

Az ionizáló sugárzások kölcsönhatása anyaggal, nehéz és könnyű töltött részek kölcsönhatása, röntgen és γ -sugárzás kölcsönhatása

Az ionizáló sugárzások mérése, gáztöltésű detektorok (ionizációs kamra, GM-cső, stb.), szilárdtest detektorok (szcintillációs, félvezető, stb.)

α , β , γ sugárzás **ionizáló sugárzás**: ionizálja az anyagokat és ionpárok keletkeznek

Ionizáció: $atom \rightarrow pozitív\ ion + elektron$ (ion^+ és e^-)

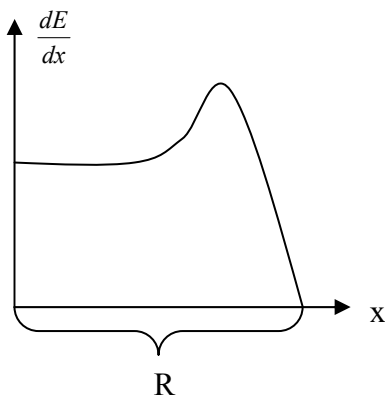
Fodítottja a rekombináció: $ion^+ \text{ és } e^- \rightarrow atom$

pl.: levegőben 1 ionpár keltéséhez szükséges energia $\sim 34\text{eV}$

pl.: $E_\alpha = 6\text{ MeV}$ $N_{ion} = 6000000/34 \approx 176000$ ionpár

Nehéz töltött részecskék (pl. α -sugárzás) kölcsönhatása

- az elektronokkal való rugalmatlan ütközés dominál (gerjesztés és ionizáció)
- egy ütközés során kevés energiát veszít és kevésbé térül el \rightarrow egyenes vonalú lassuló mozgás
- igen sok ütközés kell, hogy elveszítse teljes energiáját



$\frac{dE}{dx}$ egységnyi hosszban leadott energia, ez itt elég nagy

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{Z * z}{E}, \text{ ahol}$$

E: energia,

Z: közeg rendszáma,

z: részecske rendszáma

- ugyanolyan energiájú α részecske ugyanolyan közegben, mindig kb. ugyanolyan távolságra jut el
- a **hatótáv** (R: range) határozott
- ott roncsol legjobban, ahol megáll
- ide tartozik a Rutherford-szórás, ami az atommagon történő szóródást jelenti, de ez viszonylag ritkán következik be

Tehát az α -részecske szinte csak ionizációval veszíti el az energiáját (azaz az anyagban lefékeződő α -részecske nem kelt röntgen sugárzást)

Könnyű töltött részecskék (pl. β -sugárzás) kölcsönhatása

(elektron: e^- és pozitron: e^+)

- rugalmatlan ütközés atomi elektronnal
 - nincs pontos hatótávolsága a β részecskéknek
 - igen sok energiát is veszthet egy ütközésben
 - nagyon eltérülhet
- rugalmas ütközés az atommal (nincs energia veszteség)
 - ez felel az irányszórásért

- akár visszaszórás is lehet
- rugalmatlan ütközés az atommaggal
 - ez a fékezési röntgensugárzás: lassulás miatt van és kis tömegű részecske ugyanakkora erőhatás miatt többet lassul

Ez esetben sugárzási veszteség van.

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{sugárzási}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionizációs}}} \sim Z * E$$

Ha Z és E nagy, akkor nagy a sugárzási veszteség is. Tehát a nagy rendszámú közegben a nagy energiájú elektron jobb hatásfokkal kelt röntgen sugárzást.

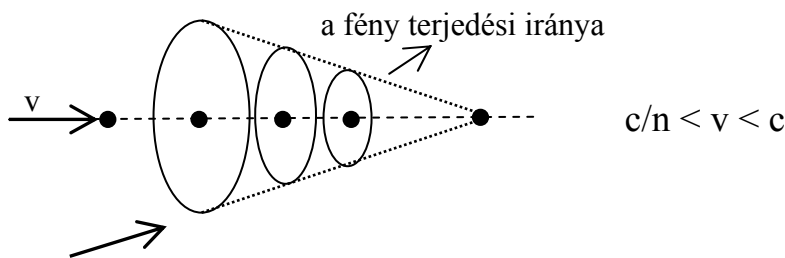
Cserenkov sugárzás: ha az elektron sebesség valahol a vákuumbeli, és a vízbeli fénysebesség között van, akkor látjuk ezt a fajta sugárzást.

Érdekesség : Egy elektron gyorsabban mehet egy adott közegben, mint az adott közegben a fénysebesség, pl. vízben a fénysebesség kb 200.000 km/h, az elektron meg mehet gyorsabban is, de a vákuumbeli fénysebességnél nem gyorsabb.

- színe : liláskék

Pl. egy kút alján nagy aktivitású izotóp van, és felette 10m víz, akkor a sugárzás azon nem jön át, de a derengő kék fényt, a Cserenkov sugárzást lehet látni.

illusztráció:



Ebből az irányból látjuk a részecskét, de minden részecskének, más lehet a sebessége, ezért mindegyiket más időben látjuk \Rightarrow ezért villódzó

A részecske sebessége kisebb a fény vákuumbeli sebességénél, de gyorsabb a adott anyagbeli fénysebességénél. Olyan az esemény, mint mikor a repülő a hangsebességénél gyorsabban megy az égen, de nem ott van ahonnan a hangot halljuk, mert a hang lassabban jut el hozzánk, mint a fény. Csak akkor fogjuk hallani, mikor a „hangkúp” elér hozzánk.

A fentiek mind az elektronra (e^-), mind az antirészecskéjére a pozitronra (e^+) igazak, de a pozitronnal a megállása után más is történik.

A lelassult pozitron egy közegbeli elektronnal kötött rendszert alkot, ez a pozitronium. (Mint a H-atom, de az atommag helyett pozitron van.)

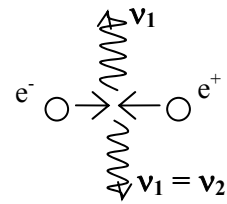
A pozitron igen gyorsan alapállapotba kerül, az egy helyen lévő elektron-pozitron pár pedig gamma sugárzás kibocsátása közben megsemmisül (annihiláció). Ez igen gyorsan, általában ns-on belül bekövetkezik. Tipikusan 2 darab γ foton keletkezik ($e^- + e^+ \rightarrow 2 \gamma$), ezek lendület összegének zérusnak kell lennie (mivel a pozitronium is álló volt). Ez csak úgy lehetséges, ha a két foton lendületnagysága (és így energiája is) megegyezik és ellentétes irányba (tehát 180° -os szögben) emittálódnak.

A két foton energia összege az elektron-pozitron pár nyugalmi energiájával egyenlő (a tömeg-energia ekvivalenciáról a foton lendületének a tárgyalásakor már volt szó).

$$2E_\gamma = 2m_0c^2$$

Az adatok behelyettesítése után azt kapjuk, hogy $E_\gamma = 511 \text{ keV}$.
Tehát a pozitronok megsemmisülését 511 keV-es gamma sugárzás jelzi, ezek a fotonok párban keletkeznek és egy egyenes mentén

(180°-os szögben) emittálódnak. $m_0(e^-) = m_0(e^+) = \frac{511 \text{ keV}}{c^2}$



Érdekesség: Pozitron emissziós tomográfia: ember megeszi a pozitron kibocsátó anyagot, ami elmegy olyan helyre, ahova kell az orvosok szerint, pl azokba az idegsejtekbe, amik éppen működnek, vagy a rákos sejtekbe, és utána ott elbomlik, úgy hogy két foton megy ki ellentétes irányba. Ekkor olyan technika kell, ami érzékeli, hogy a két foton ellentétes irányba ment ki.

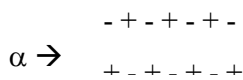
A számítógép összeköti a két részecske pályájának vonalát, egy másodperc alatt lehet akár több száz ilyen mérés, és ahol metszik egymást, valószínű ott van a keresett sejt(csoport).

γ sugárzás és anyag kölcsönhatása (beleértve a röntgent is)

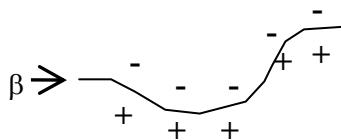
- γ sugárzás az atommagból jön a röntgen sugárzás pedig az atomból, de nehéz kimutatni, melyikről van szó

Kölcsönhatása alapvetően különbözik az α és a β sugárzás kölcsönhatásától, mert a γ sugárzás pályája mentén nem keletkeznek ionok, hanem egy ideig halad az anyagban kölcsönhatás nélkül, majd az anyag egy pontján kölcsönhat (vagy akár kölcsönhatás nélkül keresztülmegy az anyagon).

- ha egy α sugárzás belép az anyagba, sűrűn lesznek ionpárok (mikrométerenként több ezer):



- ha egy β sugárzás belép az anyagba, ritkán, és görbe vonalon lesznek ionpárok:



- ha egy γ sugárzás belép az anyagba, egy pontig semmi nem történik, majd egy ponton kölcsönhat:



megjegyzés: ha lerakok egy anyagot:

- α részecske lyukat üt rajta (de ez csak mikrométerű, sőt nanométerű)
- β részecske ritkábban kelt benne ionokat
- γ részecske úgy átmehet, hogy nem hat

3 féle elemi kölcsönhatásról beszélhetünk (közülük az első kettőt már tárgyaltuk korábban):

1., fotoeffektus : a γ részecske energiája átadódik egy atombeli elektronnak
foton + atom \rightarrow elektron + ion ($h\nu = E_k + \frac{1}{2}mv^2$)

2., Compton szórás : foton az atombeli elektronnal hat kölcsön
foton + $e^- \rightarrow$ szórt foton + megkötött elektron

$$\Delta\lambda = \Lambda_C (1 - \cos\theta) \quad \Lambda_C \text{ az elektron Compton-hullámhossza}$$

ha $\theta = 0^\circ \Rightarrow \Delta\lambda = 0 \rightarrow$ nem ad energiát az elektronnak : $E_e = 0$
 ha $\theta = 180^\circ \Rightarrow \Delta\lambda = 2\Lambda_C \rightarrow$ határozott energia csökkenés van : $E_e < h\nu$

3., párkeltés: atommaggal való kölcsönhatás

foton + atommag $\rightarrow e^- + e^+ +$ meglökött atommag

- a meglökött atommag viszi a foton nagy lendületét, kimegy a helyéről \Rightarrow roncsol
- csak egy küszöb-energia felett mehet végbe, mert a fotonnak fedeznie kell az e^- és a e^+ nyugalmi energiáját. Korábban már láttuk, hogy az annihiláció során a két foton $E = 1,022\text{MeV}$ energiát visz el, ez egyenlő az elektron-pozitron pár nyugalmi energiájával. Ez azt jelenti, hogy ennél kisebb energiájú gamma foton nem képes a párkeltésre

γ összefoglalása:

- mindhárom folyamatban az energia részben vagy egészben egy elektronnak adódott át
 - a γ részecske energiája minden esetben egy gyors (attól gyors, hogy átadta az energiát) elektronnak (β részecske) adódik át
- $\Rightarrow \gamma$ és β sugárzás hatása nagyon hasonló

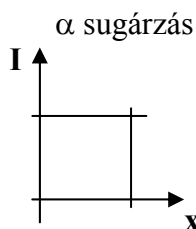
Intenzitás: exponenciálisan csökken, mert a folyamat véletlenszerű

- $I = I_0 e^{-\mu x}$

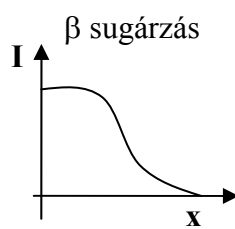
- $\frac{dI}{I} \approx dx$: minél mélyebbre hatol a sugárzás, annál többet veszít

- μ : gyengítési tényező
- intenzitás / távolság függvények a különböző sugárzásoknál

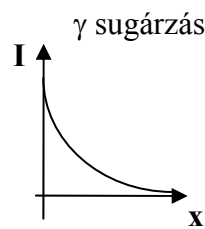
Viselkedés adott energiaszint mellett



Mindegyik α részecske ugyanúgy viselkedik: egy pontig megy, majd ott kifejti hatását



A β részecskénél a távolság nincs meghatározva, de egy pontnál nem több

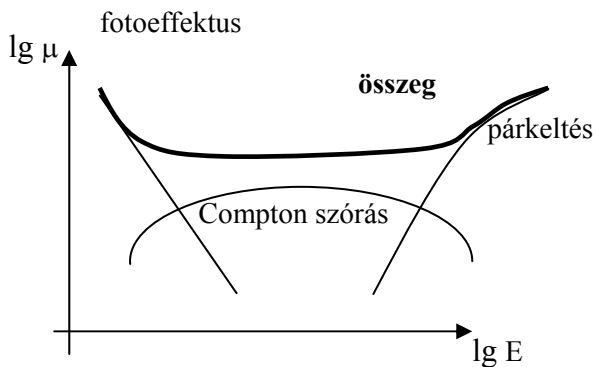


Exponenciális : lehet soha nem adja le az energiát, mert végtelen távolságba megy

- amikor kicsi a foton energiája, akkor fotoeffektus a valószínű

- ahogy csökken az energia Compton effektus kezd dominálni, tehát magával az elektronnal hat kölcsön

- majd nagy energia mellett, párkeltés során a foton az atommaggal hat kölcsön



fotoeffektus nagy rendszámánál is dominál

- ezek rendszámfüggők is mert a

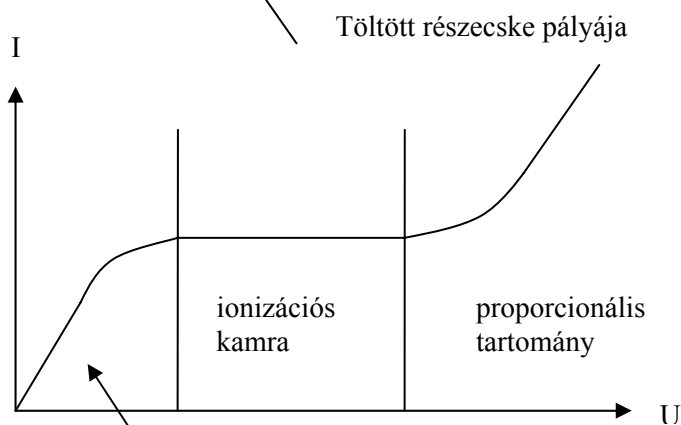
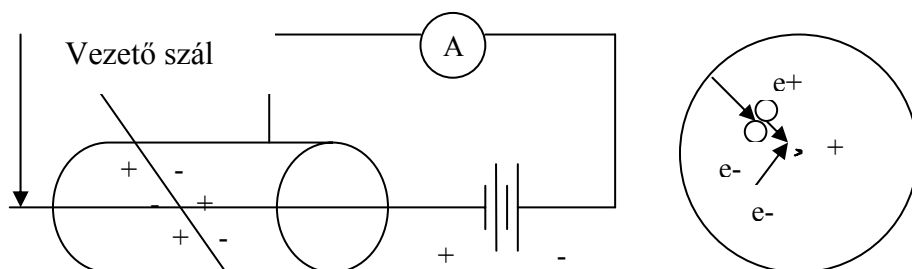
- az orvosi röntgen sugárzás tipikusan Compton-szórással szóródik az emberen, viszont a fallal fotoeffektussal hat kölcsön, mert az nagyobb rendszámú, mint az ember, hiszen az ember 70%-a víz, aminek átlagos rendszáma $(2 \cdot 1 + 8) / 3$ igen kicsi, míg a fal sok kemény anyagból (pl. szilíciumból áll).

Detektorok

Gáztöltésű detektorok

Felépítése: ezek az eszközök tipikusan hengeres elrendezésűek: középen a vékony szál pozitív potenciálon, a hengerpalást pedig negatív potenciálon.

Keresztmetszet:



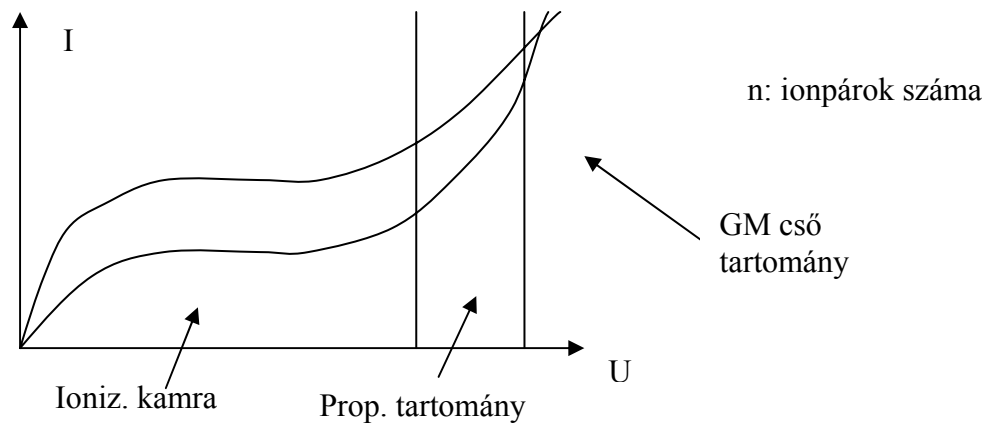
Jelentős a rekombináció, azaz az ionizáció fordítottja: elektron+ poz.ion->atom

$I \sim$ Időegység alatt keletkezett elektronokkal (dózisintenzitással) $I = 10^{-12} - 10^{-15} \text{ A}$.

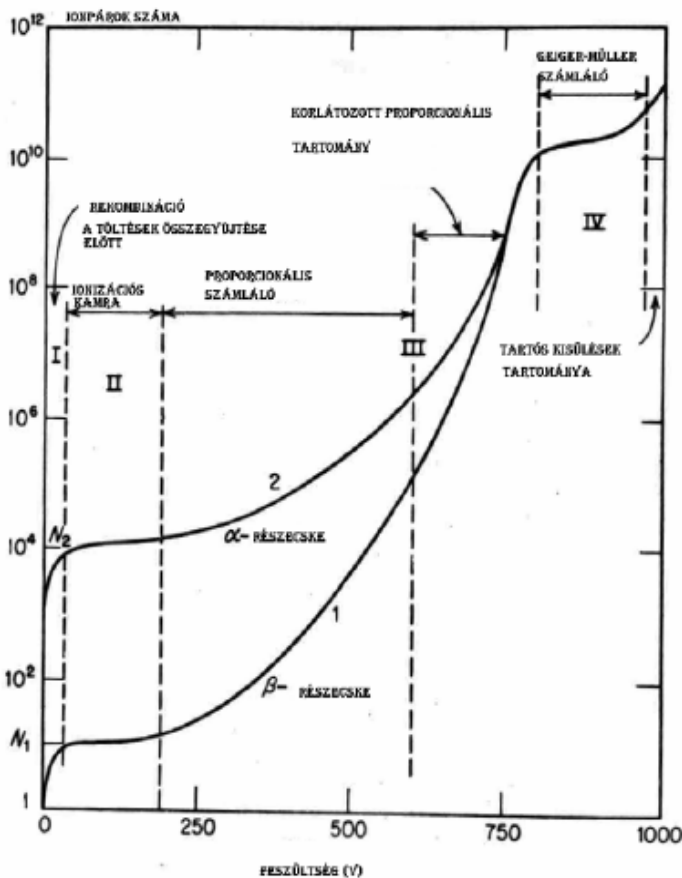
Az ionizációs kamra tartományban tehát az összes keletkezett iont begyűjtjük. Ez igen kicsi áramerősséget jelent, amit nagyon nehéz pontosan mérni.

A hengeres elektródák közötti feszültséget tovább növelve a proporcionális tartományba érünk. Ekkor a szál közelében már olyan nagy a térerősség, hogy az elektronok két ütközés között annyira fel tudnak gyorsulni, hogy ionizációra is képesek lesznek. Az ionizáció során keltett elektron újra ionizál, tehát elektron-lavinák indulnak meg. A keletkezett pozitív ionok az elektronokhoz képest igen lassúak, lényegében tértöltést képeznek a keletkezési helyükön. Ez lerontja a teret a szál közelében, ami mindenképpen megszakítja a lavinát.

Tehát már több elektront detektálunk, mint amennyit a sugárzás keltett. De a sokszorozódás még korlátok között marad, az áram még arányos az eredeti részecske által keltett ionpárok számával (proporcionális = arányos).

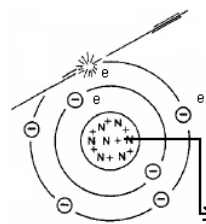


A feszültséget tovább növelve olyan tartományba jutunk (Geiger-Müller tartomány), ahol az elektron sokszorozódás ennél is nagyobb és a jel már nem függ az eredeti részecske által keltett ionpárok számától.



GM cső-tartomány: a jel nagyság független a kezdeti ionpárok számától.

Akkor jó ha nagy az erősítés, ekkor olyan nagy a jel hogy közönséges elektronikával is detektálható.



: olyan nagy a térerő hogy elektron lavinák indulnak meg. Nemcsak ionizáció, hanem gerjesztés is végbemegy => UV fotonokat termel=> a fotonok újabb elektronokat váltanak ki. A fotonok révén a kisülés átterjed a szál teljes hosszára, a lavina tehát nem marad lokalizált, mint a proporcionális esetben. A pozitív ionok által létrehozott tértöltés azonban előbb utóbb megszakítja a kisülést. A kisülés során áthaladt töltés azonban

sokkal nagyobb lesz és a cső adataitól függ és nem a az eredeti részecske által keltett ionpárok számától.

Ráadásul egy idő elteltével a pozitív ionok megérkeznek a külső falhoz, ahonnan újabb elektronokat tudnak kiváltani. Ezek pedig újraindítják a kisülést. Ez lehetetlenné tenné további részecskék detektálását, tehát ezt mindenképpen meg kell akadályozni. Erre szolgálnak a kioltógázok.

Kioltógáz fajták:

- Alkoholgőz (pl.:etil-alkohol, véges élettartamú)
- Halogén gőzök (nem fogy el=>visszanyeri a rendszer)

A kifelé haladó pozitív ion ütközik az alkoholmolekulával és az alkoholmolekula szétesik (disszociáció emésztí fel az energiát).

A holtidő ms nagyságrendű.

Szilárdtest detektorok

a, Szintillációs detektor

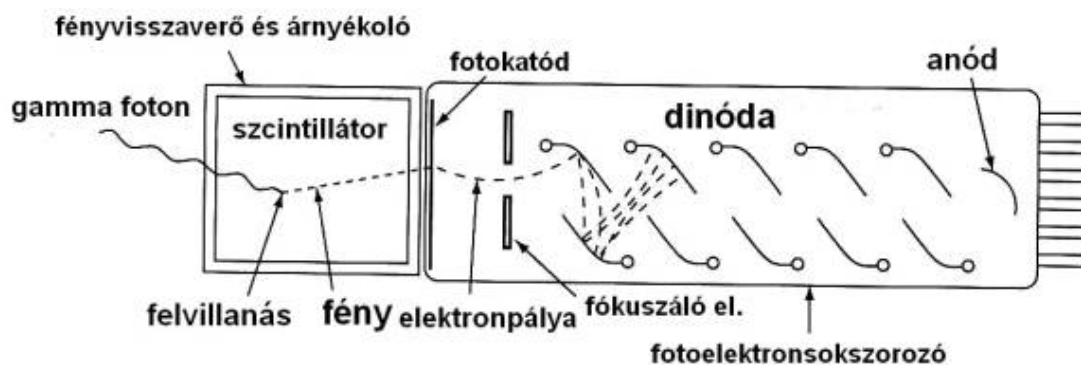
Az egyik legősibb detektálási elv, Röntgennek is volt egy ilyen eszköze a falon. Az egy ZnS (cink-szulfid) ernyő volt, amelyen kirajzolódtak a felesége kézcsontrajzai. Ahová becsapódott a rgt foton, ott volt az ernyőn egy fényfelvillanás. Ezen felvillanások ezrei adták ki a képet. A katódsugárcsőves (CRT) televíziók képernyőire is így rajzolja ki az elektronágyú a képet, itt a becsapódó elektron kelti a fényfelvillanást (szcintillációt). Az atommagfizikai detektorok nem képet rajzolnak ki, hanem a részecskéket egyedileg detektálják. Az egy részecske által keltett fényfelvillanás nagyon kicsi, csak igen hatékony optikai eszközzel szemlélhető. Ilyenkor ezt a felvillanást célszerű erősíteni és automatikusan detektálni.

Ennek megfelelően a korszerű szcintillációs detektorok három részből állnak:

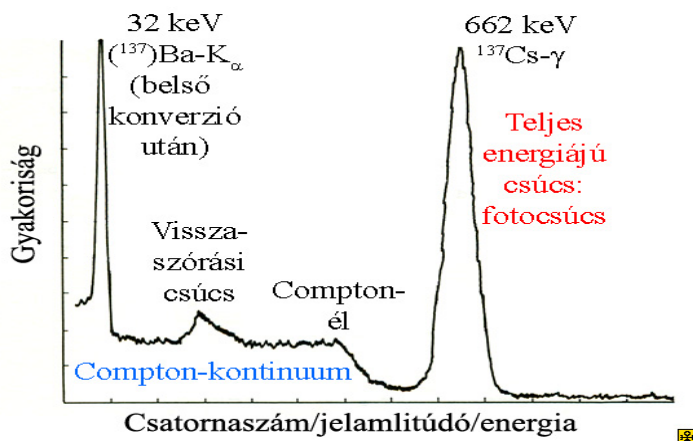
1, Szcintillátor anyag: ebben keletkezik az ionizáló részecske hatására a fényfelvillanás. Ennek anyaga a már említett ZnS (cink-szulfid) helyett lehet pl. NaI(Tl) kristály. (A zárójelbe tett Tl (tallium) kis mennyiségben (aktivátorként) van jelen a NaI kristályban). Ma gyakran használnak szerves, folyadék és műanyag szcintillátorokat is. A keletkezett, tipikusan néhány ezer foton a fényvissaverő burkolatnak a fotokatódra kell vezetnie.

2, Fotokatód: az üvegbúra belső oldalára felvitt vékony réteg fotoeffektussal (fényelektromos jelenséggel) a fotonokból elektronokat „gyárt”. Egy foton max. egy elektront kelthet, de veszteségek mindig vannak. Tehát a fotokatódot (a kristállyal átellenes oldalon) néhány ezer primer elektron hagyja el, számuk a kezdeti fotonok számánál mindenképpen kisebb.

3, Elektronsokszorozó: szekunder elektronokat emittáló dinódák rendszere. Egy becsapódó elektron több szekunder elektront kelt. Ezek a következő dinóda felé gyorsulnak, mivel azt pozitívabb potenciálra kapcsoljuk. Ott a becsapódó elektronok mindegyike többszöröződik ismét, tehát az anód felé haladó elektronok száma exponenciálisan nő. Az anódra végül több milliárd elektron érkezik, ami már jól mérhető elektromos impulzusnak felel meg. Két dinóda között ~100-200V feszültség van, tehát az elektronsokszorozóra kapcsolt feszültség kV nagyságrendű.



A szcintillációs számláló alkalmas a gamma sugárzás energiaspektrumának a felvételére. A kristályok mérete ugyanis elég nagy ahhoz, hogy a gamma foton által keltett elektronok teljesen elveszítsék energiájukat (a kristályok sűrűsége a gáznak az ~1000szerese). Ha a gamma foton a kristályban fotoeffektussal adja le az energiáját, akkor az összes energiáját egyetlen elektron viszi el. Ha pedig Compton-effektussal, akkor csak az energiája egy része jut az elektronnak (a másik része a szórt fotonnál marad). Ez az elektron a szcintillátor kristályban adja le az összes energiáját, amivel arányos a szcintillációval keltett fotonok száma. Ezzel pedig arányos az anódon keletkező elektromos jel nagysága. A fotoeffektussal kölcsönható gamma foton tehát nagyobb elektromos jelet (fotocsúcs) kelt, mint a Compton-effektussal kölcsönható. Ekkor a legnagyobb jelet (Compton-él) a visszaszóródó foton kelti ($\nu=180^\circ$). (Vigyázat: a gamma foton fotoeffektusa nem keverendő össze a fotokatódon a fényfelvillanás látható fotonjai által kiváltott fényelektromos jelenséggel.)



Félvezető detektorok

A félvezető detektorok olyan ionizációs kamráknak tekinthetők, amelyekben az ionizáció szilárd félvezető anyagban jön létre. A legjelentősebb előnyei a szilárd anyag nagy sűrűsége (gázokhoz képest), az egy töltéshordozó pár keltéséhez szükséges energia kicsinyisége (~ 1 eV), ezáltal a keltett töltéshordozók nagy száma. A félvezető kristályon áthaladó töltött részecske által keltett elektron-lyuk párok (a gázokban keletkező elektron-ion párokhoz hasonlóan) rákapcsolt elektromos mezővel összegyűjthetők. Legnagyobb probléma az, hogy szobahőmérsékleten nagy a félvezetők fajlagos vezetőképessége, ezért működés közben mindenképpen hűtésre szorulnak. Ha ezt nem tesszük, akkor a hőmozgás által keltett töltéshordozók árama elnyomja a töltött részecske által keltett töltéshordozók áramát.

Legfontosabb típusaik:

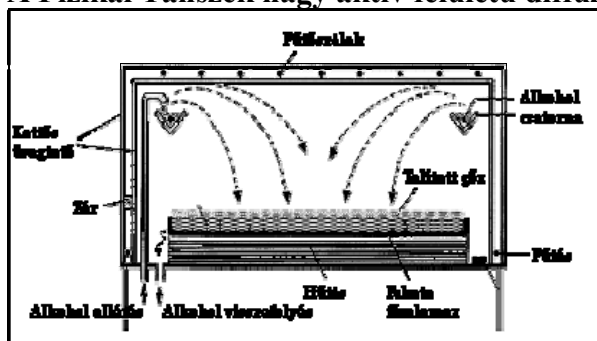
- Si(Li) Li-mal driftelt Si
- Ge(Li) Li-mal driftelt Ge
- HpGe HP- nagy tisztaságú (gamma spektrométerhez a legjobb)
Ge előnye a nagy rendszám.

A Ge(Li) detektorokat üzemben kívül is folyékony nitrogénben kell tárolni, ezek a detektorok a folyékony nitrogén pótlása nélkül tönkremennek. Előnyük hogy egy töltéshordozó pár (lyuk, e-) keltéséhez igen kis energia szükséges (~1eV), az energia feloldás sokkal jobb. A Si(Li) detektoroknak előnye az, hogy nem kötelező állandóan hűteni.

További detektorok

- **Ködkamra:** Az ionizáló sugárzás pályája mentén a keletkezett ionok ködmagként szolgálnak és megindul rajtuk a ködképződés. A keletkezett apró folyadékcseppek kirajzolják a töltött ionizáló részecske pályáját. Ehhez túltelített gőz szükséges, amelyet például nagy hőmérsékletkülönbségben fellépő diffúzióval hozhatunk létre.

A Fizikai Tanszék nagy aktív felületű diffúziós ködkamrája



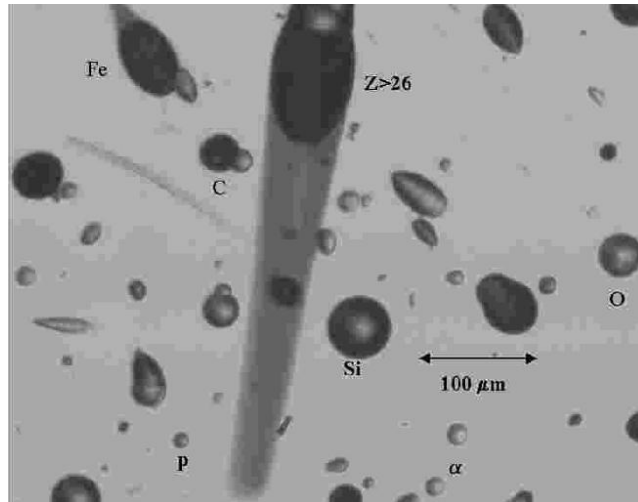
Az eszköz két fő egységből áll: a szerkezeti elemeket (hűtőelem, áramellátó, alkoholtartály, alkoholfurka, programozható időkapcsoló) tartalmazó részből és a megfigyelő részből. A megfigyelő kamrarész alja fekete fémlemezből (45cm × 45cm) készült, amelyet egy hűtő -30 °C-ra, vagy az alá hűt le. A megfigyelő rész kettős üvegtetőből áll, melyek között fűtőszálak helyezkednek el. Ezek melegítik a kamra felső üveglapját, és ezáltal megakadályozzák a lecsapódást. A fűtőszálak nagyfeszültségen vannak, hogy elektromos mezőt hozzanak létre, ami az ionok kivonását (vonzását) eredményezi. Felül, az üveg oldala mentén helyezkedik el az elektromosan melegített alkohol csatorna. Izopropil-alkohol (propanol) kering a csövekben, ami belecsepeg a csatornába. Az alkohol elpárolog, majd szétterjed a kamra felsőbb, melegebb részéből a hidegebb rész felé. Ott az alkohol apróbb cseppekben lecsapódik, és a főleg visszafolyik a tartályba. A diffúziós ködkamrában a részecskék különböző nyomokat (ún. „ködfonalakat”) hoznak létre, melyek már az emberi szem számára is láthatók. A létrejövő nyomvonalak láthatóvá teszik a részecskék pályáját. Ez hasonló ahhoz a jelenséghez, amikor egy repülő olyan nagy magasságban halad, hogy már nem látjuk, csak az általa létrehozott kondenzcsíkot.

A nyomok keletkezése: A fentről párolgó alkoholgőz a hűtött fémlemezen apró cseppecskék formájában lecsapódik. A cseppfolyós alkohol fölött kialakul egy 1-2 mm vastag túltelített réteg (itt az alkohol jelen van csepp, és gőz alakban is). Ebben a rétegben a cseppek kialakulása az itt tartózkodó töltött részecskéken, az elektronokon és az ionokon indul meg. Mivel ezek az áthaladt (és megfigyelendő) ionizáló részecskék nyomán sorakoznak fel, a részecskék végeredményben „ködfonalszerű” nyomokat hagynak. A „ködfonalak” hossza és struktúrája információval szolgál az ionizáló részecskék típusáról.

- **Szilárdtest nyomdetektor:** pl.: cellulóz-nitrát Egyes szigetelőkben az α - részecskék pályája mentén az anyag „szétrobban”, csatornácskák alakulnak ki, amelyek nem láthatóak, de marattal láthatóvá tehetőek.

Az atomi méretű (10-30nm) csatornácskák 1000szorosukra marattal μ m tartományba esnek, amely már mikroszkóppal megfigyelhető.

Különböző nyomdetektor és abszorbens rétegekből felépített szendvics elrendezésekkel különböző sugárzástípusok kimutatására optimalizálható



Nyomdetektorról készített felvétel (400-szoros nagyítás), ahol a kémiai kezelés után megjelenő nyomok jól illusztrálják a kozmikus részecskék sokféleségét

- Termo-lumineszcencia doziméter (TLD): melegítve világít.

- Szilárdtest dózismérő – kristályos por vagy tabletta
- Expozíció → melegítés → fénykibocsátás (kiolvasó)
- A fény mennyiség ~ az elnyelt (fizikai) dózissal
- Irreverzibilis: melegítés „törli”

A termo lumineszcencia olyan fény, amelyet melegítés (izzáshoz szükségesnél kisebb), hatására bocsátanak ki különböző kristályos szerkezetű anyagok. A lumineszcencia kialakulásához tehát megemelkedett energia szintről alacsonyabb energia szintre törekvő elektronokra van szükség. A kristályban az elektronokat a környezetében előforduló radioaktív elemek (^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{87}Rb , ^{40}K , stb.) bomlása során keletkező ionizáló sugárzás, valamint a kozmikus sugárzás emeli magasabb energiaszintre. A vegyértéksávból kiszabaduló, többlet energiával rendelkező elektronok a kristályrács hibáihoz (pl.: hiányzó negatív ion, pozitív töltésű szennyeződés) kötődnek. Ezekből az úgynevezett csapdákból azután hő hatására szabadulhatnak ki, és kerülhetnek alacsonyabb energiaszintre (lumineszcens központokba). Ezt a folyamatot foton leadás, azaz lumineszcencia kíséri. Így a fénymentesen elzárt idő tulajdonképpen a lumineszcens jel felhalmozódásának ideje, míg a hevítés során a jel fotonok formájában távozik a kristályból.

Alkalmazása az alábbi fontos összefüggéseken alapul:

- 1) a csapdákból tárolt elektronok száma arányos a kristályrács által egységnyi idő alatt elnyelt dózissal (dózis ráta vagy dózisteljesítmény) és a radioaktív sugárzás időbeli hosszával,
- 2) a csapdákból tárolt elektronok száma a hővel történő stimulálás során leadott fotonok számával is arányban áll.