

Biofizika gyakorlat Gamma-energia jegyzőkönyv:

A gyakorlat célja

A gyakorlat célja a gamma sugárzás jobb megértése, és egy alapvető sugárzás mérési feladat elvégzése.

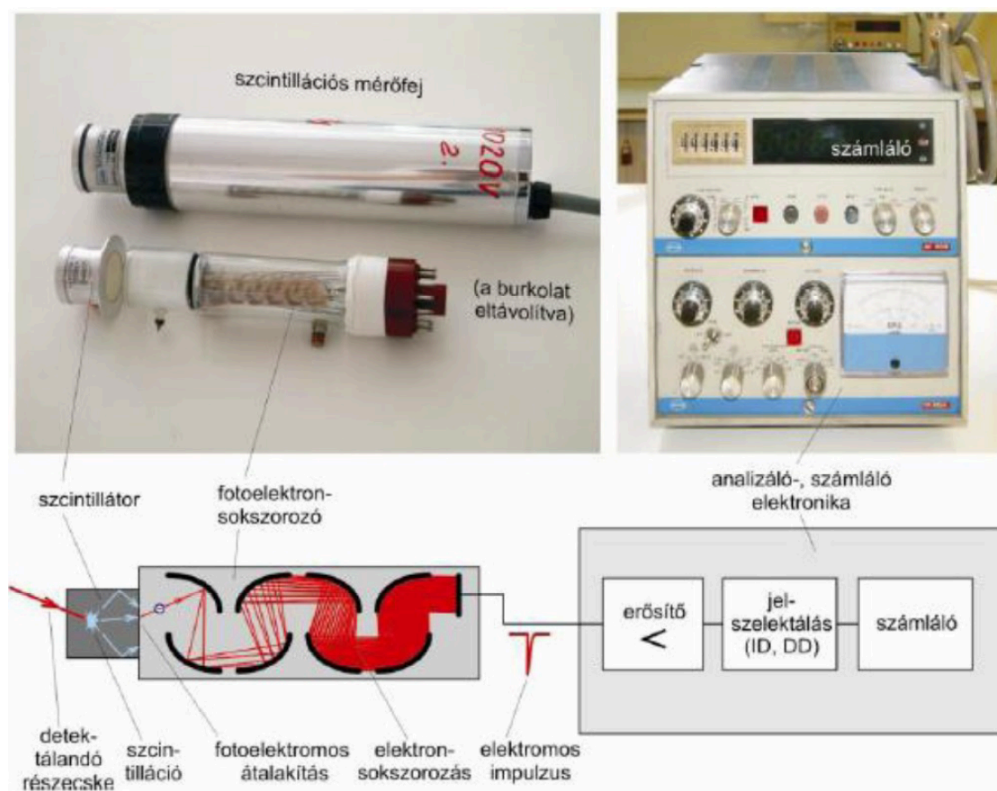
Gyakorlaton elvégzett feladatok

A gyakorlat során két izotópot fogunk megmérni, előbb külön-külön, majd együtt. A mért adatok alapján kirajzoljuk az aktivitást az anód feszültség függvényében. Ezután a fotócsúcsok alapján meghatározzuk az ismeretlen izotóp γ -elektronjainak energiáját.

Használt anyagok és eszközök, fontos körülmények

Egrészt egy króm 51 és egy cézium 137 izotóp.

Szcintillációs számláló

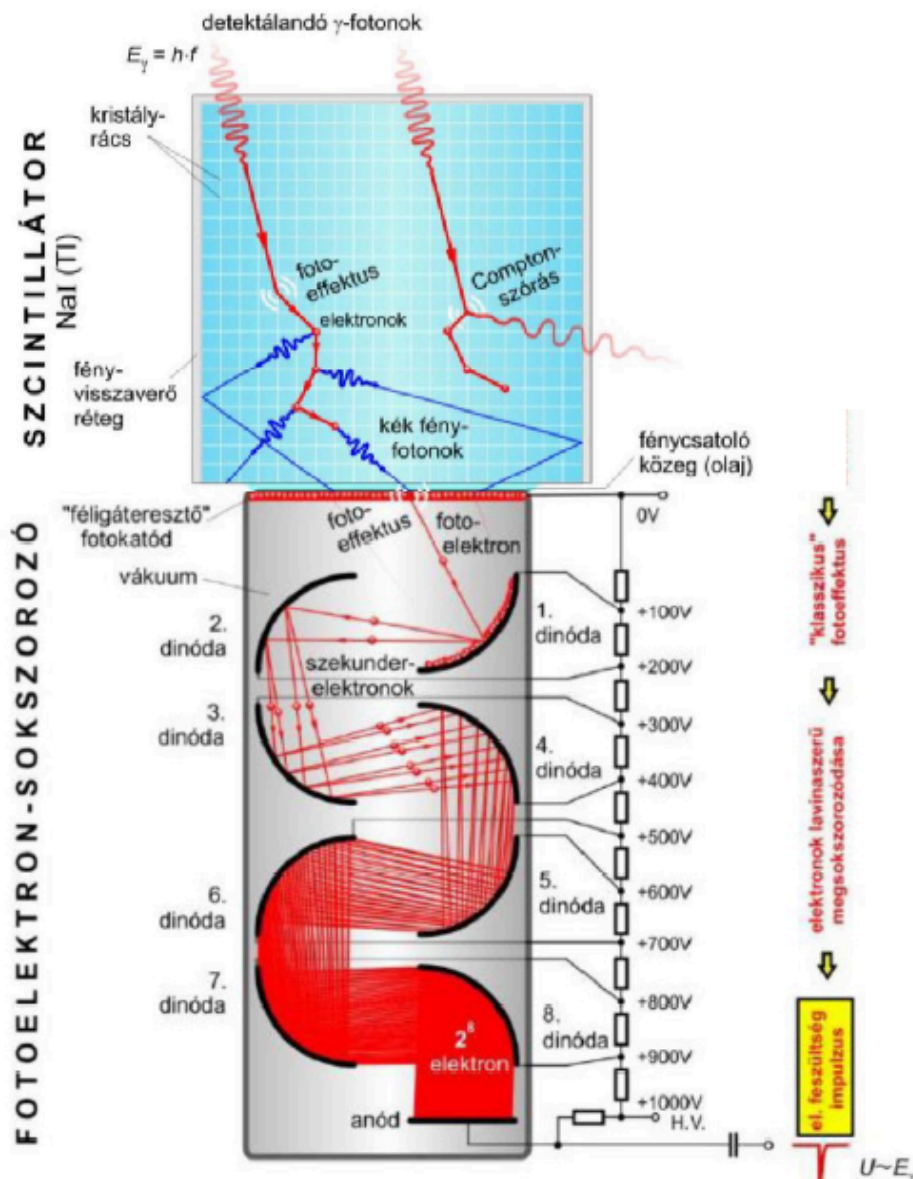


Rövid elméleti összefoglalás

Az „in vivo” izotópdiagnosztikai vizsgálatok során - amikor a páciens szervezetébe juttatják az izotóppal jelzett vegyületet és a térbeli eloszlást, vagy annak időbeli változását vizsgálják - gamma-sugárzó izotópokat használnak. A jelzett vegyületek előkészítése és a vizsgálatok kivitelezése során fontos a sugárvédelmi szempontok figyelembe vétele. (Ezek a szempontok természetesen fontosak az „in vitro” izotópdiagnosztikai, valamint a sugárterápiás alkalmazások során is, de ezekben az esetekben kisebb arányban használnak gamma-sugárzó izotópokat.) Sugárvédelemre azok az anyagok alkalmasak, amelyek nagymértékben nyelik el az adott sugárzást. A következőekben különböző anyagok gamma-sugárzás elnyelő képességét vizsgáljuk.

Mivel a röntgen-sugárzás tulajdonságai nagyon hasonlóak a gamma-sugárzáséhoz és az előző gyakorlat során a röntgen sugárzást már átvizsgáltuk itt csak a lényegre koncentrálunk.

A detektorban egy szcintillátor kristály található, amiben a beérkező gamma fotonok beérkezve fényfotonok képződését generálják. Ezután a félvezető fotókatódban ezekből fotoelektronok képződnek. A dinódákban ezek megsokszorozódnak és az így generálódott elektronok az anódban feszültséget keltenek.



Fényfoton → fotoelektron → Feszültségimpulzus

A fotoeffektus a fotoelektron-sokszorozó cső fotokatódján játszódik le. Annak érdekében, hogy a szcintillációs kristályban keletkező foton a fotokatódra jusson, a kristály és a fotokatód között – a külső fény kizárásával – optikai csatolást kell létesíteni. Ez legtöbb esetben kontakt csatolás, ahol az illesztés olyan olajjal (illetve ragasztással) történik, melynek az optikai törésmutatója az üveg törésmutatójához hasonló. Megfelelő optikai csatolással és a kristályt körülvevő tükröző felületek segítségével garantálható, hogy a fotonok 100%-a a fotokatódra jusson. Fotokatódnak lehetővé kell tennie, hogy a keletkező fotoelektronok kilépjenek a vákuumba.

Azonban az elektron az anyagban nagyon gyorsan veszít az energiájából és a maximális mélység, ahonnan egy fotoelektron még ki tud jutni fémekben mindössze néhány nm, félvezetőkben pedig kb. 25 nm. Tehát a fotokatód csak egy nagyon vékony réteg lehet, amelyet a gyakorlatban a PMT-t magában foglaló vákuumcső belső felületére visznek fel. Ilyen vékony réteg viszont még áttetsző, a beérkező fénynek kevesebb, mint felét nyeli el. Így nem meglepő, hogy a fotokatódok ún. kvantum hatásfoka (vagyis a kilépő fotoelektronok és a beérkező fotonok aránya) csak 20-30% körüli. Tipikus fotokatód anyagok az ún. multialkáli anyagok, mint pl.: KCs, Na₂K₂Sb, stb. A fotokatódból kilépő fotoelektronokat gyorsító feszültség juttatja a szekunder emissziós felületre (dinódára). A becsapódó elektron energiája fedezi az elektronok gerjesztéséhez szükséges 2-3 eV energiát, vagyis a tipikusan 100 V körüli feszültség akár 30 gerjesztett elektront is eredményezhet. Ezek azonban gyakorlatilag izotróp irányeloszlással rendelkeznek és még a felszín felé haladóknak is csak töredéke tud kilépni a felületről. Így ezen a feszültség szinten tipikusan 4-6 szekunder elektron lép ki a dinóda felületéről. Ezeket hasonló gyorsító feszültség segítségével a következő dinóda fokozat felé irányítjuk. Fontos, hogy a szekunder elektronok a dinódának ugyanazon az oldalán lépnek ki, mint ahol a primer elektron belép. Ezért a dinóda fokozatok speciális kialakítása és elrendezése szükséges, hogy a kilépő elektronokat a következő dinóda fokozat felé irányíthassuk. Ha a szekunder elektronok (átlagos) számát d -vel jelöljük, akkor nyilvánvaló, hogy n db dinóda fokozat alkalmazása esetén egy fotoelektronból $M = d^n$ elektron jut az anódra. M a fotoelektron-sokszorozó erősítési tényezője. Mivel d függ a primer elektron energiájától, M is függ a fotoelektron sokszorozóra kapcsolt V tápfeszültségtől. Ha feltételezzük, hogy a tápfeszültséget egyenletesen osztjuk fel a dinóda fokozatok között, és hogy a d függése a gyorsító feszültségtől lineáris, akkor M is az n -edik hatvány szerint függne V -tól. Valójában a d valamilyen tört hatvány szerint függ a feszültségtől így $M \sim V^\alpha$, ahol α az adott cső fontos paramétere és általában 6 és 9 között van.

Fotóeffektus

A *külső fényelektromos hatás* alapjelensége: ha egy fémlemezre fény esik, a lemezből elektronok lépnek ki. E jelenség vizsgálata néhány olyan eredményre vezetett, melyeket a fény folytonos hullámelméletével nem lehet megmagyarázni. Ezek a következők:

- Az elektronok csak akkor lépnek ki, ha a fény frekvenciája nagyobb egy, az illető fémre jellemző határfrekvenciánál. A klasszikus szemlélet szerint azonban a $W = \text{konst} \cdot \phi$ feltételnek megfelelő sugárzási intenzitás minden frekvencián biztosítható.
- Megfelelő fényfrekvencia esetén az elektronok kilépése akármilyen gyenge fény hatására azonnal (10^{-9} s-on belül) bekövetkezik. (A kísérletek során használt fémeknél a kilépési munka 10^{-19} J nagyságrendű, az elektron által „lefedett” terület, ahonnan energiát gyűjthet $\sim 10^{-19}m^2$, egy átlagos megvilágítást feltételezve, ami $10^{-5} \frac{W}{m^2}$, a $\Delta E = \phi \cdot A \Delta t$ alapján $10^5 s$, ~ 28 óra lenne a folyamathoz szükséges idő.)
- A kilépő elektronok száma arányos a megvilágítás erősségével, de energia eloszlásuk független attól. A maximális mozgási energia a fény frekvenciájának lineáris függvénye, a klasszikus számítások szerint ez nem lineáris.

E kvalitatív tapasztalatok kvantitatív magyarázatát Albert Einstein adta meg azzal, hogy Planck kvantumhipotézisét a fényjelenségekre is kiterjesztette. Feltételezte, hogy a Planck-féle $h \cdot f$ energiacsomag nem csak a sugárzó oszcillátor diszkrét energiaváltozásait adja meg, hanem a sugárzási térben is $h \cdot f$

adagokban van jelen az energia. A fényenergia diszkrét energiaadagokban terjed. Ezek a *fotonok*. Tehát egy foton energiája: $E = h \cdot f$ ahol a Planck-féle állandó, pedig a sugárzás– esetünkben a fény – frekvenciája. Az elektronok kilépése csak akkor indulhat meg, ha a beeső fotonok energiája legalább az elektronok kötési energiájával egyenlő. A kilépés feltétele tehát: $h \cdot f \geq W = h \cdot f_0$ ahol az elektron kötési energiája, az úgynevezett *kilépési munka*, pedig a fémre jellemző *küszöbfrekvencia*. Általános esetben: $h \cdot f = W + \frac{1}{2}mv^2$ vagyis a foton energiátöbblete a kilépő elektron kinetikus energiájaként jelenik meg. Nagyobb fényintenzitás több foton, tehát több kilépő elektront jelent. Ilyen módon magyarázatot nyert a külső fényelektromos jelenség valamennyi felsorolt sajátága.

Az orvosi diagnosztikai röntgentartományban a legfontosabb kölcsönhatási típusa sugárzás és az elnyelő anyag között. A közel azonos sűrűségű, de különböző rendszámú (Z) szövetek kontrasztos képe ugyanis ennek köszönhető, mert az ebből származó tömeggyengítési együttható (τ_m) nagyon erősen függ az elnyelő atom rendszámától: $\tau_m = C \cdot \lambda^3 \cdot Z^3$

Ha a Compton-szórás tömegelnyelési együtthatója konstans $\sigma_m=0,2$, akkor a fotoeffektus tömegelnyelési együtthatója: $\tau_m = \mu_m - 0,2$

Compton-szórás

A fizikában a Compton-szórás vagy más néven a Compton-hatás a fény rugalmatlan szóródása anyagon, amely akkor lép fel, ha nagy energiájú elektromágneses sugárzás és anyagi közeg kölcsönhatásba kerül. A jelenség jellemzően egy röntgenfoton és egy atomi pályán tartózkodó, kötött elektron ütközésének leírásával magyarázható. A beérkező foton az energiájának egy részét az ütközés során átadja az atomból kilökődő Compton-elektronnak, és emiatt kisebb energiával, (nagyobb hullámhosszal) hagyja el az atomot, továbbá pályája is eltérülhet.

Párképződés

A párképződés vagy párkeltés az a jelenség, amelynek során az elektromágneses energia anyaggá: elemi részecskévé és antirészecske-párjává (általában egy elektronná és pozitronná) alakul át. A párképződés ellentétes megfelelője az annihiláció. A párképződés feltétele, hogy az elektromágneses energia egy konkrét mennyiség: egy foton alakjában legalábbis egyenlő kell hogy legyen két elektron tömegével. Egyetlen elektron "m" tömege 0,51 millió elektronvolt (MeV) "E" energiájának feleltethető meg Einstein $E = mc^2$ egyenletének alkalmazásával, tehát két elektron létrehozásához a foton energiája legalább 1,02 MeV kell hogy legyen. Az ezt meghaladó energia a párképződés során az elektron-pozitronpár mozgási energiájává konvertálódik.

A belső párképződés (a gamma-bomlás egy formája) akkor történik, amikor egy instabil atommag legalább 1,02 MeV plusz energiával rendelkezik és közvetlenül kibocsájt egy pozitron-elektron párt a saját elektromágneses mezején belül, egy gamma foton előzetes kibocsájtása nélkül.

Dinódák

A fotoelektron-sokszorozókat üveg vákuumcsövekből készítik, melyben egy fotokatód, 8-24 dinóda és egy anód kap helyet. Az egymást követő diódáknak egyre pozitívabb az elektromos potenciálja, így az egyikből kilépő elektron gyorsulva jut a következőhöz. De hogy kerül oda az elektron? Az eredeti fotonok a fotokatódból elektront ütnek ki fotoeffektussal. Ezeket az elektronokat fókuszáló elektródával az első dinódára irányítják,

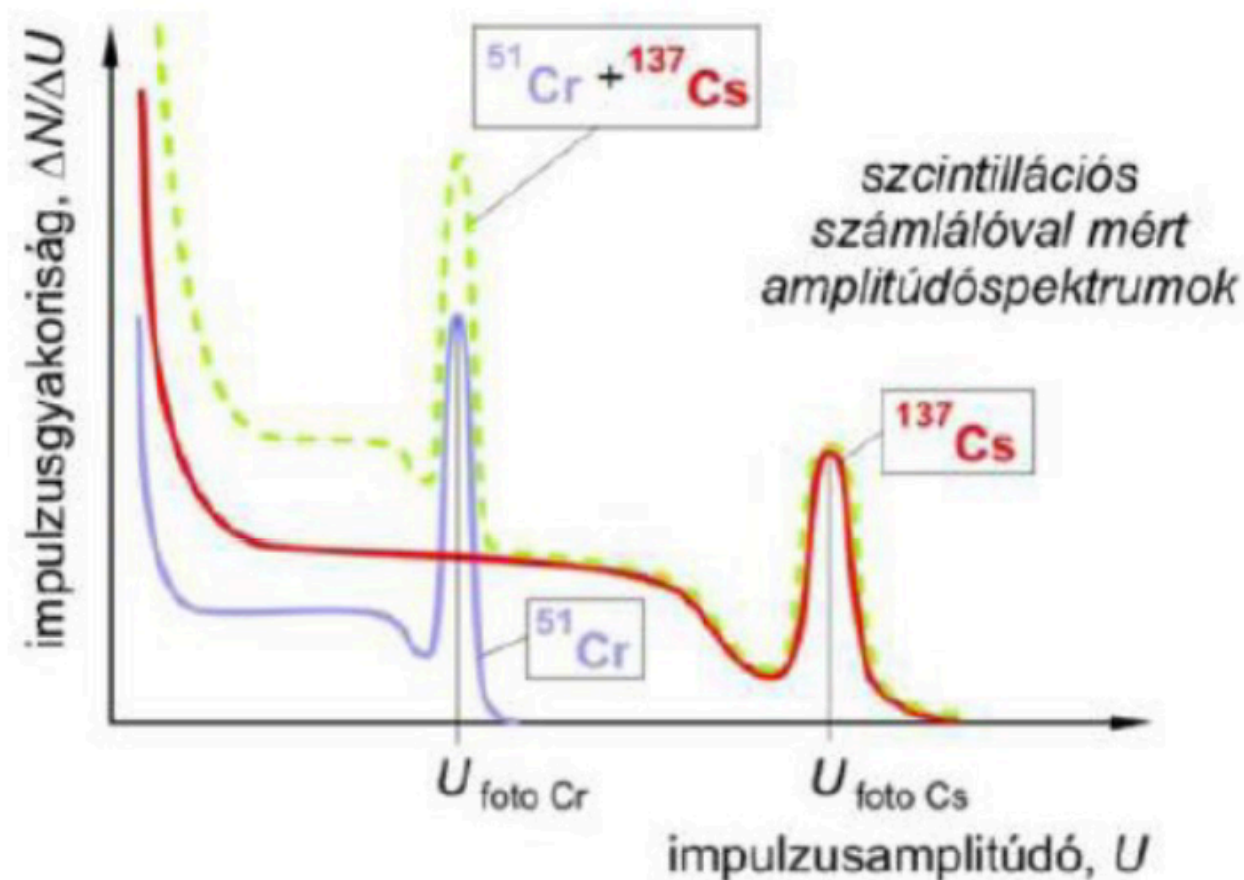
melybe becsapódva az elektromos térrel felgyorsított elektron több elektront vált ki (másodlagos emisszió). Hasonló sokszorozás miatt az egymást követő dinódákhoz egyre több elektron jut el. Végül az elektronok az anódra jutnak, ahol egy éles feszültségcsúcsot adnak eredményül. Minél több dinódát alkalmazunk, annál nagyobb lesz az erősítés, viszont a jelet annál nagyobb késéssel kapjuk meg az anódon. Az erősítés nagysága lehet akár 10^8 , tehát akár egyetlen foton is kelthet észlelhető jelet. A nagy erősítés, az alacsony zaj, az alacsony válaszidő miatt kapnak szerepet a részecskefizika, a csillagászat és az orvostudomány területén. Régóta próbálják félvezető eszközökkel pótolni, de eddig nem igazán sikerült.

Differenciál-diszkriminátor

A differenciál-diszkriminátor (DD) olyan berendezés, amely a beérkező jelsorozatból csak azokat a jeleket engedi át (vagyis csak azokra a jelekre szolgáltat kimenőjelet a számláló felé), amelyek amplitúdója két meghatározott feszültség közé esik. Ezt a feszültségintervallumot a diszkriminátor "ablaká"-nak szoktuk nevezni. Jóllehet a diszkriminátort feszültségben állítjuk be, ehelyett mindig részecskeenergiában gondolkodunk, és a diszkriminátor "ablaká"-t is energiára számoljuk át: az "ablak" így az E és $E + \Delta E$ közé eső energiájú részecskéket jelenti. A DD kimenetére egy számlálóegységet csatlakoztatunk, amellyel megmérhető a beütésszám egy adott energia-intervallumban.

Mérés

A mérést Simon Ágnessel közösen végeztük, először a céziumot helyeztük be a mérő térbe, majd a krómot, végül mindkettőt. Az alábbi grafikont szeretnénk látni.



Majd ezeket az adatokat mértük.

```
meresiadatok = readtable("gammajegyzokonyv_adat.xlsx");
```

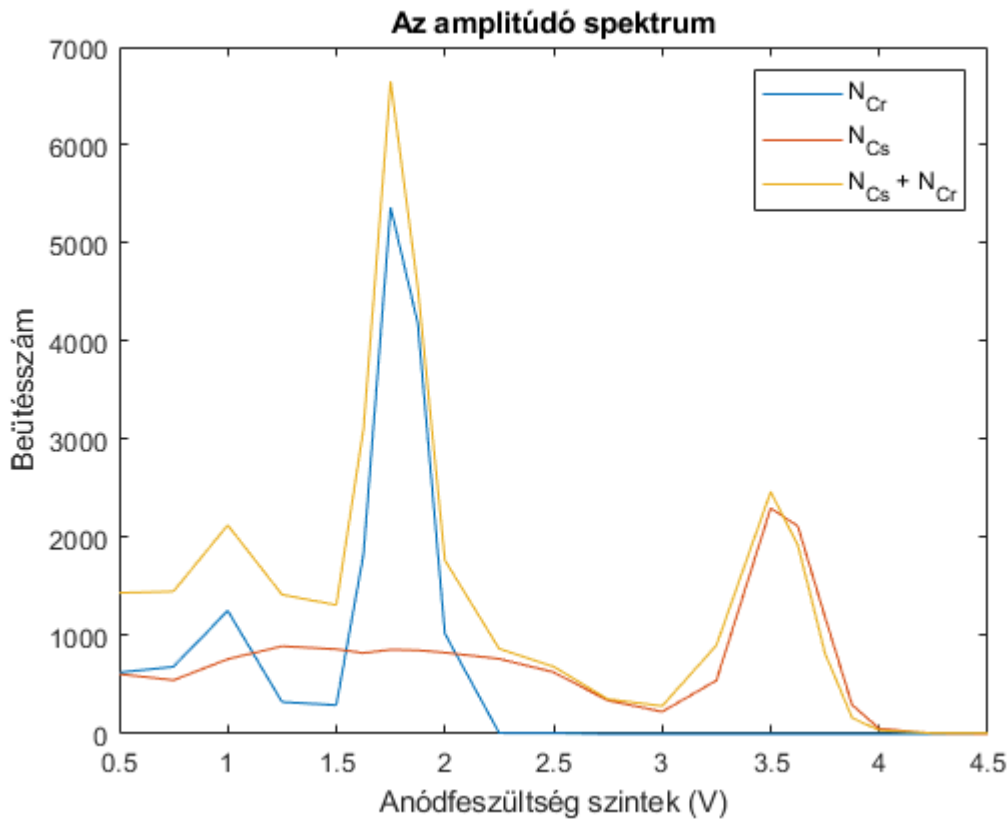
Mint látható a differenciál diszkriminátor mérési sávját a baseline értékkel állítottuk be. Az ehhez tartozó feszültség szintek az U_d oszlopban látható.

```
meresiadatok.ud = meresiadatok.baseline ./ 200;  
disp(meresiadatok)
```

baseline	Ncs	Ncr	NcsNcr	ud
100	610	625	1437	0.5
150	547	684	1451	0.75
200	762	1256	2128	1
250	893	325	1419	1.25
300	863	293	1313	1.5
325	824	1828	3107	1.625
350	858	5366	6652	1.75
375	852	4186	4555	1.875
400	828	1021	1769	2
450	765	9	867	2.25
500	629	8	686	2.5
550	340	0	354	2.75
600	226	0	284	3
650	544	0	902	3.25
700	2300	0	2468	3.5
725	2117	0	1925	3.625
750	1192	0	821	3.75
775	295	0	163	3.875
800	53	0	36	4
850	5	0	7	4.25
900	0	0	8	4.5

Ezek alapján az amplitúdó spektrumok.

```
plot(meresiadatok.ud, meresiadatok.Ncr, ...  
     meresiadatok.ud, meresiadatok.Ncs, ...  
     meresiadatok.ud, meresiadatok.NcsNcr)  
title('Az amplitúdó spektrum')  
legend('N_{Cr}', 'N_{Cs}', 'N_{Cs} + N_{Cr}')  
xlabel('Anódfeszültség szintek (V)')  
ylabel('Beütésszám')
```



A ^{137}Cs energiáját ismerjük ez pedig 661 KeV ez alapján pedig könnyedén meghatározhatjuk a ^{51}Cr energiáját, az alábbi képlet alapján.

$$\frac{E_{\text{Cr}}}{E_{\text{Cs}}} = \frac{U_{\text{fotoCr}}}{U_{\text{fotoCs}}} \implies E_{\text{Cr}} = E_{\text{Cs}} \frac{U_{\text{fotoCr}}}{U_{\text{fotoCs}}}$$

```
E_Cs = 661; %KeV
E_Cr = E_Cs * (meresiadatok.ud(meresiadatok.Ncr == max(meresiadatok.Ncr))/ ...
meresiadatok.ud(meresiadatok.Ncs == max(meresiadatok.Ncs)));
disp(E_Cs)
```

661

```
disp(E_Cr)
```

330.5000

Igy a ^{51}Cr energiája 330,5 KeV. Vagyis ahogyan azt vártuk az alacsonyabb rendszámú króm jóval kevésbé sugárzó, mint a magasabb rendszámú cézium. Ennek megfelelően az energia szintje is jóval alacsonyabb lesz.