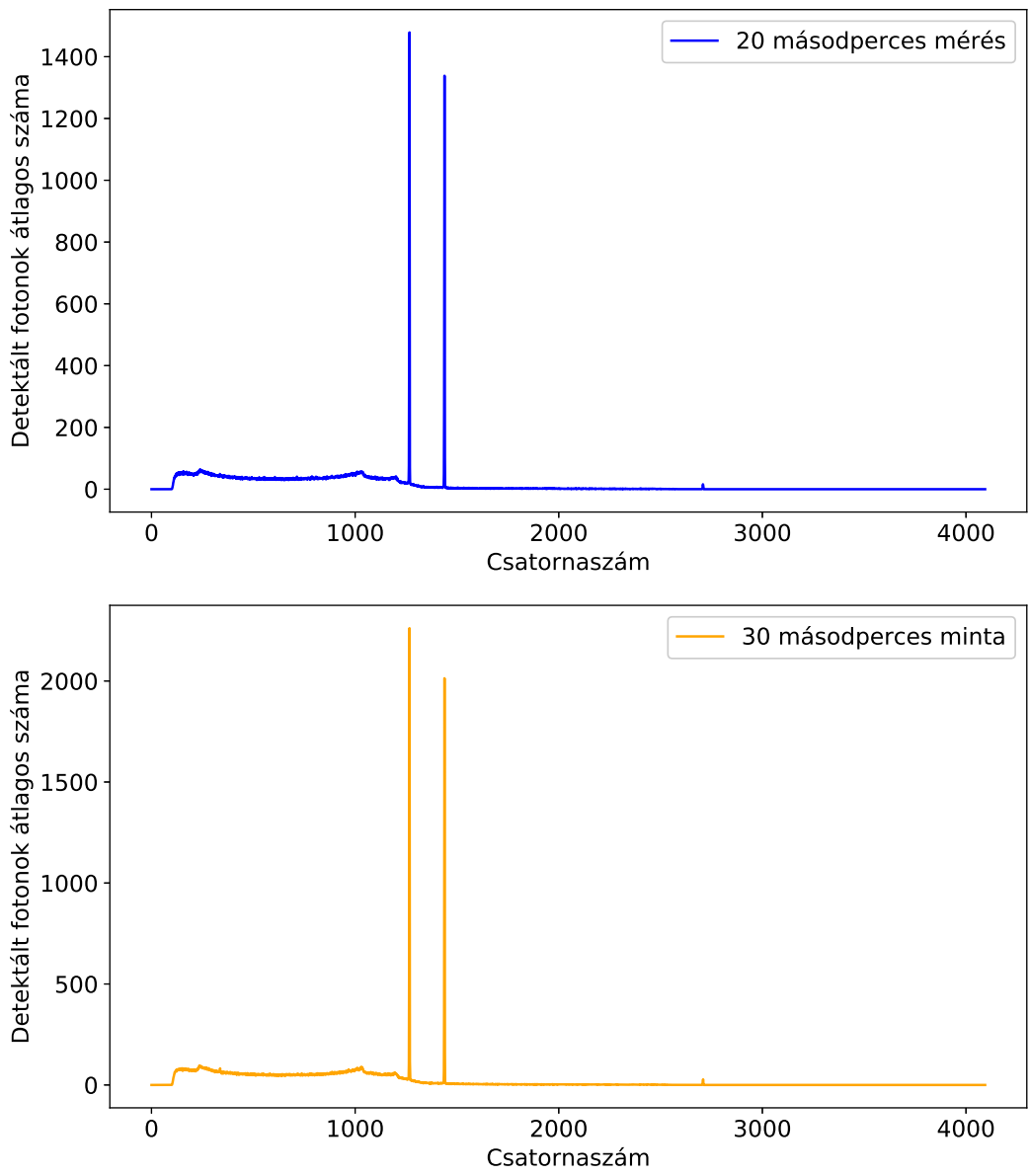
Az energiacsúcsok maximumát úgy határoztuk meg, hogy a csúcsok környezetében a mért pontokra a (2) kifejezésnek megfelelő Gauss-görbét illesztettünk, és a görbe  $\mu$



1. ábra. A  $K$  értékek eloszlása a 20 s-os minta esetén



2. ábra. A  $K$  értékek eloszlása a 30 s-os minta esetén



3. ábra. A  $^{60}\text{Co}$  teljes gamma spektruma a két mérési idő esetén

	csatornaszám	$E$ [keV]
1. csúcs	1266,6	1173
2. csúcs	1438,9	1333

2. táblázat. A félvezető detektor kalibráláshoz használt számpárok

paramétere megadja, hogy hol van az illesztett görbe középpontja.

$$f(x, A, \mu, \sigma) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (2)$$

Az illesztett görbék a 4. ábrán láthatóak. A két mérési sorozat alapján kapott illesztési paraméterek mindkét csúcs esetén 5 jegyig megegyeztek, így a kapott eredménnyel egységesen számolunk tovább. A illesztések alapján az első csúcs középpontja  $\mu_1 = 1266,6$ , a második csúcsé pedig  $\mu_{30} = 1438,9$ .

Ezen két pont alapján már kalibrálható mérőeszköz: a csatornaszám ( $C$ ) az alábbi kifejezéssel számítható át energiává ( $E$ ):

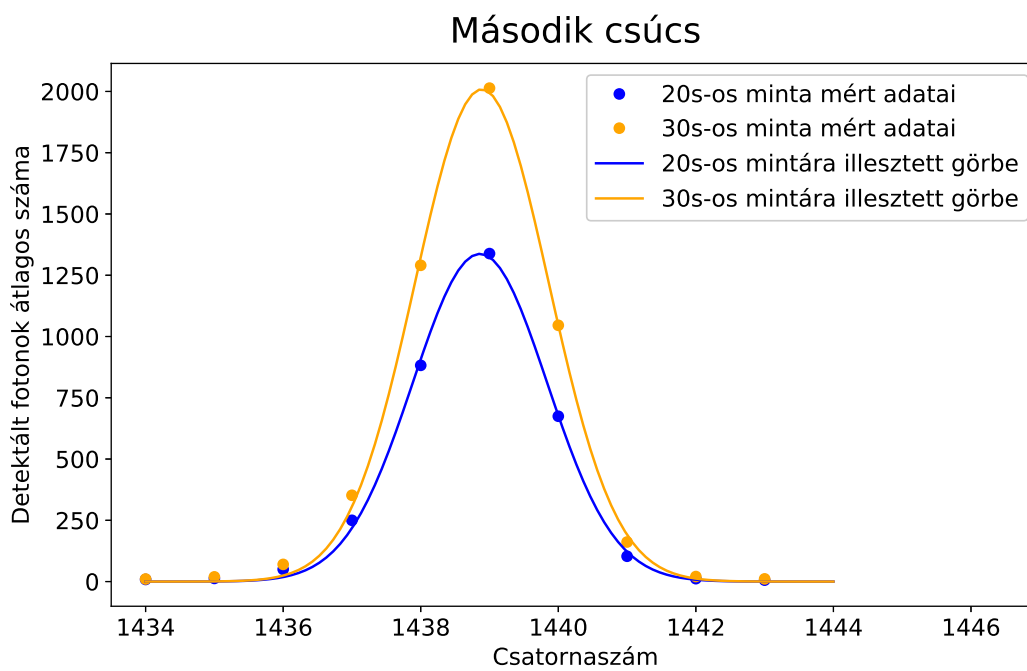
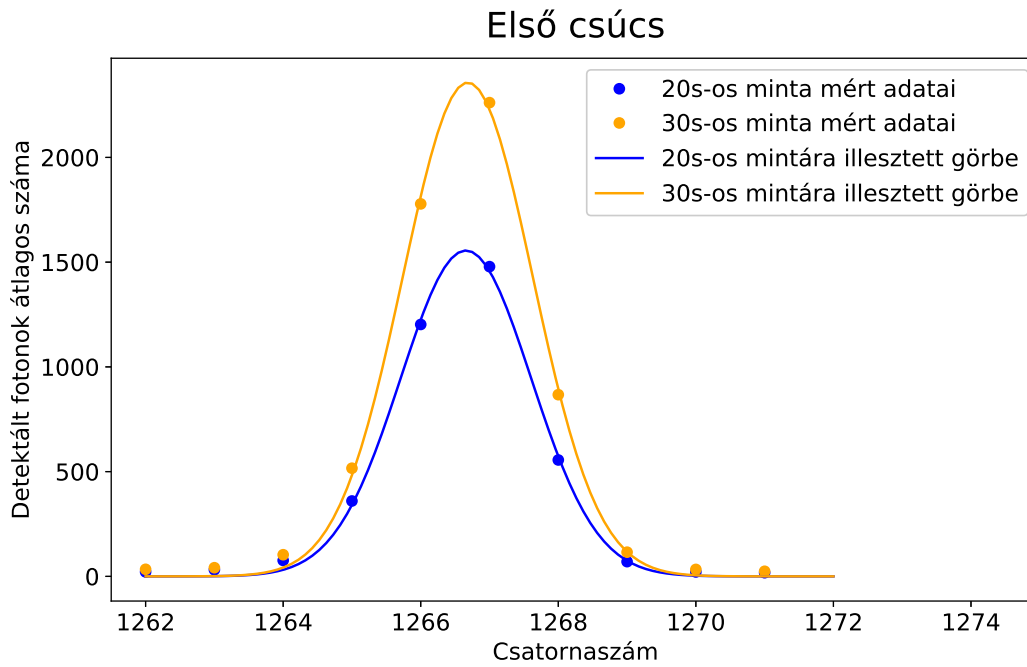
$$E = -4 \text{ keV} + 0,9292 \cdot C \quad (3)$$

### 2.3. Ismeretlen minta elemzése

A detektorhoz ezek után egy káliumtartalmú mintát tettünk, és ennek a  $\gamma$ -spektrumát mértük 10 percig. A kapott energiaspektrum az 5. ábrán látható. Az ábrán látható zajos háttérből 8 csúcs emelkedik ki jól láthatóan. Ezek lokális maximuma az alábbi energiaértékeknél vannak (keV-ben mérve): 185, 238, 293, 336, 350, 607, 909 valamint 1462. Gamma-spektroszkópiai táblázatokból<sup>1</sup> kikereshető, hogy melyik energiaérték milyen izotóp bomlásához tartozik, és azt láthatjuk, hogy a csúcsok nagy része valamely ólomizotóphoz vagy annak a leányeleméhez, egy bizmutizotóphoz tartozik. (Mivel a mérést egy vastag ólomfalú dobozban végeztük el, ez érthető.) A  $^{40}\text{K}$  izotóp bomlási energiájának irodalmi értéke 1460 keV, így az utolsó csúcs valószínűleg a sóban lévő radioaktív izotópokból származó sugárzásból származik.

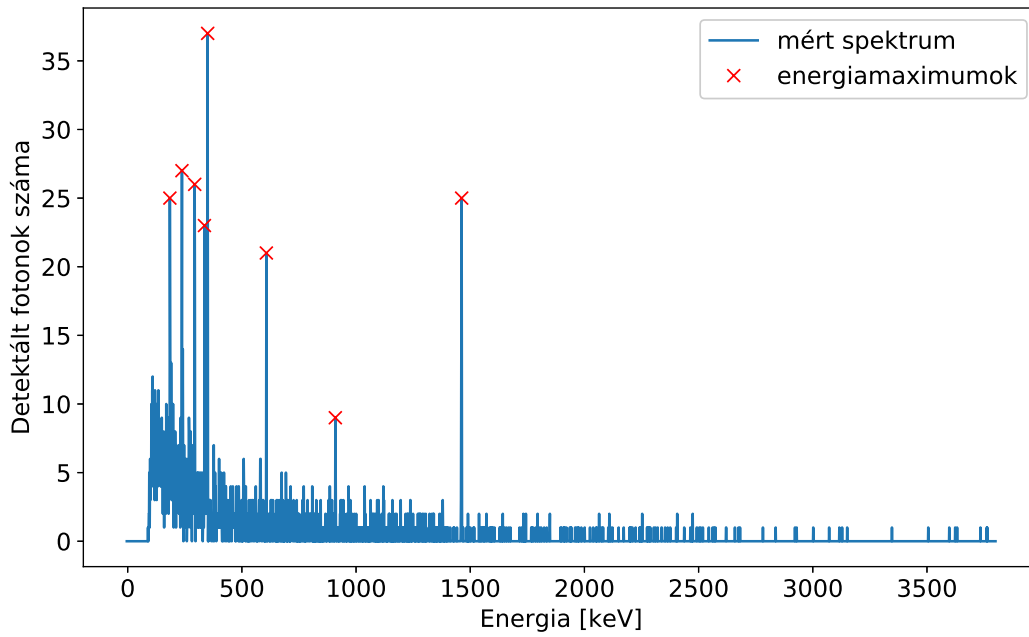
A következőkben az 5. ábrán látható spektrum  $^{40}\text{K}$ -hoz tartozó csúcsának helyét határozzuk meg. Ezen csúcs kis környezetében mért adatokra is illesztünk egy a (2) kifejezésben felírt Gauss-görbét, aminek a  $\mu$  paramétere adja meg a csúcs középpontját. Az illesztett görbe a 6. ábrán látható. Az illesztett görbe paraméterei:  $A = 56$ ,  $\mu = 1461,8 \text{ keV}$ ,  $\sigma = 1,0$ , tehát a mintában található  $^{40}\text{K}$  izotóp bomlási energiája:  $E_K = 1462 \text{ keV} \pm 1 \text{ keV}$ .

<sup>1</sup>Egy ilyen táblázat elérhető [itt](#).

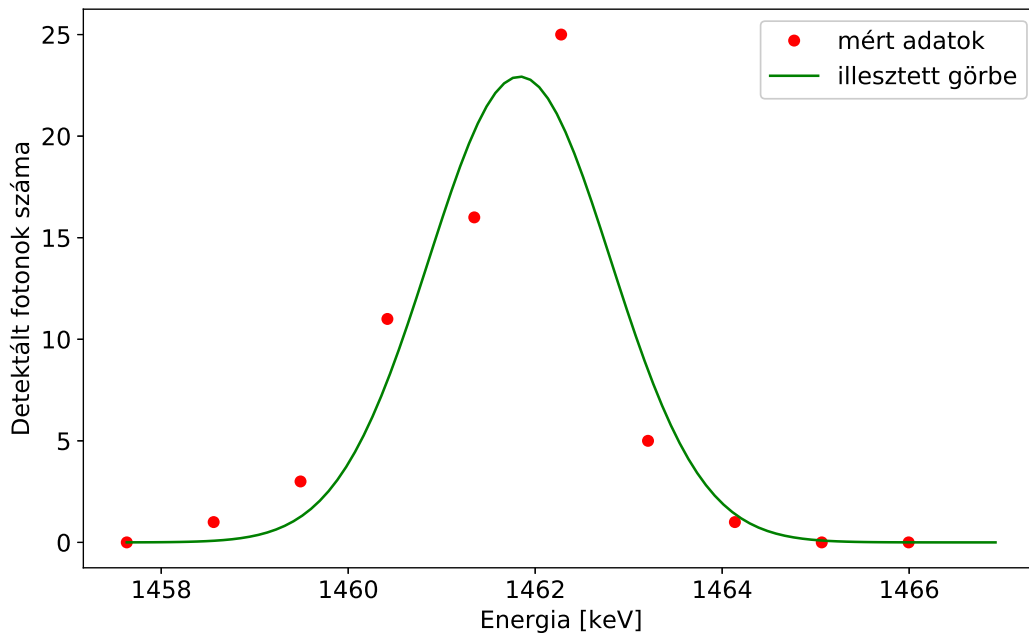


4. ábra. A  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -spektrumának csúcsaira illesztett Gauss-görbék





5. ábra. Az ismeretlen minta mért  $\gamma$ -spektruma.



6. ábra. A  $^{40}\text{K}$ -nak megfelelő csúcsra illesztett Gauss-görbe

### 3. $\beta$ -spektroszkópia

A  $\beta$ -sugárzás méréséhez egy szcintillációs detektort használtunk, amely a detektált elektronokat energia szerint osztályozta 507 csatornába, 0-tól 506-ig.

#### 3.1. Sugárzási energia meghatározásának elmélete

A mérés során  $\beta$ -bomló anyagok által kibocsátott sugárzás energiaspektrumát mérjük, és ebből elsősorban a sugárzási energiájuk maximumát szeretnénk meghatározni, ez azonban a zaj miatt nem olyan egyszerű feladat.

Először is, azt használjuk ki, hogy a  $\beta$ -sugárzás elméleti energiaeloszlása az alábbi kifejezéssel adható meg:

$$N(E) = Kp(E + m_0c^2)(E_m - E)^2 F(Z, E) S_n(E) \quad (4)$$

ahol  $K$  egy konstans,  $p$  a részecske lendülete,  $E$  a kinetikus energiája,  $m_0$  az elektron tömege,  $c$  a fénysebesség,  $E_m$  a maximális kinetikus energia,  $S_n$  az adott átmenet tiltottsági foka,  $F(Z, E)$  pedig a Fermi-függvény, amely függ a konkrét izotóptól, és a kibocsátott részecske kinetikus energiájától.

Bevezetve a részecske teljes energiáját  $m_0c^2$  egységben kifejezve:

$$W = \frac{E}{m_0c^2} + 1 \quad \text{valamint a maximális energiát:} \quad W_m = \frac{E_m}{m_0c^2} + 1 \quad (5)$$

Az eloszlást megadó egyenletben mindent kifejezve  $W$ -vel:

$$N(W) = KW^2m_0^3c^6(W_m - W)^2 G(W) S_n(W) \quad (6)$$

itt  $G(W) = \frac{p}{W} F(Z, E)$  a módosított Fermi-függvény. Tekintsük  $S_n$ -t a vizsgált átmenetekre konstansnak, és olvasszuk bele  $K$  konstansba az  $m_0^3c^6$  faktorial együtt. Ekkor az egyenlet:

$$N = K'W^2(W_m - W)^2 G \quad (7)$$

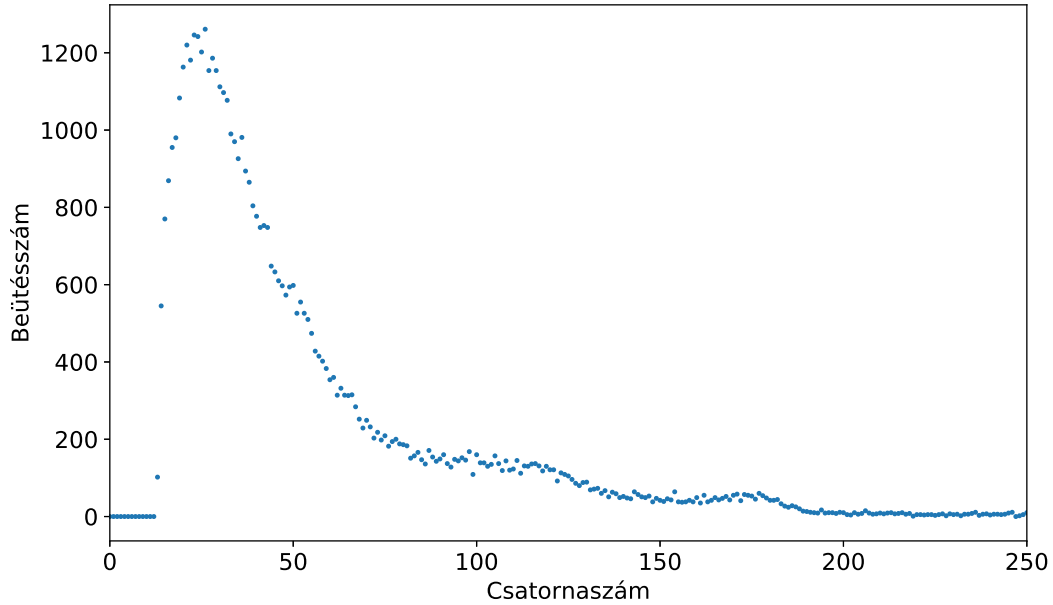
amit tovább alakítva:

$$\sqrt{\frac{N}{GW^2}} = K'(W_m - W) \quad (8)$$

Tehát a bal oldalon álló mennyiség  $W$ -tól lineárisan függ, így grafikonon ábrázolva, egyenes illeszthető rá, ami a  $W$  tengely  $W_m$  értékénél metszi, amiből visszazámolható  $E_m$  értéke.

#### 3.2. Cézium minta

Az első vizsgált minta  $^{137}\text{Cs}$  izotópokat tartalmaz, amelyek  $\beta$ -bomlók. A mérés alapján kapott spektrum a 7. ábrán látható.



7. ábra. A cézium minta által kibocsátott  $\beta$ -spektrum a 0. és 250. csatorna közé eső része

	csatornaszám	$E$ [keV]
1. viszonypont	13	0
2. viszonypont	100	630

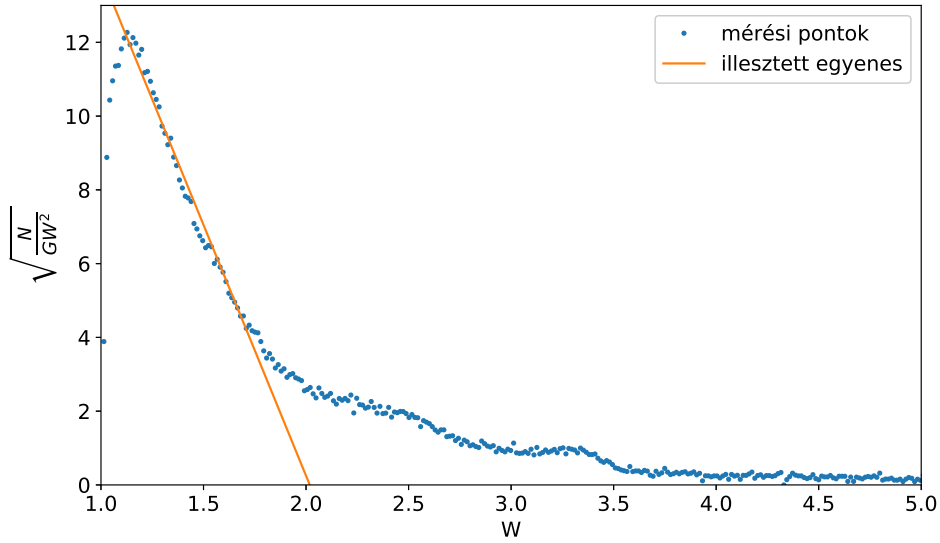
3. táblázat. A szcintillációs detektor kalibráláshoz használt számpárok

Az első feladatunk a mérőberendezés kalibrálása. Mivel a  $\beta$  részecskék energiájának elméleti minimuma 0 keV, ezért tekintjük úgy, hogy a 13. csatorna felel meg a 0 energiának. A másik viszonyítási pontot a  $^{137}\text{Cs}$   $\gamma$ -bomlásakor az atomból kilépő konverziós elektronok energiái adják, amelynek energiája ismert, 630 keV. A konverziós elektronok energiája megállapítható a 7. ábrán látható spektrumon észrevehető az első csúcs utáni plató alapján. A plató amiatt keletkezik, mert a  $\beta$ -spektrumhoz hozzáadódnak a detektált konverziós elektronok is. Az ennek megfelelő kidomborodás középpontja a 100. csatornánál van, ezért vegyük ezt a második viszonyítási pontnak.

A kalibráláshoz felhasznált viszonyítási pontokat a 3. táblázat tartalmazza, és ez alapján a kalibrációs összefüggés a  $C$  csatornaszám és az  $E$  energia között:

$$E = -13 \text{ keV} + 6,43 \cdot C \quad (9)$$

Ezek után a  $^{137}\text{Cs}$   $\beta$ -sugárzásának az energiáját szeretnénk meghatározni. Ezt a korábban leírtak alapján úgy tehetjük meg, ha a (8) egyenlet bal oldalán álló mennyiséget ábrázoljuk a  $W$  energia függvényében, ami a  $^{137}\text{Cs}$  esetében a 8. ábrán látható. A kapott pontok a  $W \in [1, 17; 1, 78]$  tartományban lineárisnak vehető, és illeszthetünk rá egyenest.



8. ábra. A  $^{137}\text{Cs}$   $\beta$ -spektrumának transzformáltja, és a rá illesztett egyenes

Az egyenes egyenlete:

$$\sqrt{\frac{N}{GW^2}} = a_1 * W + a_0 \quad (10)$$

ahol az illesztési paraméterek:  $a_1 = -13,6 \pm 0,3$  és  $a_2 = 27,5 \pm 0,4$ . Ez alapján a tengelymetszet:  $W_m = -\frac{a_0}{a_1} = 2,02 \pm 0,07$ , vagyis a sugárzás maximális energiája:  $E_m = (W_m - 1) \cdot 511 \text{ keV} = 521 \text{ keV} \pm 18 \text{ keV}$ . Az irodalmi adat  $514 \text{ keV}$ , ami hibahatáron belül van<sup>2</sup>.

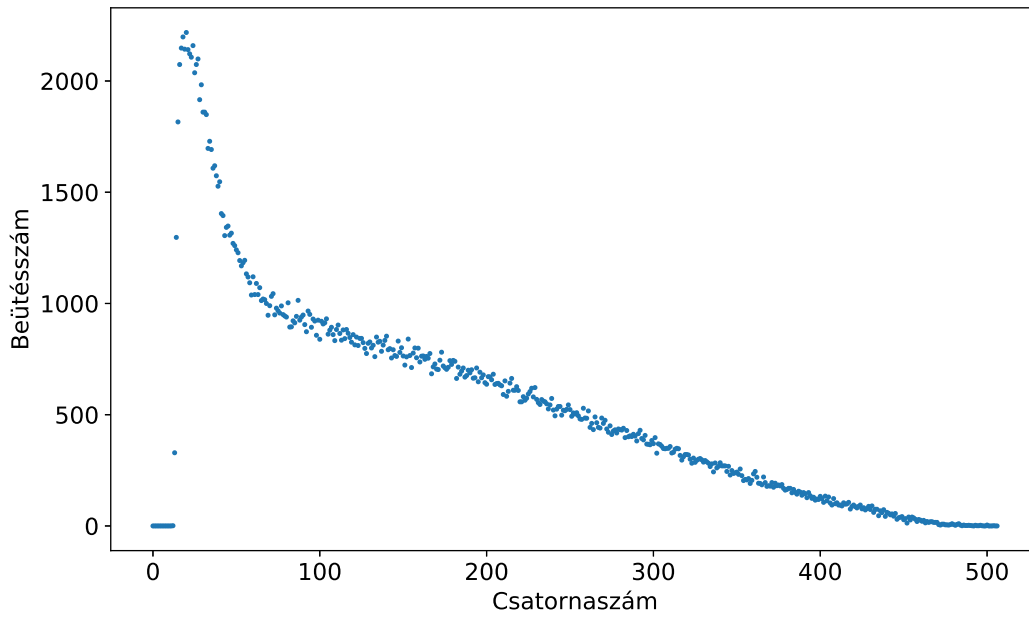
### 3.3. Stroncium minta

A következő mérésben stroncium mintát vizsgáltunk, amiben a  $^{90}\text{Sr}$   $\beta$ -bomlása során keletkező spektrumot tudjuk vizsgálni. Mivel a  $^{90}\text{Sr}$  leányeleme a  $^{90}\text{Y}$  szintén  $\beta$ -bomló, ezért a mért spektrumban ezeket a részecskéket is érzékeljük, így a spektrumban mint a két bomlás hatása megjelenik.

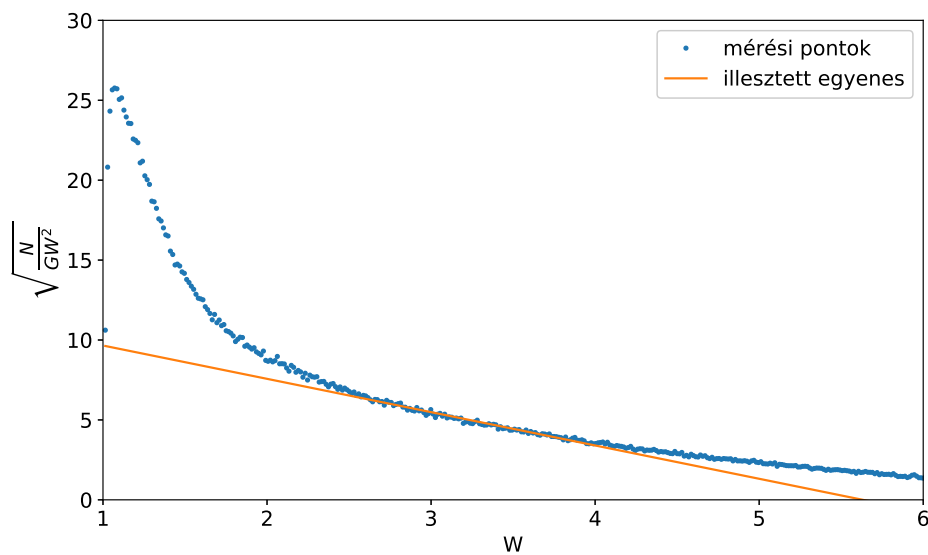
A mért teljes spektrum a 9. ábrán látható. Végezzük el az adatokon a 3.1. fejezetben leírt transzformációt, és ábrázoljuk a (8) egyenlet bal oldalán álló mennyiséget a  $W$  függvényében (lásd. 10. ábra)! Mivel két energieloszlását mértük, ezért mindkét bomlás energiáját szeretnénk meghatározni, de mivel az ábrázolt grafikon adatait mindkét bomlás befolyásolta, ezért ezt egyszerre nem tehetjük meg.

Hogy mégis tudjunk valamit számolni, tegyük fel, hogy a kisebb energiájú bomlás hatására nagy  $W$  esetén az ábrázolt mennyiség sokkal kisebb, mint a nagyobb energiájú bomlás hatása! Ez alapján, nagy energia esetén szintén igaz, a linearizált összefüggés, tehát az ábrára egyenest illesztve, megkaphatjuk a nagyobb energiájú bomlás energiáját.

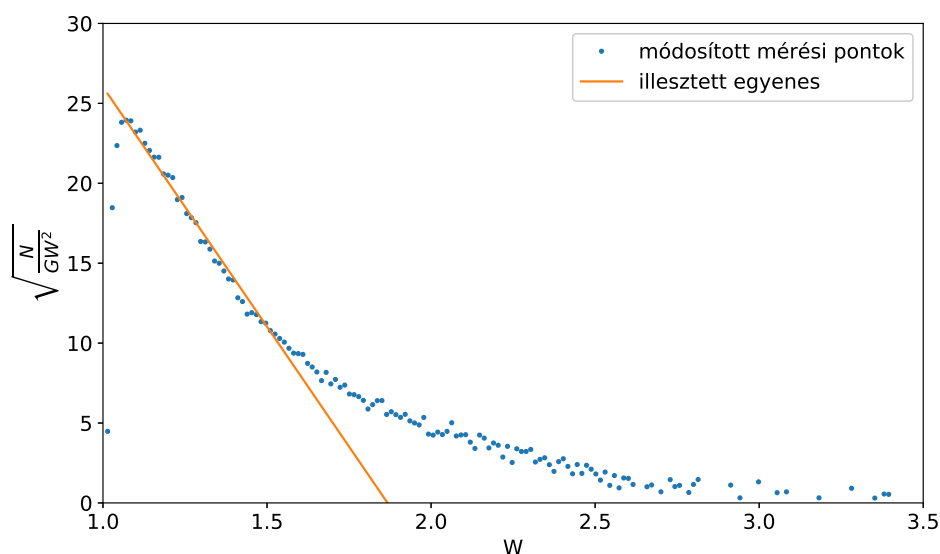
<sup>2</sup>A  $\beta$ -sugárzások energiái [ezen](#) a linken érhető el.



9. ábra. A stroncium minta által kibocsátott teljes  $\beta$ -spektrum



10. ábra. A stroncium minta  $\beta$ -spektrumának transzformáltja, és a nagy-energiás tartományra illesztett egyenes



11. ábra. A stroncium minta  $\beta$ -spektrumának transzformáltja, úgy, hogy a  $^{90}\text{Y}$  bomlásának hatását levontuk.

Ezt megtettük a 10. ábrán a  $W \in [2, 5; 4]$  intervallumon, és az így illesztett egyenes paraméterei:  $a_1 = -2,08 \pm 0,03$  és  $a_0 = 11,74 \pm 0,09$ . Ez alapján a tengelymetszet:  $W_m = 5,6 \pm 0,1$ , vagyis a nagyobb energiájú bomláshoz tartozó sugárzás energiája:  $E_{m\ 2} = 2,4 \text{ MeV} \pm 0,3 \text{ MeV}$ . Az  $^{90}\text{Y}$  izotóp  $\beta$ -sugárzásának az energiája az irodalmi érték szerint  $2,28 \text{ MeV}$ , amihez egész közeli eredményt kaptunk.

Ahhoz, hogy a kisebb energiájú bomlást is meg tudjuk vizsgálni, transzformáljuk vissza az illesztett egyenest úgy, hogy a  $^{90}\text{Y}$ -hoz tartozó  $\beta$ -részecskén  $N(E)$  eloszlását adják, és vonjuk le a megmért teljes spektrumból! Ezzel elméletileg visszakaphatjuk tisztán a  $^{90}\text{Sr}$  spektrumát, amin újra elvégezve a transzformációt, már megilleszthető a hozzá tartozó egyenes. Az így módosított adatokkal kapott grafikont a 11. ábra ábrázolja, a  $W \in [1, 1; 1, 6]$  intervallumon illesztett egyenessel együtt. Az illesztett egyenes paraméterei:  $a_1 = -30,0 \pm 0,6$  és  $a_0 = 56,0 \pm 0,9$ . Ez alapján a tengelymetszet  $W_m = 1,87 \pm 0,07$ , vagyis a kisebb energiájú bomláshoz tartozó sugárzás energiája:  $E_{m\ 1} = 443 \text{ keV} \pm 16 \text{ keV}$ . A  $^{90}\text{Sr}$   $\beta$ -sugárzásának energiájának irodalmi értéke  $550 \text{ keV}$ , ami hiba határon kívül van. Az eltérés azzal magyarázható, hogy a  $\beta$ -detektor felbontása sokkal rosszabb, volt, mint a  $\gamma$ -detektor, továbbá a kalibrálás pontossága is gyengébb volt, ezért elég nagy hibára számíhattunk, így elégedettek lehetünk azzal, hogy a kapott eredmény és az irodalmi érték között nincs nagyságrendi eltérés.