

Neutrondetektor vizsgálata 14MeV-es neutronokkal

Szakdolgozat

Készítette: Sztrida Ákos
Matematika-fizika tanár szakos hallgató
1996

Témavezető: Horváth Ákos
ELTE TTK Atomfizikai tanszék

A dolgozat rövid összefoglalása

Az Atomfizikai Tanszék neutrongenerátora segítségével az alábbi magfizikai kísérletet végeztük el. A 14MeV -es neutronokkal egy henger alakú folyadékszintillációs neutrondetektort bombáztunk, rézlemezeken egyidejűen végzett neutronaktivációs analízis és árnyékoló rudas mérések segítségével a detektort közvetlenül érő neutronok számát meghatároztuk.

A neutrondetektor által detektált események közül a neutronok számát (γ események megkülönböztetését) egy általunk továbbfejlesztett szoftver segítségével határozzuk meg. Ezek alapján különböző geometriájú elrendezésekben 14MeV -es neutronokra kiszámítottuk a detektor hatásfokát.

A hatásfok becslésére a szakirodalomból ismert neutrondetektor szimulációs programot használtunk, amit a mérésünk paramétereire illesztettünk.

Geometria	Mért hatásfok	Szimulációs hatásfok
Alappal a generátor felé	$\square 16.26\% \pm 1.2\%$	16.47%
Palásttal a generátor felé	$6.9\% \pm 2\%$	4.4%

Ezzel egy modern magfizikai mérés technikát valósítottunk meg tanszéki keretek között.

A mérések során összegyűjtöttük azokat a tapasztalatokat, melyek a hatásfok pontosabb mérését teszik lehetővé.

1. BEVEZETÉS

Dolgozatom témájául a részecske- és magfizika egyik napjainkban fontos területét a neutrondetektálást választottam. Az anyag alapvető szerkezetének megismeréséhez mind bonyolultabb, kifinomultabb mérési technikákra, eljárásokra van szükség. Ezen folyamatokban egyre nagyobb szerepet kap a semleges töltésű részecskék vizsgálata, melyek detektálása, azonosítása a töltött részecskénél nehezebb.

A csillagok belsejében zajló folyamatok megértéséhez földi körülmények között nem létező állapotokat kell kialakítani, az igen rövid életű magok gyors és pontos vizsgálatához a részecske és magfizika teljes arzenáljára van szükség. Fontos hogy minél több információt tudjunk térben és időben pontosan regisztrálni, s ezen mérési eredmények alapján a fizikai folyamatokat rekonstruálni.

A fentiekben említett mérések elvégzéséhez egyre bonyolultabb technológiára, összetett detektorrendszerekre van szükség. Egy ilyen bonyolultságú mérőberendezés viselkedését nem lehet a hagyományos módon előre kiszámítani, szükség van azok számítógépes szimulációjára. A szimulációs programok egy-egy részecske "életútját" követik végig, megvizsgálva és rögzítve minden egyes kölcsönhatást amelyben a részecske részt vesz. Nagy számú ilyen szimuláció elvégzése lehetővé teszi, hogy a mért adatokat megfelelően értelmezzük. Természetesen a szimulációs program pontossága elengedhetetlen ahhoz, hogy hasznosítható eredményeket gyűjthessünk, ezért minden ilyen programot egyszerű, könnyen ellenőrizhető körülmények között tesztelni kell.

A neutrondetektorok viselkedésének szimulálására két program van használatban a (GEANT és KSEUFF), mindegyiken több pontosítást, módosítást hajtottak végre, ahogyan a rendelkezésre álló mérési adatok és elméleti ismeretek bővültek. A két program azonban nem minden esetben szolgáltat azonos eredményt.

Dolgozatom célja, hogy az ELTE TTK Atomfizika tanszékén rendelkezésre álló folyadékszintillációs detektorral és neutrongenerátorral elvégzett mérések alapján összehasonlítsam a KSUEFF program által szolgáltatott detektor-hatásfok értékeket az általunk mérttel.

Az alap kutatások elméleti hasznán felül a neutron-detektálás fontos gyakorlati szerepet kap az atomreaktorok üzemeltetésében, neutron-dozimetriai problémáknál, illetve az orvosi, mezőgazdasági és környezetfizikai alkalmazásokban.

Az elvégzendő mérések célja, hogy a detektor hatásfokát egyszerű körülmények között megmérjük, a hatásfok értéket összehasonlítsuk a szimulációs program által szolgáltatott eredménnyel és az esetleges eltérések forrását felkutassuk.

A mérés során nehézséget okoz az a tény, hogy detektorunk nemcsak neutronokra érzékeny, hanem a gamma fotonok is eredményeznek beütéseket, a kétféle részecske szétválasztásáról a mérés kiértékelésénél gondoskodnunk kell. További technikai nehézség a detektort érő neutronok számának meghatározása, mivel az általunk használt mérési eljárás ennek mérését nem teszi közvetlenül lehetővé.

2. NEUTRONFLUXUS MÉRÉSE NEUTRONAKTIVÁCIÓS ANALÍZISSEL (NAA)

2.1. NAA alapjai, a réz aktivációs tulajdonságai

A neutron detektor hatásfoka nem más, mint a detektor által érzékelt és a valójában a detektort ért neutronok számának hányadosa. Az előbbi adatot maga a mérés szolgáltatja, az utóbbit más kísérleti módon határozzuk meg.

Kényelmes volna ismert hatásfokú neutrontetektor használata, mellyel egyszerű méréssel és számítással meghatározhatnánk a valós neutronfluxust, ez azonban nem állt rendelkezésünkre így más módszert alkalmaztunk.

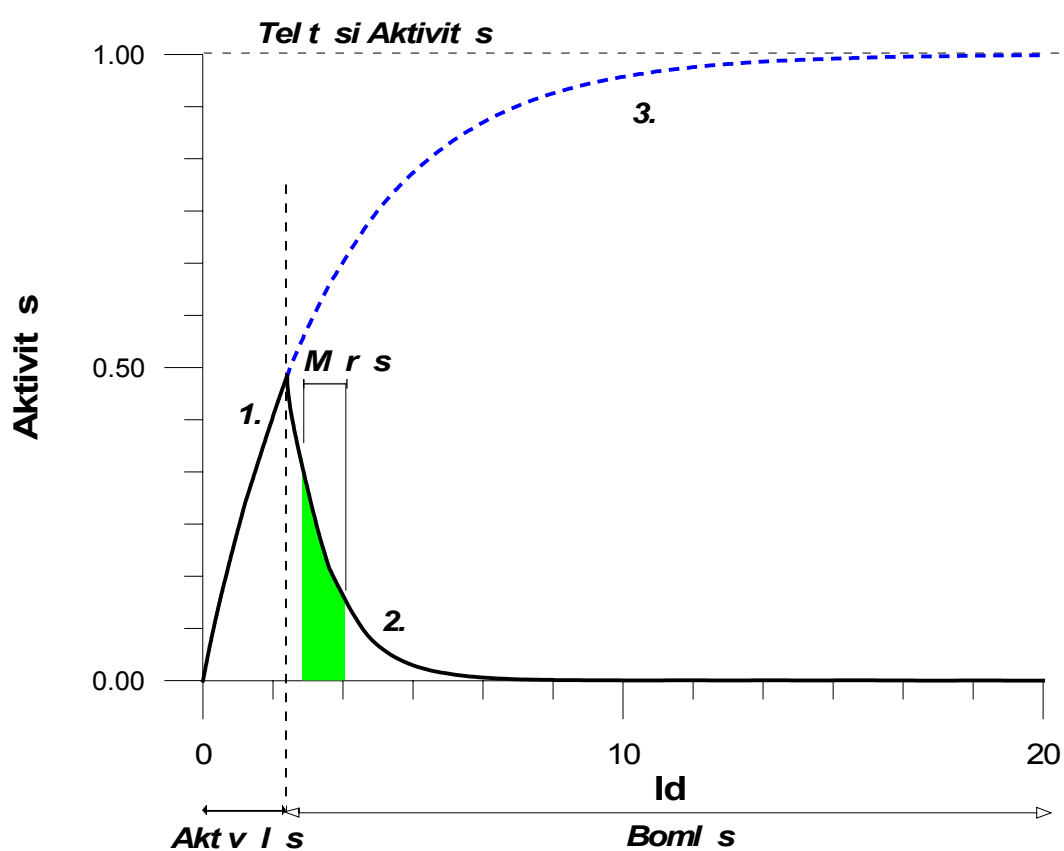
Megoldásnak a következő eljárás kínálkozik. Ha különböző anyagokat erős neutronsugárzásnak teszünk ki, azok, neutronbefogás hatására, különböző mértékben radioaktívvá válhatnak. Ezen aktivitást az általuk elnyelt neutronok mennyisége és a besugárzás időtartama határozza meg. Az általuk kibocsátott sugárzás a mintában lévő anyagra jellemző. Ezt a tulajdonságot használja a neutronaktivációs analízis, ugyanis felaktiválás után megfelelően érzékeny detektorral mért γ spektrum a mintában lévő magokra jellemző energiájú sugárzásának mennyiségi azonosítását is lehetővé teszik, így közvetve a mintában lévő elemek mennyiségét kémiai vagy egyéb roncsolás nélkül meghatározhatjuk. Ha találunk a neutronok hatására könnyen aktiválódó elemet, az azon elvégzett mérések lehetővé teszik a neutronfluxus közvetett mérését.

Mérési céljainknak a tiszta réz minden szempontból megfelel. A neutrongenerátor 14MeV-os neutronjaira vonatkozó hatáskeresztmetszete elég magas, felezési ideje ideális, nem bomlik el túl hamar, így a besugárzástól a mérés megkezdéséig elegendő idő áll a rendelkezésünkre a minták detektorra való elhelyezésére, ugyanakkor sokkal hosszabb felezési idő igen nagy felaktiválást követelne meg, hogy a mérés utáni aktivitás mérhetően magas legyen.

A nagy számban jelen lévő, 14MeV energiájú neutronok a réz atomjait felaktiválják. A fémes rézben 69.1%-ban jelenlévő ^{63}Cu -ból (n,2n) reakcióval ^{62}Cu keletkezik, amely β^+ bomló, felezési ideje 9.8 perc [3]. A minta fennmaradó része ^{65}Cu amely ugyan nagyobb valószínűséggel nyel el neutronokat, de felezési ideje hosszabb (12.7 óra) így aktivitása mérésünkben elhanyagolható a ^{62}Cu mellett (Lásd függelék). A réz felaktiválódásának mértékéből a neutronfluxus értékét meghatározhatjuk.

β^+ bomláskor pozitron (antielektron) keletkezik, mely elektronnal találkozva megsemmisül (annihiláció). A két részecske tömegének megfelelő energiát két 511keV energiájú foton szállítja el. A két foton az impulzus-megmaradás értelmében ellentétes irányban távozik.

A fluxusmérés két szakaszból áll. (Lásd 2.1.1 ábra) Először a neutrongenerátor segítségével felaktiváljuk a réz mintát (1. görbe), majd a szabadon bomló (2. görbe) réz aktivitását az 511keV energiájú γ sugárzást megmérve ismert hatásfokú γ -detektorral meghatározzuk. A számítás során figyelembe kell vennünk, hogy az aktiválás során a minta aktivitása az időnek nem lineáris függvénye, hiszen a növekvő aktivitás egyben azt is jelenti, hogy növekszik az időegység alatt elbomló atommagok számának várható értéke. Ezért meghatározandó az aktiválási időnek egy optimuma, melynél a minta aktivitása már elegendően magas, ugyanakkor sokkal hosszabb aktiválási idő nem növelné jelentősen azt (3. görbe).



2.1.1 Ábra

Az aktiválás végén a minta aktivitása az

$$A_0 = N_B \cdot \sigma_B \cdot h \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad [2.1.a]$$

képlettel adható meg, ahol

N_B - a mintában található rézatom-magok száma

σ_B - a rézatomok (2n.n) magreakcióra vonatkozó hatáskeresztmetszete cm^2 egységben

h - a generátor neutronhozama $1/cm^2$ s egységben

t_i - a besugárzási idő

τ - minta atomjainak átlagos élettartama: $\left(\frac{T_{1/2}}{\ln(2)}\right)$

σ_B és τ értékek a mintára jellemző állandók, t_i szabadon választott paraméter, N_B a minta tömegéből az atomtömeg ismeretében kiszámítható, így A_0 meghatározása után a fluxus értéke, h kiszámítható.

A felaktivált minta aktivitása $A = A_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$ képlet szerint változik az időben. A mérést nem tudjuk rögtön a besugárzás befejezésekor megkezdeni, mert a mintát a neutrongenerátortól a detektorba kell juttatni. Az aktivitás mérése tehát egy t_1 - t_2 időtartamra korlátozódik (*Lásd a satírozott tartományt az ábrán*) Az itt jelzett időpontok a besugárzás befejezésétől értendők. Az ilyen módon várható beütésszám az alábbi képlettel adható meg:

$$N = C \cdot D \cdot \int_{t_1}^{t_2} A dt = C \cdot D \cdot \int_{t_1}^{t_2} A_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} dt$$

ahol C a detektor hatásfoka, D a detektált részecske hozama bomlásonként.

Ebbe A_0 [2.1.a] alakjának helyettesítése után

$$N = C \cdot D \cdot \int_{t_1}^{t_2} N_B \cdot \sigma_B \cdot h \cdot (1 - e^{-\frac{t_i}{\tau}}) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} dt \text{ formát ölti. Fejtsük ki az integrált:}$$

$$N = C \cdot D \cdot N_B \cdot \sigma_B \cdot h \cdot (1 - e^{-\frac{t_i}{\tau}}) \cdot \tau \cdot \left[e^{-\frac{t_1}{\tau}} - e^{-\frac{t_2}{\tau}} \right], \text{ bevezetve a } t_m = t_2 - t_1 \text{ jelölést :}$$

$$N = C \cdot D \cdot N_B \cdot \sigma_B \cdot h \cdot (1 - e^{-\frac{t_i}{\tau}}) \cdot \tau \cdot e^{-\frac{t_1}{\tau}} \cdot \left[1 - e^{-\frac{t_m}{\tau}} \right] \text{ amelyből a neutronfluxusra}$$

$$h = \frac{N}{C \cdot D \cdot \sigma_B \cdot N_B \cdot (1 - e^{-\frac{t_i}{\tau}}) \cdot \tau \cdot e^{-\frac{t_1}{\tau}} \cdot \left[1 - e^{-\frac{t_m}{\tau}} \right]}$$

formulát kapjuk.

Ismeretlen még a γ detektor hatásfoka. Ezt egy ismert aktivitású referencia forrás aktivitásának mérésével, kísérletileg határoztuk meg. Célszerű a mérendő minta sugárzásával azonos energiájú referenciát választani. Erre a célra alkalmas a ^{22}Na preparátum, amely szintén β^+ bomló, így 511keV energiájú annihilációs fotonokat bocsát ki.

2.2. Neutrongenerátor neutronfluxusának tulajdonságai

A generátor deutérium-ionokat gyorsít fel 120kV feszültséggel. Az ionok a trícium tartalmú targetbe csapódnak ahol ($d+t \rightarrow \alpha+n+17.4\text{MeV}$ [2]) magreakcióval neutronok szabadulnak fel.

A felszabadult energián a keletkezett részecskék tömegükkel fordított arányban részesednek:

$$\frac{p_n^2}{2m_n} + \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} = 17.4\text{MeV} \quad [2.2.1]$$

figyelembe véve az impulzus-megmaradás törvényét ($p_n + p_\alpha = 0$) és a tömegek arányát ($4m_n \cong m_\alpha$) adódik, hogy a neutronokra az energia négyötöde, azaz 13.9MeV jut.

A neutronfluxus azonban nem lesz teljesen gömbszimmetrikus, a mozgó deutérium nyaláb és a trícium target tömegközépponti rendszerében az impulzus zérus, a reakció után, ebben a vonatkoztatási rendszerben a izotróp neutronfluxust kapunk. Azonban a laboratóriumi rendszerben enyhe irányfüggés lesz. Az irányfüggést az alábbi gondolatmenettel kiszámíthatjuk.

A reakció utáni impulzus két komponensből tevődik össze. A reakcióból származó, tkp rendszerben gömbszimmetrikus p_0 és a nyaláb impulzusából adódó p_1 impulzusokból, melyből az utóbbi az ion nyalábbal egyező irányú. Természetesen ezek vektori összegének nagysága a nyalábbal azonos irányban a két komponens nagyságának összege: ($|p| = |p_0| + |p_1|$) ellentétes irányban pedig a különbségük:

$$(|p| = |p_0| - |p_1|)$$

Mivel esetünkben a detektor a targettel szemében, a nyaláb vonalában helyezkedik el, így elegendő a kér impulzus nagyságát összegezni az energia kiszámításához.

A [2.2.1] képletet bővítve a fénysebesség négyzetével, c^2 -tel ($m_n c^2 = 935\text{MeV}$) az impulzust

kifejezve kapjuk $p_0 c = \sqrt{\frac{8m_n c^2 \cdot 17.4\text{MeV}}{5}} = 161.34\text{MeV}$. Hasonlóan a másik komponensre:

$$\frac{p^2}{2m_d} = 0.120\text{MeV} \quad \text{és a } v^2 = \frac{2E}{m} \text{ formulát bővítve } \frac{1}{c^2} \text{-tel gyökvonás után kapjuk, hogy a}$$

$$\frac{v}{c} = \sqrt{\frac{2 \cdot 0.120\text{MeV}}{2 \cdot 935\text{MeV}}} = 0.1133 \text{ ahol } v \text{ a deutérium magok sebessége a laboratóriumi}$$

rendszerben. A deutérium-trícium tömegközépponti (tkp) rendszerben ez a sebesség (az összipulzus zérus volta és a trícium laboratóriumhoz képesti zérus sebessége miatt) a tömegek fordított arányában oszlik meg, így a deutérium magok sebessége a tömegközépponti

rendszerben: $v_{tkp} = \frac{2}{5} v = 4.53 \cdot 10^{-3} c$ ahonnan:

$$p_1c = cmv_{ikp} = mc^2 \frac{v_{ikp}}{c} = 935 \text{ MeV} \cdot 4.53 \cdot 10^{-3} = 4.237 \text{ MeV}$$

ahonnan $pc = p_0c + p_1c$ ebből az energia:

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{p^2c^2}{2mc^2} = \frac{27415.7 \text{ MeV}^2}{1870 \text{ MeV}} = 14.66 \text{ MeV}$$

Más irányokban a két impulzust vektorilag összegezzük, ebből kiszámítható a detektor kiterjedtségéből, , illetve az esetleges pontatlan elhelyezésből adódó hiba. (Lásd a függelék)

2.3. A detektort érő neutronok számának meghatározása

A detektort érő neutronok számát a következő módon határozzuk meg: a mérés során a neutrongenerátor elé kis rézlemezeket helyezünk, melyek felaktiválódnak. A korábban vázolt NAA módszerrel a neutronfluxus kiszámítható a rézlemezek helyén. Kihhasználva a neutronfluxus ismert távolság és szögfüggését detektor helyén a fluxus kiszámítható. A fluxus ismeretében a szintén ismert detektorfelület és a mérési idő segítségével a detektort érő neutronok száma meghatározható.

Célszerű lenne a rézlemezeket a detektor burkolatára helyezni, így a távolságfüggés számítására nem lenne szükség. Sajnos ez technikai okokból nem lehetséges, ugyanis ha alacsony fluxusba helyezzük a rézlemezeket azok nem aktiválódnak fel mérhető mértékben, ha viszont a detektort nagy fluxusnak tesszük ki a mérőelektronika nem képes feldolgozni az adatokat.

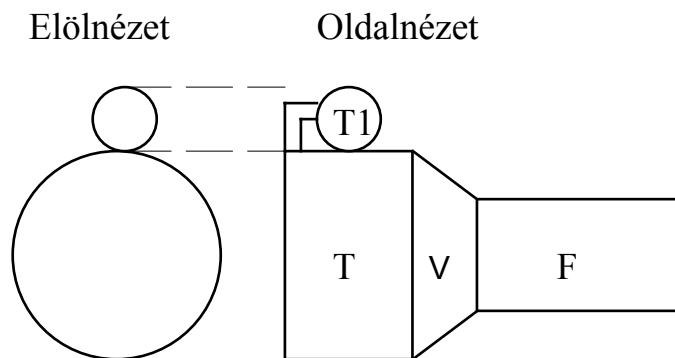
Emiatt kénytelenek voltunk a detektort egy nagyságrenddel nagyobb távolságra helyezni a generátor targetjétől mint a rézmintákat. Ekkor viszont előfordulhat, hogy a targetterem talajáról és faláról visszaverődő neutronok bejutnak a detektorba, így ott nagyobb fluxus jöhet létre mint amit a rézlemezek aktiválódásából kiszámolunk.

Ezt a hibát az ún. shadow-bar méréssel lehet kiszámítani. A mérés során a detektor elé neutronelnyelő közeget (réz, víz, parafin stb.) helyezünk olyan módon, hogy az a targetről egyenesen érkező neutronokat a detektor előtt elnyelje, azaz a detektor mint alap és a target mint csúcs által képzett kúp keresztmetszetét egy szakaszon kitöltse. Ekkor a detektorba csak a visszavert neutronok jutnak el. Az árnyékolással és árnyékolás nélkül számolt beütések aránya megadja a visszaverődés okozta hibát. Ennek ismeretében a számított fluxusértéket korrigálni tudjuk.

3. NEUTRONDETEKTOR ALAPTULAJDONSÁGAI

3.1. Neutrondetektor felépítése, működése

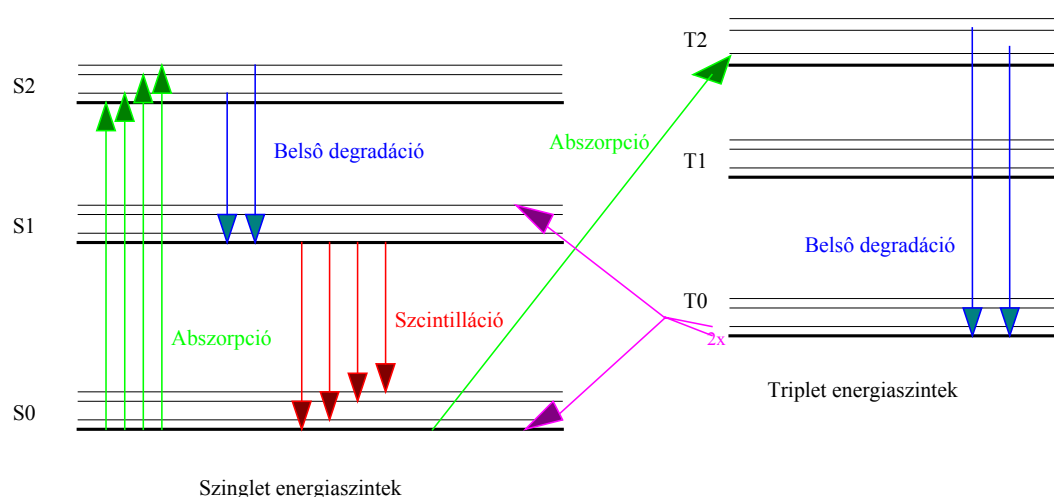
A neutrondetektor felépítését a 3.1.1 ábra mutatja. A T tartályban van a szcintillátor-folyadék. A T₂ tartály a hőmérsékletváltozás hatására előforduló térfogatváltozások kiegyenlítésére szolgál. A T tartályhoz kapcsolódik a V fényvezető, amely optikailag csatlakozik az F fotoelektron-sokszorozóhoz.



3.2.1 ábra

A detektoron áthaladó sugárzás gerjeszti a szcintillátor-anyagot, amely az alapállapotba való visszatérés során látható fényt bocsát ki. Ezt alakítja elektromos jellé a fotoelektron-sokszorozó, amely nagyon jó közelítéssel lineáris erősítést biztosít. A detektorból kijövő elektromos jel időbeli lefutását a detektorban történt felvillanás lefutása határozza meg. Az általunk használt detektorban NE213 jelű szerves szcintillátor-folyadék van. A folyadékszcintillátorok anyaga általában aromás szénhidrogének keveréke, melyek közt benzol-gyűrű szerkezetű is van.

A detektálás szempontjából a molekulák valencia-elektronjai játszanak fontos szerepet. Ezek az elektronok a molekula egyik atomjához sem tartoznak szigorúan, a molekula viszonylag szabad ún. π pályáit foglalják el, melyeket párosával töltenek be. Ezen pályák energiaszintjeit mutatja be a 3.1.2 ábra. Fontos különbséget tennünk a π elektronok spinjei által meghatározott szinglet és tripllett állapotok között (szinglet állapotban a spinek eredője 0 míg tripllett állapotban -1,0 vagy 1 is lehet).



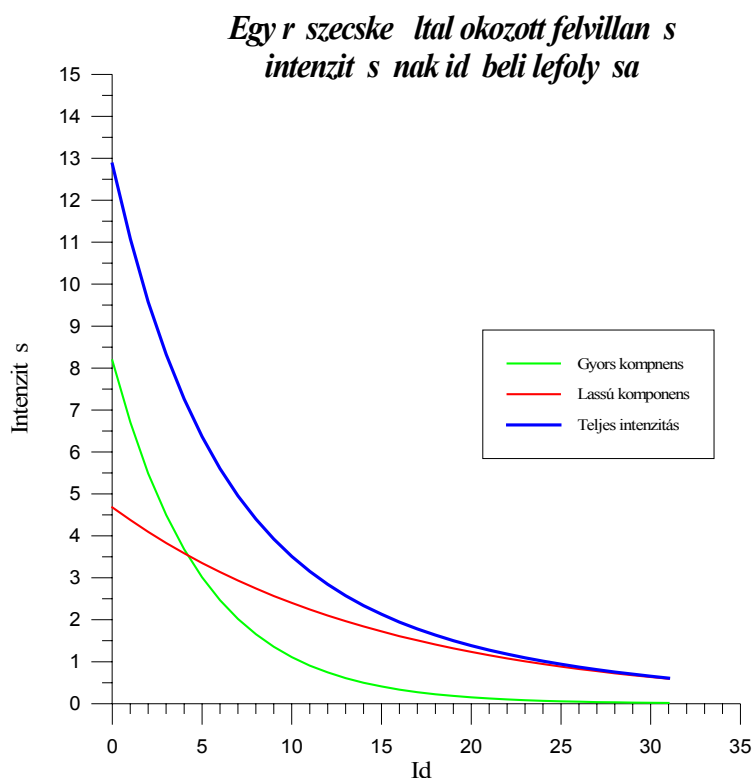
3.1.2. ábra

Az ionizáló sugárzás a szabad valencia-elektronokat az S0 szinglett-alapállapotból az S2 gerjesztett állapotba juttatja (zöld nyilak). Minden állapot több energiaszintre ún. vibrációs szintre bomlik, ezek közt az eltérés néhány tized eV míg a különböző állapotoknál ugyanez néhány eV . Az S2 állapotból az elektron szinte azonnal ($\leq 10\text{ps}$) visszaugrik az S1 gerjesztett állapotba ún. belső degradációval (kék nyilak), amely nem jár fénykibocsátással. Az S1 szintről később (néhány ns) az elektron visszakerül az S0 állapotba, de nagy valószínűséggel nem az alapállapotba, hanem valamelyik vibrációs szintre (piros nyilak) s eközben látható fényt bocsát ki. Az a tény, hogy a kisugárzott fény energiája kisebb a gerjesztéshez szükséges energiánál biztosítja, hogy a szcintillátor-anyag átlátszó legyen a saját felvillanásai számára. A gerjesztett triplett állapotból az elektront a korábban is említett belső degradáció viszi a T0 alapállapotba (kék nyilak). Ez a folyamat nem jár fénykibocsátással. A T0 energiaszint magasabb mint az S0 így energetikailag lehetséges lenne egy $T0 \rightarrow S0$ átmenet, ez azonban kvantummechanikailag tiltott. Ehelyett két triplett állapot kölcsönhatása hozhatja vissza az elektronokat az alapállapotba:

$T0 + T0 \rightarrow S1 + S0 + \text{fononok}$. (Lila nyilak)

Ez egy S1 állapotú elektront hagy hátra, mely ismét látható felvillanást, így használható jelet produkál, de később mint a szinglet átmenetek.

A fentiek alapján látható, hogy az egy részecske által okozott felvillanás két komponensből tevődik össze, a maximális intenzitás a részecske összes energiájával arányos. A szinglett-átmenetek okozta komponens gyorsan lecseng míg a triplett-kölcsönhatások hatása lassabban. (lásd 3.1.3 ábra)



3.1.3 ábra

A lecsengő szakaszt szokás az alábbi függvényekkel közelíteni:

$$N = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau_f}} + B \cdot e^{-\frac{t}{\tau_s}}$$

τ_f gyors komponens "bomlási állandója", τ_s a lassúé. A és B a két komponens intenzitása.

Ezen állandók értéke függ a szcintillátor-anyagtól és a kölcsönhatás típusától. Ez utóbbi teszi lehetővé, hogy különbséget tegyünk a különböző részecskék között.

3.2. Neutronok és gamma fotonok megkülönböztetése

A szcintillátor-anyagban a γ fotonok alapvetően háromféle reakcióban vesznek részt. Ezek a fotoeffektus, a Compton szóródás és a párkeltés. Az általunk vizsgált NE213 anyagban és a vizsgált energia-tartományban a Compton szórás dominál. (Ezt használjuk ki az energiakalibráció elvégzésekor.)

A neutronok szintén többféle reakcióban vehetnek részt: magokkal történő rugalmas vagy rugalmatlan ütközés, befogódás amely radioaktív magot eredményez, maghasítás: $n(^{12}\text{C}, 3\alpha)$ stb.

Mivel az általunk használt szcintillátor-anyag szerves szénhidrogén, így igen nagy számban tartalmaz hidrogén-magokat azaz protonokat. Ebből adódóan a mi szempontunkból a legfontosabb a neutron-proton rugalmas ütközés lesz.

A neutron, a protonokkal hat kölcsön, vagy α részecskéket kelt, míg a γ -k az elektronokat gerjesztik. A kettő ionizációs sűrűsége nagyban eltér, így a tripllett és szinglett gerjesztések számának aránya különböző lesz p^+ és e^- esetén. A neutron jel alakulásában a nagyobb arányú tripllett gerjesztés miatt a lassú komponens részaránya nagyobb lesz.

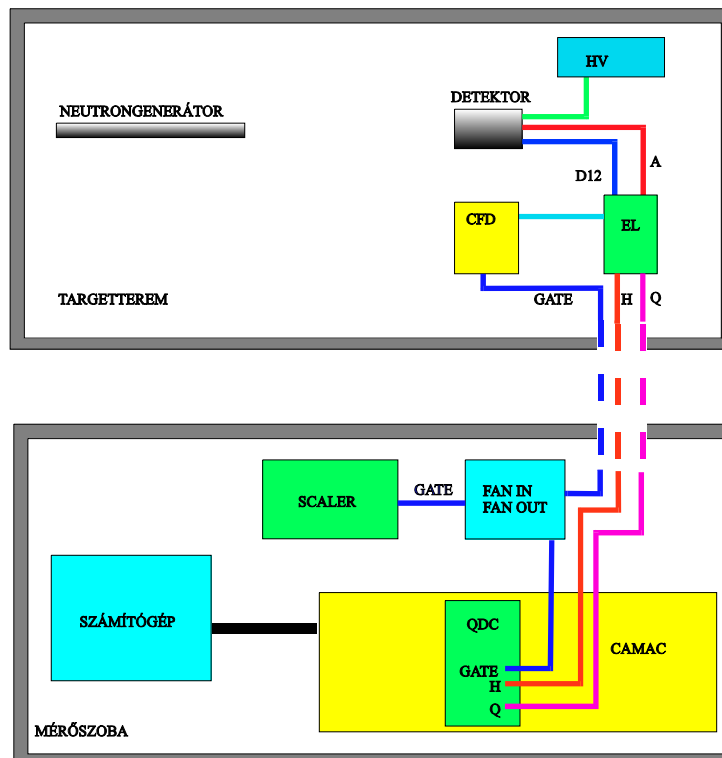
Ezt a különbséget használja ki a jelalak diszkrimináció módszere. Ha ugyanis a detektorból kijövő jel töltését "összeintegrájuk" akkor a detektált részecske által a detektorban hagyott energiával arányos értéket kapunk. De ha a jel időbeli lefutását is megvizsgáljuk, akkor a kölcsönhatás milyenségéről is kapunk információt. Hogy ezt megtehesük korábban a detektorból érkező jelet kétfelé osztották, az egyik hordozta a teljes töltést, míg a másikat ehhez képest megkétszestették annyira, hogy a QDC "fogadóidejébe" -a GATE jel által kijelölt intervallumba- csak a jel eleje, a felfutó szakasz férjen bele (head). Vagy a teljes jelet és a GATE-et megkétszestelve csak a jel vége, a lefutó szakasz (tail). A jel teljes töltésével arányos lesz mind a head mind a tail töltése, de az arányossági tényező különböző lesz neutronra és gamma fotonra. Ezért ábrázolva például a head töltését a teljes töltés függvényében két vonalat kapunk. Az egyik vonal mentén sorakoznak a γ -k a másik mentén a neutronok. Mivel a neutronok által generált jeleknél a lassú komponens nagyobb arányban jelentkezik, a head jelet ábrázolva az alacsonyabb head koordináta fogja a neutronokat azonosítani.

A fenti eljárás hiányossága, hogy a jeleket legalább három részre kell osztanunk, ezek egymáshoz képesti késése, különösen nagy detektor-rendszereknél, a nagy számú NIM egység instabilitása miatt nem lesz konstans, a diszkriminációs spektrumok elmosódnak. Az általunk használt rendszerben ezt egy elektronikus panel segítségével küszöböltük ki, melyet Seres Zoltán (KFKI) épített. Ez az egység a detektorról érkező jeltől elektronikusan generál a felfutó szakasszal arányos (HEAD) jelet, olyan módon, hogy a jelhez hozzáadja a megkétszestett (-1)-szeresét, s ennek a jelenek a pozitív polaritású szakaszát engedi csak tovább. (A késleltetést a panelhez csatlakozó clipping kábel hossza határozza meg. Ennek hosszát mérésünk során kísérletileg optimalizáltuk.) Ezután pusztán a head a gate és a total jelek összehangolásáról kell gondoskodnunk. Amit hosszú vezetékek beiktatásával értük el.

4. MÉRÉSI ELJÁRÁS, MÉRÉSI EREDMÉNYEK

4.1. A mérési elrendezés

A neutrondetektor hatásfokának meghatározásához az alábbi összeállítást használtuk:



4.1.1 ábra

A neutronokat az ELTE Atomfizika tanszék neutronlaboratóriumának NA-2 típusú neutrongenerátorával állítottuk elő. A vizsgált detektor pedig egy hengeres folyadék-szintillációs detektor, melynek átmérője 5" (12.7cm) magassága 3" (7.62cm). A szintillátor-anyag NE 213.

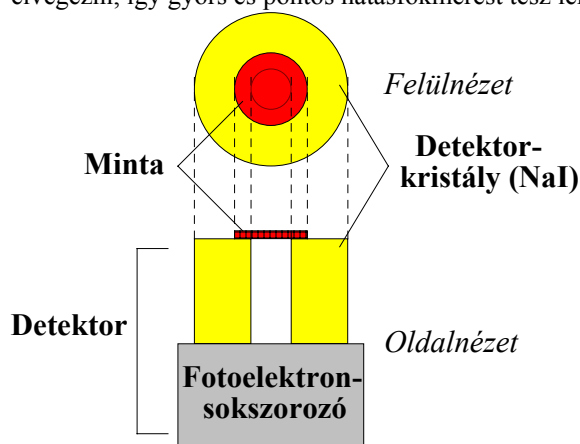
A neutrongenerátor deutérium ionokat gyorsít 124kV feszültséggel. A felgyorsított ionnyaláb egy tríciumtargetbe csapódik, ahol ${}^3_1T(d,n){}^4_2He$ reakcióval kb 14MeV energiájú neutronok keletkeznek, közel homogén szögeloszlásban [lásd 2.2.1]. A generátor tengelye mentén helyeztük el a detektort. Egy NU 82 02 /D típusú tápegység biztosítja a detektor számára a kb 1400V nagyfeszültséget (HV). A detektorból érkező anód- (A) és dinódajelek (D12) egy diszkriminátorpanelre kerülnek (EL) ez az egység elvégzi a detektorból érkező jel "fejének" (H) és a teljes töltést tartalmazó (Q) jelnek az előállítását. Ezen kívül ehhez kapcsolódik az ORTEC 934 Quad CFD (Constant Fraction Discriminator) egység, amely a dinódajelből egy logikai jelet (GATE) állít elő. Ez a jel akkor indul, amikor a dinódajel eléri a csúcserték egy bizonyos hányadát. A CFD egységen beállítható egy küszöbfeszültség, az ennél kisebb jelekhez nem generálódik GATE. A GATE jel szélessége szintén állítható. A nagyfeszültségű tápegység és a CFD egység egy NU 82 05 Nim Bin egységében helyezkedtek el.

A GATE, a H és a Q jelek a targetteremből a mérőszobába kerülnek. Itt a GATE jelet egy LeCroy 429A típusú Fan in Fan Out egység kettéosztja. Az egyik jel egy L65 (Heidelberg Univ.) típusú SCALER-be jut, amely az összes jelet megszámlálja (a számítógép nem tud minden adatot feldolgozni). A másik GATE jel egy LeCroy 2249A típusú QDC (Töltés-Digitális Konverter) egységbe jut. Ez a berendezés az érkező H és Q jelek töltését integrálja a GATE időtartama alatt, az így kapott töltéserteket digitális jelek formájában továbbítja a CAMAC egységnek, mely a számítógéppel való kommunikációt biztosítja. A különböző jelek más-más utat járnak be, ezért egymáshoz képest időben elcsúsznak, ezért szükséges késleltető kábeleket beiktatni. A jelek összehangolását kétsugaras oszcilloszkóp segítségével végeztük.

4.2. NaI Detektor hatásfokának meghatározása

Ahhoz, hogy a detektort érő neutronfluxust meg tudjuk határozni, a Neutron aktivációs analízis módszerét használjuk. A mérés során rézmintákat sugárzunk be neutronnal, majd ezek aktivitásából következtetünk az őket érő neutronok számára. A mérés elvégzéséhez szükséges a rézminták aktivitásának méréshez használt NaI detektor hatásfokának minél pontosabb ismerete.

A hatásfok méréséhez ismert aktivitású standard forrást használunk. Minden szempontból ideális a rendelkezésre álló ^{22}Na izotóp mely a mérés gyors és pontos elvégzéséhez elég magas aktivitású, de nem túlzottan magas, szintén β^+ bomló, azaz 511keV energiájú fotonokat bocsát ki valamint alakjánál és terjedelménél fogva szintén a detektor-kristály tetejére helyezhető, azaz a mérendő mintával azonos geometria esetén tudjuk a mérést elvégezni, így gyors és pontos hatásfokmérést tesz lehetővé.



4.2.1 ábra

A fluxus méréséhez 0.5mm vastag 2.2cm átmérőjű tiszta rézből készült korongokat használtunk, ilyenből mintegy húsz darab állt a rendelkezésünkre, így az egyszer felaktivált mintákat több napig tudtuk nélkülözni, míg aktivitásuk ismét lecsökkent.

A NaI detektoron végzett méréseket minden esetben az ANA nevű programmal végeztük és értékeltük. A számítógépben a KFKI-ban kifejlesztett PC-MCA (Multi-channel analyzer) kártya biztosította az adatok feldolgozását. A mérés megkezdése előtt a NaI detektort kalibráljuk, hogy a keresett csúcsot pontosan azonosítani tudjuk, illetve, hogy a mérendő minta esetében pontosan ugyanúgy járjunk el mint a standard izotópnál. A hatásfok mérést kétféle geometriával végeztük el, először a mintát a kristály közepére helyezve (a furat fölé) majd a kristály pereméhez közelebb,

teljes keresztmetszetével a kristály felett.

4.2.1. Mérési eredmények

A felhasznált Na^{22} izotóp azonosítója: OMH 75-257

Felezési idő - $T_{1/2}$: $950,8 \pm 0,9$ Nap

Aktivitása: 1975.10.01-én: $10,05\mu\text{Ci}$ azaz $371,9\text{kBq}$

Azóta eltelt idő: 20,5 év és 12 nap = 7500 nap

Aktivitása a mérés idején (1995.04.12-én): $A = A_0 \cdot 2^{\frac{-t}{T_{1/2}}} = 1,570\text{kBq}$

a., minta a detektor közepén:

Mérési idő (netto) - T : 120s

511keV fotonok száma bomlásonként - n : 1.798

Mért beütésszám (háttér levonása után) - N : 82004 hibája 0.38%

Detektált fotonok számának várható értéke a mérési idő alatt: $N_V = ATn = 338\ 743$

$$\text{A fenti adatokból a hatásfok: } C = \frac{N}{N_v} = 24.21 \pm 0.2\%$$

b., minta a detektor pereménél:

Mérési idő (netto) - T : 120s

511keV fotonok száma bomlásonként - n : 1.798

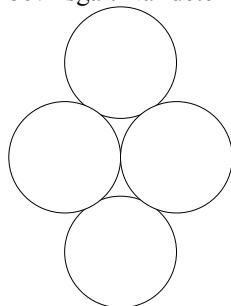
Mért beütésszám (netto) - N : 64492 hibája 0.42%

Detektált fotonok számának várható értéke a mérési idő alatt: $N_v = ATn = 338\,743$

$$\text{A fenti adatokból a hatásfok: } C = \frac{N}{N_v} = 19.04 \pm 0.2\%$$

4.3. Neutronfluxus meghatározása NAA módszerrel

A detektor hatásfokát négy különböző helyzetben ill. beállítással vizsgáltuk meg. Az első két esetben a detektor tengelye egybeesett a neutrongenerátoréval, a második esetben arra merőlegesen (de továbbra is vízszintesen). Az első és a harmadik esetben 1V CFD küszöböt alkalmaztunk, míg a második és negyedik esetben 2V-ot. Ezek az eltérések a neutronfluxus szempontjából lényegtelenek. Minden esetben négy rézlapot aktiváltunk a detektor besugárzása közben. A besugárzás időtartama mindig 600mp volt. A rézminták aktivitását a fentiekben bevizsgált NaI detektorral mértük.



A rézminták minden esetben a 4.3.1 ábrán látható elrendezésben voltak rögzítve a besugárzás és az aktiváció mérése alatt is.

A laborban található (sorszámozott) rézkorongok tömegét a függelékben foglaltam össze. A fluxusszámításhoz szükséges a NaI detektor hatásfoka, mely eltér a kristály közepe felett és a széleihez közel. Mivel az összeállított minta kiterjedtebb a mért referenciaforrásnál ezért a hatásfokból egy 3:1 arányú súlyozott közepet tekintettem (a minta nagy része a kristály szélére kerül), s ezt használtam számítások során. A használt hatásfok-érték így $20.33 \pm 0.2\%$.

4.3.1 Mérési eredmények

4.3.1 ábra

Ssz.	Rézmonitorok	Σm	T ₁	T _m	N (net)	dN	N (tot)
1.	3, 5, 11, 83	4.8761	60s	300s	10016	108	11879
2.	6, 7, 8, 10	6.7817	60s	300s	14220	132	17429
3.	1, 4, 38, 55	5.5116	60s	300s	36502	206	42609
4.	-, 22, 50, 77	5.5316	90s	300s	9923	109	11890

Az össztömeg grammban értendő.

A 2.1 szakasz eredményeit felhasználva az itt kapott eredményeket behelyettesítve a

$$h = \frac{N}{C \cdot D \cdot \sigma_B \cdot N_B \cdot (1 - e^{-\frac{t_i}{\tau}}) \cdot \tau \cdot e^{-\frac{t_1}{\tau}} \cdot \left[1 - e^{-\frac{t_m}{\tau}} \right]},$$

a következő adatok segítségével:

^{63}Cu aránya a rézben: 69.1 %,

Ebből és az össztömegből N_B kiszámítható: $N_B = \frac{0.691 \cdot A \cdot \sum m}{M}$ ahol A az Avogadro szám

($6 \cdot 10^{23}$), M a réz relatív atomtömege (63.546 g/mol)

t_i (besugárzás időtartama) mind a négy esetben 600s,

$D=1.95$ (511 keV fotonok száma bomlásonként)

$\tau = 848.3$ s (a rézmagok átlagos élettartama)

$\sigma_B = 550 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ (a ^{63}Cu 14MeV neutronra vonatkozó hatáskeresztmetszete)

Az eredményeket az alábbi táblázat foglalja össze:

N_B - mintában lévő magok száma (az értékek 10^{22} -nel szorzandók)

h - neutronfluxus a rézmonitorok helyén ($1/\text{s} \cdot \text{cm}^2$ egységekben)

r : a rézmonitorok távolsága a targettől (cm-ben)

I : a generátor nyalábárama (μA)

Ssz.	N_B	h	r	I
1.	3.19	12 051	11.1	20
2.	4.44	12 301	11.7	25-30
3.	3.61	38 855	10.2	70
4.	3.62	10 903	10.3	20

4.4. Geometriai viszonyok

A fenti fluxusérték a rézmonitorok helyén értendő. Ahhoz, hogy a detektor helyén kiszámítsuk a fluxust az ismert $1/r^2$ összfüggést használjuk. Eltekintünk a targetteremben történt visszaszóródásoktól és a levegőben esetleg elnyelt neutronoktól.

Így a fluxus értéke a detektor helyén: $h_{\text{det}} = h_{\text{mon}} \frac{d^2}{r^2}$. Amiből a mérés alatt a detektort érő neutronok számára

adódik: $N = h_{\text{det}} \cdot A_{\text{det}} \cdot t_i$, ahol A detektor normális keresztmetszete, t a besugárzás időtartama. (Mind a négy esetben 600s)

Távolságnak mind a négy esetben a detektor közepének a targettől mért távolságát tekintetem (r a detektor legközelebbi pontjának távolsága, r' a középpont távolsága).

r' és A számításához a detektor adatait felhasználva:

A detektor sugara 2.5"=6.35cm

Magassága: 3"=7.62cm

Az adatokat és a számítás eredményeit, többek között a neutronok számát a detektor helyén a mérés ideje alatt (N) az alábbi táblázat tartalmazza:

Ssz.	d	h	r'	r	h _{det}	N
1.	11.1	12 051	165.2	169.0	51.9	3 952 238
2.	11.7	12 301	165.2	169.0	60.0	4 482 374
3.	10.2	38 855	170.6	177.0	129.1	7 496 552
4.	10.3	10 903	170.6	177.0	37.0	2 145 100

A fenti eredmények kiszámításával az eredmények feldolgozásának első felével készen vagyunk, tudjuk mennyi részecskét "lehetett volna" detektálni, a következő szakasz foglalkozik azzal, hogy mennyi a valóban detektált részecske. Mint látni fogjuk ez utóbbi érték meghatározása sok kérdést vet még fel.

4.5. Energiakalibráció

A detektor által érzékelt neutronok nem mindegyike generál a feldolgozórendszer számára elegendően nagy intenzitású jeleket, így a kis energiát leadó részecskéket elveszítjük. Maga a mérőrendszer is tartalmaz bizonyos korlátokat a legkisebb mérhető energiára (hardver küszöb), de mi magunk is kénytelenek vagyunk a feldolgozhatóság érdekében elhagyni a legalacsonyabb energiát adó részecskéket, annak ellenére hogy valójában detektáltuk és adatait rögzítettük (szoftver küszöb).

Természetesen ez az általunk "önkéntesen" megszabott határ erősen befolyásolja a mérési határfokot, hiszen a detektált részecskék egy részét szándékosan figyelmen kívül hagyjuk, azaz rontjuk a határfokot.

Ez a küszöb persze nem tartozik a detektor fizikai jellemzői közé, így csak az általunk használt mérőrendszerben vehető figyelembe. Az általunk meghatározott határfok ezért evvel az önkényes energiaküszöbrel együtt szolgáltat csak információt a detektor fizikai sajátosságairól.

Ennek leírásához kapcsolatot kell teremtenünk a részecske (detektorban hagyott) energiája és az ehhez tartozó csatornaszám között. Ezt az energiakalibrációt ismert energiájú források segítségével végezzük. Erre a célra a labor készletéből a ^{22}Na , ^{137}Cs és természetes Thorium bizonyultak alkalmasnak. Ezek mindegyike nagy valószínűséggel bocsát ki egy határozott energiájú γ fotont. Az ezekhez tartozó Compton görbe a mérés során jól felismerhető, a Compton élhez tartozó csatorna jól meghatározható. (A Thorium forrás meglehetősen gyenge, a vizsgált, nagy energiájú γ részecskéből keveset bocsát ki, ezért ez a spektrum igen "zajos", a statisztikus szórás az alacsony beütésszám miatt nagy. Ezért a spektrum értékelésekor simított görbét használtam, azaz minden pont helyett a szomszédos pontokkal (5+1+5) alkotott súlyozott átlagát tekintetem.

A három mért ponthoz negyedikként csatlakozik a QDC egység sajátosságából adódó "nullpont", a pedestal. Ugyanis ha a QDC egységre nem adunk mérendő jelet, de GATE jelet igen, akkor is szolgáltat jeleket, ugyanis az ellentétes polaritású jeleket ellensúlyozandó, a töltésintegráló "kondenzátorokat" folyamatosan, igen gyenge árammal tölti. (Ez az áram egyébként változtatható) Ez az áram szolgáltatja a 0 energiához tartozó jelet a pedestal.

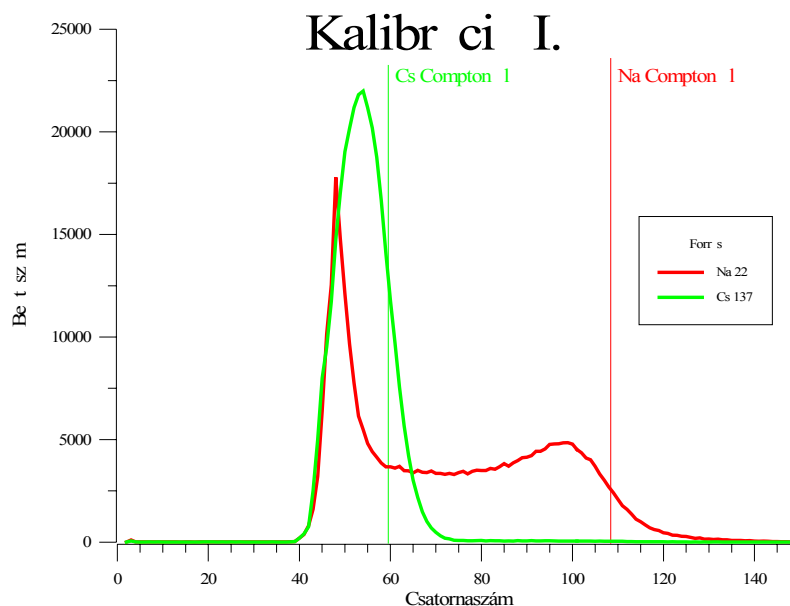
A négy mérési pontra egyenest illesztünk s ennek egyenlete létesít kapcsolatot számunkra a (elektron-ekvivalens) energia és a mért csatornaszám között. Hallgatólagosan feltettük, hogy a jelek nagysága lineárisan növekszik az energiával. Ez az összefüggés mérésünkben előforduló tartományban jó közelítéssel igaz.

4.5.1 Mérési eredmények

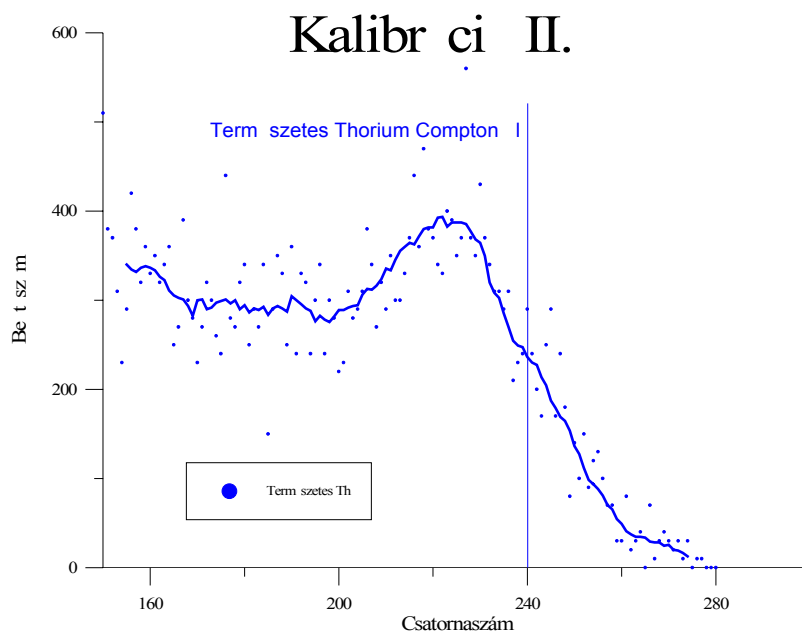
A mérôrendszer beállítása:

Detektor nagyfesz.:	1460 V	Mérés időpontja	04.12 11h
CFD küszöb	0.2 V	Program input file	SNG1.INP
CFD szélesség	190 ns (max.)	Mérési idő	lényegtelen

A felvett γ spektrumok:



4.3.1 ábra



4.3.2 ábra

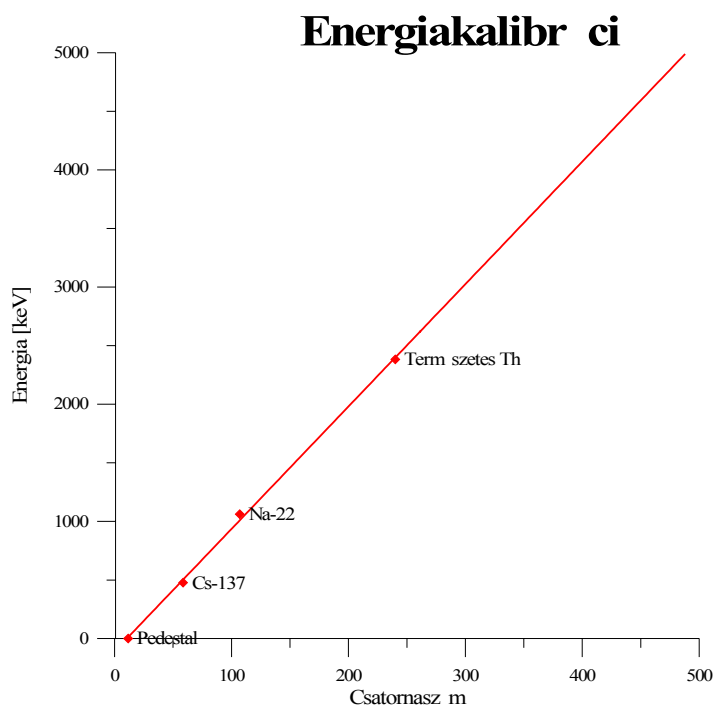
A kapott spektrumokon a Compton "csúcsok" magasságát megmérjük, majd megkeressük azt a csatornát, amelyben fele annyi beütés van mint a csúcshoz tartozó csatornában. (A statisztikus szóródás miatt az él "tompul", a fenti módszer azonban megbízhatóan megtalálja.)

Az spektrumok elemzése az alábbi adatokat szolgáltatja:

Forrás megnevezése	Foton energiája [keV]	Compton él energiája [keV]	Helye [csatorna]
Természetes Th	2614.66	2381.9	240
Na-22	1274.5	1061.7	107
Cs-137	661.65	477.3	58.5
Pedestal		0	11.5

A Compton energiákat a forrás fotonjainak energiájából a $E_{Compton} = \frac{E_0}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_0}}$ összefüggéssel kapjuk, ahol E_0

a foton energiája m_e az elektron nyugalmi tömege (511 keV). A kapott Compton-energia-Csatornaszám adatokat grafikusán ábrázolva és a kapott pontokra egyenest illesztve előáll keresett összefüggés.



4.2.3 ábra

Illesztési eredmények:

A lineáris összefüggést leíró egyenlet: $E[\text{keV}] = 10.45N - 109.2$

Adatértékek négyzetösszege: (D^2) $3.18129 \cdot 10^6$

Maradékok négyzetösszege: (R^2) 3799.9

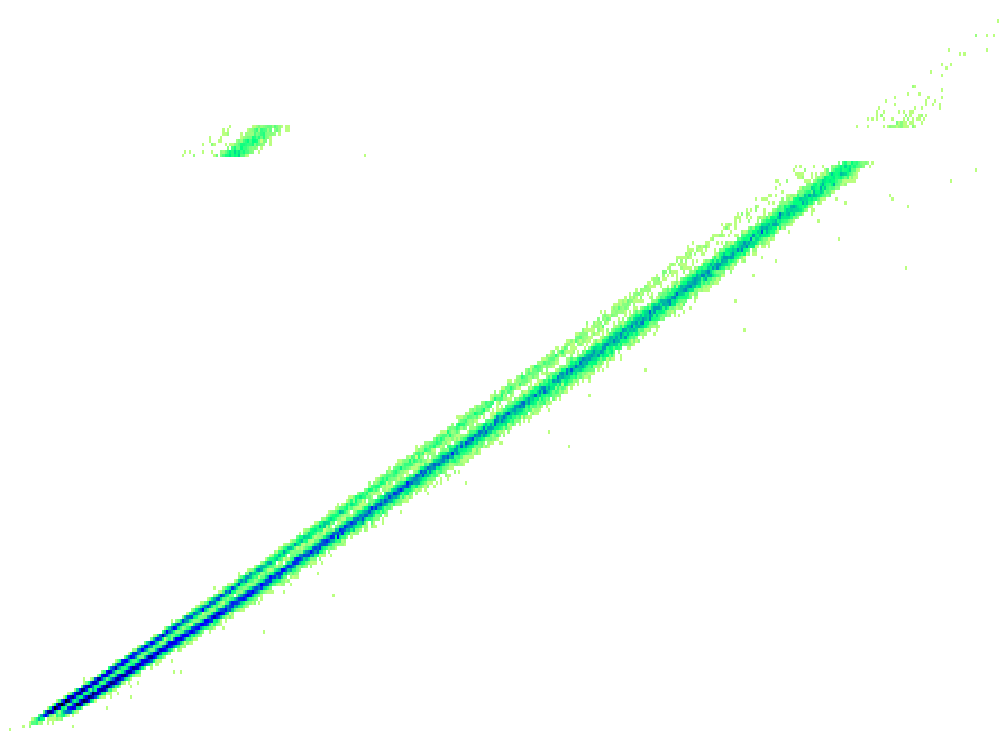
Meghatározottsági együttható: $\left(1 - \frac{R^2}{D^2}\right)$ 99.88%

4.6. A neutrondetektor mérési adatainak rögzítése

A számítógépbe érkező jelek feldolgozását a Dr. Deák Ferenc által készített MSU6NO programmal végeztük. A CAMAC egység a QDC-re érkező jeleket nagyság szerint elhelyezi egy-egy "csatornába". Az 1024 csatornából az 1. a legkisebb az 1024. a legnagyobb energiának felel meg. Ezt az eljárást követi mind a Q_{Head} mind a Q_{Total} jeleken. Így egy-egy eseményhez két csatornaszámot rendeltünk. A Q_{Total} és Q_{Head} a jelet külön is ábrázoltuk, de a szétválasztás szempontjából a pontok síkon való ábrázolása volt a lényeges, ahol is az X tengelyen a Q_{Total} , az Y tengelyen a Q_{Head} jelet mértük fel. Mivel a két jel többé-kevésbé arányosak egymással a kapott pontok egy átlós egyenes környezetében helyezkednek el, a sík jelentős részét üresen hagyva (Lásd 4.6.1 ábra). A program azonban minden várható adat számára fenntart helyet a memóriában, így a kétdimenziós spektrum teljes ábrázolására nem volt elegendő memória. Ezt az eredeti program úgy hidalja át, hogy lehetőséget biztosít, hogy az egyes csatornákat ne külön-külön, hanem kettesével, hármasával stb. tároljuk. Ezzel a teljes spektrum elhelyezhető a memóriában, de jelentősen veszítünk felbontás terén.

Hogy a keletkezett jeleket maximális felbontásban vizsgálhassuk a jobb memória-kihasználás érdekében a programot néhány pontban módosítottuk. (MSU7NO) A változtatás lényege, hogy a 4.1.2 ábrán látható spektrum helyett csak az átló mentén elhelyezkedő pontok környezetét tároljuk. Ezt úgy értük el, hogy minden jel y koordinátájából egy konstans és egy az x koordinátával arányos értéket levontunk. Ilyen módon a spektrum felett és alatt található üres (0-kból álló) tartomány nem kerül tárolásra.

A felszabaduló hely lehetővé teszi, hogy a spektrum egyes pontjaiban a beütésszámot ne csak egy byte-on (legfeljebb 255) tároljuk, hanem kettőn (maximum 65535 beütés), illetve a tároláshoz nem szükséges memóriahiány miatt csatornákat összevonni, hanem minden egyes cellában csak az adott csatornához tartozó beütéseket tároljuk, vagyis a CAMAC által szolgáltatott maximális felbontást tárolni és elemezni tudjuk.



4.6.1. ábra

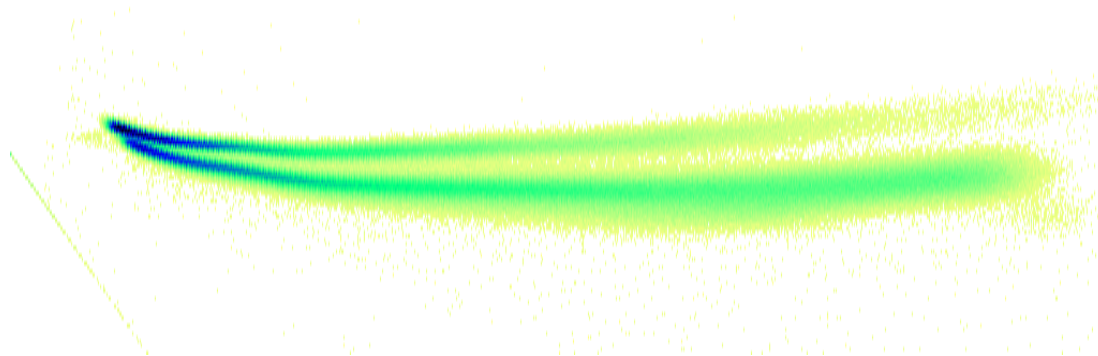
Fontos része a programnak a futási paramétereket tartalmazó un. input file. Ez az egyszerű szöveges állomány a mérendő paramétereket, a mérési rendszer konfigurációját valamint a megjelenítés és tárolás módját írják le. Az általunk használt file (SNG1.INP) az alábbi adatokat tartalmazta:

File tartalma	Jelentése
1	Egydimenziós Spektrum következik
0 0 1 1024	0-s paramétert ábrázoljuk, 0-tól kezdve, 1-esével, 1024-ig
1	Egydimenziós Spektrum következik
1 0 1 1024	1-es paramétert ábrázoljuk, 0-tól kezdve, 1-esével, 1024-ig
2	Kétdimenziós Spektrum következik
1 0 1 1024	Az X tengelyen az 1-es paramétert ábrázoljuk, 0-tól kezdve, 1-esével, 1024-ig
0 0 1 90	Az Y tengelyen az 1-es paramétert ábrázoljuk, 0-tól kezdve, 1-esével, 90-ig
0.4	<i>Y legyen $Y - X*0.4$</i>
50	<i>Y legyen $Y - 50$</i>
0	Nincs több spektrum
1 3	1 oszlopba és 3 sorba kerüljenek az ábrák
0	TDC helye a CAMAC-ban ^(*)
3	QDC helye a CAMAC-ban
10	az első használt bemenet a QDC-n
10	Pedestal
0	PlusEvent
0	File vége

^(*) az általunk használt elrendezésben nincs TDC egység

A dőlt betűvel szedett adatok az általunk alkalmazott módosítások paraméterei.

A módosított program által rögzített spektrumot a 4.6.2. ábra mutatja (Y irányban megnyújtva).



4.6.1 ábra

4.7. A mérési adatok feldolgozása

A mérési adatok feldolgozásának első lépése a kétdimenziós spektrumok elemzése, a neutronok elválasztása a γ fotonoktól. Erre a célra saját programot készítettem (HASOGAT) amely a következőképpen működik:

A program beolvassa az MSU7NO által készített spektrum-fájl, majd tekinti annak első oszlopát. Ez a "szelet" esetünkben egy olyan egydimenziós spektrum, mely általában két csúcsot tartalmaz, a neutronokét és a γ -két. A szétválasztás pontos elvégzéséhez a spektrumra két Gauss-görbéből álló függvényt illesztünk. Ezt a szintén Dr Deák Ferenc által korábban megírt MINIM függvény átalakításával tettem. Ahhoz, hogy a MINIM megfelelő eredményt szolgáltatson szükség van egy megközelítőleg pontos kezdőparaméter-sereg beadására. A függvényt a legkisebb négyzetek módszerét használva iterál az optimális közelítés felé. Az iteráció befejeződik, ha a megadott maximális iterációs számot elértük, ha a paraméterek mindegyikének változása egy megadott ε értéknél kisebb, az utolsó iteráció során az eltérések négyzetösszegének változása nem érte el az 0.1%-ot vagy az eltérések négyzetösszege növekedni akart.

A program az első oszloptól kezdve végighalad a spektrumon. Elvégzi az illesztést majd az illesztett görbe minimumát keresi meg a két csúcspont között. Ezt a pontot tekintjük a neutronok és γ fotonok közti elválasztópontnak. Összeszámolja az elválasztópont két oldalán lévő beütéseket. Ha az illesztett görbe területe és a leszámolt beütésszámok eltérése nagyobb 10%-nál, akkor felajánlja a manuális korrekció lehetőségét. Ugyanez történik, ha a MINIM rutin befejezését nem a paraméterek ε -nál kisebb megváltozása okozza. A következő oszlop adataira való illesztéséhez az előtte lévő görbe paramétereit használjuk bemenő adatként.

A két vonal szétválasztása sok manuális beavatkozást követel a spektrum elején és végén, ahol a két görbe kevésbé válik szét, nagyon szóródik vagy az egyik hiányzik.

Az illesztett görbék paramétereiből a program kiszámítja a két vonal elválásának mértékét leíró számot az ún. Figure of Merit-et (FOM). Ez a szám a két görbe átlagának (csúcának) távolsága osztva a görbék félmagasságban tekintett teljes szélességének (full width at half max.) összegével. Ha ez a szám nagyobb egynél a két csúcs elválónak tekinthető.

A spektrum minden egyes szeletéről tehát az alábbi adatokat szolgáltatja a program a kimeneti fájlban:

Az illesztett két Gauss-görbe

-amplitúdója

-helyzete

-szórása

A fenti paraméterek mindegyikének hibája

A két csúcs közti minimum helye

A beütések száma a minimumhelytől

-balra és

-jobbra

Figure of Merit

Ezen adatokból sokrétű elemzés végezhető.

Az elemzés első lépése, hogy megtaláljuk azt a küszöböt, amelynél már a két vonal szétválik, vagyis a figure of merit egynél nagyobb. Ez lesz a feldolgozási küszöbenergia (a csatornaszámból az energiaértéket a kalibrációs egyenes szolgáltatja). Ennél nagyobb küszöböt, persze választhatunk, de kisebbet nem célszerű.

Ezek után a küszöbnél nagyobb energiájú neutron-beütéseket összeszámoljuk. Erre két lehetőség kínálkozik, vagy az illesztett Gauss-görbék területét összegezzük, vagy az illesztés által meghatározott minimumhelytől balra eső beütéseket. A konkrét számításnál mindkét eljárást bemutatjuk.

4.8. A hatásfok kiszámítása

A 4.4 szakaszban kiszámított összes neutronszámot kell végül összevetnünk a detektor által valójában érzékelt neutronok számával. Ez utóbbinak a meghatározása azonban további megfontolásokat követel.

A detektor, mint azt korábban már említettem nemcsak a neutronokra érzékeny, hanem a gamma fotonokra is. E kettő szétválasztását az előző szakaszban vázolt módon végezem el. Egy fontos dolgról azonban még nem esett szó.

A detektor hatásfokán a detektort ért neutronok és a detektor által érzékelt, adott küszöbnél nagyobb energiájú neutronok arányát értjük. Ez utóbbi jelenti az összes olyan jel számát, amelynek nagysága eléri a fent említett küszöböt, és alakja neutronra jellemző. Sajnos eljárásunk nem számolja meg az összes ilyen jelet, mivel a feldolgozó-elektronika, a számítógépes szoftver nem képes a gyorsan egymás után érkező jelek rögzítésére, feldolgozására (hóltidő). Ebből adódóan a valójában detektált részecskék egy részét elveszítjük. Ezt a hibát úgy korrigáljuk, hogy egy Scaler egységgel összeszámoljuk a detektor által generált összes jelet (neutronok és gammák együtt), ezt az értéket összevetjük a számítógép által rögzített összes jellel (mintavételi arány). Az rögzített adatokból meg tudjuk határozni a neutronok arányát, s ezt extrapoláljuk a Scaler jelek számához.

A fenti gondolatmenet feltételezi, hogy a jel "eltűnésének" valószínűsége független a részecske minőségétől és energiájától.

Az energiára vonatkozó elsődleges küszöböt a CFD egységen beállított küszöb jelenti (hardverküszöb), az ennél kisebb jelek nem generálnak GATE-et, így elvesznek. Erre a korlátozásra azért van szükség, mert túl alacsony CFD küszöb esetén a kábeleken kialakuló "visszhang", amely a jelet követi, de kisebb amplitúdójú, szintén indítani tudna egy nem kívánt GATE jelet. Ezért a CFD küszöböt úgy állítottuk be, hogy ezeknél a másodlagos csúcsoknál magasabb legyen.

Az egyes mérések eredményei a következők:

4.8.1. Első mérés

Mérőrendszer beállítása:

Detektor nagyfesz.:	1460 V	Mérés időpontja	04.12
CFD küszöb	1.00 V	Program input file	SNG1.INP
CFD szélesség	190 ns (max.)	Mérési idő	10 perc
Detektor helyzete	Szemben	Detektor távolsága	165.2 cm
Nyalábáram	20 μ A		

Detektort ért neutronok száma 4.4 szakasz alapján: 3 952 238

Scaler által leszámolt összes beütés N_{sc} : 1 969 451

A számítógép által rögzített összes beütés N_{sz} : 1 011 051

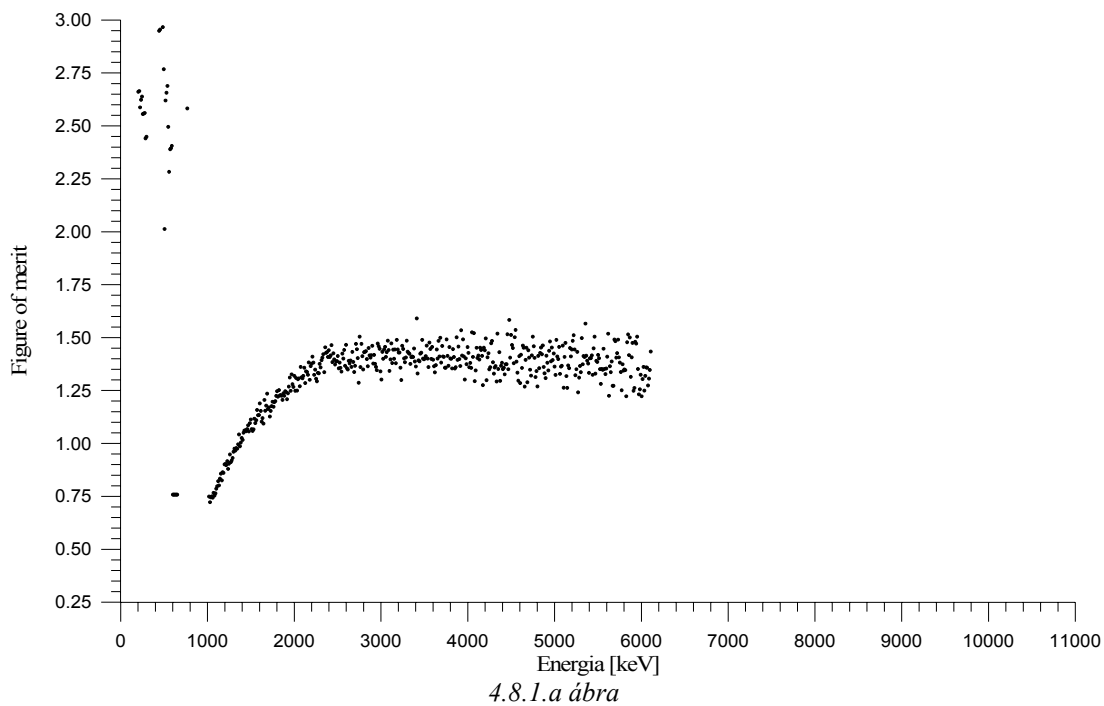
Ebből a mintavételi arány: $\eta_{sz} = \frac{N_{sz}}{N_{sc}} = 51.3367\%$

A fenti értékből a korrekciós faktor: $C_{sz} = \frac{1}{\eta_{sz}} = 1.948$

A számítógép beütésszámai ezzel az értékkel szorzandók, hogy az arányosított "valós" (scaler) beütésszámokat megkapjuk.

A számítógépes adatok értékelését a szoftverküszöb meghatározásával kezdjük. Ehhez megkeressük azt a csatornát (energiát), amely felett a figure of merit értéke stabilan 1 felett marad. Magas energiákon a FOM ismét elromlik, ahogy a vonalak kiszélesednek ill. az egyik teljesen eltűnik. Szerencsére ezen a szakaszon a beütésszámok már meglehetősen alacsonyak, így a vizuálisan végzett szétválasztás közben elkövetett hibák súlya nem befolyásolja lényegesen a végeredményt.

A 4.8.1.a ábra mutatja a FOM- Energia grafikont. Erről leolvasható, hogy a két spektrum határozottan szétválk az 1400keV-nél nagyobb energiájú beütésekre. Ez a 145. csatornának felel meg. A FOM értéke a fenti határ felett igen jó szétválásra utal.



4.8.1.b ábra

A szétválasztást vizuálisan ellenőrizhetjük a 4.8.1.b ábrán

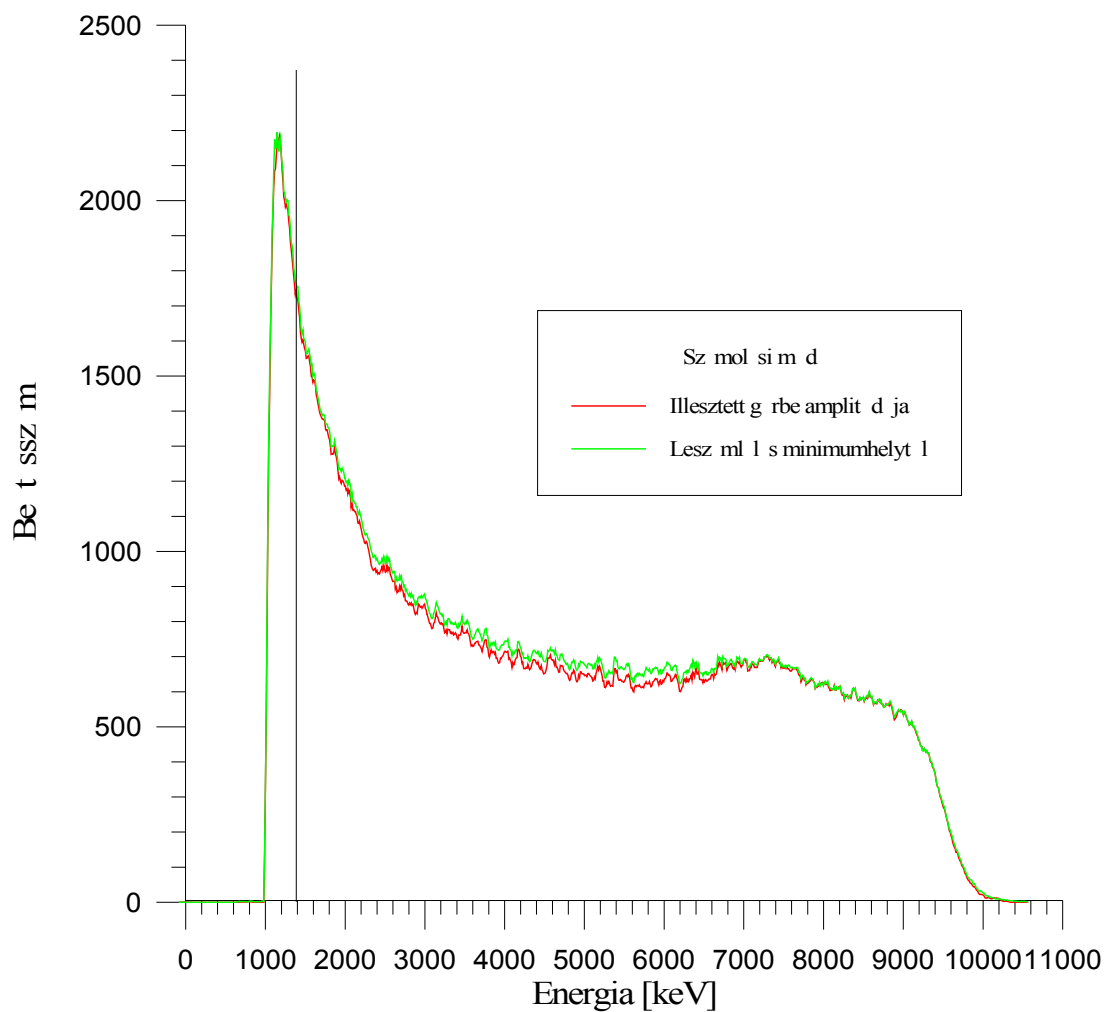
Energiaküszöb: 1406keV Csatorna: 145

Az alábbi táblázat tartalmazza a fenti küszöbnél nagyobb energiájú, a számítógép által rögzített neutronok számát (N_{SZ}), ebből, a korábban kiszámított C_{SZ} korrekciós faktoral extrapolálunk, hogy a Scaler által leszámolt beütések közül megállapítsuk a neutronok számát. Ez utóbbit elosztva a 4.4. szakaszban a fluxus ismeretében kiszámolt valódi neutronszámmal kapjuk a hatásfokot.

Számítás módja	N_{SZ}	N_{SZ} * C_{SZ}	Hatásfok
Az illesztett görbék alatti területet figyelembe véve:	578 492	1 126 859	28.5%
Az illesztésből számított elválasztó-vonal alatti beütéseket leszámolva	594 128	1 157 316	29.3%

A két számolási mód különbsége abból származik, hogy az illesztéseket elvégzésekor azok a részecskék, melyek a fő vonaltól messzebb kerültek nem, vagy kevés járulékot szolgáltatnak az illesztett görbe amplitúdójába. A teljes spektrumra vonatkozólag ez azt jelenti, hogy az illesztés a valódi beütéseknek 97.48%-ét vette figyelembe. Ha ennek az adatnak az ismeretében a arányosítjuk az első beütésszámot 100%-ra akkor 593 449 beütésnyi illesztett területet kapunk, ami kevesebb mint 0.1%-kal tér el a leszámolt értéktől, ezért az utóbbi adat tekintendő korrektebbnek.

A kétféle számítási móddal kapott "neutron-spektrumok" különbségét mutatja a 4.8.1.c ábra.



4.8.1.c ábra

4.8.2. Második mérés

Mérőrendszer beállítása:

Detektor nagyfesz.:	1460 V	Mérés időpontja	04.12
CFD küszöb	2.00 V	Program input file	SNG1.INP
CFD szélesség	190 ns (max.)	Mérési idő	10 perc
Detektor helyzete	Szemben	Detektor távolsága	165.2 cm
Nyalábáram	25-30 μ A		

Detektort ért neutronok száma 4.4 szakasz alapján: 4 482 374

Scaler által leszámolt összes beütés N_{SC} : 1 526 144

A számítógép által rögzített összes beütés N_{SZ} : 873 639

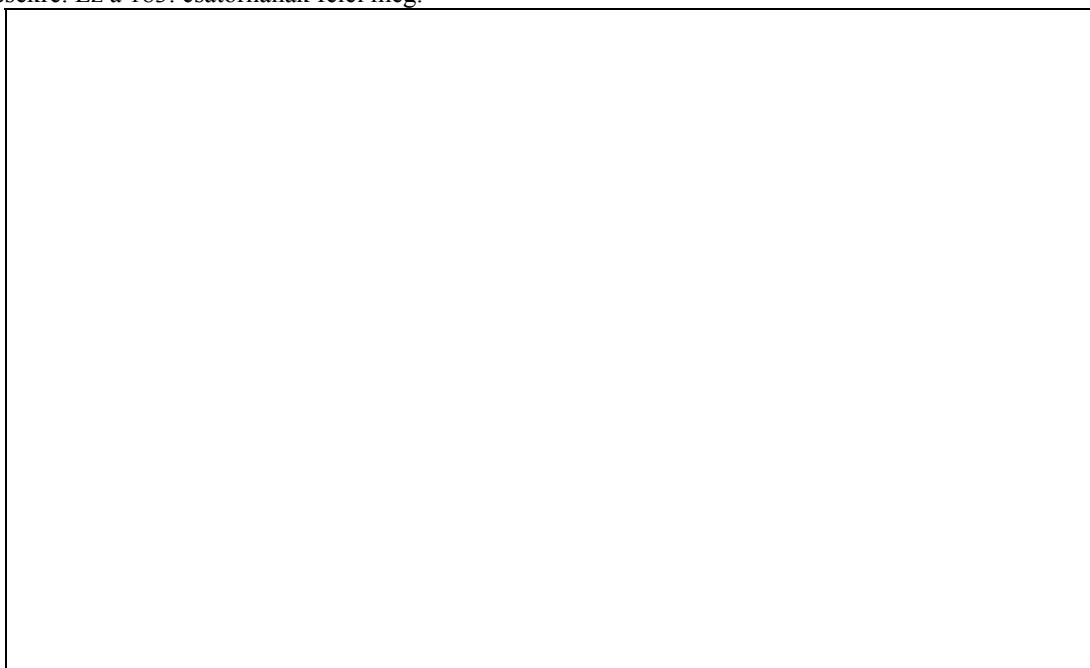
Ebből a mintavételi arány: $\eta_{sz} = \frac{N_{sz}}{N_{sc}} = 57.245\%$

A fenti értékből a korrekciós faktor: $C_{SZ} = \frac{1}{\eta_{sz}} = 1.747$

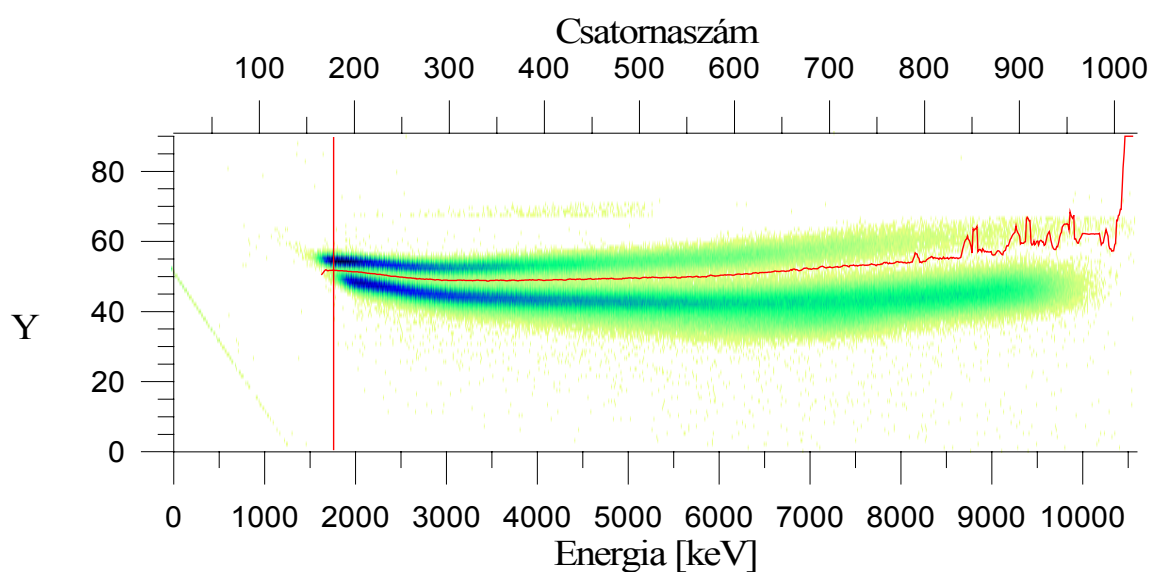
A számítógép beütésszámai ezzel az értékkel szorzandók, hogy az arányosított "valós"

(scaler) beütésszámokat megkapjuk.

A szoftverküszöb meghatározása az előbbihez hasonlóan zajlik: a 4.8.2.a ábra mutatja a FOM- Energia grafikont. Erről leolvasható, hogy a két spektrum határozottan szétválik az 1800keV-nél nagyobb energiájú beütésekre. Ez a 183. csatornának felel meg.



4.8.2.a ábra



4.8.2.b ábra

A szétválasztást vizuálisan ellenőrizhetjük a 4.8.2.b ábrán

Energiaküszöb: 1803keV Csatorna: 183

Az előzőekhez hasonlóan a neutrons szám és a hatásfok értékei a következők:

Számítás módja	N_{sz}	$N_{sz} * C_{sz}$	Hatásfok
Az illesztett görbék alatti területet figyelembe véve:	626 673	1 094 724	24.4%
Az illesztésből számított elválasztó-vonal alatti beütéseket leszámolva	644 064	1 125 103	25.1%

4.8.3. Harmadik mérés

Mérőrendszer beállítása:

Detektor nagyfesz.:	1460 V	Mérés időpontja	04.12
CFD küszöb	2.00 V	Program input file	SNG1.INP
CFD szélesség	190 ns (max.)	Mérési idő	10 perc
Detektor helyzete	Oldalt	Detektor távolsága	165.2 cm
Nyalábáram	70 μ A		

Detektort ért neutronok száma 4.4 szakasz alapján: 7 496 552

Scaler által leszámolt összes beütés N_{sc} : 2 952 135

A számítógép által rögzített összes beütés N_{sz} : 1 236 965

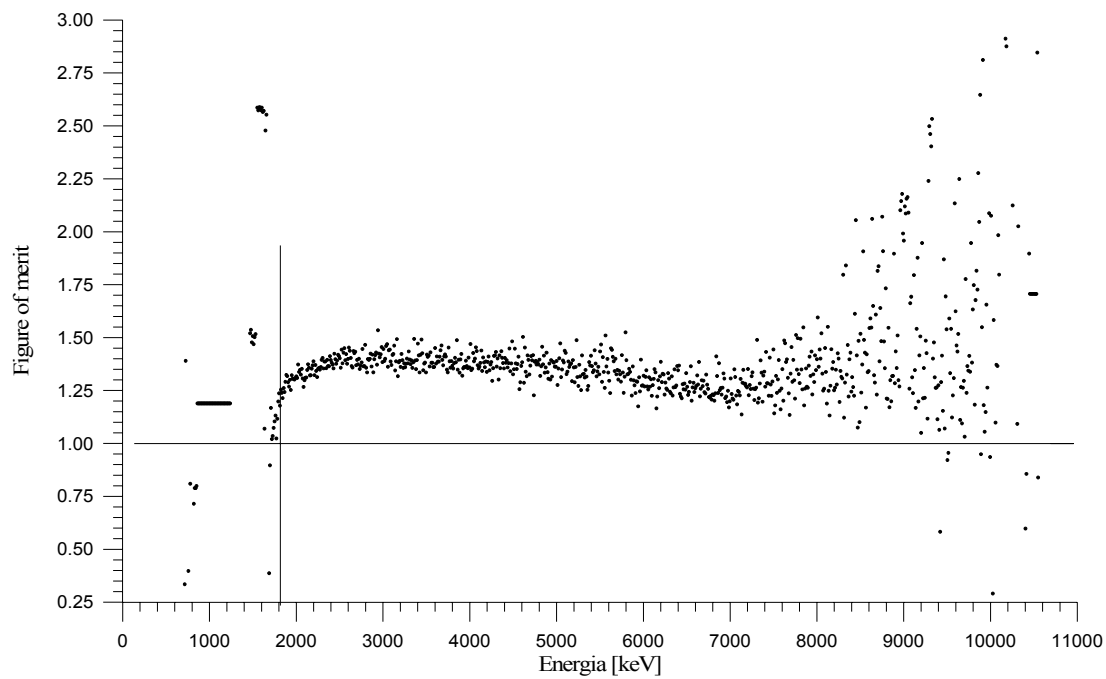
Ebből a mintavételi arány: $\eta_{sz} = \frac{N_{sz}}{N_{sc}} = 41.901\%$

A fenti értékből a korrekciós faktor: $C_{sz} = \frac{1}{\eta_{sz}} = 2.3866$

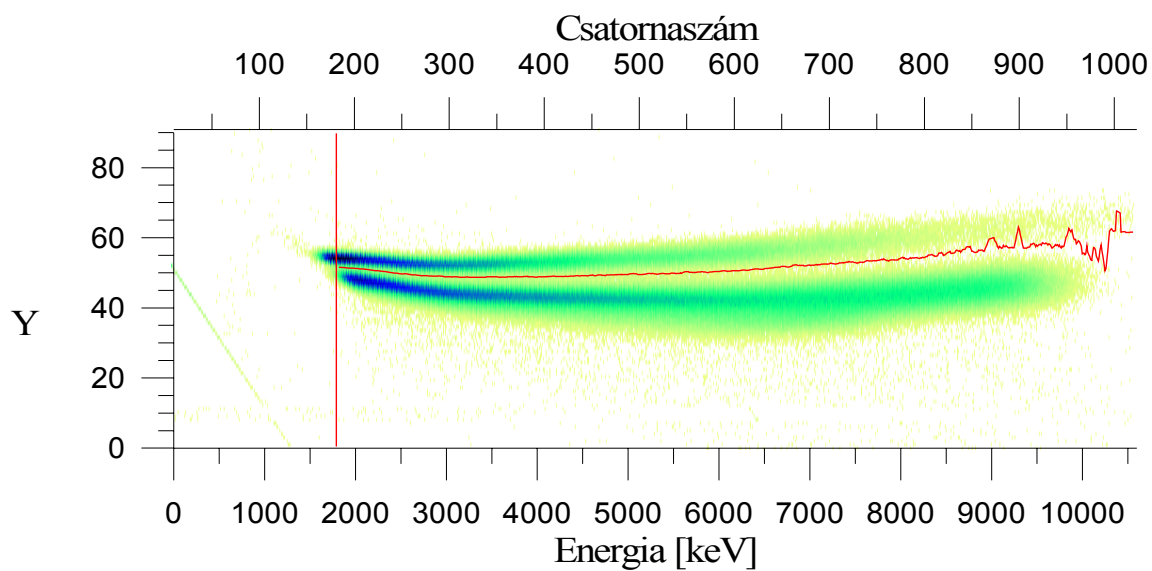
A számítógép beütésszámai ezzel az értékkel szorzandók, hogy az arányosított "valós"

(scaler) beütésszámokat megkapjuk.

A szoftverküszöb meghatározása az előbbihez hasonlóan zajlik: a 4.8.3.a ábra mutatja a FOM- Energia grafikont. Erről leolvasható, hogy a két spektrum határozottan szétválk az 1800keV-nél nagyobb energiájú beütésekre. Ez a 183. csatornának felel meg.



4.8.3.a ábra



4.8.3.b ábra

A szétválasztást vizuálisan ellenőrizhetjük a 4.8.3.b ábrán

Energiaküszöb: 1803keV Csatorna: 183

Az előzőekhez hasonlóan a neutronszám és a hatásfok értékei a következők:

Számítás módja	N_{sz}	$N_{sz} * C_{sz}$	Hatásfok
Az illesztett görbék alatti területet figyelembe véve:	855 910	2 042 710	27.2%
Az illesztésből számított elválasztó-vonal alatti beütéseket leszámolva	882 349	2 105 810	28.1%

4.8.4. Negyedik mérés

Mérőrendszer beállítása:

Detektor nagyfesz.:	1460 V	Mérés időpontja	04.12
CFD küszöb	2.00 V	Program input file	SNG1.INP
CFD szélesség	190 ns (max.)	Mérési idő	10 perc
Detektor helyzete	Oldalt	Detektor távolsága	165.2 cm
Nyalábáram	70 μ A		

Detektort ért neutronok száma 4.4 szakasz alapján: 2 145 100

Scaler által leszámolt összes beütés N_{sc} : 1 218 383

A számítógép által rögzített összes beütés N_{sz} : 759 331

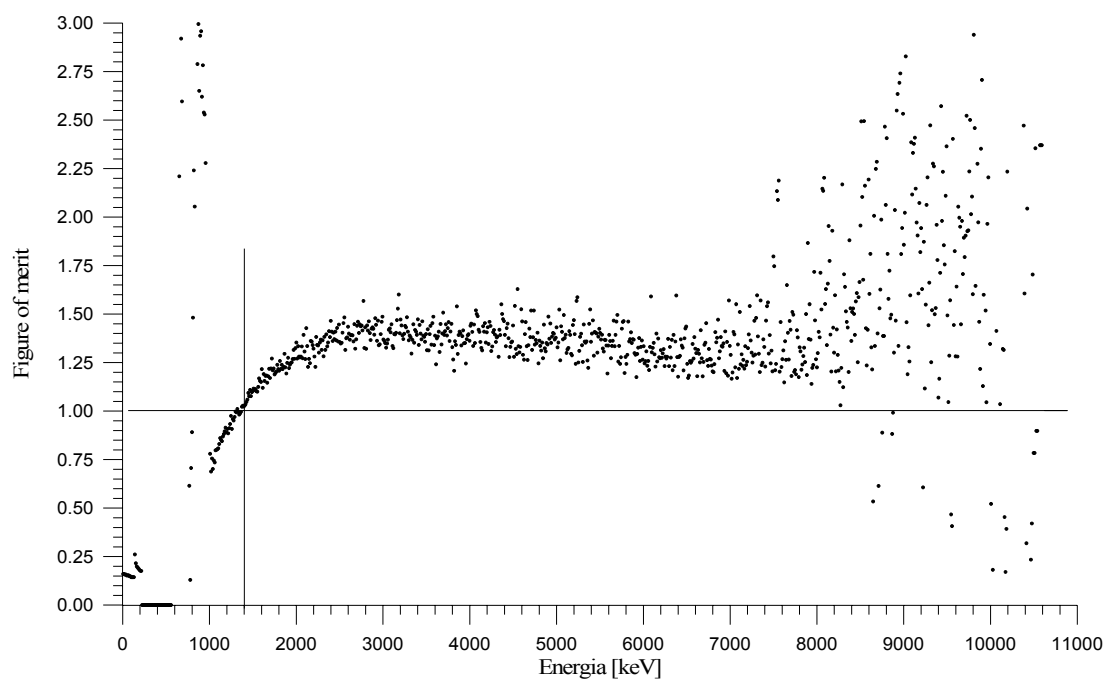
Ebből a mintavételi arány: $\eta_{sz} = \frac{N_{sz}}{N_{sc}} = 62.323\%$

A fenti értékből a korrekciós faktor: $C_{sz} = \frac{1}{\eta_{sz}} = 1.6045$

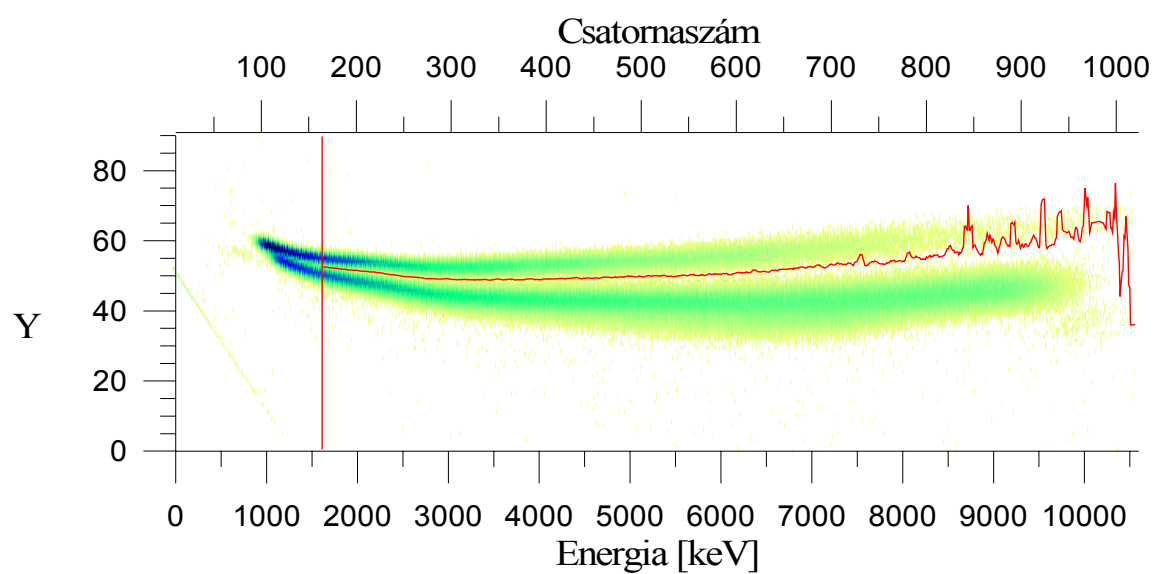
A számítógép beütésszámai ezzel az értékkel szorzandók, hogy az arányosított "valós"

(scaler) beütésszámokat megkapjuk.

A szoftverküszöb meghatározása az előbbihez hasonlóan zajlik: a 4.8.4.a ábra mutatja a FOM- Energia grafikont. Erről leolvasható, hogy a két spektrum határozottan szétválik az 1400keV-nél nagyobb energiájú beütésekre. Ez a 145. csatornának felel meg.



4.8.4.a ábra



4.8.

4.b ábra

A szétválasztást vizuálisan ellenőrizhetjük a 4.8.4.b ábrán

Energiaküszöb: 1406keV Csatorna: 145

Az előzőekhez hasonlóan a neutronszám és a hatásfok értékei a következők:

Számítás módja	N_{SZ}	N_{SZ} * C_{SZ}	Hatásfok
Az illesztett görbék alatti területet figyelembe véve:	409 936	657762	30.7%
Az illesztésből számított elválasztó-vonal alatti beütéseket leszámolva	421 329	676 043	31.5%

Figyelembe véve a korábbi számítások hibáit és a statisztikus szórásból adódó hibákat a fenti hatásfok-értékek hibáját 5%-nál kisebbre becsülöm.

5. SZÁMÍTÓGÉPES SZIMULÁCIÓ, HATÁSFOK BECSLÉSE

A szimulációt a Kansas State University által kifejlesztett KSUEFF program 3-as verziójával végeztük. Az eredeti programot N. R. Stanton készítette. A program DecFortran IV. nyelven íródott, ilyen fordítók az ELTE-n a Ludens nevű DEC számítógépen és a Gaia nevű munkaállomáson futnak. A fenti két számítógépen futtattuk le a szimulációkat.

5.1 A program működése

A program a detektor hatásfokának becslésére a Monte Carlo módszert alkalmazza. A felhasználó által definiált feltételek mellett számításokkal végigköveti a véletlenszerű paraméterekkel elindított "neutronok" életútját. A részecske helyzetét sebességét, energiáját számítja a program kölcsönhatásról kölcsönhatásra addig amíg a neutron elhagyja a detektort, vagy energiája 100keV alá esik.

A program az alábbi reakciókat veszi figyelembe a szimuláció során:

np Rugalmas szóródás

nC nem diffraktív rugalmas szóródás

$n+C \rightarrow n+C+\gamma$

$n+C \rightarrow \alpha+{}^9\text{Be}$

$n+C \rightarrow n+3\alpha$

$n+C \rightarrow n+p+{}^{11}\text{Be}$ vagy $2n+{}^{11}\text{C}$ vagy $p+{}^{12}\text{Be}$ vagy $2n+{}^{11}\text{C}$

nC diffraktív rugalmas szóródás

Az egyes reakciók valószínűségét eldöntő, különböző neutron-energiákhoz tartozó kísérletileg meghatározott hatáskeresztmetszeteket a következő oldalon lévő ábra mutatja. A grafikon adatait táblázat formájában futási paraméterként kapja a program.

5.2. Bemenő adatok

A program a futáshoz szükséges paramétereket két különálló file-ból olvassa. Az első a KSU_INP.DAT tartalmazza a fizikai jelenségek paramétereit. Ezek közül legfontosabb a fent felsorolt magreakciókra vonatkozó hatáskeresztmetszetek értékeinek táblázata. A második file a vizsgálandó detektor-geometria, energiatartomány stb. leírását tartalmazza. Tekintsük meg ez utóbbi szerkezetét:

```

1      USER DEFINED PORTION OF DATA DECK FOLLOWS
      Megjegyzés
2      SEED FOR RANDOM NUMBER GENERATOR
      Megjegyzés
3      173587
      Tetszőleges érték véletlenszám generátor számára
4      DENSITY (GM/CM**3) AND RATIO OF H TO C ATOMS (10F8.3)
      Megjegyzés
5      .874  1.213
      A szcintillátoranyag sűrűsége és a H/C magok aránya
6      LIGHT OUTPUT COE. FOR PROTONS (5f12.8)
      Megjegyzés
7      -5.6375  0.11500  .83800000  .7875  0.0  0.015
      P, Q, R, S, T értékei protonokra, melyek a részecske által keltett felvillanás
      intenzitásának energiafüggésére az alábbi formulában:
          
$$L = SE + P(1 - e^{-QE^R}) + T$$

8      LIGHT OUTPUT COE. FOR ALPHAS
      Megjegyzés
9      -6.16431  -.001000  2.20000  .01595  0.0  0.0
      P, Q, R, S, T értékei alfa részecskékre lásd 7. sor
10     SCINTILLATOR BOUNDARIES(INCHES),IGEO,IRANP (3F10.4,2I2)
      Megjegyzés
11     2.5000 2.5000 3.0000  1 1  0=RECT, 1=CYLINDER FACE, 2=CYL SIDE
      Szcintillátoranyag mérete (inch), alakja (0:téglatest, 1:henger alapja, 2:henger
      palástja , neutronirány (0- neutronforrás a 15. sorban megadott helyen van, 1:
      véletlenszerű egyenletes eloszlás az iránykoszinuszok által meghatározott normális
      felületen))
12     POSITIONS  DIRECTION COSINES  DELTA E  COUNTS BINWIDTH
      Megjegyzés
13     ---** **_---** ***_---** ***_---** ***_---** ***_---** ***_---** ***_---** ***_---**
      Megjegyzés
14     X. detector group (3f5.2,3f7.4,f8.3,i8,f8.3)
      Megjegyzés
15     0.000000000.0 0.0 1.0  2.0 50000  0.2
      forrás koordinátái (ha a 11. sorban IRANP 0 ), neutron -iránykoszinuszok, energia
      szórása, vizsgálandó statisztika mérete, küszöb lépésköze (a küszöb minden esetben 0-
      ról indul)
16     E_min, dE, n_e, n_out format(*)
      Megjegyzés
17     2.,5,30,10
      Neutronenergia alapszintje, energia-lépésköz, energia darabszám, küszöb
      darabszám

```

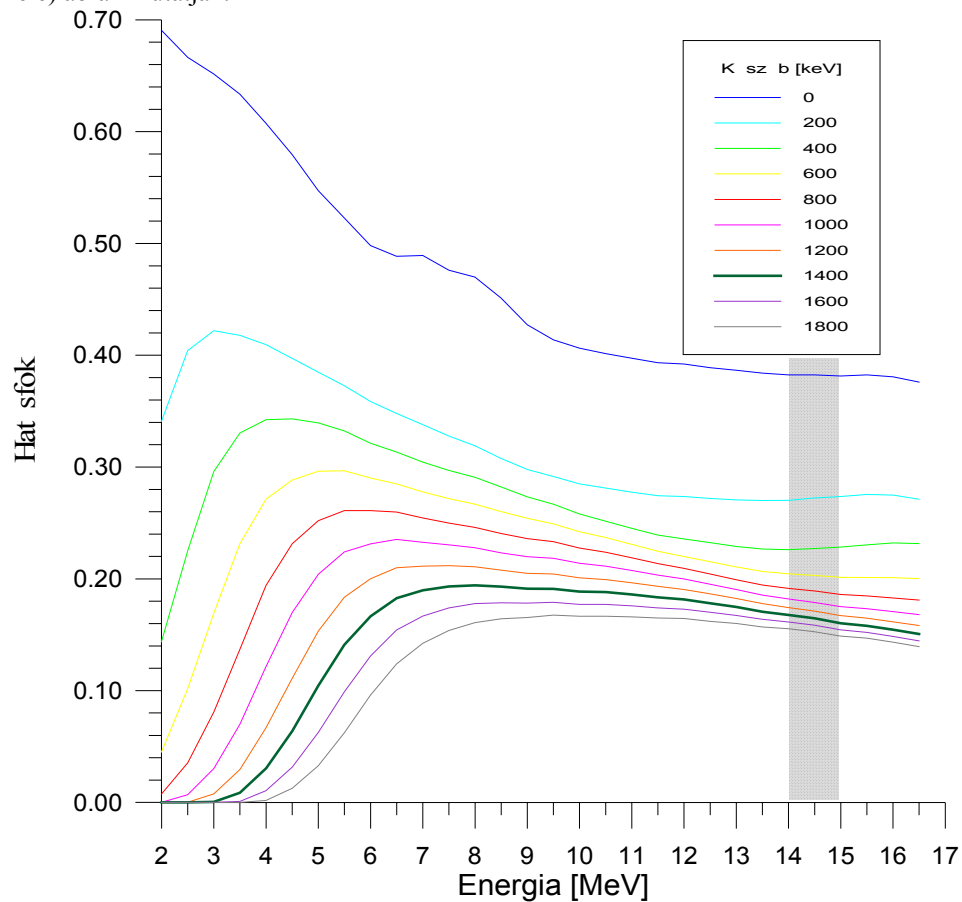
A program tehát több neutronenergiára és több küszöbértékre egyszerre végzi el a hatásfok becslést. Esetünkben 2MeV -ről indulva 0.5MeV lépésközzel 30 energiaszintre, így a legmagasabb 16.5MeV lesz.

A küszöb 0-ról indulva 0.2MeV lépésközzel tíz értéket vesz fel, így a legmagasabb 1.8MeV lesz.

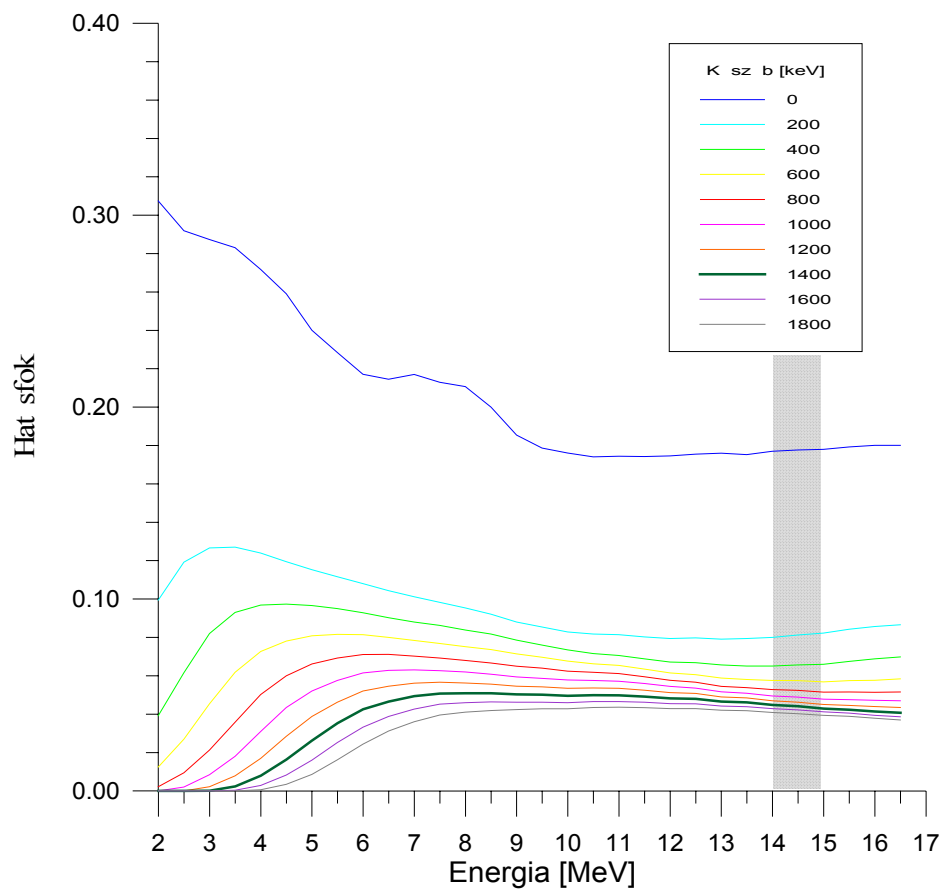
5.3. A szimuláció eredménye

A szimulációt két általunk kísérletileg is vizsgált geometriában futattuk le, a két eset közti különbség csupán a detektor helyzete volt, az első esetben a henger alapját bombáztuk neutronokkal, míg a második esetben a henger palástját.

A két szimuláció eredményét az 5.3.1 (detektor alapja néz a forrás felé) és 5.3.2 (detektor palástja néz a forrás felé) ábrák mutatják.



5.3.1 ábra



5.3.2 ábra

Mindkét ábrán szürke tartomány jelzi az általunk vizsgált energiartományt és a vastag zöld grafikon az általunk használt küszöbhez tartozó hatásfokot.

6. SZIMULÁCIÓS ÉS MÉRT EREDMÉNYEK ÖSSZEVETÉSE, KORREKCIÓ

6.1 Az eredmények összehasonlítása

A 4. és az 5. fejezet eredményeit összevetve látjuk, hogy a szimuláció és a kísérleti eljárás szembeszökően különböző eredményt szolgáltatott. Az eltérés az első esetben (1. mérés, 1. szimuláció) is több mint 50% a második összehasonlításnál (4. mérés, 2. szimuláció) még ennél is nagyobb.

Ami a legelgondolkodtatóbb, az a tendenciák eltérése, hogy a kísérletileg mért hatások magasabb volt az oldalnézetű geometriára, míg a szimulációnál kb. 4-es faktorialacsonyabb.

A meglepő eredmény értelmezésére a teljes mérést ismét áttekintettük, s úgy találtuk, hogy a legvitathatóbb pont a neutronfluxus számítása a detektor helyén. A hatalmas eltérés forrása lehet a 2.3 fejezetben már említett visszaszóródás, melyről korábban azt feltételeztük, hogy hatása nem eredményez lényeges változást a fluxusban.

Ez utóbbi állítás ellenőrzésére újabb méréseket végeztünk a tartgetterem falairól visszaszóródó neutronok hatásának vizsgálatára. Mérés során egy 4.5cm átmérőjű 54cm hosszú acélrúdban elnyeltük a generátorból egyenesen érkező neutronokat, így a detektorba csak a visszaszórt neutronok juthattak. Ezeket a méréseket kettesével végeztük, az eltérés csak a fent említett acélrúd (shadow bar) és az elkerülhetetlen fluxuskülönbség volt.

A neutronfluxust most a közvetlenül a targetnél mértük, a korábbiakhoz hasonlóan NAA módszerrel a rézmonitorok segítségével. Az összetartozó mérések fluxusának arányát a 2.1 fejezetben bemutatott formula segítségével számítottuk:

$$h \propto \frac{N}{m}$$
 ahol h a fluxus, N a mért beütésszám és m a rézmonitor tömege.

A shadow bar helyzetét úgy határoztuk meg, hogy a targettől a rúd közepének térszöge egyezzen meg a detektor normális felületének térszögével.

A neutrondetektor beütésszámait az összetartozó méréseknél a fluxusok hányadosával korrigáltuk, így érve el, hogy a két mérés közti különbség pusztán a shadow bar jelenlétében nyilvánuljon meg. Így a rúd nélkül és a rúddal mért spektrumok csatornánként képzett különbségéből kiszámítható, hogy adott geometriában csatornánként mekkora a direkt neutronok aránya. Ehhez természetesen mindkét mérésre újra el kell végezni a neutron-gamma szétválasztás teljes procedúráját.

Az direkt neutronok összes neutronhoz viszonyított arányának ismeretében a korábbi mérési eredményeket is tudjuk korrigálni.

6.2 A korrekciós mérés eredményei

A korrekciós méréseknél a generátor-detektor geometriát igyekeztünk minél pontosabban az eredeti módon elrendezni. Az első mérések adatai a következők:

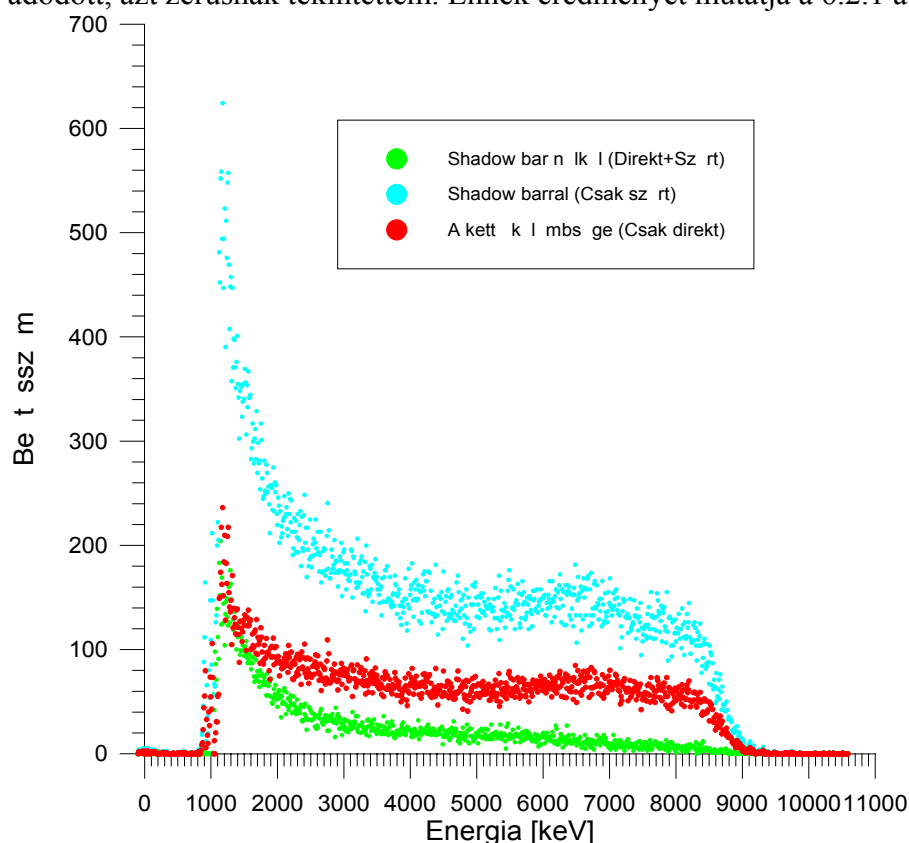
Detektor nagyfesz.:	1460 V	Mérés időpontja	05.17
CFD küszöb	1.00 V	Program input file	SNG1.INP
CFD szélesség	190 ns (max.)	Mérési idő	2 perc
Detektor helyzete	Szemben	Detektor távolsága	172 cm
Nyalábáram	20 μ A	Acélrúd távolsága	30.3 cm

Egy mérést végeztünk shadow barral, egyet anélkül.

A rézmonitorok mindkét esetben a target burkolatán helyezkedtek el. A rúd nélküli méréshez a 00 ($m=1.6968g$) jelű rézkorongot használtuk, melyet egy perc hűtési idő után 5 percen át mérve 95 834 gamma beütést kaptunk (511keV energián). Az árnyékolt méréshez az 5 jelű rezet használtuk ($m=1.6994g$) azonos körülmények között 73 026 beütést mértünk. Így a fluxusok arányára: $\frac{h_1}{h_2} = \frac{N_1 m_2}{N_2 m_1} = 0.7604$ adódik. ennek reciprokával szoroztam a második

mérés beütésszámait, hogy az azonos fluxusnak megfelelő értékeket kapjam.

Elvégezve a szétválasztást a neutronspektrumokból az előző szakaszban leírt eljárással a direkt neutronok arányát csatornánként meghatároztuk. Ha beütésszámnak negatív szám adódott, azt zérusnak tekintettem. Ennek eredményét mutatja a 6.2.1 ábra.

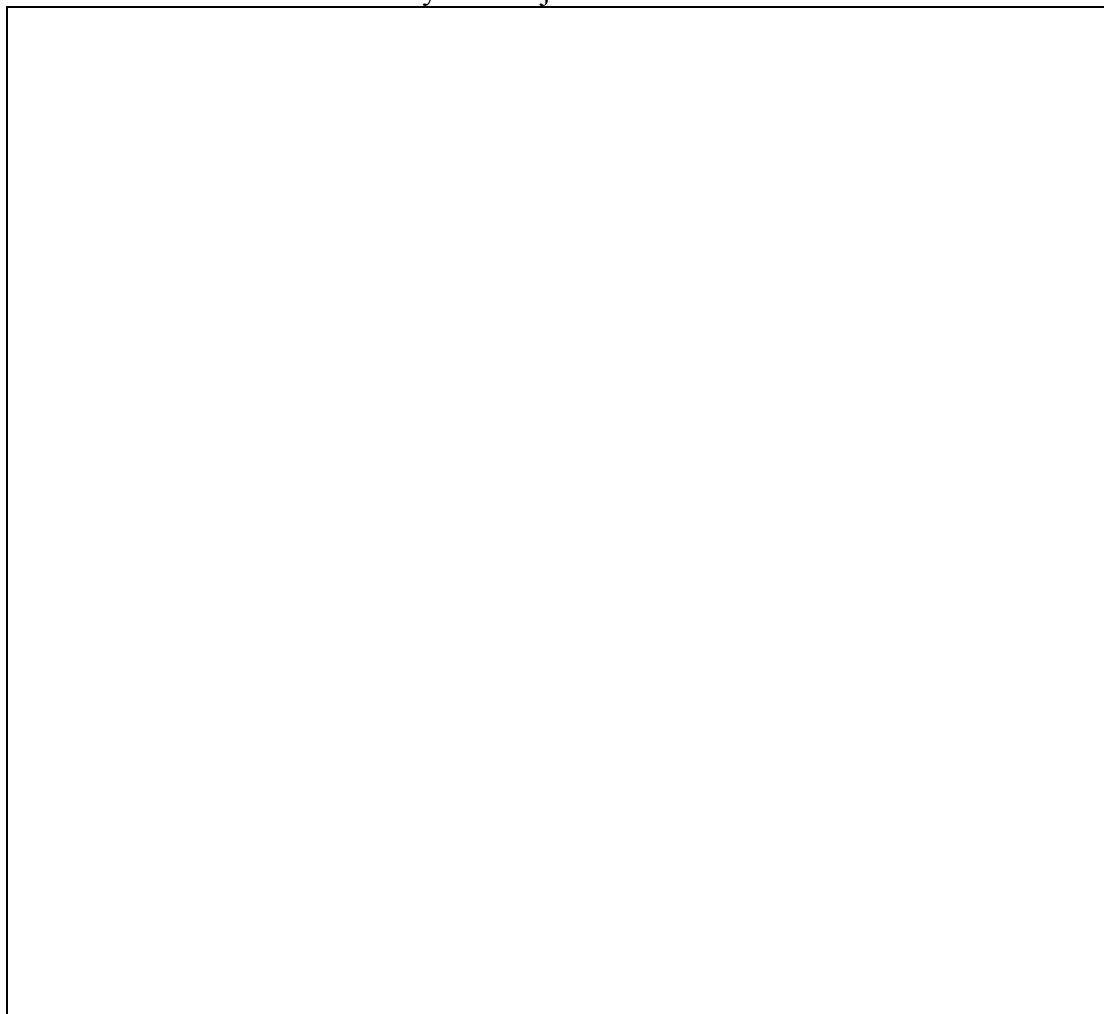


6.2.1. ábra

Ha f' jelöli egy csatornára a korrekciós mérésből adódó $\frac{N_{direkt}}{N_{összes}}$ arányt akkor az eredeti mérés neutronspektrumából is csatornánként kiválogathatjuk a direkt neutronokat, $N_d = N_{összes} f'$

minden csatornára, s abból a korábbi számításokat korrigálva egy korrektebb hatásfokérték nyerhető.

A csatornánkénti korrekció eredményét mutatja a 6.2.2. ábra.



6.2.2 ábra

Az arányosítás után ismét összeszámoltam az 1400keV -nél nagyobb elektron-ekvivalens energiájú neutron beütéseket, melyek összege: 329 951, ezt felszorozva a mintavételi korrekciós taggal (1.948) kapjuk a detektált direkt neutronok számát, amit a korábban a fluxusértékekből kiszámított összes detektort érô direkt neutronszámmal (3 952 238) elosztva a hatásfokra 16.26% adódik amely hibán belül megegyezik a a szimuláció által szolgáltatott 16.47%-kal.

A mérést elvégeztük a másik vizsgált geometriában is. A mérések eredménye a következő:

Detektor nagyfesz.:	1460 V	Mérés időpontja	05.17
CFD küszöb	1.00 V	Program input file	SNG1.INP
CFD szélesség	190 ns (max.)	Mérési idő	2 perc
Detektor helyzete	Oldalt	Detektor távolsága	172 cm
Nyalábáram	20 μ A	Acélrúd távolsága	62 cm

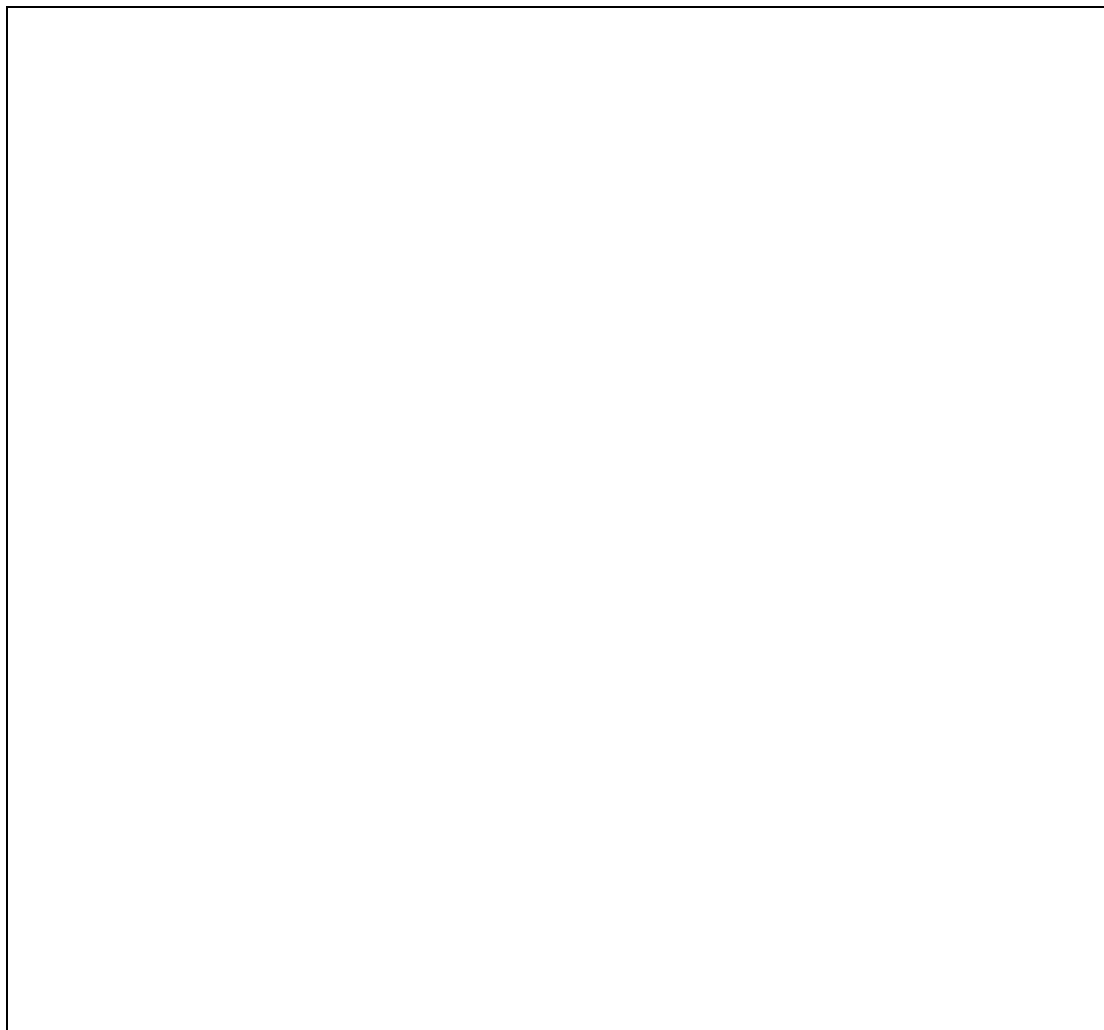
Egy mérést végeztünk shadow barral, egyet anélkül.

A rézmonitorok mindkét esetben a target burkolatán helyezkedtek el. A rúd nélküli méréshez a jeltelen ($m=1.6931\text{g}$) rézkorongot használtuk, melyet egy perc hűtési idő után 5 percen át mérve 110 007 gamma beütést kaptunk (511keV energián). Az árnyékolt méréshez az 13 jelű rezet használtuk ($m=1.6948\text{g}$) azonos körülmények között 61 891 beütést mértünk. Így a

fluxusok arányára: $\frac{h_1}{h_2} = \frac{N_1 m_2}{N_2 m_1} = 1.779$ adódik. ennek reciprokával szoroztam a második mérés

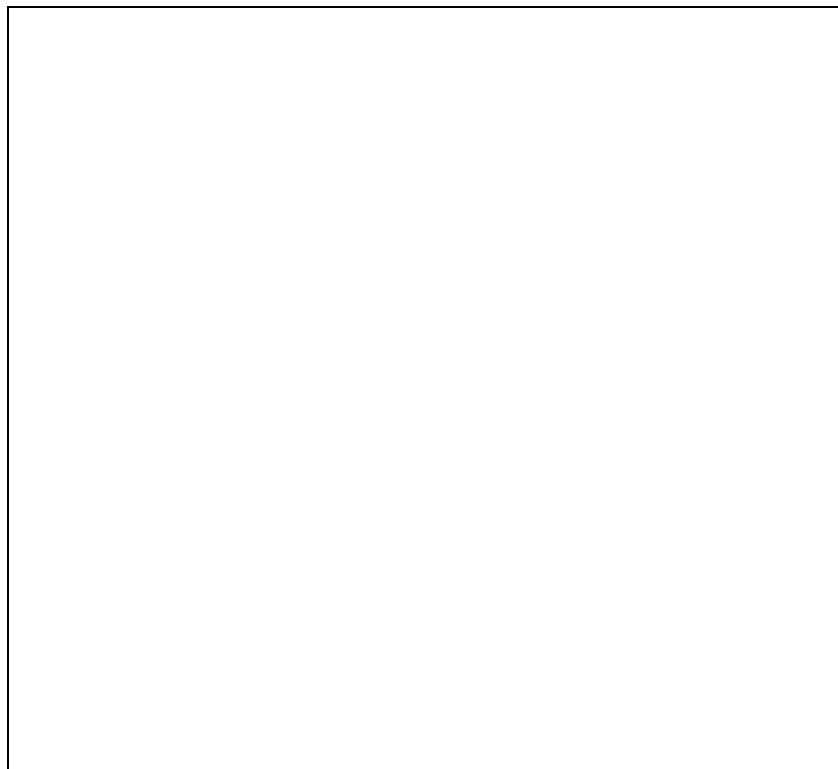
beütésszámait, hogy az azonos fluxusnak megfelelő értékeket kapjam.

Elvégezve a szétválasztást a neutronspektrumokból az előző szakaszban leírt eljárással a direkt neutronok arányát csatornánként meghatároztuk. Ha beütésszámnak negatív szám adódott, azt zérusnak tekintettem. Ennek eredményét mutatja a 6.2.3 ábra.



6.2.3. ábra

Az előzőekhez hasonlóan elvégezve a csatornánkénti korrekciót a korábbi 4. mérés eredményein a 6.2.4. ábra által mutatott neutronspektrumot kapjuk.



6.2.4 ábra

Az arányosítás után ismét összeszámoltam az 1400keV -nél nagyobb elektron-ekvivalens energiájú neutron beütéseket, melyek összege: 76 019, ezt a mintavételi korrekciós faktoral (1.6045) szorozva megkapjuk a detektor által érzékelt direkt neutronok számát, amit a korábban a fluxusértékekből kiszámított összes detektort érô direkt neutronszámmal (2 145 100) elosztva a hatásfokra 6.90% adódik. Ez az érték már nem egyezik olyan jól a szimuláció szolgáltatatta 4.41%-kal, de a korábban hiányolt tendencia mindenképpen megjelent a hatásfok értékében.

Jól látható, hogy a szórt neutronok hatása lényegesen nagyobb volt az oldalt fordított geometriában, ahol a detektor viszonylag kis felülettel fordul a neutronnyaláb irányába, és nagy felület áll rendelkezésre a szórt neutronok detektálásához.

A fenti eredmények reményeim szerint sokat segítenek a későbbiekben elvégzendô mérések körültekintôbb megtervezéséhez.

7. JAVASLATOK A MÉRÉS TOVÁBBI PONTOSÍTÁSÁRA

7.1. A neutronfluxus mérésének pontosítása

Mint azt a 6. fejezet eredményi bebizonyították az általunk alkalmazott mérések leggyengébb pontja a neutronfluxus értékének meghatározása volt a detektor helyén.

A shadow-bar módszer biztató eredményt hozott, ezért valószínűleg ha a valós mérések mellett (ugyanolyan körülmények között, ugyanakkor) elvégeznénk egy árnyékolt mérést is, akkor jóval korrektebb eredményt kapnánk.

A visszaszóródásból adódó fluxuseltérést más célból, külön is érdemes lenne kimérni.

A NAA módszer alkalmazása is járható út, ha a detektort közelebb tudjuk telepíteni a generátorhoz. Ennek korábban a feldolgozórendszer szabott gátat, amely képtelen a túl gyors jelek rögzítésére. Ezt a problémát egy downscaler oldhatná meg, amely a GATE jelek közül csak pl. minden századikat engedne át. Ezzel százszoros fluxus mérése is lehetővé válna, ami a detektortávolság tizedére csökkentését tenné lehetővé.

7.2. A neutrongenerátor fluxusának irányfüggése

Az előző szakaszban említettél jóval kisebb eltérést okoz, de más geometriánál fontos lehet a generátor fluxusának irányfüggése, melynek elméleti számítását a függelék tartalmazza. Ez a képlet nem veszi figyelembe a sok gondot okozó visszaszóródást, amit ismét csak külön mérésekkel lehetne feltérképezni.

7.3. A NaI hatások pontosabb meghatározása

A NAA mérésekhez elengedhetetlen a NaI detektor hatásokának pontos ismerete. Esetünkben az okozott gondot, hogy a hatások függ a forrás elhelyezkedésétől a lyukas kristály tetején. Ez kiterjedt források (mint az általunk is használt rézkorongok) esetében nehezen becsülhető.

Pontosabb lenne, ha a hatásokat a kristály tengelyétől mért távolság függvényében megmérnénk, így bármely kiterjedt minta területére integrálva pontos értéket kapnánk.

7.4. A n-gamma szétválasztó program javítása

Sok ponton javítandó a szétválasztást végző HASOGAT program. Elsősorban kis statisztikákra pontatlan, jó lenne, különösen a spektrumok szélei közelében, ha nemcsak az előző illesztés eredményét használná fel a szétválasztáshoz, hanem mélyebben a spektrum belsőbb csatornáiból is kapna információt az illesztés elvégzéséhez, így egy-egy rosszul sikerült szelet nem rontaná el teljesen a szétválasztás folyamatát. Mindemellett a vizuális korrekcióban nyújtana nagy segítséget, ha menet közben magán a spektrumon láthatnánk az elválasztó görbét.

Ezek a változtatások a pontosság mellett a manuális beavatkozás szükségességének csökkentésével lerövidítenék a feldolgozás időigényét.

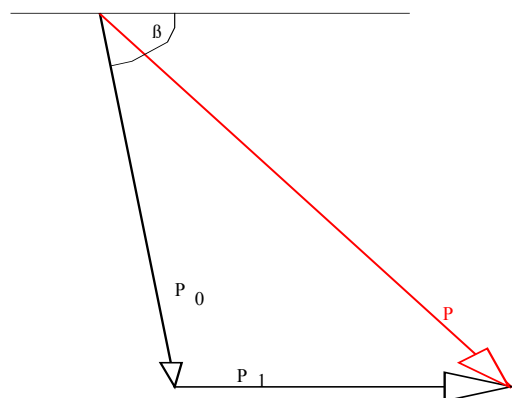
8. FÜGGELÉK

8.1. A laborban található rézkorongok tömege

szám	tömeg (gramm)
jeltelen	1.6931
00	1.6968
1	1.0695
3	1.0751
4	1.693
5	1.6994
6	1.693
7	1.693
8	1.693
10	1.7027
11	1.0518
13	1.6948
22	1.0666
28	1.0552
38	1.6820
50	1.7026
55	1.0671
77	1.0693
83	1.0498
88	1.693

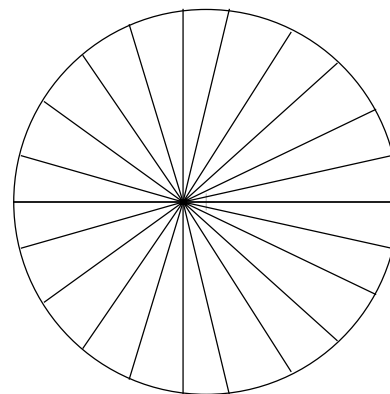
8.2. A neutronok energiájának irányfüggése

Egy tetszőleges irányban a keletkezett neutronok impulzusa a 2.2 szakasz eredményeit felhasználva:



8.2.1 ábra

Az 8.2.1 ábra alapján tehát egy β szögű neutron impulzusa a



8.2.2 ábra

cosinus tétellel:

$$\underline{p}^2 = \underline{p}_0^2 + \underline{p}_1^2 + 2|\underline{p}_0||\underline{p}_1|\cos(\beta) \text{ azaz az energia:}$$

Ahol $p_0c=161.34MeV$, $p_1c=4.237MeV$

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{26048 + 1367 \cos \beta}{1870} = 13.93MeV + 0.73MeV \cos \beta$$

Ahol β a tkp rendszerben mért szög. A labor rendszerben mért β' szöget a 8.2.1 ábra alapján a következő összefüggéssel fejezhetjük ki: $\underline{p}_0 \cos(\beta) = \underline{p} \cos(\beta') + \underline{p}_1$ ahonnan β' és β közti összefüggés kifejezhető, szem előtt tartva, hogy \underline{p} szintén β függvénye, de p/p_0 hányados megegyezik az E/E_0 hányados négyzetgyökével, amelyből E_0 értékét ismerjük, tehát csak E és β' -t mint ismeretlent tartalmazó összefüggéshez jutunk, amelyből E -t kifejezve a keresett irányfüggés nyerhető.

A fentiekből látható, hogy az általunk vizsgált maximális ($\beta=0^\circ$) energiára $14.66MeV$ adódik. Az energia irányfüggését a 8.2.2 ábra illusztrálja, itt a vonalak hossza arányos az adott irányba távozó neutron impulzusával. Mivel esetünkben a detektor viszonylag távol van a forrástól, az odaérkező neutronok egy 3° - 5° nyílásszögű kúpon belülről érkeznek, ami elhanyagolható eltérést okoz a fent kiszámított maximális energiához képest. A neutronnyaláb jó közelítéssel monoenergiásnak tekinthető.

8.3. A detektor fluxusának irányfüggése

A neutronfluxus irányfüggését az alábbi gondolatmenettel határozhatjuk meg.

Tegyük fel, hogy a deutérium-nyaláb és a target tömegközépponti rendszerében a neutronfluxus izotróp, egyre normálva $N=1/4\pi$. Ekkor egy tkp rendszerben mért $d\Omega$ térszögbe szóródott neutronok száma $N(\phi, \theta)d\Omega=N'(\alpha, \theta)d\Omega'$. Ahol $d\Omega'$ a laborrendszerben mért térszög, α az laborrendszerben mért szög. Ebből N' -re $Nd\Omega/d\Omega'$ adódik.

$$(\theta \text{ a két vonatkoztatási rendszerben azonos.}) \quad \frac{d\Omega}{d\Omega'} = \frac{d \cos \phi}{d \cos \alpha}$$

Az előző szakasz vektorábrája alapján megmutatható, hogy (v a \underline{p}_0 impulzusú neutron sebessége, v_0 a \underline{p}_1 impulzusúé)

$\cos \phi = \cos \alpha \sqrt{\left(1 - \frac{v_0^2}{v^2} \sin^2 \alpha\right)} - \frac{v_0}{v} \sin^2 \alpha$, amiből deriválással $\frac{d \cos \phi}{d \cos \alpha}$ kiszámítható,

felhasználva a $\sin^2 \alpha = 1 - \cos^2 \alpha$ összefüggést. Végeredményül a következő összefüggést kapjuk:

$$N'(\alpha, \theta) = \frac{N_{\text{össz}}}{4\pi} \left(\frac{1 - \frac{v_0^2}{v^2} + 2 \frac{v_0^2}{v^2} \cos^2 \alpha}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{v^2} + \frac{v_0^2}{v^2} \cos^2 \alpha}} + 2 \frac{v_0}{v} \cos^2 \alpha \right)$$

8.4. A NAA eljárásban használt réz egyéb reakcióinak hatása

A NAA mérés során csak a ^{63}Cu magreakcióival számoltunk, vizsgáljuk meg, hogy valóban elhanyagolhatók-e a többi lehetőségek.

Számításba jöhet a $^{65}\text{Cu}(n,p)^{65}\text{Ni}$ reakció, de mivel a keletkezett magnak nincs 511keV körüli gamma fotonja vagy pozitronja, így mérésünket nem zavarja.

Ugyanez a helyzet a $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$ reakcióval is.

Végül $^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$ reakciót vizsgáljuk meg. A reakció hatáskeresztmetszete (950-1000mb) csaknem kétszer akkora mint az általunk vizsgált $^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$ reakcióé (550mb), [7] azonban a keletkezett mag felezési ideje jóval több, 12.7 óra. A 2.1 fejezetben megmutatott aktiválási összefüggésekbe behelyettesítve az eltérő mennyiségeket (gammák száma bomlásonként, hatáskeresztmetszet, az elem részaránya a mintában, felezési idő) 10 perc aktiválási időt feltételezve, az aktivitások aránya:

$$\frac{A_{62}}{A_{64}} = \frac{1.95 \cdot 550 \cdot 69.1\% \cdot \left(1 - e^{-\frac{600}{848.3}}\right)}{0.357 \cdot 1000 \cdot 30.9\% \cdot \left(1 - e^{-\frac{600}{65960}}\right)} = \frac{375.755}{0.9989} = 376.17$$

Persze a ^{62}Cu gyorsabban is bomlik de még 5 perccel az aktiválás vége után is annak az aktivitása lesz domináns:

$$A'_{62} = A_{62} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = 376 \cdot e^{-\frac{600}{848.3}} = 185.4, \quad A'_{64} = A_{64} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = 1 \cdot e^{-\frac{600}{65960}} = 0.991$$

Vagyis az utóbbi reakció alig több mint 0.5%-kal járul hozzá a mért beütésszámhoz. Ennél a hibánál általában nagyobb a statisztikus hiba.

9. IRODALOMJEGYZÉK

[1] W. R. Leo: Techniques for nuclear and particle physics Experiments

[2] Kiss Ádám, Korecz László : Magfizikai laboratóriumi gyakorlatok

IV. éves fizikus és Geofizikus hallgatók részére

Tankönyvkiadó, Budapest, 1992 (J3-1216) 164-217 old.

[3] Sükösd Csaba: Magfizikai laboratóriumi gyakorlatok

Tanárszagos hallgatók számára

ELTE, Budapest, 1992 (J-ELTE TTK-111)

[4] R. A. Cecil, B.D. Anderson, R. Madey: Improved predictions of neutron

detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1MeV to about

300MeV

Nuclear instruments and Methods 161 (1979) 439-447

[5] J. Heltsey, L. Brandon, A Galonsky, L. Heilbronn, S. Langer, B. A.

Remington, A. Vande Molen, J. Yurkon, J. Kasagi: Particle identification

via pulse-shape discrimination with a charge integrating ADC

Michigan State Univ. Cyclotron Laboratory, August 1987. (MSUCL-616)

[6] Sam S. Nagrolwalla, Edwin P. Przybylowicz: Activation Analysis with

Neutron Generators

John Wiley & Sons, 1973

[7] Borman et. al.: Handbook on Nuclear Activation Cross Sections

[8] C.A Negin - Grove Engeneering Inc: RadDecay Ver 3.

(Számítógép program)

10. TARTALOMJEGYZÉK

1. Bevezetés	1
2. Neutronfluxus mérése neutronaktivációs analízissel (NAA)	4
2.1. NAA alapjai, a réz aktivációs tulajdonságai	4
2.2. Neutrongenerátor neutronfluxusának tulajdonságai	7
2.3. A detektort érô neutronok számának meghatározása	8
3. Neutrontetektor alaptulajdonságai	10
3.1. Neutrontetektor felépítése, működése	10
3.2. Neutronok és gamma fotonok megkülönböztetése	12
4. Mérési eljárás, Mérési eredmények	14
4.1. A mérési elrendezés	14
4.2. NaI Detektor hatásfokának meghatározása	15
4.3. Neutronfluxus meghatározása NAA módszerrel	16
4.4. Geometriai viszonyok	17
4.5. Energiakalibráció	18
4.6. A neutrontetektor mérési adatainak rögzítése	21
4.7. A mérési adatok feldolgozása	24
4.8. A hatásfok kiszámítása	25
5. Számítógépes szimuláció, hatásfok becslése	36
6. Szimulációs és mért eredmények összevetése, korrekció	40
7. Javaslatok a mérés további pontosítására	46
8. Függelék	47

8.1.	A laborban található rézkorongok tömege	47
8.2.	A neutronok energiájának irányfüggése	48
8.3.	A detektor fluxusának irányfüggése	48
9.	Irodalomjegyzék	50
10.	Tartalomjegyzék	51

Köszönetnyilvánítás

Szertném megköszönni témavezetômnak, Dr. Horváth Ákosnak a dolgozat elkészítéséhez nyújtott segítségét s hogy távollétében is a folyamatos munka érdekében minden támogatást megadott.

Köszönettel tartozom az ELTE TTK Atomfizika Tanszék Neutronlaboratóruma személyzetének, elsősorban Csorba Ottónak, a mérések lebonyolításában nyújtott segítségükért.

Köszönöm Dr. Deák Ferencnek a számítógépes problémák megoldásában és néhány elméleti kérdésben nyújtott segítségét, és témavezetôm távollétében nyújtott támogatását.

Budapest, 1996. május

Sztrida Ákos