

MÉRÉSEK SZCINTILLÁCIÓS DETEKTOROKKAL

Mérési útmutató

**Készítette: Szieberth Máté, Rovni István
Gyurkóczy Csaba mérési útmutatója alapján**

**BME NTI
2011**

TARTALOM

Tartalom.....	2
1. Bevezetés	3
2. A mérés elve	3
2.1. Szcintillációs detektorok.....	3
2.2. Szcintillátorok.....	3
2.2.1. Aktivált szerves kristályok	3
2.2.2. A NaI(Tl) szcintillátor.....	5
2.2.3. Szerves szcintillátorok	5
2.3. Fotoelektron-sokszorozók (photo-multiplier tube, PMT)	6
2.4. A szcintillációs detektorból kapott elektromos jel	7
2.5. A szcintillációs detektorok energia-felbontóképessége.....	9
2.6. Az egycsatornás analízátor (Singel Channel Analyzer, SCA) működési elve	10
3. A mérési elrendezés	12
4. Mérési feladatok.....	13
4.1. A szcintillációs detektor jelének vizsgálata.....	13
4.2. Az erősítőtől kapott jel vizsgálata.....	13
4.3. A spektrum vizsgálata sokcsatornás analízátoron	14
4.4. A fotoelektron-sokszorozó erősítésének vizsgálata.....	14
4.5. Spektrum felvétele egycsatornás analízátorral.....	14
4.6. β - és γ -mérőfejek összehasonlítása.....	14
5. Irodalom	14

1. BEVEZETÉS

Az egyik legrégebbi nukleáris detektortípus a szcintillációs detektor. Az első szcintillációs számlálók üveglapra szórt cinkszulfid (ZnS) porból álltak, amelyen mikroszkóppal figyelték a radioaktív sugárzások okozta felvillanásokat. Tömeges elterjedésüket a nagy fényhozamú és hatásfokú szcintillátorok felfedezése, valamint a nagyérzékenységű fotoelektron-sokszorozók kifejlesztése tette lehetővé. Megjelenésük óta beszélhetünk γ -spektroszkópiáról. Spektroszkópiai célokra ma már jellemzőbb a félvezető detektorok használata, de szcintillációs detektorokat továbbra is számtalan célra alkalmaznak.

2. A MÉRÉS ELVE

2.1. Szcintillációs detektorok

A szcintilláló anyagok töltött részecskék mozgási energiáját fényfelvillanássá alakítják át. Fontos tulajdonságuk, hogy az ionizáló részecskék energiájával arányos a felvillanás intenzitása, tehát spektroszkópiai célra is használhatók. A sugárzásnak fényenergiává való átalakítása *közvetlenül* valósul meg gyors töltött részecskék (pl.: protonok, α -részecskék és elektronok) esetében. Az elektromosan semleges γ -fotonokból álló γ -sugárzás hatására azonban közvetlenül nem keletkeznek detektálható fényjelek. Ezért a γ -sugárzás detektálása a különböző folyamatok során (fotoeffektus, Compton-szórás, párkeltés) *általán keltett elektronok révén* lehetséges.

A szcintillációs detektor két fő részből áll:

- **Szcintillátor:** az ionizáló sugárzás hatására fényvillanásokat produkál. Lehet szilárd, folyadék vagy gáz.
- **Fotoelektromos sokszorozó (photomultiplier):** a szcintillátorhoz optikailag csatolt fotoelektromos eszköz, amely a fényjelet elektromos jellé alakítja és felerősíti. A katódjára jutott fényimpulzus intenzitásával arányos nagyságú elektromos impulzust szolgáltat. Újabb alkalmazásokban időnként fotodióda helyettesíti.

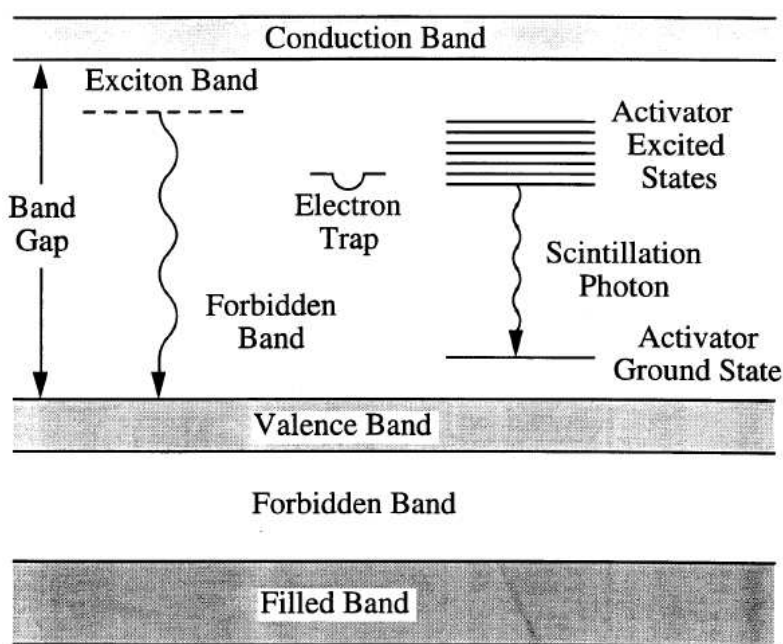
2.2. Szcintillátorok

2.2.1. Aktivált szervesetlen kristályok

Az aktivált szervesetlen kristályokban lezajló szcintillációs folyamat az elektronszerkezet sávméleteivel magyarázható. Ismeretes, hogy különálló atomok elektronhéjain (például gázban) az elektronok csak diszkrét energiaértékeket vehetnek fel. Szilárd anyagokban (kristályokban) a szomszédos atomok kölcsönhatására ezek a diszkrét energianívók felhasadnak és sávok jönnek létre, mivel több elektron nem tölthet be azonos állapotot. Kristályos anyagokban az atommagok között kialakuló potenciálgátnál nagyobb energiával rendelkező sávokon ott elhelyezkedő elektronok már nem az atommaghoz, hanem az egész rácshoz vannak kötve. Ha egy ilyen külső sáv csak részben betöltött, akkor az elektronok a kristályrácsban vándorolhatnak, tehát az anyag vezető és a sávot vezetési sávnak nevezzük. Ha azonban a sávban minden energianívó betöltött (töltött sáv), akkor az anyag

szigetelő. A töltött sáv és a (szigetelőkből betöltetlen) vezetési sáv között az ún. tiltott sáv helyezkedik el, amelynek szélessége (E_g) szigetelőkből legalább 3 eV.

A szervesetlen szcintillátor kristályok átlátszó, szigetelő anyagok, melyekben az ionizáló részecske gerjesztésének hatására elektronok jutnak a töltött sávból a vezetési sávba, elektron-lyuk párokat hozva létre a töltött és a vezetési sávban. Az elektron foton kibocsátás mellett visszajuthat a vezetési sávba (rekombináció), azonban ez pont a tiltott sáv energiájának megfelelő energia kibocsátással jár, így az a kristályban el is nyelődik. Ahhoz hogy a keletkező foton kijusson, szennyező (aktivátor) anyagra van szükség a kristályban. Megfelelő szennyezők ugyanis olyan módon perturbálhatják a kristály rácsszerkezetét, hogy lokálisan újabb energianívók jelennek meg a vezetési sáv alatt, valamint a töltött sáv fölött, vagyis a tiltott sáv leszűkül. Ilyen esetben az elektron-lyuk párok a kristályban vándorolva könnyen egy ilyen szennyezőnél köthetnek ki, mert ez energetikailag kedvezőbb. Ezért a legerjesztődés során is a tiltott sáv szélességénél kisebb energiájú foton bocsátódik ki, melyre a kristály csak korlátozottan elnyelő, így kijut a kristályból. Egy másik lehetséges folyamatban, az elektron-lyuk pár egy gyengén kötött rendszert, ún. excitont alkot. Ennek az energiaszintje szintén kisebb, mint E_g és bomlásakor látható fényt bocsát ki. Tiszta kristályban excitonok csak alacsony hőmérsékleten jöhetnek létre, szobahőmérsékleten ehhez a folyamathoz is aktivátorra van szükség.



1. ábra Sáv szerkezet szervesetlen szcintillációs kristályban

Az ionizáló részecske 10^{-9} s-on belül létrehozza az elektron-lyuk párokat, ezután azonban a fotonok kibocsátása a fenti folyamatokra jellemző hosszabb időskálán történik. Ezért a fénykibocsátás intenzitásának időbeli alakulása egy exponenciális (τ) időállandóval írható le:

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1)$$

Előfordulhat, hogy az elektron-lyuk pár olyan állapotokba kerül (ún. elektroncsapda), amelyek között nincsen megengedett átmenet, így a rekombináció nem jöhet létre. Az ilyen metastabil állapotokból a hőmozgás hatására bekövetkező kis gerjesztés után tudnak

kikerülni, és így történhet meg a legerjesztődés. Ez bizonyos időbe telik, ezért az ilyen kristályokban egy sokkal lassabban bomló komponens is megjelenhet a fénykibocsátásban (utánvilágítási idő, "afterglow"). Ezt okozhatják rácshibák, vagy nem kívánt szennyezők is.

2.2.2. A NaI(Tl) szcintillátor

1948-ban fedezték fel, hogy a kb. 0.1 mol% tallium-jodiddal (TlI) szennyezett NaI oldatból növesztett egykristályok minden akkor ismert szcintillátornál nagyobb intenzitású fénykibocsátást produkálnak. Egyszerű és olcsó előállíthatósága és megmunkálhatósága miatt a mai napig a legáltalánosabban alkalmazott szcintillátor anyag.

A szcintillációs folyamatok alapos megértéséhez tekintsük át mi történik egy NaI kristályban egy 1 MeV-os töltött részecske (pl. Compton-szórásban meglökött elektron) hatására. A töltött részecske lassulása során leadott energia részben a kristályrácsnak adódik át (fonon keltés), részben pedig ionizációra, vagyis elektron-lyuk párok létrehozására fordítódik. Az ionizáció hatásfokára jellemző, hogy az egy keletkező elektron-lyuk párra eső leadott energiát a tiltott sáv szélességének háromszorosával lehet becsülni. Ez a NaI kristályban kb. 20 eV, így a keletkező elektron(e^-)-lyuk(h^+) párok száma kb. 50.000. Ezek több folyamaton keresztül juthatnak el a foton kibocsátásig. Mivel az e^- transzportja a kristályban nagyságrendileg gyorsabb, ezért általában először az e^- fogódik be egy Tl^+ ion által képzett lumineszcens centrumban Tl^0 atomot hozva létre. A Coulomb-potenciál hatására később a lassabban mozgó h^+ is befogódik ugyanitt és egy gerjesztett ($Tl^+)^*$ iont keletkezik. Az is előfordulhat azonban, hogy a h^+ egy másik Tl^+ -nál fogódik be Tl^{++} -t hozva létre. Ebben az esetben a rekombináció akkor jön létre, ha az e^- a termikus gerjesztésnek köszönhetően kilép a Tl^0 csapdából és eljut a Tl^{++} ionig. Mivel a NaI(Tl)-ban szobahőmérsékleten a Tl^0 állapot élettartama összevethető lyuk vándorlásához szükséges idővel ez a két folyamat azonos időskálán zajlik le.

A gerjesztett ($Tl^+)^*$ ion sugárzásos legerjesztődése szintén viszonylag lassabb folyamat, mert a közvetlen átmenet nem megengedett, ezért szintén termikus gerjesztés útján egy közbelső állapoton keresztül zajlik a fentiekhez hasonló időskálán. Ezen a folyamatok összessége adja a NaI(Tl) kristály viszonylag hosszú, $\tau=230$ ns-os időállandóját.

A mérések szerint 1 MeV leadott energia hatására 38.000 db, a Tl gerjesztési nívójának megfelelő, kb. 3 eV-os (415 nm) foton lép ki a kristályból. Az elektron-lyuk párok lumineszcens centrumban való befogódásának és sugárzásos legerjesztődésének hatásfoka tehát elég magas, csak kevés elektron-lyuk pár rekombinálódik kisugárzásmentes átmeneten keresztül, vagy a kristályban elnyelődő UV-fotont kibocsátva (ezeket a foton kibocsátás nélküli folyamatokat hívjuk kioltásnak, „quenching”-nek). Összességében azonban csak a leadott energia kb. 12 %-a távozik fotonok formájában, mivel – mint láttuk – a töltött részecske által leadott energiának csak kb. harmada fordítódik elektron-lyuk párok létrehozására, továbbá a lumineszcens centrumokban történő rekombinációnál kibocsátott foton energiája kevesebb, mint fele a tiltott sáv szélességének.

2.2.3. Szerves szcintillátorok

A szerves szcintillátorok működése az összetett molekulák különböző konfigurációi közötti átmeneteken alapul. Az ionizáló sugárzás itt a molekulákat gerjeszti, egy magasabb energiaszintű konfigurációba juttatva. A konfigurációk között jelentős (3-4 eV) különbség

lehet, amely a termikus gerjesztés hatására nem áthidalható. Az egyes konfigurációkhoz viszont tized eV nagyságrendű vibrációs gerjesztett állapotok tartoznak. Az ionizáló sugárzás által okozott gerjesztés során általában a magasabb energiaszintű konfiguráció valamelyik vibrációs gerjesztett állapota jön létre. Ez először hőkibocsátással a konfiguráció alapállapotába bomlik, majd onnan fotonkibocsátással az alapkonzfiguráció egyik gerjesztett állapotába. Így a kibocsátott foton hullámhossza nagyobb, mint az adott anyagra jellemző gerjesztési hullámhossz, és nem nyelődik el.

A szerves szcintillátoroknak a fentiekből fakadó fontos tulajdonsága, hogy szcintillációs tulajdonságuk csak a molekulához kötődik és bármilyen halmazállapotban, anyagi minőségben fennáll. Így előfordulhatnak kristályos formában, polimerizálva plasztikként vagy oldatban. Az ún. folyadék szcintillátorok speciális alkalmazása, hogy a radioaktív mintát feloldva benne α - és β -sugárzás nagy hatásfokú mérésére alkalmas.

A szerves szcintillátorok előnye a szervetlenekhez képest, hogy időállandójuk sokkal rövidebb, néhány ns körüli. Hátrányuk, hogy fényhozamuk kb. egy nagyságrenddel kisebb, valamint hogy kisebb sűrűségük és az alkotóelemek alacsonyabb rendszáma miatt γ -sugárzás detektálására kisebb a hatásfokuk.

2.3. Fotoelektron-sokszorozók (photo-multiplier tube, PMT)

A fotoelektron-sokszorozók két elektronemissziós jelenségen alapulnak:

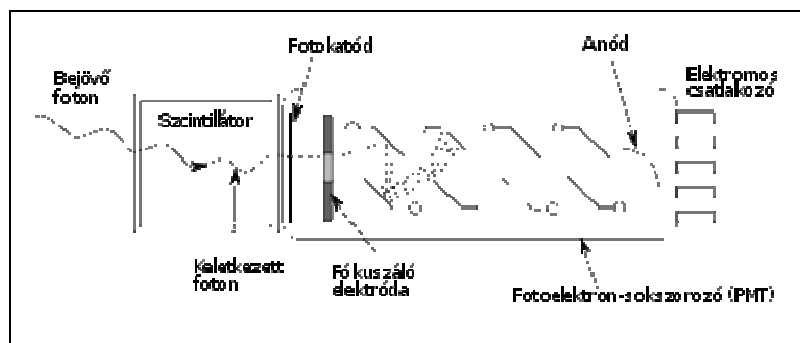
- **Fotoeffektus:** fény hatására fémekből, ötvözetekből elektronok lépnek ki. Ezeket *fotoelektronoknak* nevezzük. A folyamatban a fénykvantum $h\nu$ energiát ad át az elektronnak, amelynek fedeznie az elektron eljutását a felületre és a kilépési munkát.
- **Szekunder emisszió:** fémekre, ötvözetekre becsapódó elektronok újabb elektronokat váltanak ki, melyeknek száma a becsapódó elektronok energiájától függ. Ezek a *szekunder elektronok*.

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 fotonon köze 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, Na₂Ks, 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

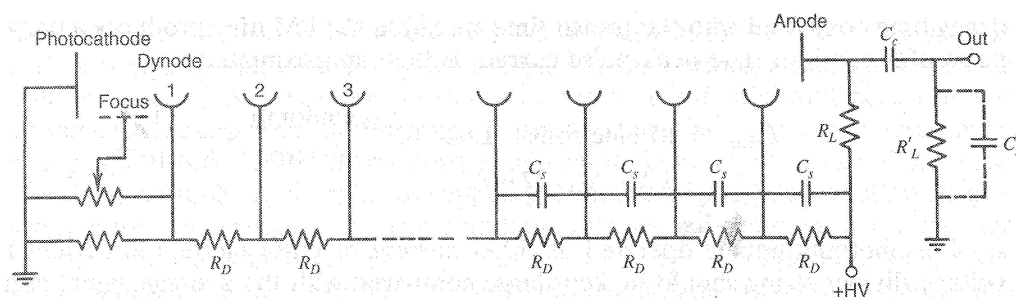
haladóknak is csak töredéke tud kilépni a felületről. Így ezen a feszültség szinten tipikusan 4-6 szekunder elektron lép ki a dinóda felületéről. Ezeket hasonló gyorsító feszültség segítségével a következő dinóda fokozat felé irányítjuk. Fontos, hogy a szekunder elektronok a dinódának ugyanazon az oldalán 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 függ V -től. 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.

A fotomultiplier fő részei tehát, amelyeket természetesen vákuumcsőben kell elhelyezni (ld. 2. ábra):

- fotokatód,
- dinódák,
- anód.



2. ábra A szcintillációs detektor felépítése



3. ábra Fotoelektron-sokszorozó áramköri kapcsolása

2.4. A szcintillációs detektorból kapott elektromos jel

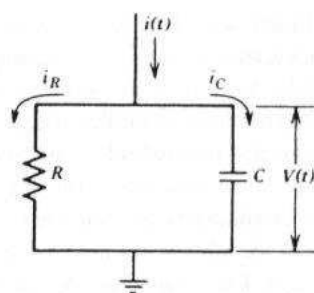
Folytatva a 2.2.2 pontban megkezdett példát, ha feltételezzük, hogy a NaI(Tl) szcintillátorban keletkezett 38.000 db foton mind a fotokatódra jut, akkor kb. 25 %-os

kvantumhatásokkal számolva mintegy 10.000 db fotoelektron keletkezik. $d=5$ szekunder elektron keltés és $n=10$ dinóda fokozat esetén a fotoelektron-sokszorozó erősítése 10^7 , vagyis 10^{11} elektron ér az anódra. Az így kapott összesen $Q=10^{11}e$ töltésmennyiség a NaI(Tl) kristály τ időállandójának megfelelően exponenciálisan oszlik el, tehát az anódon megjelenő áram erőssége szintén exponenciálisan cseng le:

$$i(t) = \frac{Q}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2)$$

Tehát a fenti példában $i(0)=10^{11} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} / 230 \text{ ns} \approx 69 \text{ mA}$, ami már egy jól mérhető jel. Az anódra azonban kb. 1000 V-nak megfelelő feszültséget kapcsolunk ezért egy megfelelően méretezett kicsatoló kondenzátor segítségével választjuk le a gyorsan változó jelet az egyenáramú tápfeszültségtől. A $V(t)$ feszültség jel alakját a 4. ábra szerinti egyszerű áramköri modell segítségével érthetjük meg. A C kapacitás az anódhoz csatlakozó áramköri elemek szórt kapacitása az R ellenállás pedig a vezeték és csatlakozó ellenállások mellett az áramkör időállandójának állításához használt megfelelően méretezett ellenállás. $V(t)$ -re így a következő differenciál egyenletet kapjuk:

$$i(t) = C \frac{d}{dt} V(t) + \frac{V(t)}{R} \quad (3)$$



4. ábra Jelkicsatoló áramkör egyszerű modellje

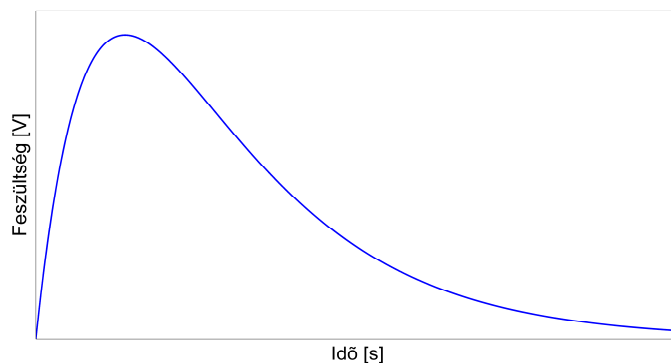
(2)-t behelyettesítve egy inhomogén elsőrendű differenciál-egyenletet kapunk, amelynek a megoldása a következő alakban adódik:

$$V(t) = \frac{RC\tau}{RC - \tau} \frac{Q}{\tau C} \left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (4)$$

Vagyis a jel egy rövidebb időállandó szerinti emelkedő és hosszabb időállandó szerinti lecsengő szakaszból áll (ld. 5. ábra). Az R és C értékek megfelelő megválasztásával két eset lehetséges:

- $RC \ll \tau$: Ebben az esetben a jel lecsengését a szcintillátor időállandója határozza meg, így a lehető legrövidebb jel érhető el. Előnyös nagy számlálási sebességnél, a holtidő csökkentésére, de jel amplitúdója kicsi, ami az energia felbontóképességet rontja.
- $\tau \ll RC$: A jel lecsengését az RC időállandó határozza meg. A jel amplitúdója közel lesz a maximális Q/C értékhez, jelalak hosszabb. A gyakorlatban és jelen mérésben is inkább ezt a beállítást alkalmazzuk.

A második esetben C értékét úgy szokták választani, hogy a fenti 1 MeV-es elektron 1-2 V közötti jel amplitúdót produkáljon.

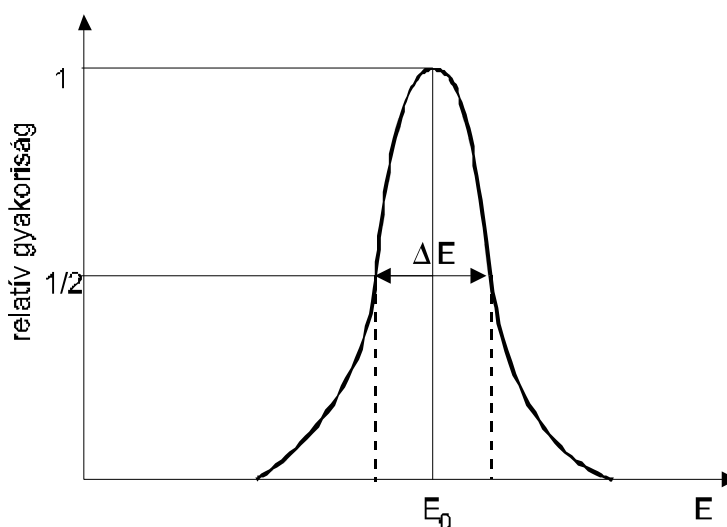


5. ábra A szcintillációs detektorból kapott jel alakja

2.5. A szcintillációs detektorok energia-felbontóképessége

A spektroszkópiai célokra használt detektorok egyik legfontosabb paramétere az energia-felbontóképesség, amely arra nézve ad felvilágosítást, hogy egymáshoz közel eső energiájú részecskéket mennyire tud a detektálás során megkülönböztetni. A detektorban leadott energia feszültségjel-amplitúdóvá konvertálása során egymást követő folyamatok ugyanis mind statisztikus jellegűek, így egy adott energiához egy jellemzően Gauss-eloszlással rendelkező kiszélesedett csúcs tartozik. A csúcs szélességét a csúcs maximumának feléhez tartozó pontok távolságával, a ΔE félérték-szélességgel (Full Width at Half Maximum, FWHM) szokás jellemezni. A gyakorlatban gyakran használjuk a relatív félérték-szélességet, amelyet a következőképpen definiálunk:

$$f = \frac{\Delta E}{E_0}$$



6. ábra A ΔE félérték-szélesség értelmezése

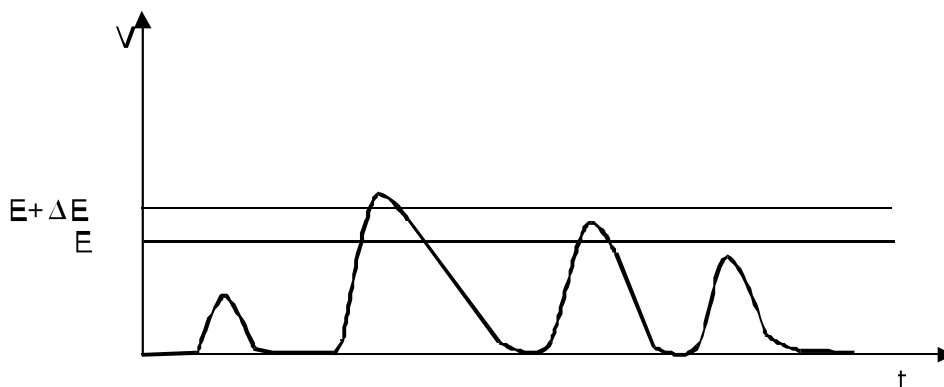
A szcintillációs detektorok fent ismertetett valamennyi folyamatát jó közelítéssel Poisson folyamatnak lehet tekinteni, vagyis a keletkezett részecskék (elektron-lyuk párok, fotonok, fotoelektronok, szekunder elektronok) számának szórását a várható érték négyzetgyöke adja meg. Így egy egyszerű alsó becslést adhatunk a kapott jel amplitúdó relatív szórására, ha megkeressük a legnagyobb relatív szórást a folyamatban. A 2.4 pontban

folytatott példában láttuk, hogy a fotoelektronok száma mindössze 10000, tehát itt 1%-os relatív szórás jelentkezik. Gauss-eloszlást feltételezve ez 23,5 keV-os félérték-szélességet okoz az 1 MeV-os csúcsban, vagyis 2,35 %-os relatív félérték-szélességet. Ez az alsó becslés már jelzi, hogy a foton-elektron konverzió rossz hatásfoka miatt a szcintillációs detektorok felbontóképességben nem tudják felvenni a versenyt a félvezető detektorokkal. Valójában a NaI(Tl) detektorok felbontóképessége ezen az energián 5% körüli.

2.6. Az egycsatornás analízátor (Singel Channel Analyzer, SCA) működési elve

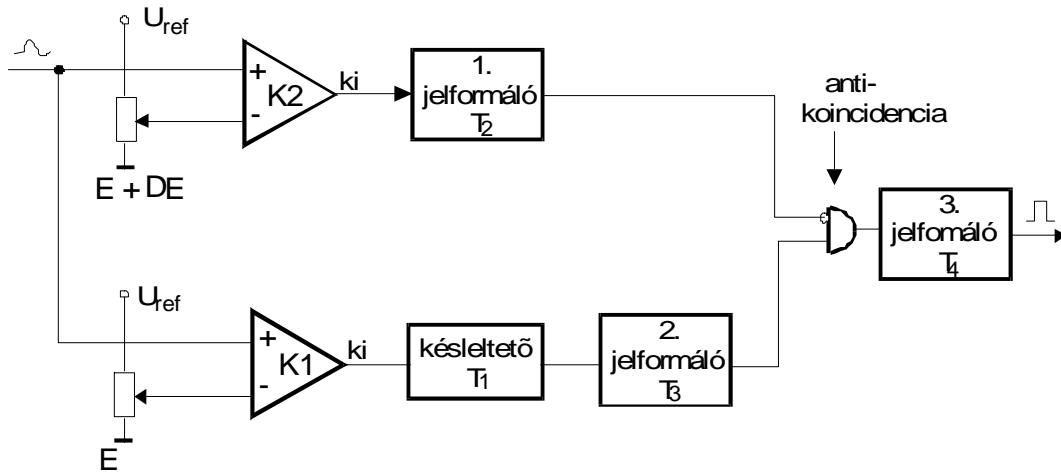
A γ -spektroszkópiában alkalmazott sokcsatornás analízátorok öse az ún. egycsatornás analízátor, vagy differenciál-diszkriminátor. A differenciál-diszkriminátor (DD) olyan berendezés, amely a beérkező jelsorozatból csak azokat a jeleket engedi át (vagyis csak azokra a jelekre szolgáltat kimenőjelet a 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 (ld. 7. ábra). A DD kimenetére egy számlálóegységet csatlakoztatunk, amellyel megmérhető a beütésszám egy adott energia-intervallumban.

A DD a sokcsatornás analízátorok megjelenésével sem tűnt el, mert nem csak spektroszkópiai célokra használatos. Számtalan mérési elrendezésben szükséges, hogy csak egy meghatározott energiatarományban (pl. egy γ -csúcs) számláljuk a beütéseket. DD használhatunk a háttér kiszűrésére, γ -vonalak közötti koincidencia mérésére stb.



7. ábra A differenciál-diszkriminátor energia szintjei

A 11. ábrán az egycsatornás analízátor (differenciáldiszkriminátor, DD) blokkdiagramja látható. Az E alapszintet a K1 komparátoron az E potenciométerrel, a felső $E+\Delta E$ szintet pedig a K2 komparátoron az $E+\Delta E$ potenciométerrel állítjuk be.



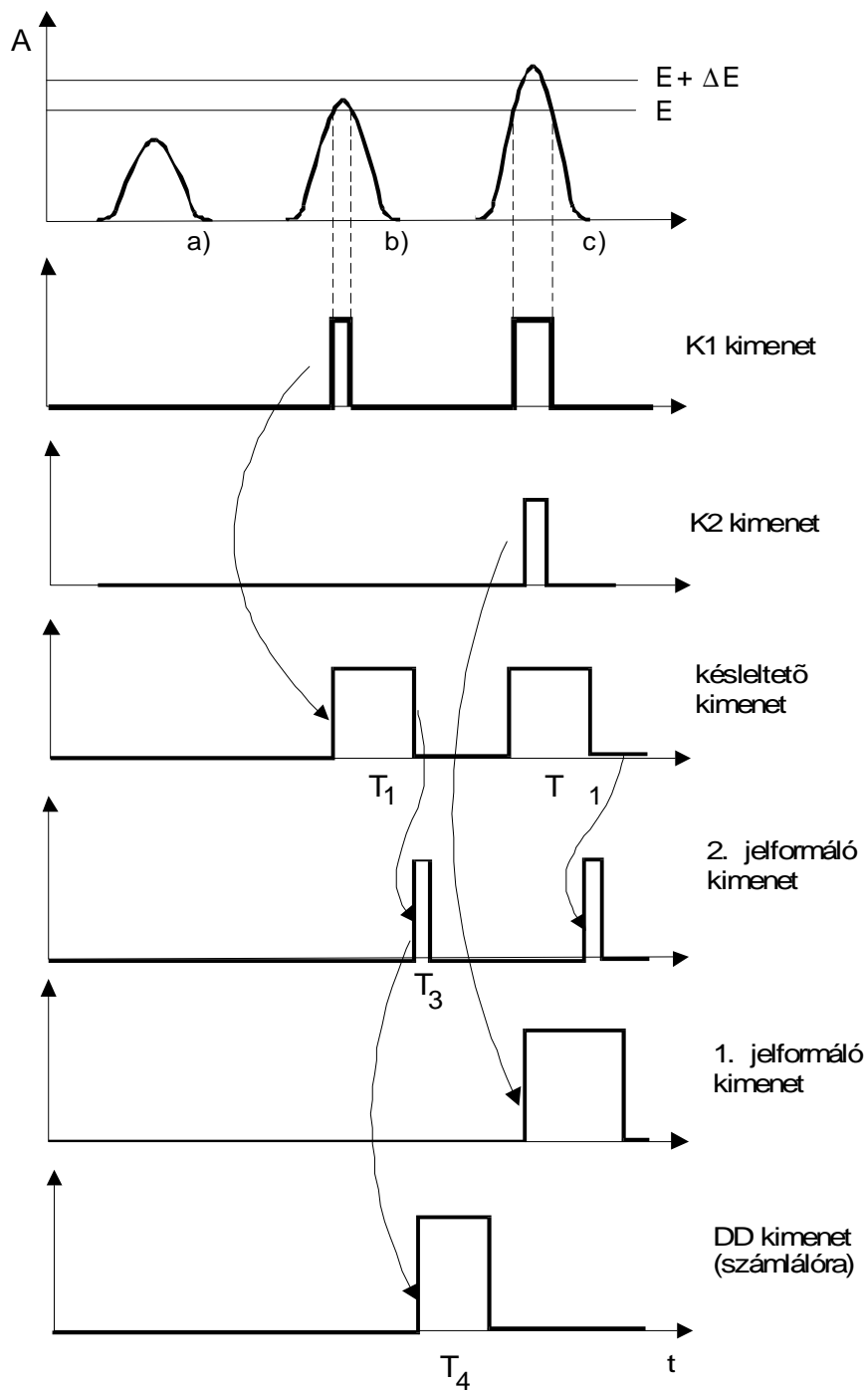
8. ábra Egycsatornás analízátor (differenciál-diszkriminátor, DD) blokkdiagramja

Most belátjuk, hogy a 9. ábraán látható jelsorozatból csak a “b” jel hatására jelenik meg jel az antikoincidenca egység kimenetén.

- Az “a” jel amplitúdója nem éri el az E alapszintet, sem a K1, sem a K2 komparátor kimenetén nincs jel, így az antikoincidenca¹ egység nem ad kimenő jelet.
- A “b” jel amplitúdója meghaladja az E értéket, de nem éri el az E+ΔE szintet. Ekkor a K1 komparátor kimenő jele a T₁ késleltetőn keresztül indítja a 2. jelformálót, melynek T₃ kimenete az antikoincidenca fokozatra kerül. (A késleltető szükségességéről később lesz szó.) Ugyanekkor a K2 komparátor felől nem érkezik jel az antikoincidenca fokozatra, ennek kimenő impulzusa indítja a 3. jelformálót, melynek T₄ kimenete egyben a DD uniformizált kimenő jele (számláló felé).
- A “c” jel amplitúdója meghaladja az E+ΔE komparátoron beállított szintet. Ebben az esetben mind K1, mind a K2 komparátor kimenetén megjelenik jel, tehát az antikoincidenca egység kimenetén nem kapunk jelet, ha a két komparátor kimenő jele egyszerre érkezik. A 12. ábrán látható, hogy az E+ΔE szintet a “c” jel később lépi át, mint az E szintet. Emiatt az antikoincidenca egység bemenetére nem egyszerre érkezik a két komparátor jele, tehát az megszólal, viszont a DD működési elve ennek az ellenkezőjét kívánja. Emiatt van szükség a T₁ késleltetőre: biztosítja a jelek egyidejű megérkezését.

Fontos megjegyezni, hogy a DD kimenetén már szabványos 5V magasságú négyszögjel jelenik meg.

¹ Az antikoincidenca egység akkor ad kimenő jelet, ha a két bemenete közül *csak az egyik*en van jel. Ez azt jelenti, hogy nincs kimenő jel, ha: (1) egyik bemeneten sincs jel, (2) mindkét bemeneten van jel.



9. ábra A differenciál-diszkriminátor folyamatábrája

3. A MÉRÉSI ELRENDEZÉS

A méréshez használt eszközök:

- ^{137}Cs és ^{90}Sr etalon források
- ólomtorony mintatartóval
- szcintillációs mérőfej γ - és β -sugárzás mérésére

- NIM (Nuclear Instrumentation Module) bin a következő egységekkel
 - szcintillációs mérőfej csatlakozó modul
 - nagyfeszültségű tápegység (High Voltage Supply)
 - spektroszkópiai erősítő (Amplifier)
 - egycsatornás analízátor (SCA)
 - számláló, időzítő egység (Counter Timer)
 - Multiport-II sokcsatornás analízátor (MCA)
- számítógép GENIE-2000 analízátor szoftverrel
- oszcilloszkóp

Az elrendezés összeállítása előtt meg kell győződni róla, hogy a tápegység nagyfeszültséget állító potmétere 0-ra van tekerve és a tápegység ki van kapcsolva. A mérés megkezdése előtt a ^{137}Cs mintát el kell helyezni az ólomtoronyban, a mintatartó 6. polcán. A γ -mérőfejet felülről, óvatosan az ólomtoronyban kiképzett helyére csúsztatjuk. A 7+1 pólusú csatlakozó dugaszt a NIM binben található csatlakozó modulba kell dugni. Ezen az egységen keresztül kapja a mérőfej a tápfeszültséget és innen kapjuk a mért jelet is a BNC csatlakozón keresztül. A jelet BNC kábellel az erősítő bemenetére kötjük. Az erősítő unipoláris kimenetét az egycsatornás analízátor bemenetére, valamint (egy elosztó segítségével) a Multiport-II bemenetére. Az egycsatornás analízátor kimenetét a számláló egység bemenetére kötjük. A számítógép egy USB kábellel csatlakozik a Multiport-II-höz. A számítógépen a Gamma Acquisition programot kell elindítani, majd a File / Open datasource... menüben a Source: Detector jelölése után lehet a megfelelő egységet a számítógéphez rendelni.

4. MÉRÉSI FELADATOK

A mérések során tett megfigyeléseket rögzítsük a jegyzőkönyvben. A feladatokban feltett kérdésekre adott rövid válaszok feltétlenül szerepeljenek a jegyzőkönyvben. A mért adatokat rögzíteni és részletesen kiértékelni ott kell, ahol ezt a feladat külön kéri.

4.1. A szcintillációs detektor jelének vizsgálata

A tápfeszültséget lassan növeljük 750 V-ra. A szcintillációs detektor jelét kössük közvetlenül az oszcilloszkópra. A feszültség- és időosztás, valamint a trigger-szint állításával keressük meg az 5. ábra szerinti jelet. Milyen a jel polaritása és miért?

Az oszcilloszkóp kurzorai segítségével mérjük meg a ^{137}Cs 662 keV-os csúcsához tartozó jel magasságát. Vegyünk fel 3-4 pontot az exponenciálisan lecsengő szakaszon és illesztéssel határozzuk meg az RC időállandót! Mérjük meg a maximumhelyhez tartozó időt! (3)-ból vezessük le a maximumhely képletét és fejezzük ki a kristály τ időállandóját. A kapott transzszendens egyenlet numerikus megoldásával határozzuk meg az időállandót és az eredményt vessük össze az irodalmi adattal!

4.2. Az erősítőtől kapott jel vizsgálata

Kössük az oszcilloszkópot az erősítő kimenetére és keressük meg a jelet. A Coarse Gain a legalacsonyabb értékre vegyük, Fine Gain pedig maradjon egységnyi erősítésen. Keressük meg a legmagasabb jelet eredményező jelformálási időt! Figyeljük meg, hogy

hogyan függ össze eredeti jel és az erősített jel magassága különböző erősítéseknel! Ellenőrizzük, hogy az erősítés változtatásával a jel amplitúdó valóban lineárisan változik.

4.3. A spektrum vizsgálata sokcsatornás analízátoron

Figyeljük meg a Genie2000-ben kialakuló spektrumot. Magyarázzuk meg a spektrumon látható csúcsokat. A mérésvezető segítségével vegyünk fel két további spektrumot: először úgy, hogy a detektort a levegőben tartjuk, a forrást pedig csipesszel alatta. Utána a forrást közvetlenül a padló felett tartjuk és fölötté a detektort. Milyen különbségeket látunk a három esetben? Mentsük el mindhárom spektrumot és a jegyzőkönyvben magyarázzuk meg a különbségeket. A spektrumból határozzuk meg a ^{137}Cs csúcsához tartozó félérték-szélességet. Hogyan viszonyul ez a félvezető detektoroknál tapasztaltakhoz.

4.4. A fotoelektron-sokszorozó erősítésének vizsgálata

Határozzuk meg a detektorból kapott feszültségjel amplitúdóját (V_{jel}) a ^{137}Cs teljesenergia csúcsára a tápfeszültség ($V_{\text{táp}}$) függvényében 700 V-tól 1000 V-ig 50 V-os lépésekben. Elegendő, ha az analízátoron határozzuk meg a csúcshoz tartozó csatornaszámhoz és a V_{jel} -et a 4.1-ben megmért értékhez arányítjuk az ahhoz tartozó csatornaszám függvényében. A mérés során szüksége lehet az erősítés változtatására, ezt is vegyük figyelembe. A kapott pontokra illesszünk $V_{\text{jel}}=aV_{\text{táp}}^b$ függvényt, hogy meghatározzuk, hogy a PMT erősítése milyen hatvány szerint függ a tápfeszültségtől.

4.5. Spektrum felvétele egycsatornás analízátorral

Az erősítő kimenetét kössük az egycsatornás analízátor bemenetére. Az analízátor kimenetét pedig a számláló bemenetére. Az egycsatornás analízátoron (az ún. aszimmetrikus ablak üzemmódban) egy potméterrel lehet állítani az ablak alsó szintjét 10 teljes fordulattal 0 és 10 V között. Egy másik potméter pedig az ablak szélességét állítja 10 fordulattal 0 és 1 V között. Először 1 V-os ablakkal „térképezzük fel” a spektrumot, keressük meg a teljesenergia-csúcsot, majd 0,1 V-os ablakkal vegyük fel a csúcsot részletesen. Határozzuk meg a csúcshoz tartozó feszültséget és vessük össze az oszcilloszkópon mért értékkel.

4.6. β - és γ -mérőfejek összehasonlítása

A csatlakozó egység másik bemenetére csatlakoztassunk egy β -mérőfejet (ehhez először tekerjük le 0-ra a tápfeszültséget és kapcsoljuk ki). Vegyük fel a ^{137}Cs spektrumát a β -mérőfejjel, majd a ^{90}Sr spektrumát a β - és a γ -mérőfejjel. A spektrumokat mentsük el, és a jegyzőkönyvben magyarázzuk meg miben különböznek.

5. IRODALOM

Glenn F. Knoll: *Radiation Detection and Measurement*; John Wiley and Sons, New York, (2000)

Bódizs Dénes: *Atommagugárzások mérés technikái*; Typotex, Budapest, (2006)