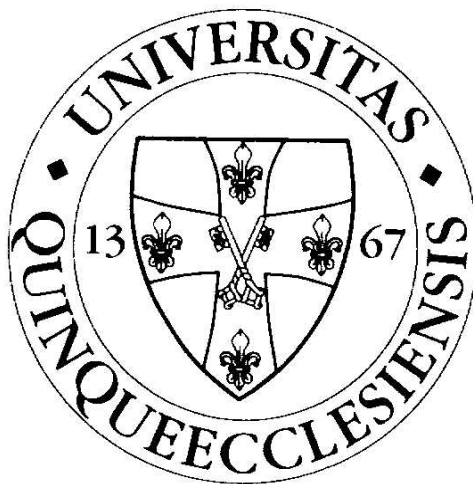




Mikrostruktúrák gáztöltésű detektorok vizsgálata

Szakdolgozat

Készítette: Bódog Ferenc
Fizika BSc. szakos hallgató

Témavezetők:

dr. Varga Dezső egyetemi adjunktus
ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

Hamar Gergő
MTA Wigner FK Részecske- és Magfizikai Intézet

Pécs
2013.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1.
2. Részecskefizika	2.
2.1. Kölcsönhatások és elemi részecskék	2.
2.2. Töltött részecskék kölcsönhatásai	3.
3. A részecskefizika kísérleti módszerei	6.
3.1. Természetes és mesterséges sugárzások.....	6.
3.1.1. Természetes sugárzások	6.
3.1.2. Részecskegyorsítók.....	7.
3.2. Detektorok.	7.
3.2.1. Szcintillációs detektorok	7.
3.2.2. Félvezető detektorok.....	8.
3.2.3. Kaloriméterek	8.
4. Gáztöltésű detektorok.....	8.
4.1. Proporciónális szál	8.
4.1.1. Sokszálas proporciónális kamra	10.
4.2. Mikrostruktúrás detektorok	11.
4.3. TCPD detektor	13.
4.3.1. Cserenkov sugárzás.....	13.
4.3.2. A TCPD detektor felépítése	14.
5. Vastag-GEM alapú fotondetektor tulajdonságainak vizsgálata	15.
5.1. Az elektronika kalibrációja.....	15.
5.2. Abszolút erősítés mérése	17.
5.2.1. Szálerősítés meghatározása	21.
5.2.2. TGEM abszolút erősítésének mérése.....	21.
5.3. TCPD-vel való fotondetektálás vizsgálata	23.
5.4. Bekapcsolási effektus vizsgálata.....	26.
5.4.1. Bekapcsolási effektus vizsgálata β -forrással.....	26.
5.4.2. Bekapcsolási effektus vizsgálata UV fotonokkal	27.
5.5. Katódtér hatásának vizsgálata.....	28.
5.5.1. Katódtér hatása β -forrás mellett	28.
5.5.2. Katódtér hatásának vizsgálata UV fotonokkal	29.
6. TGEM tulajdonságainak vizsgálata tizedmilliméteres skálán.....	30.
7. Összefoglalás	33.

Célkitűzés

Szakdolgozatom célja a mikrostruktúrás detektorok egy típusának, a TGEM (Thick Gas Electron Multiplier, vastag gáz elektron sokszorozó) detektornak a bemutatása és vizsgálata. Ez a technológia még igen fiatalnak mondható a nagyenergiás fizikában, de megjelenése óta számos alkalmazási lehetőség látott napvilágot. Megmutatom, hogy egy ilyen TGEM alapú detektor alkalmas Cserenkov sugárzás detektálására, különböző kísérleti módszerekkel vizsgálni fogom a detektor tulajdonságait. A dolgozat végén bemutatok egy új típusú vizsgálati módszert, amellyel a TGEM tulajdonságainak helyfüggése tizedmilliméteres skálán vizsgálható.

1. Bevezetés

2012 nyarán volt alkalmam bekapcsolódni az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézetében működő REGARD¹ csoport kutatásaiba. A csoport 2009 nyarán az ELTE és az MTA Wigner FK együttműködésével alakult meg. A kutatócsoport kutatási területe a gáztöltésű részecske-detektorok fejlesztése. A csoport többek között a CERNi kezdeményezésre megalakult RD51 kollaborációnak is tagja, amely mikrostruktúrás részecske-detektorok kutatásával és fejlesztésével foglalkozik.

A laborban végzett munkám során így ismerkedtem meg a mikrostruktúrás detektorok egyik népszerű tagjával, a vastag-GEM detektorokkal. Dolgozatomban egy ilyen, a REGARD csoport által fejlesztett vastag-GEM alapú fotondetektor működését fogom vizsgálni. Célom bemutatni a detektor tulajdonságainak mérésére kifejlesztett kísérleti módszereket, megmutatni, hogy a detektor valóban megfelelő jelölt Cserenkov fotonok detektálására.

A 2. fejezetben rövid áttekintést adok a ma elfogadott részecskefizikai elméletekről, majd tárgyalom a töltött részecskék anyaggal való kölcsönhatását. A 3. fejezetben szólok a részecskefizika kísérleti módszereiről. Röviden érintem a különböző természetes és mesterséges sugárforrásokat, majd a ma használatos detektorok egy részét. A 4. fejezetben valamivel hosszabban ismertetem a gáztöltésű detektorokat, ezen belül a mikrostruktúrás detektorokat. Ezt követően ismertetem a TCPD elrendezést, amellyel kapcsolatos mérései eredményeimet az 5. fejezetben tárgyalom. A 6. fejezetben röviden bemutatok egy eljárást, mellyel tizedmilliméteres skálán vizsgálhatjuk detektorunk tulajdonságait.

¹ <http://regard.kfki.hu/?page=index>

2. Részecskefizika

A XX. század küszöbén 1897-ben Thomson a katódsugarak vizsgálata közben felfedezte az elektront, melyet a részecskefizika kezdetének is nevezhetünk. A tudományág mind elméleti, mind kísérleti szempontból hatalmas fejlődésen ment keresztül az elmúlt 110 év alatt. Jól jelzi ezt a fejlődést, hogy míg a századfordulón nem volt pontos képünk az atomok felépítéséről és alkotóelemeiről, addig mára már tudjuk, hogy az atommagot alkotó protonok és neutronok sem oszthatatlanok, még kisebb elemi építőkövekből, kvarkokból és az erős kölcsönhatást közvetítő gluonokból épülnek fel. A jelenleg elfogadott elmélet, amely a szubatomi részecskék fizikáját leírja, a részecskefizika Standard Modellje. Az elmélet egyik sorsdöntő kísérleti igazolása lehet a több mint negyven éve megjósolt, majd 2012-ben vélhetően felfedezett Higgs-bozon.

2.1. Kölcsönhatások és elemi részecskék

Jelenlegi tudásunk szerint a természetben négy alapvető kölcsönhatás figyelhető meg.[1] Az *elektromágneses*, a *gyenge* valamint az *erős* kölcsönhatás kvantumelméletei már készen állnak. A negyedik a *gravitációs* kölcsönhatás, melynek kvantumelmélete még kidolgozásra vár. A Standard Modell szerint minden kölcsönhatást egy részecske közvetít, ezek a bozonok. Elnevezésüket onnan kapták, hogy rájuk a Bose-Einstein statisztika érvényes. A bozonok tulajdonsága, hogy akármennyien lehetnek ugyanabban az állapotban, tehát bozonokra nem érvényesül a Pauli-féle kizárási elv. Az elektromágneses kölcsönhatás közvetítő részecskéje a foton, a gyenge kölcsönhatásé a W és Z bozonok, az erős kölcsönhatás közvetítője pedig a gluon. A gravitációs kölcsönhatás hipotetikus közvetítője a graviton.

Az alapvető részecskék másik családját a fermionok alkotják. Elnevezésüket onnan kapták, hogy a Fermi-Dirac statisztika jellemzi őket. A bozonokkal ellentétben rájuk érvényes a Pauli-féle kizárási elv, tehát két fermion nem lehet ugyanabban az állapotban. Ez a tulajdonság magyarázza az atomok héjszerkezetét. A fermionokat további két osztályba sorolhatjuk aszerint, hogy melyikük vesz részt az erős kölcsönhatásban. Leptonoknak nevezzük azokat, amelyek nem rendelkeznek színtöltéssel, tehát nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban. A leptonok osztályába tartozik az elektron, a müon valamint a tau-részecske, illetve mindhárom részecskéhez tartozik egy-egy neutrínó. Mind a hat felsorolt leptonnak létezik az antirészecske párja. A fermionok másik osztályát a kvarkok alkotják. A kvarkok rendelkeznek *színtöltéssel* (color), másik jellemzőjük pedig az *ízük* (flavour). Hatféle kvark ízt különböztetünk meg (up, down, top, bottom, charme, strange). A gyenge kölcsönhatás során a kvarkok íze nem marad meg.[1] A kvarkok a kvantum-színdinamikában optikai analógiára háromféle színnel rendelkezhetnek (piros, zöld, kék). Ezek mindig úgy rendeződnek, hogy az eredmény fehér legyen. Ez magyarázza, hogy miért nem figyelhetünk meg a természetben szabad kvarkokat. Kétféle úton érhető el, hogy a színtöltések összegzésének eredménye fehér legyen.. Az egyik út, hogy egy adott színű kvarkot egy vele ellentétes antiszínű kvarkkal összekapcsolunk, az így kapott részecskék a mezonok. A másik lehetőség, hogy mindhárom színből kapcsolunk össze egy-egy kvarkot, az így kialakuló részecskék a barionok, mint amilyen például a proton. A mezonokat és a barionokat együttesen hadronoknak nevezzük.[1][2]

A különböző részecskéket az anyaggal való kölcsönhatásuk során maguk után hagyott nyomok alapján detektálhatjuk. Töltött részecskék elektromágneses kölcsönhatásba léphetnek a detektor anyagával, a hadronok erős kölcsönhatásba, neutrínók gyenge kölcsönhatásba. [3] Látható, hogy ezek a kölcsönhatások különböző részecskékre sokfélék lehetnek, sőt ugyanazon részecskére különböző energiákon különböző folyamatok mehetnek végbe. Igazság szerint minden kölcsönhatási folyamat képezhet alapot egy-egy detektortípushoz. Mind közül mégis az elektromágneses kölcsönhatás a leggyakrabban használt a detektáláshoz, mivel nagyságrendekkel nagyobb a valószínűsége, mint a gyenge vagy az erős kölcsönhatásoké. Mivel a dolgozatomban vizsgált detektorok is az elektromágneses kölcsönhatás hatását érzékelik, a következőkben röviden ismertetem a töltött részecskék és az anyag kölcsönhatását.[3][4]

2.2. Töltött részecskék kölcsönhatásai

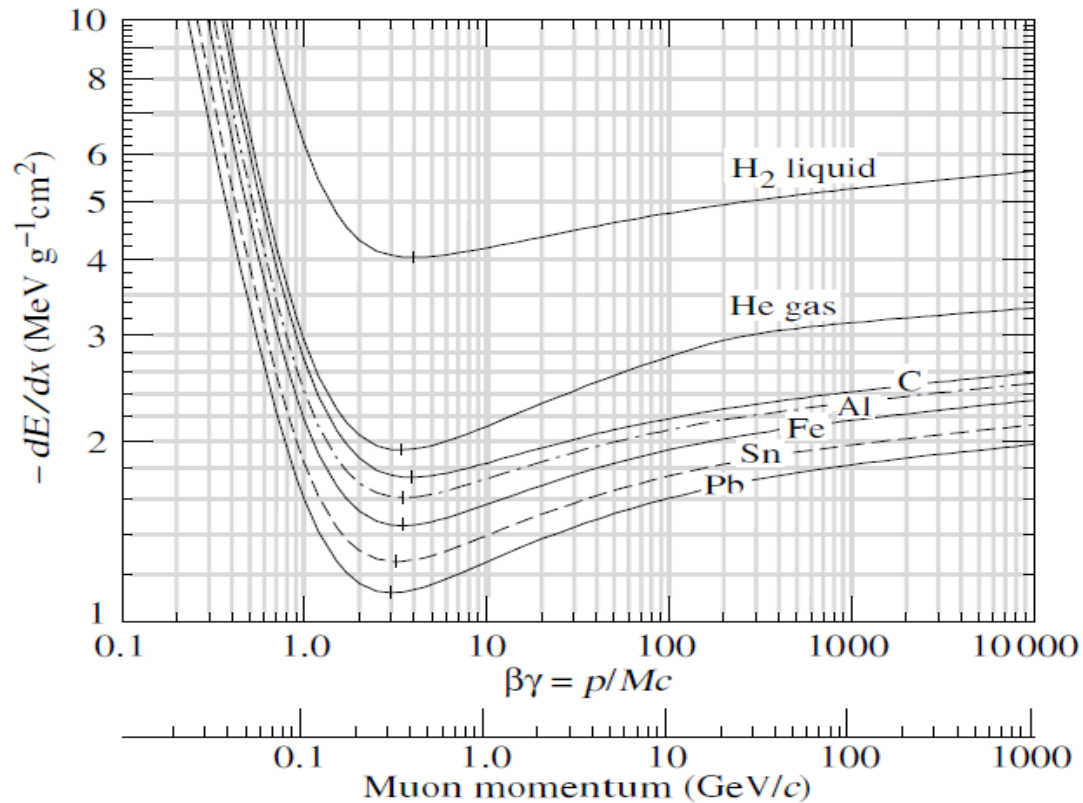
A töltött részecskék detektálásához arra van szükségünk, hogy a detektoron való áthaladás során a detektor anyagában energiát veszítsenek. A töltéssel rendelkező részecske áthaladása során fellépő legfőbb folyamatok a gerjesztés valamint az ionizáció, relativisztikus esetben a fékezési sugárzást is figyelembe kell vennünk. A gerjesztésre egy jellemző példa, ha a detektorba érkező elektronok a detektor anyagának atomjait gerjesztik, majd azok sugárzásos átmenettel térnek vissza alapállapotba. A kölcsönhatás eredménye tehát egy alacsony energiás foton lesz. Ebben az esetben tehát olyan detektort kell építenünk, amely képes érzékelni ezt a lumineszcenciát. Dolgozatomban szempontjából fontosabb a másik folyamat, azaz az ionizáció vizsgálata. Ebben a folyamatban az áthaladó részecske elegendő energiát képes átadni az elektronoknak, hogy azok kiszabaduljanak az atomokból. A maximális energia, amit egy beérkező töltött részecske átadhat egy elektronnak: [3]

$$(2.1) \quad E_{max}^{kin} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{m_0} + \left(\frac{m_e}{m_0}\right)^2}$$

ahol m_e az elektron tömege, m_0 beérkező részecske nyugalmi tömege, c a fénysebesség, γ a Lorentz-faktor, β pedig a beérkező részecske sebessége (fénysebesség egységeiben). Töltött részecskék anyagon való áthaladásukkor tehát energiát adnak le, az egységnyi hosszban leadott energiát a Bethe-Bloch formulával számíthatjuk.[3]

$$(2.2) \quad -\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \epsilon^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right)$$

ahol N_A az Avogadro szám, r_e a klasszikus elektron sugár, m_e az elektron tömege, ϵ a beérkező részecske töltése, Z és A az abszorbeáló anyag atomjainak rend- és tömegszáma. Az egyenletben szereplő δ egy *sűrűség korrekciós* tag, amelyeket ritka közegekben, mint például az általunk használt gáztöltésű detektorokban elhanyagolhatunk. A felírt formula nehéz részecskékre ($m_0 \gg m_e$) vonatkozik. Elektronok ($m_e = m_0$) esetén a formula korrekcióra szorul, mivel a fékezési sugárzást már alacsony energiákon sem lehet elhanyagolni. Látható, hogy a leadott energia a beérkező részecske energiájától függ, vizsgáljuk meg, hogyan néz ki ez a függés különböző energiákon:[3]



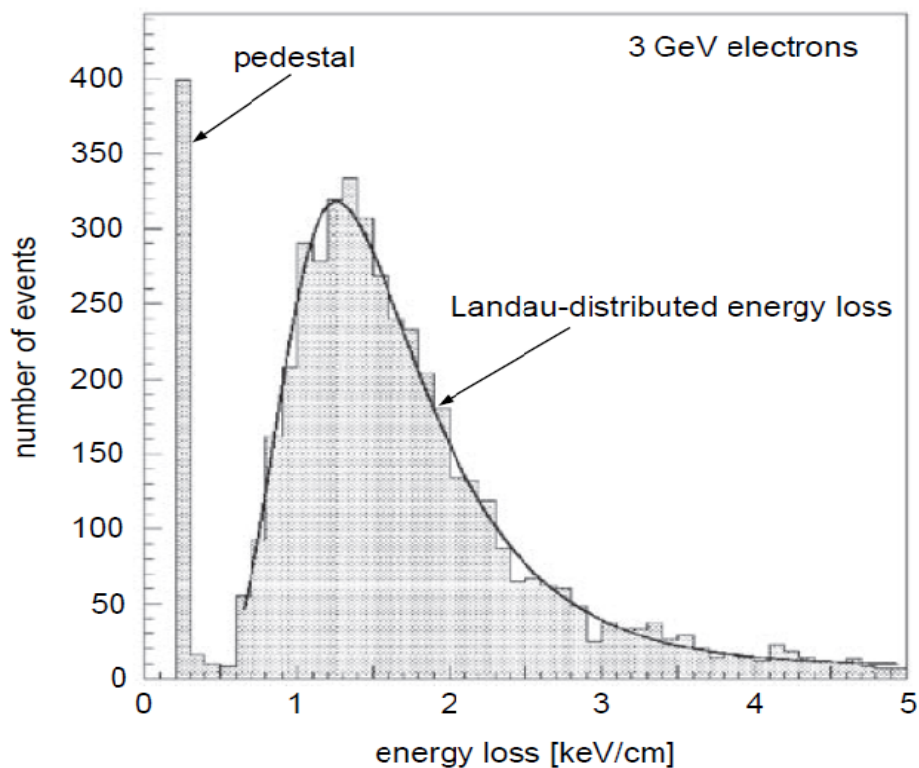
2.1 ábra: Töltött részecskék energia leadása egységnyi hosszban a sebesség függvényében, különböző anyagokban. [4]

A 2.1 ábrán látható, hogy alacsony energiákon a $\sim \beta^{-2}$ függés dominál. A fizikai magyarázat az, hogy a lassú részecskék jóval több időt töltenek el a közeg atomjainak közelében, így tovább is tart közöttük a kölcsönhatás. A görbe $\beta\gamma = 4$ körül éri el a minimumát. Az ebbe a tartományba eső részecskéket MIP-eknek nevezzük (*minimum ionizing particles, minimum ionizáló részecskék*). Könnyű abszorbeáló anyagokban (ahol $Z/A \sim 0,5$) a MIP-ek energialeadása durva becsléssel:[3]

$$(2.3) \quad -\frac{dE}{dx}_{min} \approx 2 \frac{\text{MeV}}{\text{gcm}^2}$$

Ebben a formulában a leadott energiát a közeg sűrűségével is korrigáltuk. Az energialeadás ezt követően relativisztikus hatások miatt ismét növekszik. A jelenség magyarázata a relativisztikus sebességgel közlekedő részecske transzverzális elektromos terének megnövekedése, melynek következménye a kölcsönhatás hatáskeresztmetszetének növekedése.[4] Még nagyobb energiákon pedig a görbe a közeg polarizációjának árnyékoló hatása miatt telítődésbe megy. Mivel az energialeadás a beérkező részecske töltésével négyzetesen arányos, a különböző töltésű részecskék jól szétválaszthatóak.[5] Fontos tudni, hogy a 2.2 egyenlet bal oldalán az energialeadás átlagos értéke szerepel. A részecske

detektoron való áthaladása során diszkrét számú kölcsönhatásban vesz részt, melyekben a leadott energia mértéke sokféleképpen alakulhat. Ennek köszönhetően a leadott energia eloszlásának is igen jellegzetes alakja lesz. Ritka közegben a leadott energia Landau-eloszlást mutat [2.2. ábra]. A δ -elektronok olyan nagy kinetikus energiával rendelkeznek, amely elegendő további atomok ionizációjához, így maguk is nyomot fognak hagyni detektorunkban.[3][4]



2.2 ábra: 3 GeV-es elektronok energialeadása Ar/CH₄ (80:20) közegben[3]

3. A részecskefizika kísérleti módszerei

A most következő fejezetben rövid áttekintést adok a részecskefizika kísérleti módszereiről. A fejezet elején arról írok, hogy a kísérletekhez milyen sugárzásokat használhatunk. Látjuk majd, hogy a természetben is jelen vannak a szükséges sugárzások, ezek kísérletekben való alkalmazása azonban mégsem praktikus minden esetben. Ezt követően a részecskefizikában használatos gyorsítókról, mint mesterséges sugárforrásokról adok egy rövid összefoglalást. A fejezet második felében a részecskefizikában használatos detektorok egy részét mutatom be. A részecske-detektorok feladata az, hogy az áthaladó részecskék különböző tulajdonságait mérjék. A megmért tulajdonságok alapján tudjuk majd azonosítani a detektor anyagán átszárguldozó, vagy éppen abban elnyelődő részecskéket. A XX. században a részecskefizikai kísérletek gyors ütemben fejlődtek, ennek következménye, hogy sok detektor már kevésbé népszerű a mostani kutatásokban. Itt most azokról a detektortípusokról írok majd röviden, amelyeket a mostani nagy kísérletekben is használnak. A különböző részecske-detektorok közül dolgozatomban csak a gáztöltésűeket tárgyalom részletesebben, mivel dolgozatomban én is egy gáztöltésű detektor tulajdonságait vizsgálom.

3.1. Természetes és mesterséges sugárzások

1895-ben Bequerel vette észre, hogy az Urán egyes sói láthatatlan sugárzást bocsátanak ki, amely képes az anyagba behatolni. Fotoemulzióval láthatóvá tehetjük ezt a sugárzást. Ezt a felfedezést tekinthetjük a magfizika kezdetének. [6]

A kísérleti részecskefizika kutatja az anyag legbelsőbb szerkezetét. A jelenkor részecskefizikai kísérleteiben nagyenergiás részecskenyalábot ütköztetnek vagy egy fix céltárgynak, vagy egy másik nagyenergiás nyalábnak. Az ütközésben szétrepülő részecskéket az ütközést körülvevő, hagymahéjszerű detektorrendszerekkel azonosítják.

3.1.1. Természetes sugárzások

Mindenki által ismert sugárforrások a természetben megtalálható izotópok. A kormeghatározáshoz használt ^{14}C például folyamatosan keletkezik a légkörben. Mindezek mellett izotópokat mesterségesen is előállítanak. Ezeket nukleáris reaktorokban vagy részecskegyorsítók segítségével készítik. [6] Az általam végzett mérések egy részéhez például ^{90}Sr β - forrást használtam. A választás praktikusnak bizonyul, hiszen a laborban nem áll rendelkezésre tesztanyag, kozmikus részecskékkel pedig jóval több időt vennének igénybe a mérések.

A természetben megtalálható másik sugárforrások a világűrből érkező nagyenergiás részecskék. Ezeket nevezzük kozmikus részecskéknek. Ezt a sugárzást ~90%-ban protonok, ~9%-ban He atommagok, ~1%-ban elektronok alkotják. A kozmikus részecskék energiája széles spektrumon, ~1 GeV -tól ~ 10^{20} eV -ig mozoghat. [6] A világűrből érkező *elsődleges* részecskék mindig ütközni fognak a légkör felső rétegeiben, amely ütközésekben nagyszámú másodlagos részecskezáporok fognak keletkezni. Ezek a másodlagos részecskék többnyire protonok, neutronok és pionok. A protonok és neutronok újból ütközni fognak, ahol újabb, kisebb energiájú részecskék fognak keletkezni, és ez a folyamat addig folytatódik, amíg a részecskék energiái olyan alacsonyak lesznek, hogy a levegő molekuláinak ionizációjával le

fognak fékeződni.[6] A kozmikus részecskék fluxusának mérése jól használható szerkezetvizsgálatokra. A REGARD csoport által fejlesztett müon-tomográf is egy kozmikus részecskék fluxusát mérő detektor. A témáról [7]-ben olvashatnak bővebben.

3.1.2. Részecskegyorsítók

Az elektromos töltéssel rendelkező részecskék gyorsítása a legegyszerűbb. A legkönnyebben elérhető töltött részecske az elektron, valamint az elektronjaitól megfosztott atommag. Az első ilyen gyorsító a televíziókban is alkalmazott katódsugárcső, habár a soron következő gyorsítókhoz képest ez igen kis energiás. A katódsugárcsővel legfeljebb néhány 100 keV energia érhető el. A jelenleg elérhető legnagyobb energia 7 TeV a CERNben található LHC (Large Hadron Collider, Nagy Hadron Ütköztető) gyorsítóval.

Az első sikeresen működő részecskegyorsítót Cockroft és Walton építették meg 1932-ben. Ezt a gyorsítót manapság a nagy kísérleteknél már csak előgyorsításra használják. A nagy feszültség eléréséhez itt diódákból és kondenzátorokból épített feszültségsokszorozót használtak. A nagy elektrosztatikus potenciál okozta problémák miatt ez a gyorsító csak körülbelül 10MeV előállítására alkalmas. Teljesen más megközelítés volt a gyorsítók történetében a Van-der-Graaf generátor. Itt egy fémgömböt töltenek fel nagyfeszültségre. A gyorsításhoz ezt a nagyfeszültséget egy ellenálláslánc segítségével leosztják. Ehhez a lánchoz fémlemezek kapcsolódnak, ők alkotják majd a gyorsítás csatornáját. A töltött részecskék ezek között a megfelelő feszültségekre állított lemezek között gyorsulnak fel. Ezzel a gyorsítóval már 25 MeV energia is elérhető, az elérhető energiának itt is a nagy feszültség okozta problémák szabnak gátat. Mivel a nagy feszültségekkel nehéz dolgozni, ezért megjelentek a lineáris gyorsítók. Itt a részecskéket ugyanaz a potenciálkülönbség gyorsította többször. Ennek a módszernek a hátránya, hogy nagy energiák eléréséhez túlságosan hosszú gyorsítókat kellene építeni. Jóval kompaktabb gyorsítóhoz jutunk, ha a gyorsított részecskéket mágneses térrel körpályára kényszerítünk. Így ugyanazok az elektródák képesek gyorsítani a részecskéket többször is. Homogén mágneses tér használata esetén a körpálya sugara változni fog. A legnagyobb energiás kísérletekben szinkrotron gyorsítót használnak, ahol a gyorsítás egy állandó sugarú kör mentén zajlik. Nagy előny a ciklotronnal szemben, hogy itt a mágneses térnek csak ott kell jelen lennie, ahol a gyorsított részecskék tartózkodnak.[6]

3.2. Detektorok

A részecskefizikai detektorok segítségével határozzuk meg az áthaladó részecskék sebességét, impulzusát, energiáját, fajlagos töltését stb.. Ebben a fejezetben a nagyenergiás fizikában használt legfontosabb detektorokat fogom röviden bemutatni.

3.2.1. Szcintillációs detektorok

Ezen detektorok működésének alapelve a leadott energia látható fénné való konvertálása. Az így keletkezett foton detektálása fotoszenzorral történik. Ezeknek a detektoroknak a fő előnye a gyors időbeli válaszidejük, valamint az energiára való érzékenységük. Ezek a detektorok készülhetnek szerves vagy szervetlen anyagokból. A plasztik szcintillátorok könnyen, olcsón előállítható eszközök, ezért ezeket gyakran alkalmazzák a kalorimetriában. Méréseim során szcintillátort fogok használni triggerelésre az említett gyors válaszideje miatt.[4][5]

3.2.2. Félvezető detektorok

A félvezető detektorokat kalorimetriára és nyomkövetésre használják. Fő előnyük, hogy igen kis struktúrák hozhatóak létre a mikrochip gyártás technológiájának köszönhetően. Maga a detektálás a p-n átmenetekben történik, ahol az alkalmazott gyenge záróirányú áram a detektoron áthaladó részecske határása megnövekszik. A CERN ATLAS kísérletében ilyen félvezetődetektorokból épül fel a pixeldetektor.[4][5][16]

3.2.3. Kaloriméterek

A kaloriméterek feladata a részecskék energiájának meghatározása. Ezt a részecskék teljes abszorpciójával érik el. A detektor anyagába érkező nagyenergiás részecske másodlagos részecskezápport indít, amely addig folytatódik, míg a teljes energia el nem fogyott. Fontos, hogy a detektorból kiolvasott jel nagysága arányos legyen a részecske energiájával. A detektorok külső rétegeit legtöbbször kaloriméterekkel töltik meg. Erre jó példa a CERN CMS kísérlete, ahol első réteggént elektromágneses kaloriméterek, ezt követően pedig hadronikus kaloriméterek helyezkednek el. Az elektromágneses kaloriméterek detektálják az elektronokat és gamma fotonokat, a hadronikus kaloriméterek pedig a kvarkokat tartalmazó részecskéket.[4][17]

4. Gáztöltésű detektorok

A 2.1. fejezetben láttuk, hogy a töltött részecskék gázon való áthaladásuk során ionizálják a gázt. Az, hogy mennyi elektron-ion pár keletkezik attól függ, hogy detektorunkban milyen gázt használunk. A detektorokban alkalmazott gáz legtöbb esetben valamilyen nemesgáz, hiszen ezek egyatomosak, nem rendelkeznek forgási illetve rezgési módusokkal, tehát az ütközéskor átadott energia az elektron kiszabadítására fordul. A feladat tehát az, hogy képesek legyünk érzékelni az áthaladó részecske által kilökött elektronokat. A legegyszerűbb ilyen elrendezés a GM cső.[6] Itt a gázteret egy hengeres, jó vezetőképességű cső alkotja, mely egyben a katód szerepét is megkapja. A cső közepén egy pozitív feszültségen tartott vékony szál van kifeszítve. A detektort itt is valamilyen nemesgáz tölti meg. A gázba bejutó részecske által kiszabadított elektronok a vékony anódszál felé kezdenek el sodródni, miközben folyamatosan ütköznek a gáztomokkal. Az elektromos tér erőssége a szál közelében már olyan nagy lesz[8], hogy két ütközés közben az elektronok elegendő energiára tesznek szert ahhoz, hogy tovább ionizálják a gázt. Ez a folyamat a szál eléréséig többször is megismétlődik. Így az eredetileg áthaladó részecske által keltett elektronok számát megsokszorozzuk, amely jelet a szálon összegyűjtve, majd elektronikával felerősítve már mérni tudunk.

4.1. **Proporcionális szál**

A GM csőnél a mért jel nem arányos a leadott energiával. A szál körüli mérsékelt nagy erők alkalmazásával elérhető, hogy a begyűjtött jel proporcionális legyen az áthaladó részecske által leadott energiával.

Az anód felé haladó elektron akkor képes ionizálni a gázatomot, ha ehhez elegendő energiát gyűjtött a két ütközés között. Annak a valószínűsége, hogy egy elektron egy másik elektront kelt egy infinitezimális dx szakaszon αdx , ahol α az első Townsend koefficiens. Jelölje $n(x)$ a töltések számát azon távolság függvényében, melyet az elektron konstans elektromos térben megtett. Ekkor írhatjuk hogy[6]:

$$(3.1) \quad \frac{dn(x)}{dx} = n(x)\alpha$$

így a töltések száma a megtett távolsággal exponenciálisan növekszik:

$$(3.2) \quad n(x) = n_0 e^{\alpha x}$$

Eddig azonban nem foglalkoztunk azzal, hogy itt egy sztochasztikus folyamattal van dolgunk. Nyilván nem mindegyik elsődleges elektron fog ugyanannyi elektront keltetni. Meg lehet mutatni, hogy ha az elektronsokszorozás kizárólag a lokális elektromos tér erősségének a függvénye, akkor az elsődleges elektronok által indított lavinák méretének exponenciális eloszlása van:[6]

$$(3.3) \quad P(n) = 1/\langle n \rangle * e^{-n/\langle n \rangle}$$

Az 5. fejezetben látjuk majd, hogy egyetlen elektronra a válasz valóban a lavinastatistikát adja majd.

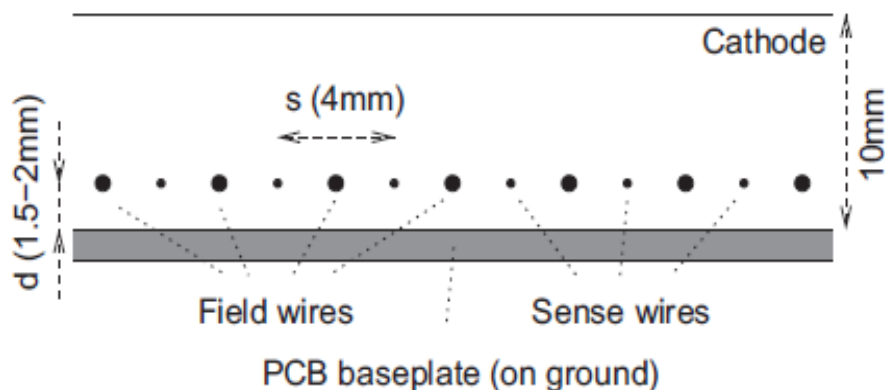
A detektorokat legtöbbször nem egyfajta gázzal töltjük meg. Az általam tesztelt méréseknél is Ar:CO₂ keveréket használtunk. Ennek az az oka, hogy a tárgyalt lavina kialakulása során sok Ar atom gerjesztődik. Alapállapotba való visszatéréskor pedig UV fotonokat bocsátanak ki. Ezek a fotonok pedig a katódra, ütközve további elektronokat lökhetnek ki.[9] Az így kiszabadult elektronok ugyanígy sodródni fognak az anód felé, majd maguk is ionizálják a gázt, lavinát keltenek és a folyamat folytatódni fog. A detektor így használhatatlan lesz. Az eredeti Ar gázhoz így valamilyen többatomos, a saját méréseimnél például CO₂ gázt kevertünk. Ez a gáz alkalmas arra, hogy elnyelje az Ar gerjesztése során keletkezett UV fotonokat (quenching).[6] Az alkalmazott gázoknál továbbá ügyelnünk kell arra, hogy a gáztérbe ne kerüljenek elektronegatív gázok, hiszen ezek az elektronokat könnyen be tudják fogni. Mivel az O₂ molekula is elektronegatív, ezért arra is oda kell figyelni, hogy a detektort szerelés után kellőképpen "átmossuk" a használt gázkeverékkel. Ebből természetesen következik, hogy a detektort jól el kell zárni a környezettől, hogy a gáztérbe különböző szennyeződések ne kerülhessenek be.

Az anódfeszültség beállításakor arra kell ügyelnünk, hogy a szál közelében kialakított lavina mérete arányos legyen a szálra kapcsolt feszültséggel. Túl kicsi feszültségek alkalmazásakor ugyanis nincs erősítés, csupán az elsődlegesen keltett elektronokat gyűjtjük be a szálon. A proporcionális tartományban az erősítés exponenciálisan növekszik a feszültség növelésével.[6] Az 5. fejezetben ezt méréssel fogom igazolni.

4.1.1. Sokszálas proporcionális kamra

Az áthaladó részecskék pályáját könnyen meghatározhatjuk sokszálas proporcionális kamrával (multiwire proportional chamber, MWPC).[9] Ezek a detektorok két katódlmezéből, valamint a köztük egy síkban kifeszített anódszálakból épülnek fel. Az elektromos tér geometriája az anódszálak közelében a proporcionális számlálókéhoz nagyon hasonló, így az MWPC összes anódszála proporcionális számlálóként működik. Ha valamelyik szál mellett egy lavina keletkezik, akkor ezen a szálon a lavina negatív jelet indukál, a szomszédos szálakon pedig pozitívat. Ez a pozitív jelel kompenzálni tudja az ugyanezen szálon, a kapacitív csatolás következtében megjelenő negatív jelet. Ennek az eredménye, hogy nagyobb jele csak azon a szálon fog megjelenni, amelyik mellett a lavina keletkezett.[6] A detektor helyfelbontását jelentősen növelhetjük, ha nem egyetlen katódot, hanem egy szegmentált darabokból álló katódot használunk.

A REGARD csoport egyik saját fejlesztésű detektora a közel katódos kamra (Close Cathode Chamber, CCC).[10] Itt a vékony anódszálak között vastagabb térformáló szálak vannak elhelyezve. A katódszálak átmérője tipikusan $\sim 20 \mu\text{m}$, míg a térformáló szálaké $\sim 100 \mu\text{m}$. A kétféle szál megfelelő feszültségű beállításával elérhető, hogy a katódlaptól való távolság ne befolyásolja jelentősen a gázerősítést. [10] További eltérés az MWPC-től, hogy a szálak a két katódlmez között asszimmetrikusan helyezkednek el. A szálak alatt elhelyezkedő katódot keskeny, egymástól elkülönülő részekre (padekre) osztjuk, ahol a szál körül megjelenő lavina töltést a megfelelő paden fog megjelenni, ezáltal kétdimenziós helymeghatározást érhetünk el. Elhelyezhetünk ezekből a detektorokból egymás fölött több réteget, így az áthaladó részecskék trajektóriáit nyomon tudjuk majd követni.

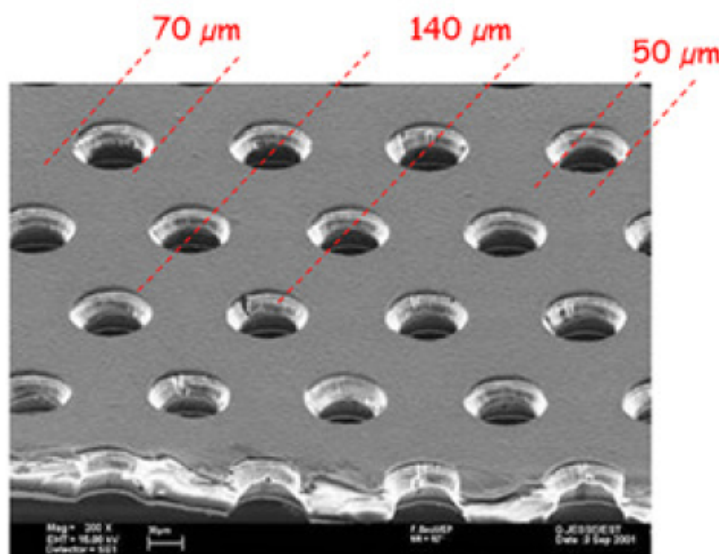


4.1. ábra: A közelkatódos kamra elrendezése. A szálak feletti nagyobb térrész a drift tartomány, amely a töltések begyűjtésére szolgál. A szálak alatti földelt lemez szegmentált. [10]

4.2. Mikrostruktúrák detektorok

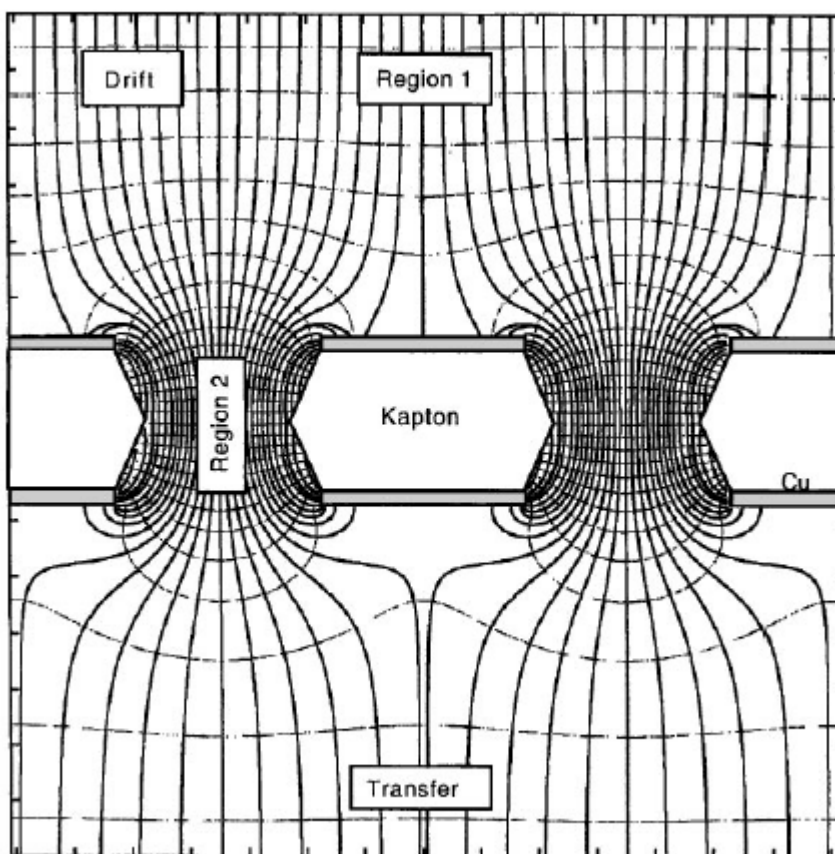
A mikrostruktúrák detektorok (Micro Pattern Gaseous Detector, MPGD) egy új irányt képviselnek a detektorok között. A korábban ismertetett MWPC-k robusztus szerkezetűek, ezért nehezen kezelhetők. Nyilván az erősítés elvét meg kellett tartani, a megvalósításon azonban változtatni kellett. A 90-es években indult meg a kísérletezés megfelelő módon kialakított nyomtatott áramkörti lapokkal. Az első ezek közül az úgynevezett mikro-sztríp, (Micro Strip Gas Chamber, MSGC). Itt a NYÁK-on kialakított, igen vékony ($\sim 7\mu\text{m}$) anódok és a vastagabb ($\sim 100\mu\text{m}$) katódok alternálva követik egymást, távolságuk tipikusan $\sim 200\mu\text{m}$. [6] A detektor gyakorlatilag egy miniaturizált MWPC. A gyártást fotolitográfiával oldották meg. A méretek csökkentésével természetesen javult a detektor helyfelbontása, ugyanakkor a kicsi méretek miatt nagy feszültségeken nem lehet használni a szikrázások elkerülése miatt. Ezen detektorok legnagyobb hátlutóje, hogy könnyen szikráznak, amely maradandó sérülést okozhat a felületükön. A szikrázások elkerülése miatt újabb geometriai formákkal is elindult a kísérletezés, melynek eredményeképpen F. Sauli fejlesztésével megjelentek a GEM (gas electron multiplier, gáz elektron sokszorozó) detektorok. [6][18]

A GEM [4.2. ábra] detektor felépítését tekintve egy vékony, szigetelő kapton fólia [18], melynek alsó és felső felületét vékony vezetőréteggel borítják. A detektor teljes felületén szabályos elrendezésben lyukakat alakítanak ki kémiai úton. A kapton fólia tipikus vastagsága $\sim 50\mu\text{m}$, a lyukak átmérője tipikusan $50\text{--}100\mu\text{m}$, a távolságuk pedig $100\text{--}200\mu\text{m}$. [5] Tekinthezünk úgy a detektorra, mint egy lyukacsos kondenzátorra. A GEM két felülete között alakítjuk majd ki a potenciálkülönbséget, így minden egyes lyuk proporcionális számlálóként fog működni [4.3. ábra]. Egyetlen GEM réteggel $\sim 10\text{--}1000$ -szeres erősítés érhető el, ezért több kísérletben több, tipikusan 3 GEM detektort használnak kaszkádban. A GEM egyik legfőbb pozitív tulajdonsága, hogy a jel kiolvasásában nem játszik semmilyen szerepet, a feladata kizárólag az erősítés. [5]



4.2. ábra: Mikroszkópos felvétel egy GEM felületéről [11]

A hagyományos GEM-ek mellett kezdenek elterjedni a vastag-GEM[12] (Thick-GEM, TGEM) detektorok, melyek működésüket tekintve teljesen megegyeznek a korábban megismert társaikkal. Vékony kapton fólia helyett azonban közönséges nyomtatott áramköri lapokból készülnek. A lyukakat nem kémiai úton készítik, hanem fúrással. A TGEM méretét tekintve az imént ismertetett közönséges GEM ~ 10 -szeresen felnagyított változata.[11] A megnövekedett méretnek köszönhetően jóval könnyebben kezelhető, továbbá fontos, hogy az esetleges szikrázások kevésbé károsítják a detektor felületét. A hagyományos GEM-el szemben előny, hogy a szikrázást követően ~ 10 -100 ms múlva a detektor ismét használható.[11] Ettől függetlenül nem ajánlott a detektort olyan feszültségen üzemeltetni, hogy szikrák gyakran alakulhassanak ki. Egy másik hátrányuk a mikrostruktúrák detektoroknak, hogy a bennük lévő szigetelő anyagok idővel feltöltődnek.

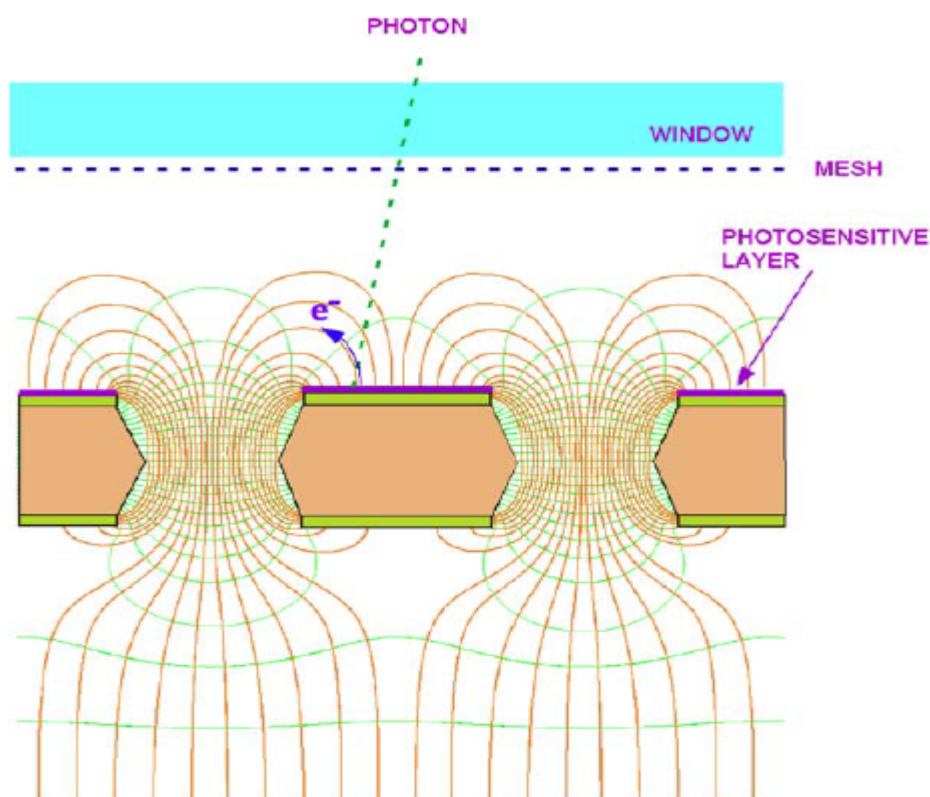


4.3. ábra: A GEM lyukaiban kialakuló elektromos tér szimulációja [15]

A CCC és a TGEM megismerését követően most térjünk át egy a REGARD csoport által fejlesztett fotondetektorra, mely lényegében a két említett detektortípus kombinációja.

4.3. TCPD detektor

Ebben a fejezetben mutatom be a TCPD detektort, amelynek tulajdonságait az 5. fejezetben mérésekkel is vizsgálni fogom. A detektor nevének rövidítése a TGEM CCC Photon Detector elnevezésből származik. Az elnevezés tartalmazza a detektor alkotóelemeinek megnevezését, valamint azt is, hogy milyen célra tervezték. TGEM-el való fotondetektálásra nem ez az első példa. [13] A TGEM felületét fotoszenzitív réteggel vonják be ahhoz, hogy a felületnek csapódó UV fotonok elektronokat lökjenek ki belőle. Gyakran használt fotoszenzitív réteg a CsI, jó kvantumhatásfoka miatt. A töltőgáz ezeknél a méréseknél CH_4 vagy CF_4 , ugyanis ezekben vákuumhoz közeli kvantumhatásfokot értek el.[13] A TGEM alapú fotondetektorok sikeresen végzik a detektorokon áthaladó részecskék által keltett Cserenkov sugárzás detektálását.



4.4. ábra: GEM-el való fotondetektálás sematikus ábrája. [13]

4.3.1. Cserenkov sugárzás

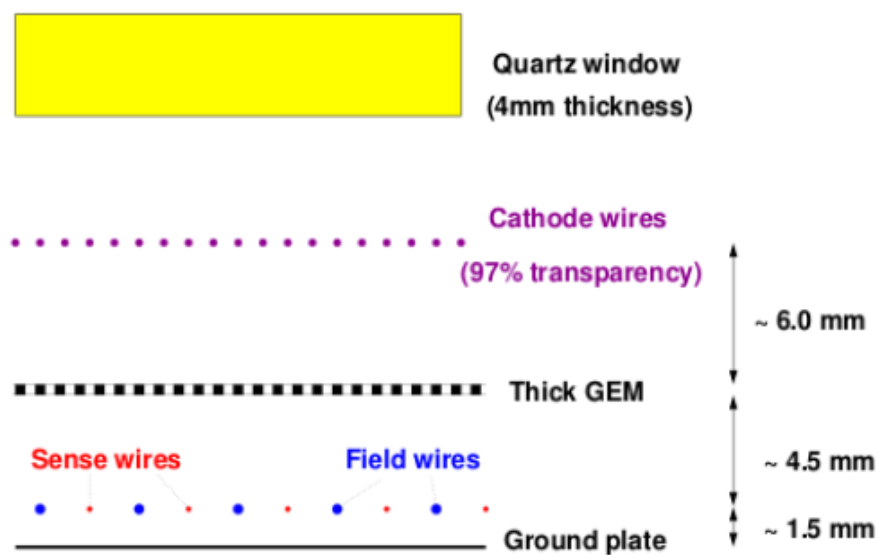
Amennyiben egy részecske sebessége meghaladja egy adott közegben a közegbeli fénysebesség értékét, elektromágneses sugárzást fog kibocsátani. Ez a sugárzás kúp alakban, a részecske haladási irányával meghatározott szöget bezáróan fog terjedni. [8] A szög a

részecske sebességétől, valamint a közeg törésmutatójától függ, így a jelenség felhasználható nagy impulzusú részecskék azonosítására.[11][19]

4.3.3. A TCPD detektor felépítése

A TCPD felépítését a 4.2. ábra mutatja.[14] A detektor fölött kvarc ablakot helyezünk el, hiszen UV fotonokat akarunk detektálni. Miután a foton bejutott a detektorba a TGEM felső lapjának ütközve kiszabadít egy elektront. Fontos, hogy ez az elektron valóban ki tudjon lépni a felületből, majd ezután a lyuk felé vándoroljon. Az előző fejezet alapján tudjuk, hogy minden lyuk proporcionális számlálóként működik. Az erősítés első fokozata itt fog megtörténni. Azt is láttuk, hogy a TGEM-el könnyen elérhetjük a $\sim 10^2$ erősítést. Tehát egy fotoelektron esetén most 100 elektronunk van. A TGEM-et követően egy erős extrakciós teret használunk azért, hogy effektíven össze tudjuk gyűjteni a TGEM lyukaiból kilépő elektronokat. A TGEM alatt elhelyezett CCC réteg egy utóerősítőként fogható fel, amely a TGEM-et elhagyó gyenge jelet erősíti majd fel annyira, hogy az mérhető legyen.

A Cserenkov sugárzás detektálására alkalmas detektorokon a legtöbb esetben nagyenergiás részecskék is áthaladnak. Ezek a részecskék körülbelül 2 nagyságrenddel nagyobb töltést keltenek a detektorban, mint a sugárzásból érkező fotonok, így a jel kiolvasásához használt erősítőnek nagy dinamikai tartománnyal kell rendelkeznie. A következő fejezetben mérésrel mutatom meg, hogy a MIP-ek által keltett jelet a katódtér megfelelő beállításával el lehet nyomni úgy, hogy nagyságrendben egybeessen a fotonok által keltett jellel.



4.5. ábra: A TCPD detektor felépítése.[14]

5. Vastag-GEM alapú foton detektor tulajdonságainak vizsgálata

Ebben a fejezetben mutatom be a TCPD (Thick-Gem CCC Particle Detector) detektorokon végzett méréseim eredményeit. A cél, hogy megmérjem a TGEM abszolút erősítésének feszültségfüggését, megvizsgáljam a TCPD-vel való fotondetektálást. Ezen felül tudnunk kell, hogy a detektor tulajdonságai változnak-e időben a bekapcsolást követően. Ezt a bekapcsolási effektust is megvizsgálom mindkét általam használt forrással. A korábbi fejezetben láttuk, hogy Cserenkov sugárzás detektálásakor fontos az áthaladó MIP-jel elnyomása. Erre egy lehetséges módszer a katódtér megfelelő beállítása. Ennek érdekében mérem a katódtér erősségének hatását az átlagos MIP jel nagyságára, majd a detektált fotoelektronok számára.

5.1. Az elektronika kalibrációja

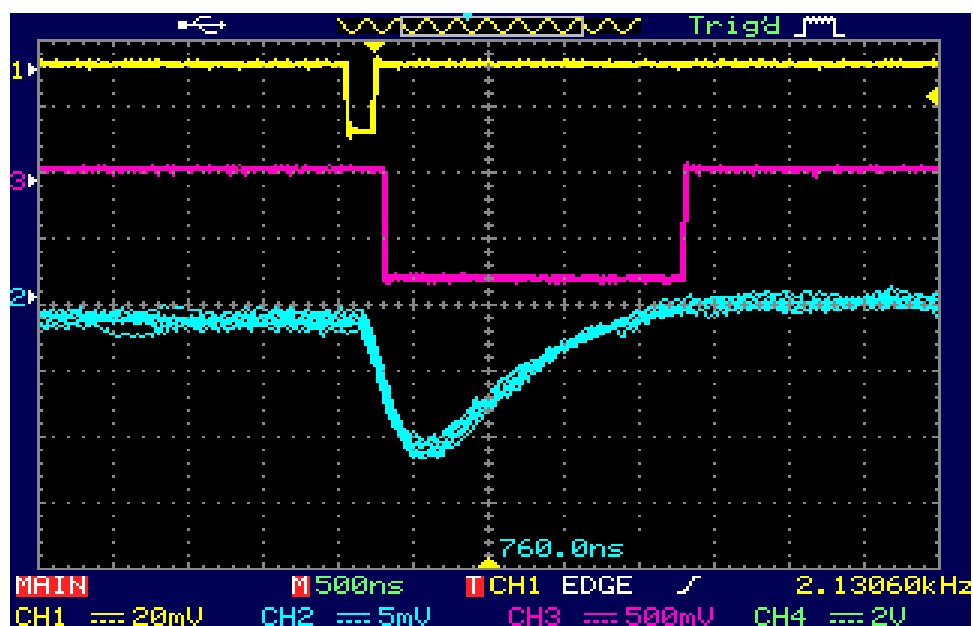
A mérések értékeit CAMAC Caen C1205 QDC egységgel vettük fel. A CAMAC rendszerek a kísérleti mag- és részecskefizikában kedvelt adatgyűjtő és vezérlőeszközök. A különböző modulokat egy keret slotjaiban helyezhetjük el, ennél fogva a rendszer könnyen szerelhető, a különböző modulok cseréje gyors.

A korábbi fejezetekből ismert, hogy detektorunk az áthaladó részecske által kiszabadított elektronokat sokszorozza. A vékony szálakra érkező jelet tovább erősítjük, majd ezt a jelet vesszük fel ADC egységünkkel megfelelő triggerre indított kapuzással. A mérések során tehát tudnunk kell, hogy az ADC egység ismert számú elektronhoz mekkora ADC egységet rendel. 3 mérési tartomány között választhatunk, ahol az adott töltésértékek az egyes rekeszek méretét jelölik: *low range* - 20 fC, *mid range* - 160 fC, *high range* - 1,3 pC. A TGEM tesztelése során a *range 1*-et használtam. Tudnunk kell továbbá azt is, hogy az ADC egység mekkora bemeneti tartományon viselkedik lineárisan. A feladat tehát az, hogy ismert számú elektronnak megfelelő jelet generáljunk, melyet felerősítve az ADC-vel rögzítünk. A szükséges töltésnek megfelelő jelet megfelelően megválasztott amplitúdójú és hosszúságú feszültségimpulzussal állítottuk elő, melynek értékeit az alábbi összefüggés alapján számíthatjuk:

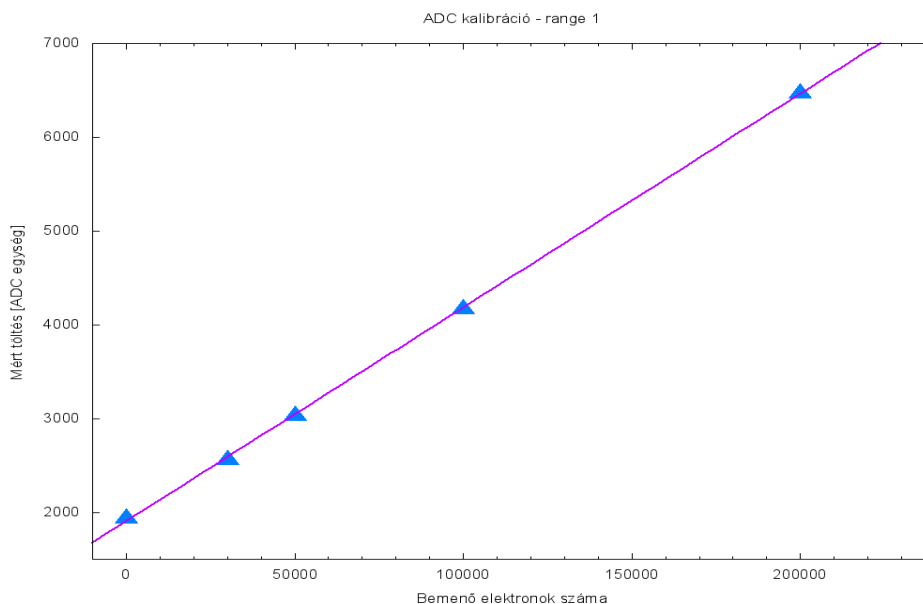
$$(5.1) \quad Q = \frac{U}{R} t$$

220 kΩ-os ellenállás mellett a feszültséget 20mV-nak, az impulzus hosszát pedig 180 ns-nak választva 10^5 db elektronnak megfelelő töltést kapunk. A feszültség változtatása mellett vizsgálhatjuk a különböző bemenő elektronszámokhoz tartozó ADC egységeket. A mérést *low* és *mid* tartományokon is elvégeztem. Az 5.1 ábrán látható egy oszcilloszkóppal rögzített kép a mérés közben használt jelekről. Az első csatorna a bemenő impulzus, mely egyben triggerként is funkcionál. A második csatorna a detektor erősítő elektronikájáról érkező jel, a harmadik csatorna pedig az a kapu, amely azt mondja meg a kiolvasó rendszernek, hogy a beérkező trigger követően (a trigger felfutó élére indul) mikortól induljon az adatrögzítés, és milyen hosszú legyen. A kapuzást a detektor tesztelése során természetesen ugyanígy

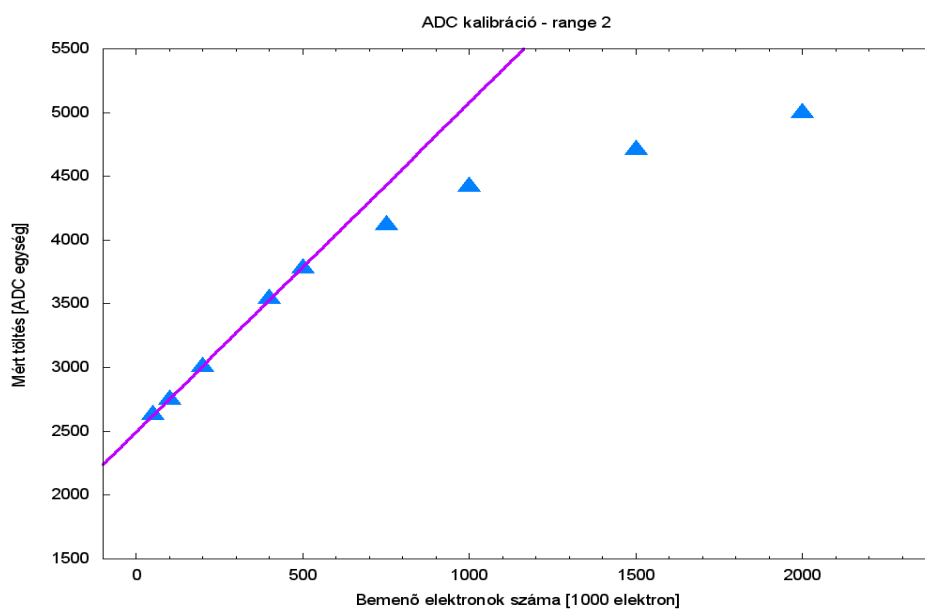
állítottam be. A kapu késleltetése 250 ns, a hossza pedig 2 μ s. Az impulzus hosszát, valamint a kapuzást NIM LeCroy Dual Gate Generatorral állítottuk be, az amplitúdót pedig feszültségosztóval. A két különböző tartományon végzett mérés eredményeit az 5.2 valamint az 5.3 ábra mutatja. A lineáris tartományokra egyenest illesztettem. *Low range* beállításon az ADC $\sim 2 \cdot 10^5$ db bemenő elektronig (40 mV-os impulzus) használható, *mid range* mellett körülbelül $5 \cdot 10^5$ db bemenő elektronig (100 mV-os impulzus) viselkedik lineárisan. A további mérésekben a beállítások változatlanok maradnak, feszültségimpulzus helyett azonban valóban elektronokat fogunk összegyűjteni a vékony szálakon. Az ADC egységekben mért töltésekből pedig vissza tudjuk majd számolni az összegyűjtött elektronok számát.



5.1 Ábra: Oszilloszkóp felvétel az elektronika kalibrációjánál használt beállításokról. Az egyes csatorna a beállított impulzus, mely egyben trigger jel is, a kettes az elektronikáról érkező jel, a hármas pedig a trigger felfutó élére indított kapu.



5.2 Ábra: *low range* mellett végzett kalibráció. Látható, hogy *low range* mellett a mért töltéérték egyenesen arányos a bemenő töltéssel a teljes intervallumon.

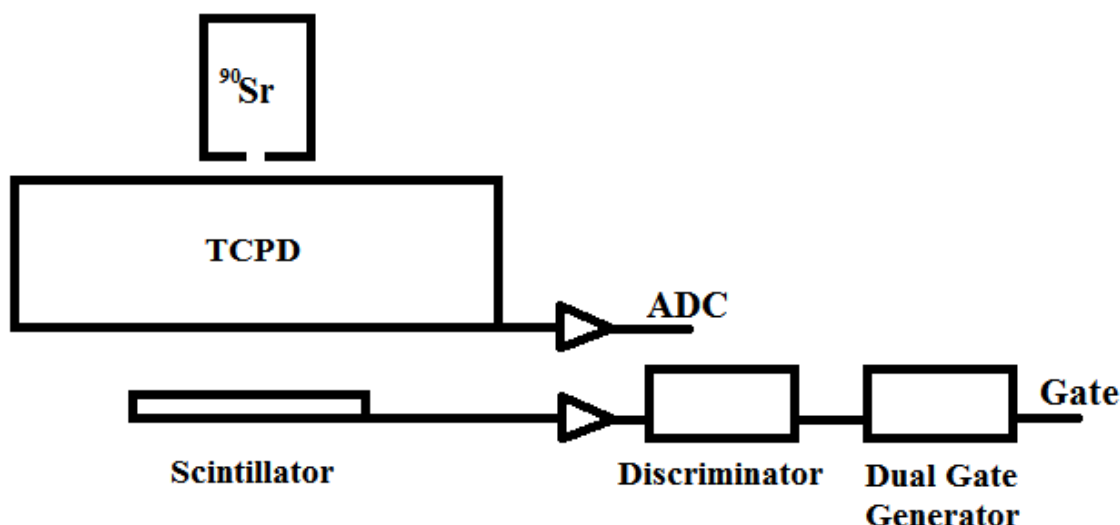


5.3 Ábra: *mid range* mellett végzett kalibráció. Ezen a beállításon az ADC egység $\sim 5 \cdot 10^5$ -nél több bemenő elektron esetén már nem viselkedik lineárisan.

5.2. Abszolút erősítés mérése

Detektorunk egyik legfontosabb tulajdonsága, hogy különböző rákapcsolt feszültségek mellett mekkora mértékben sokszorozza meg az áthaladó részecske által keltett elektronokat. Az abszolút erősítést TCPD kamrával és ^{90}Sr β - forrással határoztam meg. A TCPD kamra felépítését az előző fejezetben már bemutattam. Az 5.4 ábrán látható az erősítés

meghatározásához használt kísérleti elrendezés. A β -bomlás nem diszkrét spektrumú, ezért arra van szükségünk, hogy a bomlásban keletkező elektronokból csak a nagy energiával rendelkezőkre triggereljünk. A szűrésről maga a TCPD kamra gondoskodik, hiszen a kamra vastagabb alaplapján csak a nagy energiával rendelkező elektronok tudnak majd áthalolni, aminek köszönhetően körülbelül MIP jelekkel mértünk. Triggereléshez a szcintillátort gyors válaszüzeje miatt használhatjuk.



5.4 Ábra: Az abszolút erősítés meghatározásához Stroncium forrást használtam. A triggerelést a tesztkamra alatt elhelyezett szcintillátor végzi. A szcintillátor analóg jelét diszkriminátorral digitalizáljuk. Az adatkiolvasáskor használt kapuzást a trigger felfutó élére indítjuk

Az erősítés meghatározásakor nem használunk kvarc ablakot, szimplán mylar fóliával fedjük a tesztkamra tetejét amin az elektronok könnyedén áthaladnak. A méréseimhez használt tesztkamrában a Vastag-GEM és a vékony szálak távolsága a 4.5. ábrától eltérően 7 mm volt. A kamrát Ar és CO₂ gázkeverékkel töltöttük meg 82:18 arányban. A gázt folyamatosan cseréltük a mérések során, így őriztük meg a minőségét. Ismert [9], hogy Ar-ban a MIP-ek cm-ként 94 e⁻ - ion párt keltenek, CO₂-ben pedig 91-et. Ezek alapján könnyen kiszámíthatjuk, hogy az általunk használt keverékben 7 mm-en ~ 65 db, 6 mm-en pedig ~56 db e⁻ - ion párt fognak kelteni. Jelöljük a katódtérben keltett elektronok számát n_c -vel, a szálak terében keltett elektronok számát pedig n_w -vel. Látható, hogy $n_c \sim d_c$ -vel, $n_w \sim d_w$ -vel, mely arányosságokat később még használjuk. Ezen értékek, valamint az előző pontban bemutatott kalibráció ismeretében tudjuk majd megmondani detektorunk abszolút erősítését.

Mivel a most tárgyalt mérés során elektronok száguldanak át a detektoron, ezért a katód és a TGEM teteje (továbbiakban TGU) között olyan elektromos teret állítunk be, hogy a katódtérben kiszabaduló elektronok a TGEM felé sodródjanak. A detektor lyukaiba érkező elektronok az ott jelenlévő erős elektromos tér hatására további elektronokat fognak kelteni. A lyukakat elhagyva érkeznek meg a szálakat körülvevő elektromos térbe, ahol természetesen újabb lavinák jönnek majd létre. Nem szabad elfeledni, hogy az eredeti részecske nemcsak a

katódtérben, hanem a szálak terében is ionizálja a gázt, az ott keletkezett elektronokat azonban kizárólag a szálak tere erősíti majd. A szálakra érkező elektronok számát a két térrészben keletkezett, majd a különböző erősítési lépéseken átesett elektronok számának összege adja. Jelöljük a TGEM erősítést G_G -vel, a szálak erősítést pedig G_W -vel. Természetesen $G_G = G_G(U_G)$ és $G_W = G_W(U_W)$, de az egyszerűség kedvéért a feszültségfüggéseket az egyenletekben nem jelölöm. Ekkor a szálakra érkező elektronok számára írhatjuk, hogy:

$$(5.2) \quad N^{norm} = n_w G_W + n_c G_G G_W$$

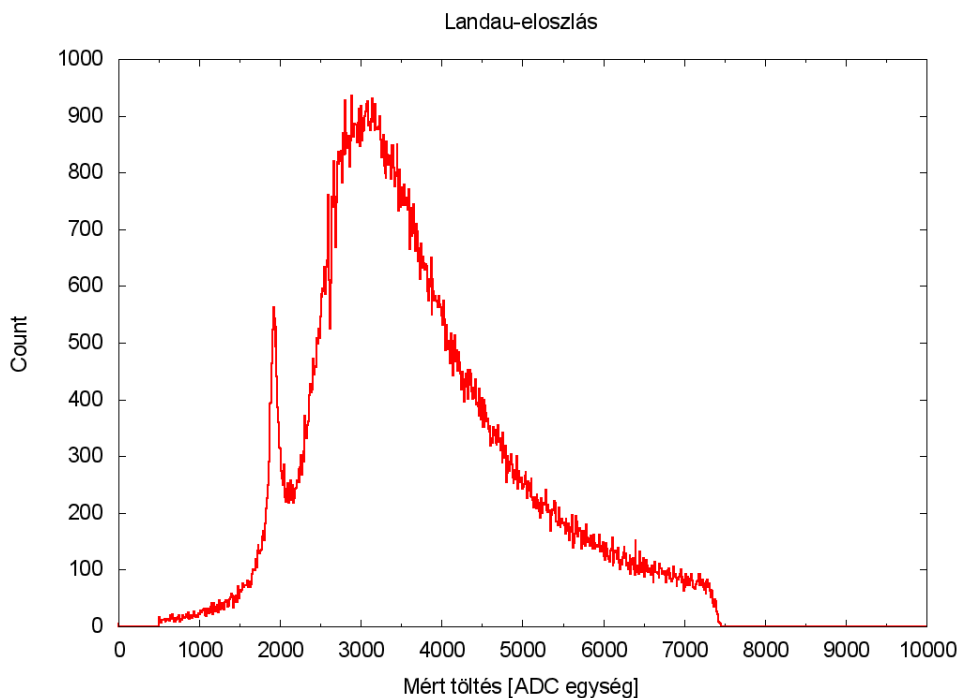
ahol az ösztöltés indexében szereplő norm. (normál) azt jelenti, hogy a TGEM feletti térrészben olyan teret hozunk létre, hogy az elektronok a TGEM felé gyorsuljanak. Beállíthatjuk úgy is a feszültségértékeket, hogy a TGEM feletti térrészben keletkező elektronokat a katódon gyűjtjük össze, ekkor a szálakra jutó elektronok száma:

$$(5.3) \quad N^{rev} = n_w G_W$$

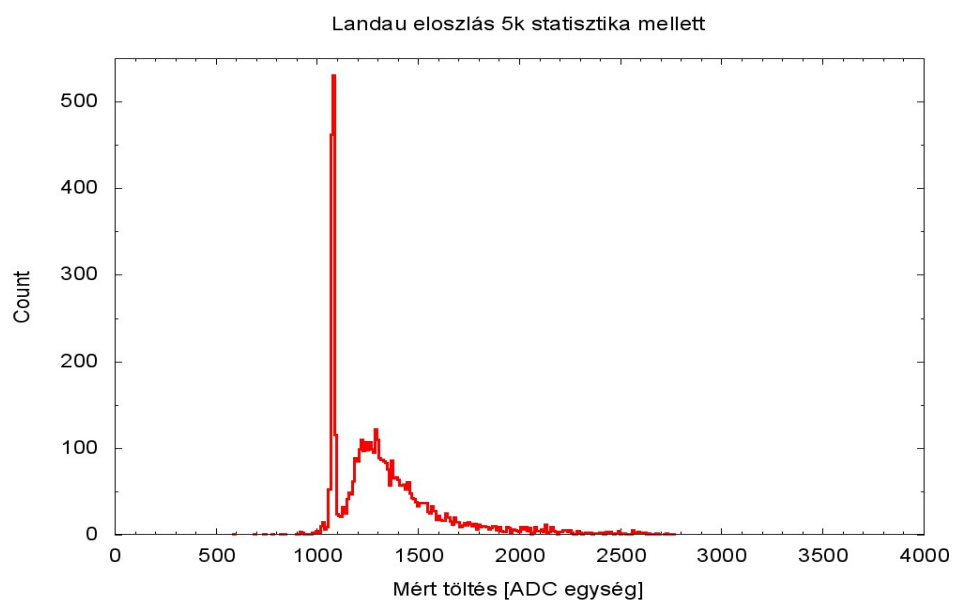
mivel a TGEM fölötti elektronokat elvittük. Itt a felső indexben szereplő rev. (reverse) a katódtérben alkalmazott fordított elektromos térre utal. A két egyenletet egymással elosztva, és alkalmazva az $n_c/n_w = d_c/d_w$ összefüggést azt kapjuk, hogy:

$$(5.4) \quad \frac{N^{norm}}{N^{rev}} = 1 + \frac{d_c}{d_w} G_G$$

Ebből a TGEM erősítése a normál/reverse tér mellett felvett töltésértékek ismeretében könnyen számítható. (5.4) egyenletből látható, hogy a TGEM erősítést úgy határozhatjuk meg, hogy nem szükséges kalibrálnunk az elektronikát, nem kell ismernünk a szálerősítést és az alkalmazott gázt, csupán a TCPD geometriájának ismerete szükséges. Az első fejezetben láttuk, hogy az áthaladó részecske által leadott energia fluktuációja Landau eloszlást mutat [5.5.a. ábra]. Az 5.5.b. ábrán látható egy általam felvett 5k eseményt tartalmazó statisztika. A pedestal körüli zaj 1070 körüli ADC értéknél magasodik ki. Ennek a csúcsához tartozó töltésértéket a továbbiakban mindig ki fogom vonni. A Landau eloszlás jól elkülöníthető az elektronika zajától, így meg tudunk határozni a két eloszlás határán egy értéket (továbbiakban vágás), amely fölött a hisztogram átlaga adja meg a mért töltés átlagos értékét ADC egységekben. Az erősítést definíció szerint a hisztogram átlagos értékével számítjuk, de ha ez megvan, a későbbiekben használhatjuk a hisztogram mediánját is, mivel ez elméletileg csak egy konstans erejéig fog eltérni az átlagtól. A medián azért lehet jó választás a számításokban, mert kevésbé érzékeny a nagyobb energialeadásokhoz tartozó apró kiugrásokra a hisztogramban.



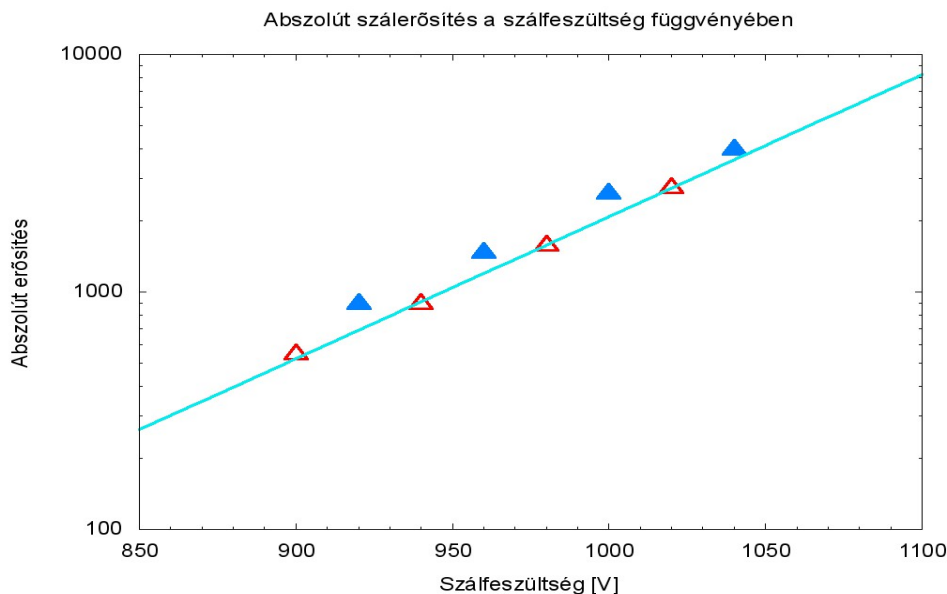
5.5.a. ábra: 10^5 nagyságrendű eseményt tartalmazó statisztika. Az elektronika kis dinamikai tartománya miatt látható 7000-es ADC egység felett az eloszlás szaturációja.



5.5.b. Ábra: β - forrással rögzített 5k eseményből álló statisztika hisztogramja. Jól látható az elektronika Gaussos zaja, majd a nagyobb töltésértékeken a mért MIP jel Landau eloszlása. Látható, hogy 5k esemény felvétele is elegendő az analízishez, így a továbbiakban ekkora méretű statisztikákkal dolgozok.

5.2.1. Szálerősítés meghatározása

Az (5.4) egyenlet értelmében a TGEM erősítésének meghatározásához ismernünk kell N^{rev} értékét különböző szálfeszültségek mellett. A szálak feszültségét azért csökkentjük a TGEM feszültségének növelésével, mert különben a túl nagy erősítés miatt túl nagy jelet szednénk össze a szálakon. Az 5.1. alfejezetben láttuk, hogy emiatt kicsúszhatunk az ADC lineáris tartományából. Így első lépésként a korábban ismertetett *reverse* katódtér mellett, különböző szálfeszültségekkel veszünk fel statisztikákat. Ezen Landau eloszlások átlagaiból (mediánjaiból) tudjuk majd N^{rev} különböző értékeit meghatározni. A kalibráció alapján pedig kiszámíthatjuk a szálak abszolút erősítéseit a különböző feszültségek mellett. A mérési eredményeket az 5.6. ábra mutatja. Az erősítés értékeiben megfigyelhető lépcsőzetes ugrándozás annak tudható be, hogy a feszültség növelésével egyre több ion fog kiülni a TGEM-re. Ennek az lesz a következménye, hogy a térerősség, és ezzel együtt az erősítés értéke is csökkenni fog. Ezt bekapcsolási effektusnak nevezzük. Mivel az ábrán látható mérési pontokat nem növekvő sorrendben vettem fel (az időrendi sorrend: 920V, 960V, 1000V, 1040V, 980V, 940V, 1020V, 900V), ezért látszik az ábrán az, hogy 920V, 960V, 1000V és 1040V feszültségeken az erősítés értéke magasabb. Az is látszik, hogy 1040V-nál az eltérés már kisebb, itt a bekapcsolási effektus hatása már kevésbé számottevő. Az ezek után következő mérések erősítésértékeinél ez a változás már nem figyelhető meg. Ezen mérés elvégzésekor még nem számoltam ezzel a jelenséggel, de később az 5.4. fejezetben még vizsgálni fogom.



5.6. Ábra: Szálak abszolút erősítésének mérése. A kék háromszögekkel jelölt pontokat nem használtam a görbeillesztéskor a bekapcsolási effektus miatt.

5.2.2. TGEM abszolút erősítésének mérése

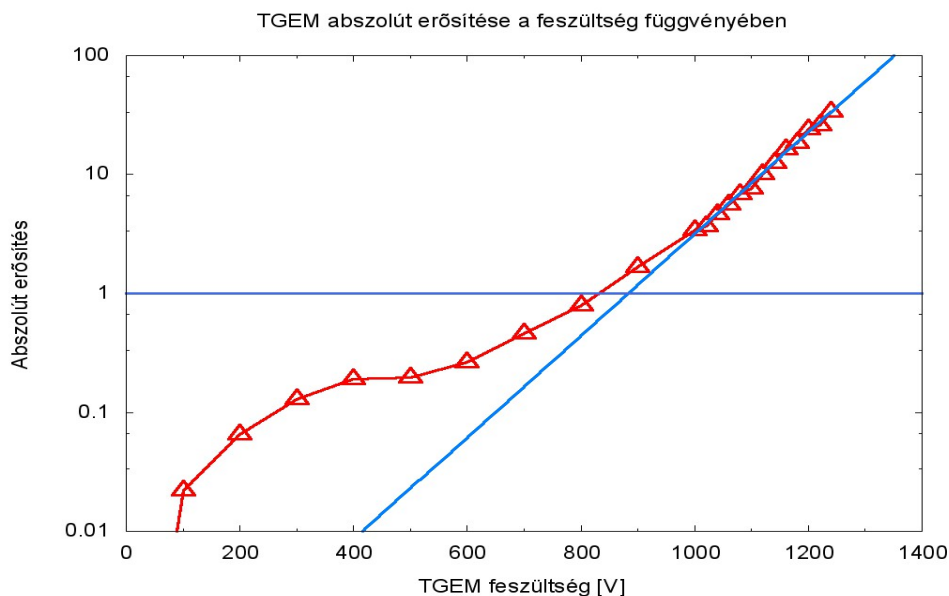
A TGEM erősítésének mérésekor N^{norm} értékét mérjük. A cél az, hogy a katódtérben keletkező elektronokat a TGEM-hez juttassuk, ezért $\sim 700\text{V/cm}$ erősségű normál teret

használnunk. Ezen érték megválasztását az 5.5. fejezetben mérésrel indokolom majd. A TGEM lyukait elhagyva össze kell gyűjtenünk a lavinát a vékony szálakon. Nem engedhetjük, hogy az elektronok a lyukat elhagyva a TGEM alja felé sodródjanak. Ehhez $\sim 1300\text{V/cm}$ nagyságú extrakciós teret használnunk.

Mint már említettem, a detektorra kapcsolt feszültség növelésével előfordulhat, hogy a szálakra túl nagy jel érkezik, így kicsúszunk az ADC lineáris tartományából. Ekkor a szálak feszültségét (erősítését) mindenképpen csökkentenünk kell. Természetesen ekkor meg kell határoznunk az új szálfeszültséghez tartozó N^{rev} értéket. Ehhez rendezzük az 5.4 egyenletet N^{rev} -re:

$$(5.5) \quad N^{\text{norm}} \left(1 + \frac{d_c}{d_w} G_G \right)^{-1} = N^{\text{rev}}$$

Az egyenletből G_G az utolsó jól használható mérés alapján ismert és tudjuk, hogy ez az érték független a szálfeszültségtől. N^{norm} értékét pedig meg tudjuk mérni az új szálfeszültség mellett, így az új N^{rev} -et az (5.5) egyenletből már ki tudjuk számítani. A mérés kezdetekor azonban valóban rögzítenünk kell egy-egy statisztikát *normal* és *reverse field* mellett is. A fent ismertetett módszer ezt követően már alkalmazható. A felvett statisztikákból N^{norm} értékeit a hisztogramok átlagaival számítottam ki. Az eredményeket az 5.7 ábra mutatja.



5.7. ábra: TGEM abszolút erősítése a feszültség függvényében. Vízszintes vonallal jelöltem az 1-es értéket. Látható, hogy ezt az értéket 900V-nál haladja meg az erősítés. A magasabb feszültségekhez tartozót erősítésekre exponenciális görbét illesztettem.

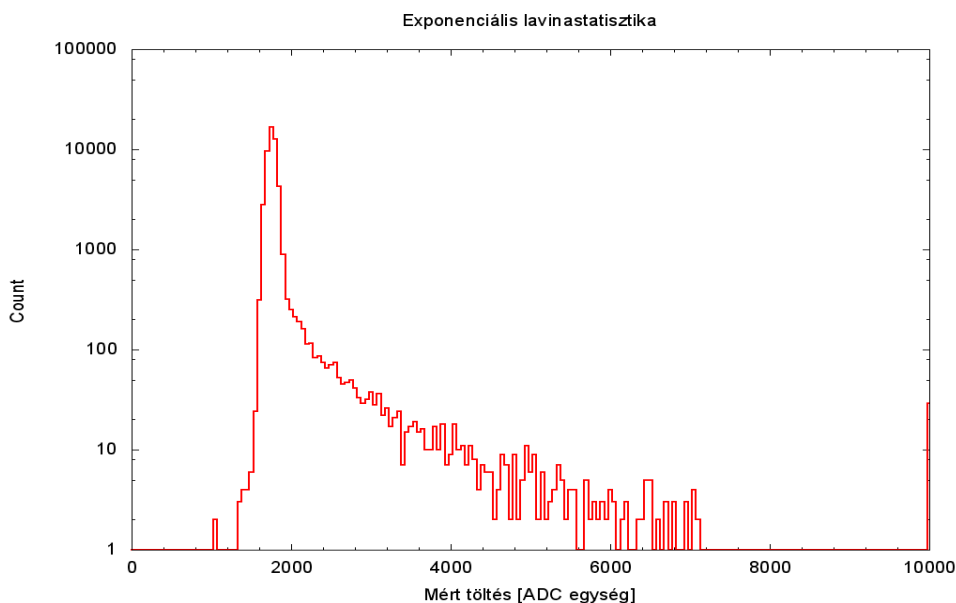
A TGEM feszültségét 0V-tól 1240V-ig változtattam. Ennél magasabb feszültségértékeket nem állítottam be az esetleges szikrázások elkerülése miatt. Az ábrán a vízszintes vonal jelöli az 1-es értéket. 900V-nál lépi át az erősítés mértéke ezt a szintet, tehát a detektor ekkor kapcsol be. Az ennél kisebb erősítésértékek azt jelentik, hogy a katódtérben keletkező elektronok nem jutnak be a TGEM lyukaiba, egyszerűen nekivágódnak a TGEM tetejének. Így a TGEM alatt kevesebb elektront érzékelünk, mint amennyi ténylegesen keletkezett. A

900V-nál nagyobb TGEM feszültségeken, a 4. fejezetben leírtaknak megfelelően az erősítés exponenciálisan növekszik a feszültséggel.

5.3. TCPD-vel való foton detektálás vizsgálata

A negyedik fejezetben láttuk, hogy a TCPD egy TGEM alapú fotondetektor. Ebben a fejezetben mutatom meg, hogy a detektor valóban alkalmas fotonok detektálására. Megmértem a TCPD kamra erősítését, valamint meghatározom a detektor hatásfokát.

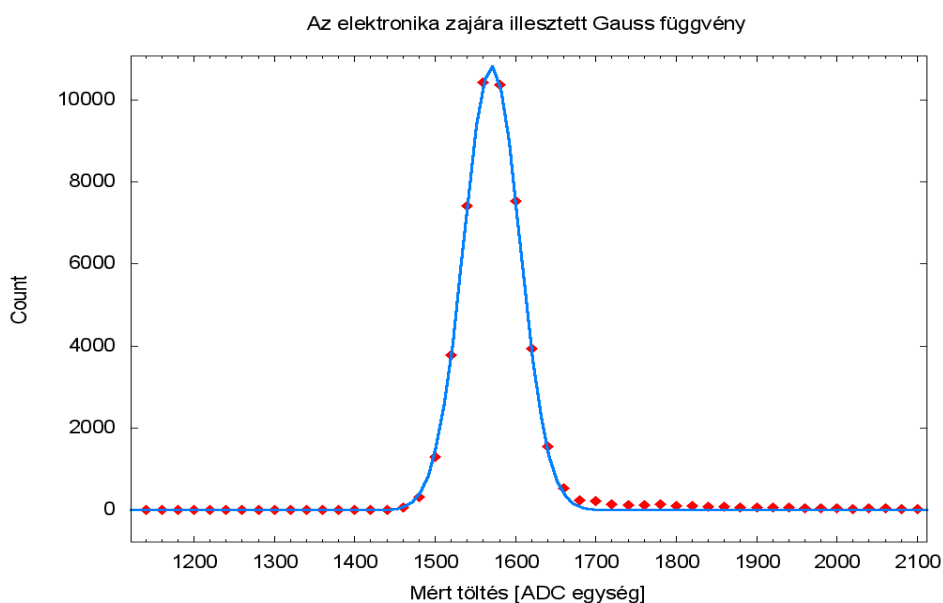
A méréseim során használt TGEM detektorok nem CsI réteggel voltak bevonva, hanem aranyozott volt a felületük. Az arany kvantumhatásfoka ugyan nem közelíti meg a CsI kvantumhatásfokát, ezzel szemben sokkal kevésbé érzékeny a környezetre, jóval könnyebben kezelhető. A TGEM-ek cseréje így nem igényel légmentesen záró szerelődobozt (glove box). A rosszabb kvantumhatásfokot a detektorra lött fotonok számával kompenzáljuk. A méréseim során UVTOP 240 LED-et használtam [14], melynek intenzitásmaximuma 248 nm, szélessége 10 nm. Az arany kilépési munkája körülbelül a 240 nm-es fotonok energiájának felel meg, így ez a LED alkalmas arra, hogy elektronokat szabadítson ki a TGEM felületéből. A fotonforrás irányítását egy meghajtó egység végzi [14], melyet egyben triggerelésre is használunk. Azt, hogy mennyi fotont bocsásson ki a LED egy ellenállás segítségével szabályozzuk. Az UV foton által kilökött elektron bekerül a lyuk elektromos terébe, ahol a gyorsító tér hatására elektron lavina fog keletkezni, melyet a szálerősítést követően a vékony szálakon gyűjtünk össze. Az előző pontokkal ellentétben itt nem egy áthaladó töltött részecske ad le energiát a gázban, hanem a beérkező UV foton adja át energiáját a detektor felső rétegében elhelyezkedő elektronoknak. Emiatt a fotonokkal felvett statisztika nem Landau eloszlást fog adni, hanem magát a lavinastatisztikát, ahogy azt a 4. fejezetben láttuk. Az 5.8. ábra mutatja a TCPD detektor egy fotonra adott választát.



5.8. ábra: UV forrással felvett statisztika

Az 5.8. ábrán jól látható, hogy valóban exponenciális a lavinastatistika. Felmerülhet tehát a kérdés, hogy a β -forrásos méréseknél miért vehettük a lavinaméretet állandónak. Ott azonban nem egyetlen elektron statisztikáját láttuk, hiszen a katódtérben mint korábban kiszámoltuk ~ 65 elektron keletkezik. Így a lavinaméret állandónak vehető, hiszen a kiszabadított 65 elektron által keltett lavinaméretet átlagát mértük meg.

Az elektronika zaja itt is Gaussos, mögötte látható a lavinastatistika. Akárcsak a β -forrás esetében, a Gauss csúcsához tartozó töltés értéke lesz jelen esetben is a pedestal, melyet mindig ki fogunk vonni. A detektált fotoelektronok számát a hisztogram Gauss zaj mögötti integrálja adja. Ezt extrapolálva kapjuk meg a tényleges fotoelektronszámot, hiszen a zaj takarása miatt a tényleges fotoelektronszámot nem láthatjuk. A kérdés az, hogy honnan végezzük el az integrálást ahhoz, hogy ne legyen túl sok zajunk. Ezen érték meghatározásához Gauss függvényt illesztettem az elektronika zajára, majd az integrálást a pedestal+ 5σ értéktől végeztem el.



5.9. ábra: Az elektronika zajának mérési pontjaira illesztett Gauss függvény

A lavinastatistikára $f(x)=a*\exp(-x/b)$ alakú exponenciális függvényt illeszthetünk. Az a és b paramétereket érdemes az erősítéssel (G) és a fotoelektronok számával (N) kifejezni. A fotoelektronok számára írhatjuk, hogy²:

$$(5.5) \quad N = \int_0^{\infty} f(x) dx$$

A TCPD erősítése a függvény átlagos értéke, tehát erre írhatjuk, hogy:

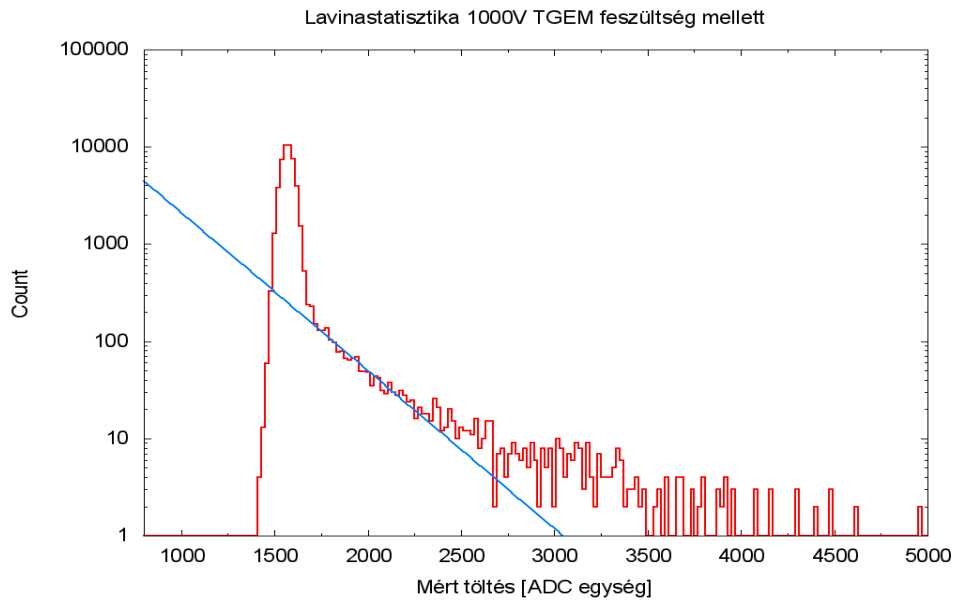
² Itt megjegyezném, hogy ezekben a számításokban az **elméleti** görbe paramétereit határozom meg. Ennélfogva itt nem számolunk az elektronika zajával. A felvett statisztikán azonban jól elkülöníthető a lavinastatistika a zajtól, tehát használhatjuk illesztéskor a most meghatározott elméleti görbét.

$$(5.6.) \quad G = \frac{\int_0^{\infty} x f(x) dx}{\int_0^{\infty} f(x) dx}$$

A fent ismertetett exponenciális függvényre kiszámítva a két integrált az alábbi függvényhez jutunk:

$$(5.7.) \quad f(Q) = \frac{N}{G} e^{-Q/G}$$

ahol x helyére Q-t írtam, hiszen az x-tengelyen az ADC-vel mért töltést ábrázoljuk. A következő ábrán 1000V TGEM feszültség mellett felvett statisztikára illeszttem az elméleti exponenciális görbét. Az illesztést a korábban ismertetett pedestal+5 σ értéktől végzem el, az illesztett tartomány felső határának x=2500-at választottam meg, mivel e fölött az érték fölött a mérési pontok túlságosan szórnak.



5.10.ábra: 1000V TGEM feszültségen felvett lavinastatisztika. Az elméleti görbe illesztését a pedestal+5 σ -tól 2500-ig tartó tartományon végeztem el. Látható, hogy ezt követően a mérés értékei erősen szórnak.

Fontos tudnunk, hogy detektorunk milyen hatásokkal rögzíti a fotoelektronokat. A detektor hatásfokára írhatjuk, hogy:

$$(5.8.) \quad \varepsilon = \frac{\text{detektált fotoelektron}}{\text{összes fotoelektron}}$$

Az összes fotoelektron számát az elméleti görbe illesztésekor meghatároztuk. A detektált fotoelektronok számát pedig a felvett statisztika pedestal+5 σ értéktől számított integrálja adja. Ezek alapján írhatjuk, hogy:

$$(5.9) \quad \varepsilon = \frac{\int_C^\infty f(Q)dQ}{N} = e^{-C/G}$$

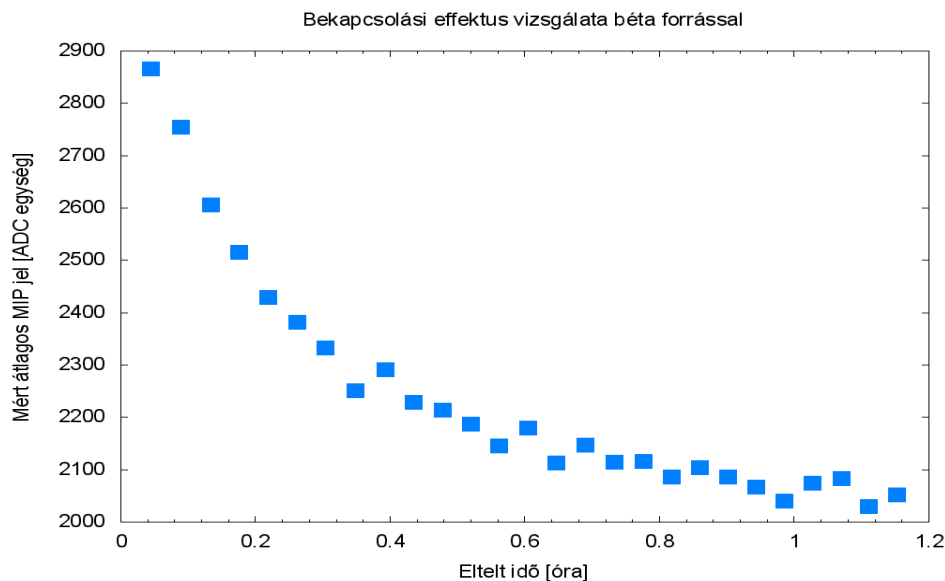
ahol a pedestal+5 σ értéket C-vel jelöltem. 5 σ -val számolva, 1000V-os TGEM feszültség mellett a detektor hatásfoka 58% volt. Természetesen a feszültséget növelve a detektorunk hatásfoka is növekedni fog. 1200V-os TGEM feszültség mellett már 72%-os hatásfokot mértem. Ha 3 σ -val számolunk, akkor a detektor hatásfoka eléri a 98%-ot.

5.4. Bekapcsolási effektus vizsgálata

A bekapcsolási effektus oka, hogy a gázban keletkezett töltéshordozók kiülnek a lyukak belső felületére, valamint a peremekre, az elektromos tér pedig megváltozik[12]. Egy ilyen detektor használatakor nagyon fontos tudni azt, hogy időben hogyan viselkedik. Tudnunk kell, hogy a bekapcsolást követően mennyi időnek kell eltelnie ahhoz, hogy az erősítés beálljon egy meghatározott értékre, továbbá azt, hogy ez az állapot mennyire stabil időben.

5.4.1. Bekapcsolási effektus vizsgálata β -forrással

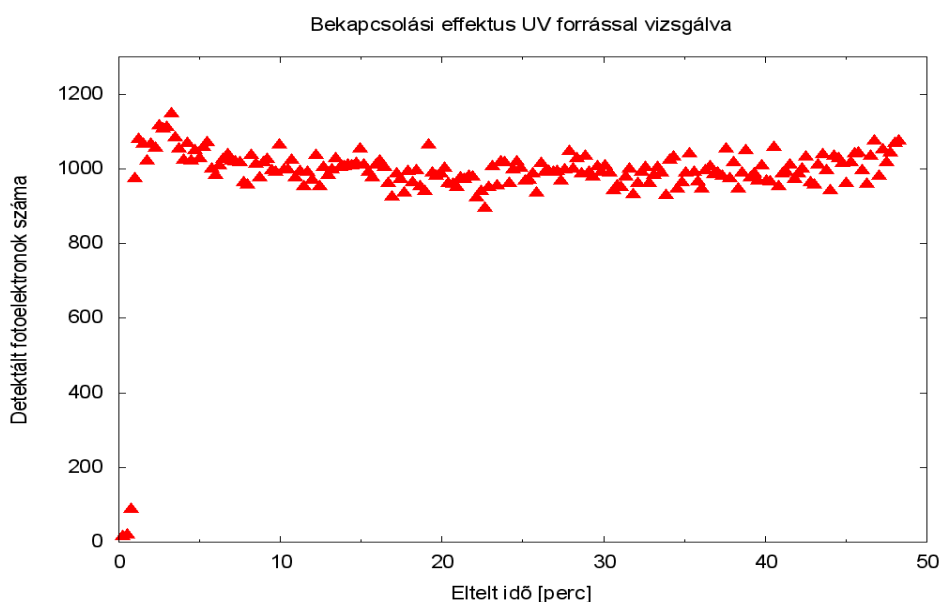
Ennek az effektusnak a vizsgálatát úgy végeztem, hogy egy meghatározott feszültség konfiguráció beállításával egyidőben indítottam el egy rendkívül nagy 10^6 nagyságrendű statisztika felvételét. A mérés során a normál, 700V/cm katódteret alkalmaztam. A TGEM 1000V-on volt, az extrakciós tér értéke ~ 1300 V/cm volt. A kiolvasó rendszer két felvett esemény között eltelt időt is rögzíti, melyek segítségével könnyen meghatározható a bekapcsolástól eltelt idő. Az így kapott adathalmazt ezután 10000-es blokkokba rendeztem, és ezen blokkokhoz tartozó Landau eloszlások átlagait vizsgáltam. Ez olyan, mintha 10k-s statisztikákat indítanánk közvetlenül egymás után, majd azokat analizálnánk. A kapott eredményt az 5.12. ábrán mutatom be. Az ábráról látható, hogy a feszültségek beállítását követően körülbelül 1 órával stabilizálódik a TGEM erősítése. Ezt követően a detektort stabilan lehet használni.



5.12. Bekapcsolási effektus vizsgálata. Látható, hogy 1 órát követően a mért átlagos MIP jel már beáll egy állandó értékre.

5.4.2. Bekapcsolási effektus vizsgálata UV fotonokkal

A mérést és az értékelést az előző pontban ismertetett módon végeztem el. Meghatározott feszültség konfiguráció mellett indítottam egymás után 10^5 nagyságú statisztikákat. A katódtér értéke a mérés közben 0 volt. A következő fejezetben mutatom majd be ennek az okát. Az extrakciós tér értékét az előzőekben használtakhoz hasonlóan itt is $\sim 1300\text{V/cm}$ erősségűre állítottam. A szálak feszültsége itt magasabb (980V), hiszen itt 2 nagyságrenddel kevesebb elektronunk jut a TGEM lyukaiba. Ezt a szálerősítés növelésével kompenzáljuk. A TGEM feszültségét 1000V-ra állítottam. A mérési adatok rögzítését azonban itt már nem CAMAC kiolvasó rendszerrel végeztem, hanem a LEOPARD (lásd 6. fejezet, illetve [14]) mérésekhez készített DAQ eszközzel. A DAQ eszköz a mérés során 6,7 kHz-es frekvenciával rögzítette az eseményeket, így a felvett eseményszámok ismeretében számítottam ki a bekapcsolás pillanatától eltelt időt. A mérés eredményét az 5.13. ábra mutatja.



5.13. ábra: Bekapcsolási effektus UV fotonokkal. Látható, hogy UV forrás használata esetén a bekapcsolási effektus jóval rövidebb ideig zavarja a mérést.

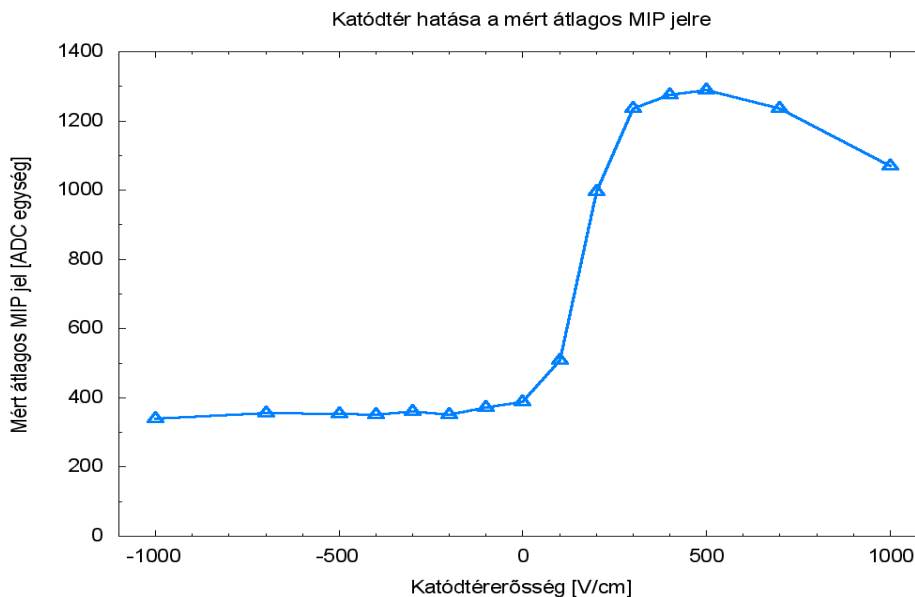
A kezdő 3-4 alacsony értékű pont alatt állnak be a feszültségek a beállított értékekre. Ezt követően látszik, hogy a detektált fotoelektronok száma elér egy csúcserőértéket, majd ezt követően csökkenni kezd. Ezután ~ 5 perc elteltével beáll egy stabil értékre, majd ezt követően a detektált fotoelektronok száma már e körül a stabil érték körül mozog. A detektor itt jóval gyorsabban beáll egy stabil értékre, aminek az az oka, hogy az UV forrás sokkal kevesebb töltést jelent a detektornak, mint amikor stroncium forrással besugározzuk.

5.5. A katódter hatásának vizsgálata

A 4. fejezetben említett MIP elnyomást, mely a mikrostrukturás Cserenkov detektorok egyik nagy előnye, ebben a fejezetben demonstrálom és mérésekkel igazolom. Eközben azt is megmutatom, hogy a korábban bemutatott β -forrásos méréseknél miért használtam $\sim 700\text{V/cm}$ erősségű katódteret. A fejezet második felében megvizsgálom, hogy a katódter erősségének változtatása hogyan befolyásolja a detektált fotoelektronok számát.

5.5.1. Katódter hatása β -forrás használata mellett

A MIP-ek átlagosan 2 nagyságrenddel több töltést keltenek a detektorban, mint a Cserenkov sugárzásból érkező fotonok. A használt erősítőnek így széles tartományon kell lineárisan viselkednie. A TCPD katódterének megfelelő beállításával azonban elnyomhatjuk a MIP jel nagyságát úgy, hogy az körülbelül az UV foton által keltett jel nagyságrendjébe essen. A mérés során a katódter erősségét változtattam. A TGEM feszültsége végig állandó 1000V volt, az extrakciós tér pedig szintén végig $\sim 1300\text{V/cm}$ erősségű volt. A mérés sorozat eredményét az 5.14. ábra mutatja.

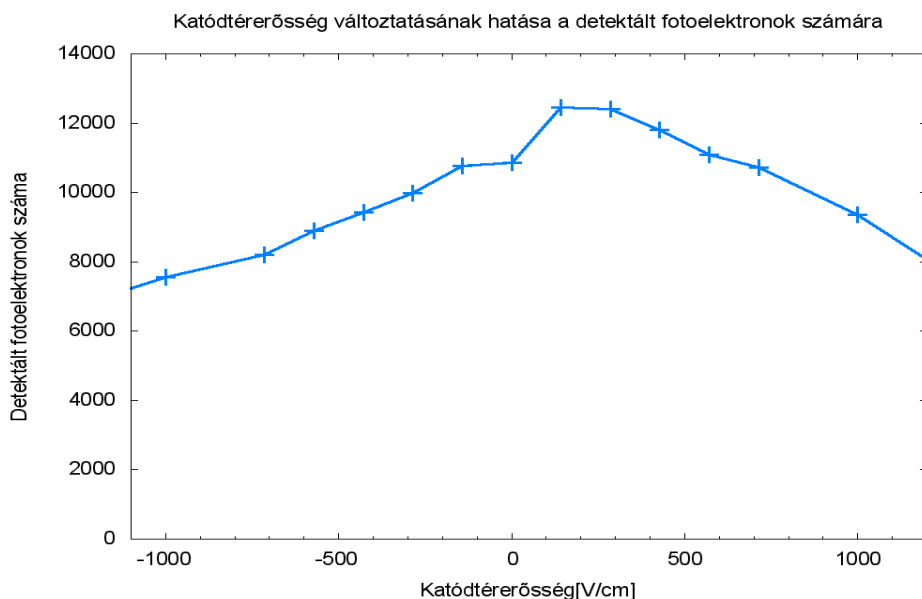


5.14. ábra: Katódter hatása az átlagos MIP jel nagyságára.

Az ábrán látható, hogy a mért görbének 700V/cm körül van maximuma. Ekkor a katód feszültsége -500V volt a TGEM tetejéhez képest. Ez indokolja azt, hogy miért ezt a beállítást használtam a mérések során. Az ábrán az is jól látszik, hogy reverse tér beállítása mellett a mért MIP jel nagysága is drasztikusan csökken. Ez azt jelenti, hogy a megfelelő katódter beállításával valóban kellő mértékben nyomható el a MIP-ek által keltett jel. A mért effektus függ a TGEM erősítésétől. Itt a TGEM feszültsége 1000V volt, 5.2. fejezetből tudjuk, hogy ilyen feszültségen még nincs nagy GEM erősítés. Az erősítés növelésével az effektus mértéke is növelhető, tehát valóban egy nagyságrendbe tudjuk kényszeríteni a MIP-ek és a fotonok által keltett jelek nagyságát.

5.5.2. Katódtér hatásának vizsgálata UV fotonokkal

Arra vagyunk kíváncsiak, hogy milyen katódtérerősség mellett nem romlik még le a TCPD foton detektálási hatásfoka úgy, hogy közben a MIP jelet elnyomjuk. A mérés során a TGEM feszültsége végig 1000V volt. Az extrakciós tér itt is 1300V/cm. A szálak feszültsége itt 960V. Természetesen a fotonok által otthagyt kisebb jelet itt is ezzel a magasabb szálerősítéssel kompenzáljuk. Minden térerősség mellett 10^6 -os statisztikával számoltam. A mérést az 5.15. ábra mutatja.



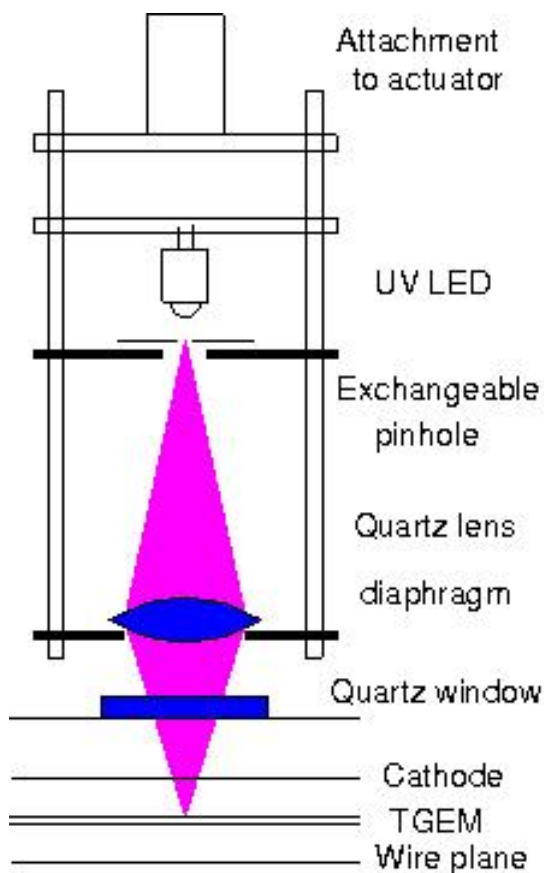
5.15. Katódtér hatása a detektált fotoelektronok számára.

A mérések alapján a maximum érték a TGU-hoz képest 100V katódfeszültség mellett volt. Ha összevetjük 5.15. ábrát 5.14-el, láthatjuk, hogy MIP elnyomásra a 0V/cm erősségű katódtér már alkalmas lehet. Azonban láthatjuk, hogy a fotonok detektálási hatásfoka gyenge *reverse* katódtér mellett még csak alig néhány %-al csökken. Ezek alapján indokolt a korábban használt konfiguráció. Látható, hogy ez az elrendezés valóban alkalmas lehet a nagyon nagy impulzusú részecskék által keltett Cserenkov sugárzás detektálására.

Ezekben a fejezetekben bemutattam, hogyan lehet meghatározni a TCPD kamra erősítését, vizsgáltam a fotondetektálás hatásfokát. Különböző források mellett mértem a kamra feltöltődését, majd megmutattam, hogy alkalmas katódtérerősség megválasztásával sikeresen elnyomhatjuk a detektoron áthaladó MIP-ek által keltett jelet. Ezek azonban globális, nagyléptékű tulajdonságai voltak a detektornak. A következő fejezetben bemutatok egy vizsgálati módszert, amely segítségével az itt megismert tulajdonságok tizedmilliméteres skálán mérhetőek.

6. TGEM tulajdonságainak vizsgálata tizedmilliméteres skálán

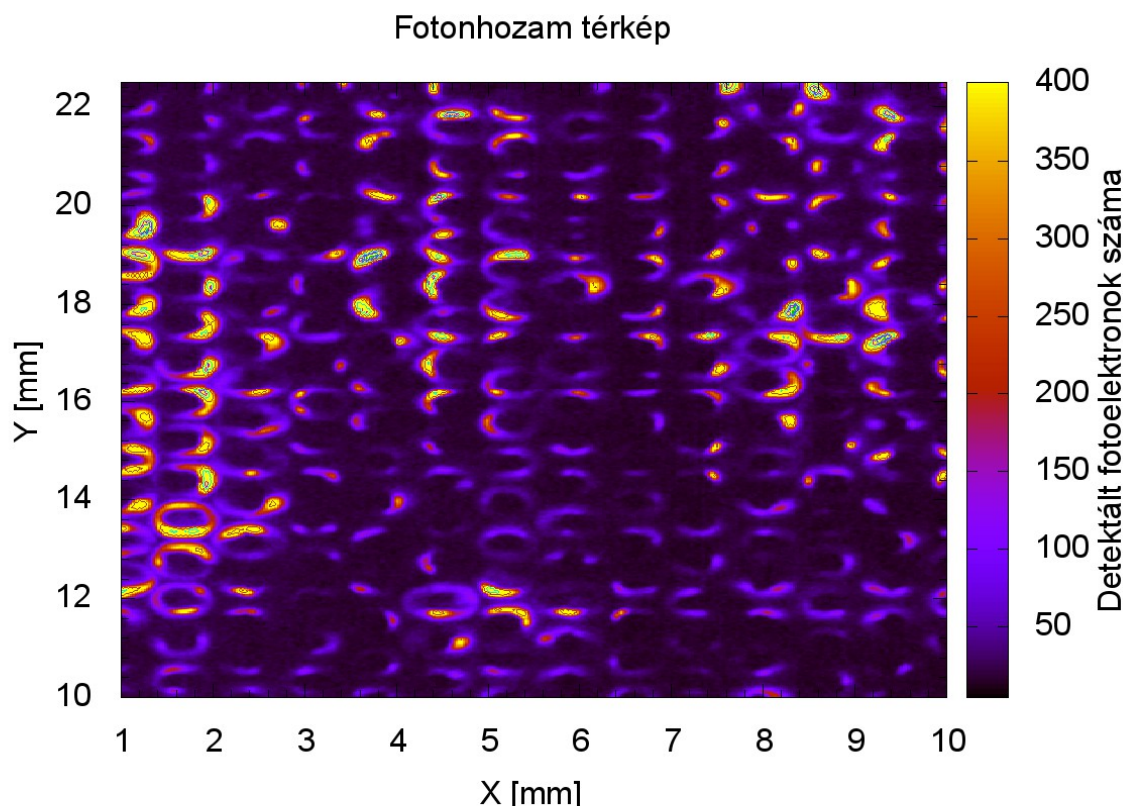
Az előző fejezetben az erősítés és a fotondetektálási hatások kiátlagolódott értékeit határoztam meg. Ezek a tulajdonságok azonban a TGEM felületén erősen változnak. A detektor szimulációs vizsgálatai is ezt az erős helyfüggést jósolják.[14] Az említett tulajdonságok pontról pontra való meghatározásához egy kellően jó felbontású 2D szkennerrre van szükségünk, melyet a REGARD csoport el is készített.[14] A szkennel lényege, hogy az UVLED sugárzását a TGEM felületére fókuszálja. Maga az optika egy léptető motorhoz kapcsolódik, melynek a legkisebb lépéshossza $2.5\ \mu\text{m}$. A mérés során ennek többszörösével léptettük a rendszert, tipikusan 10-40-szeresével. A leképező optikát a 6.1. ábra mutatja.



6.1. ábra: A fókuszáló optika felépítése. A LED fénye elsőként egy pinhole-on halad keresztül. Ezt követi egy diafragmára helyezett kvarc lencse. A lencse alatt látható a TCPD detektor. [14]

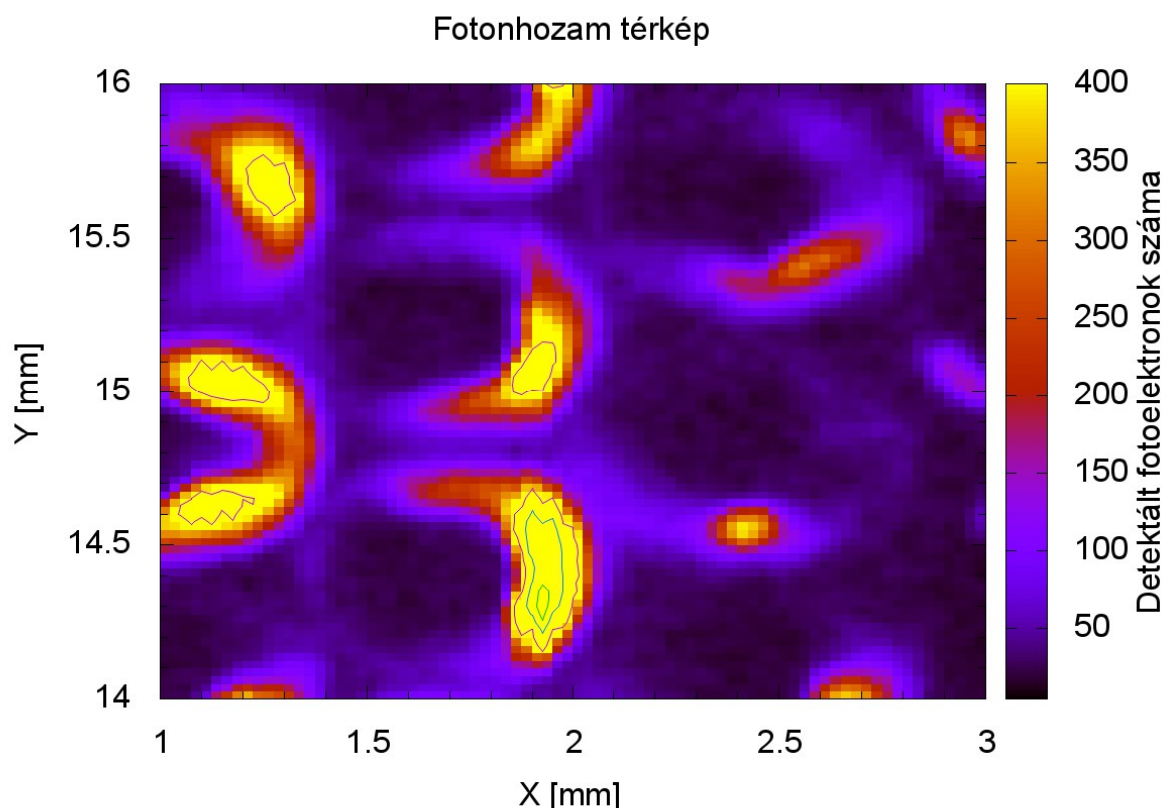
Mivel a lencse fényét a lehető legkisebb folttra kell fókuszálnunk, a LED-et közvetlenül egy cserélhető pinhole követi. Így érjük el, hogy pontszerű fényforrásunk legyen, melyet a TGEM-re leképezünk. A lencse átmérője 8 mm-re van csökkentve a diafragmával, így megakadályozzuk a fénynyaláb kiszélesedését. Az UV LED-et ugyanazzal a meghajtó áramkörrel vezéreltük, mint az 5. fejezetben, amikor a bekapcsolási effektust vizsgáltuk fotonforrással.[14]

A TCPD-be beépített TGEM 10mm*12,5mm nagyságú felületdarabjáról készített LEOPARD felvétel a 6.2. ábra mutatja. Az ábrán a detektált fotoelektronok számát színskálával jelöltem. A vizsgált TGEM teljes területe 20cm*20cm volt, vastagsága 400 μ m, a lyukak átmérője 300 μ m, a lyukak középpontjának távolsága 800 μ m. A lyukak szélein a letörés 60 μ m. A TGEM-et 2011-ben CERN-ben gyártották.[14]



6.2. ábra: TGEM 10mm*12,5mm területű felületéről felvett detektált fotoelektronszám térkép.

A LEOPARD-hoz tartozó DAQ eszköz minden egyes X,Y koordináta-hoz egy hisztogramot rögzít. A térkép elkészítéséhez tehát minden pontban meg kellett határoznom a detektált fotoelektronok számát. A számítást az 5.3. fejezetben ismertetett módon végezte el az általam készített program. Ezen felül az ábrázolhatóság kedvéért már blokkokba rendezett X,Y koordinátákat, valamint a hozzájuk tartozó detektált fotoelektronszámot írtam ki egy szövegfile-ba. Az így elkészített adathalmazt a GNUPLOT már tudja kezelni. Az ábra bal oldalának egy 2*2 mm² területű felületdarabjáról készítettem egy nagyított képet is [6.3. ábra], amelyen részletesebben kivehető a detektált fotoelektronok számának lyuk körüli változása.



6.3. ábra: A detektor egy 4 mm^2 területű felületdarabjáról készített fotonhozam térkép. A képen jól kivehető a lyukakat körülölelő hexagonális terület. Ezen területek ismeretében meghatározható például a szerparált lyukakhoz tartozó erősítés.

A képen jól látható, hogy az eszköz segítségével nem kizárólag az erősítés, vagy éppen a hatások pontról-pontra való változása vizsgálható. Meghatározható például, hogy mekkora aktív terület tartozik egyetlen lyukhoz. A képen látható, hogy a fotonhozam lyukról-lyukra erősen változik. Különböző TGEM erősítések mellett az is vizsgálható, hogyan változnak az inaktív területek méretei. Az eszköz tehát számos fontos tulajdonság vizsgálatára biztosít lehetőséget. Ezáltal egy olyan eszközhöz jutottunk, amely nagymértékben hozzájárulhat a alkalmazott TGEM gyártási technikáinak tökéletesítésében, alkalmas arra, hogy meghatározzuk a legmegfelelőbb geometriai elrendezéseket. Ezzel együtt ezen módszerrel részletesen vizsgálhatóak a TCPD különböző feszültségkonfigurációinak hatásai is, így a Cserenkov sugárzás detektálására tervezett detektor fejlesztésében is kulcsfontosságú szerepet játszik.

7. Összefoglalás

A dolgozatomban a gáztöltésű detektorok egy REGARD csoport által fejlesztett típusát, a TCPD detektort vizsgáltam. A TCPD alapjául a mikrostruktúrák detektorok egyik legmodernebb tagja, a TGEM szolgál. A detektor egy réteg TGEM, valamint egy CCC kombinációjából áll, ahol a TGEM-et fotoszenzitív réteggel látják el. Az erősítés második fokozatáért, és a jel kiolvasásáért a CCC felelős. Sikertelenül különböző kísérleti módszerekkel meghatároznom a kamra, valamint a TGEM abszolút erősítését. Megvizsgáltam a detektor időbeli viselkedését MIP jel valamint UV forrás segítségével. Mérésekkel igazoltam, hogy a REGARD csoport által javasolt elrendezés valóban alkalmas fotondetektálásra, így ígéretes jelölt a Cserenkov sugárzás detektálására. Méréssel igazoltam továbbá, hogy megfelelő katódtérerősség beállításával a TCPD-vel sikeresen elnyomhatjuk a MIP-ek által keltett jelet, amely fontos kritériuma a Cserenkov detektoroknak.

A tesztelés során a legtöbb megmért tulajdonság a detektor egészére vonatkozott. Ezek meghatározására azonban szükség volt ahhoz, hogy a legutolsó fejezetben bemutassak egy tizedmilliméteres skálán működő vizsgálati módszert. Az itt megismert LEOPARD ígéretes lehetőségnek bizonyul a TGEM-ek helyfüggő tulajdonságainak vizsgálatára. A GEM technológia még igen újnak számít a gáztöltésű részecske-detektorok körében. Megjelenése óta azonban töretlen a sikere. Az itt ismertetett vizsgálati módszer mindenképpen újabb lökést adhat a detektortípus további fejlesztésének, tökéletesítésének. Tanulmányozhatóvá váltak a gyártási technológiák, a különböző geometriai elrendezések tulajdonságai. Mindemellett először lehet összevetni a szimulációk eredményeit nagyfelbontású tesztmérésekkel.

A dolgozatban tehát megmutattam a nagyfelbontású felületvizsgálat lehetőségeit, a jövőben pedig ezen vizsgálati módszerrel fogok részletesen foglalkozni.

Irodalomjegyzék:

- [1] M. Kaku: Quantum Field Theory: A modern introduction. Oxford University Press 1993.
- [2] W. A. Cottingham, D. A. Greenwood: An introduction to nuclear physics. Cambridge University Press 1986.
- [3] C. Grupen, B. Schwartz: Particle Detectors. Cambridge University Press 2008.
- [4] Universität Heidelberg: The Physics of Particle Detectors.
<http://www.kip.uni-heidelberg.de/~coulon/Lectures/Detectors/>
- [5] Kiss Gábor: Innovatív gáztöltésű detektorok közvetlen és szimulációs vizsgálata. Msc diplomamunka. ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék 2012.
- [6] S. Tavernier: Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics. Springer Verlag Berlin-Heidelberg 2010.
- [7] Oláh László: Szerkezetvizsgálat kozmikus részecskék segítségével. Msc diplomamunka. ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék 2012.
- [8] J. D. Jackson: Classical Electrodynamics. John Wiley & Sons. Inc. 1962.
- [9] F. Sauli: Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers. CERN Geneva 1977.
- [10] G. Hamar, D. Varga, G. Kiss: Asymmetric Multi-Wire Proportional Chamber with reduced requirements to mechanical precision. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 648 (2011) 163-167.
- [11] G. Hamar, D. Varga: Vastag-GEM alapú trigger detektor az LHC ALICE kísérletében. Nukleon II. évf. (2009) 47.
- [12] M. Alexeev: The quest for a third generation gaseous photon detectors for Cherenkov imaging counters. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 610 (2009) 174-177.
- [13] T. Meinschad, L. Ropelewski, F. Sauli: GEM-based photon detector for RICH applications. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 535 (2004) 324-329.
- [14] G. Hamar, D. Varga: High Resolution Surface Scanning of Thick-GEM for Single Photo-Electron Detection. RD51 Collaboration 2012.
- [15] A. Scharma: 3D simulation of charge transfer in a Gas Electron Multiplier (GEM) and comparison to experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 454 (2000) 267-271.

- [16] <http://atlas.ch/>
- [17] <http://cms.web.cern.ch/>
- [18] F. Sauli: GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 386 (1997) 531-534.
- [19] A. G. Agócs [et al.]: VHMPID: a new detector for the ALICE experiment at LHC. EPJ Web of Conferences, 03004 (2011).