

Feltöltődés vizsgálata GEM alapú detektorokon

Tudományos Diákköri Dolgozat
Kapás Kornél

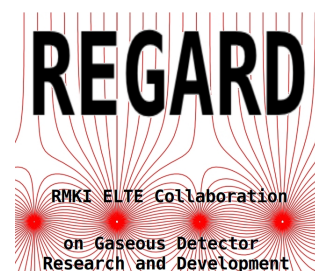
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizika BSc III. évfolyam



Témavezetők:

Hamar Gergő
dr. Varga Dezső

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont



Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. Részecskefizikai bevezető	2
3. Részecskefizikai detektorok	5
3.1. Részecskék anyaggal való kölcsönhatása	5
3.2. Cserenkov effektus	6
3.3. Gáztöltésű detektorok	7
3.3.1. Sokszálas kamrák	8
3.3.2. CCC kamra	9
4. Mikrostruktúrák detektorok	10
4.1. Megjelenés és jelentőség	10
4.2. Gáz elektron sokszorozók	10
4.3. Feltöltődés problémaköre	12
4.4. Célkitűzés	12
5. Mérési eszközök és módszerek	13
5.1. Detektor felépítése	13
5.2. Adatfeldolgozás	14
5.2.1. Lavinastatisztika	15
5.2.2. Kiértékelés menete	17
5.2.3. Dupla-elektron korrekció	18
5.3. Feszültség-erősítés karakterisztika	19
6. Eredmények	20
6.1. Stabilitás ellenőrzése	20
6.2. Bekapcsolási effektusok	20
6.3. Gyors komponens megjelenése	21
6.4. Összevont effektus	23
7. Összefoglalás és kitekintés	27
8. Köszönetnyilvánítás	28

1. Bevezetés

A modern részecskefizikában a minket körülvevő világ legelemibb építőköveinek viselkedésének, egymással való kölcsönhatásának megismerése a legnagyobb cél. Az őket összetartó erők vizsgálatához nagy energián ütköztetik a részecskéket, amelynek során több ezer részecske keletkezik és repül szét. A kölcsönhatások mélyebb megértéséhez ezen részecskék azonosítása elengedhetetlen. Nagyon nagy energián a részecske impulzusa még jól mérhető, azonban az alacsony energián megszokott leadott energia méréseiből az azonosítás nem egyértelmű. Ezt a problémát a RICH (Ring Imaging CHerenkov) detektorok használata küszöbölte ki. Ezek foton detektálására alkalmas berendezések, amiket széles körben sokszálas gáztöltésű detektorokból építenek. A modern gáz elektron sokszorozó (GEM) technológia új lehetőségeket nyit ezen területen.

A mikrostruktúras gáztöltésű detektorok, így a GEM esetén is felmerül egy jelentős probléma, a feltöltődés. A lavinakeltés után visszamaradt ionok a térerővonalak mentén visszaáramlanak a lyukak peremére és szigetelőfelületekre, így feltöltve azokat. Így kialakult térerősség szerkezet megváltozik, módosul az erősítés és a fotonhozam, emiatt a detektor viselkedése időben változni fog. A feltöltődés hatását az erősítésre több kutatócsoport is észlelte és szimulálta.

Munkám során GEM-ek feltöltődését vizsgáltam. A mérést egyedi fotoelektronok által keltett lavinákkal végeztem, ennek köszönhetően az erősítés mellett külön tudtam vizsgálni a detektor fotonhozamát, ami a RICH detektorok fontos tulajdonsága. Kutatásom során elvégzett méréseim célja a feltöltődés komponenseinek vizsgálata volt, annak érdekében hogy a detektor adott intenzitáson való viselkedése jósolhatóvá váljon. Kutatásaimat az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpontban működő REGARD csoportban végeztem.

2. Részecskefizikai bevezető

A részecskefizika a fizika más ágaihoz képest későn született. Az első lépéseket valamivel több, mint száz évvel ezelőtt tették. A kinetikus gázelmélet alapján ismert térfogatú gázban megszámozták az atomok számát, meg tudták határozni azok méreteit, ami 10^{-10} m-re adódott. Ekkor még azt gondolták, hogy az atom oszthatatlan. Kicsit később azonban olyan jelenségeket figyeltek meg, amelyek arra utaltak, hogy az atomnak bonyolult belső szerkezete van. Ilyen jelenség volt például a termikus emisszió vagy a gázkisülés.

Az első elemi részecskét J.J. Thomson fedezte fel 1897-ben. Ez a negatív töltésű elektron volt. Thomson atomról alkotott elképzelését "mazsolás puding" elméletként ismerjük. Eszerint az atom egy mazsolás pudinghoz hasonlítható, ahol egy pozitív masszában rugalmasan kötött negatív elektronok vannak. Később, nagyjából 10 évvel az elektron felfedezése után E. Rutherford szórási kísérleteiből kiderült, hogy az atomnak van egy belső, pozitív töltésű magja, ami több nagyságrenddel kisebb, mint az atom. Ebből született egy újabb atommodell, a bolygómodell. E szerint a belső pozitív mag körül a negatív elektronok keringenek

a Coulomb erő hatására, hasonlóan, mint a bolygók a Nap körül a gravitációs erő hatására. Hosszútávon azonban ez a modell sem bizonyult helytállónak, ugyanis a klasszikus elektrodinamika szerint egy gyorsuló töltés energiát sugároz ki, így az elektronnak bele kellene zuhannia az atommagba. Erre a problémára a megoldást N. Bohr találta meg. Szerinte az elektron az atommag körül csak meghatározott pályákon lehet stabil, illetve az atom által abszorbált illetve emittált sugárzás energiája csak két ilyen állapot energiájának különbsége lehet. Ez megmagyarázta a hidrogénatom vonalas szerkezetét is.

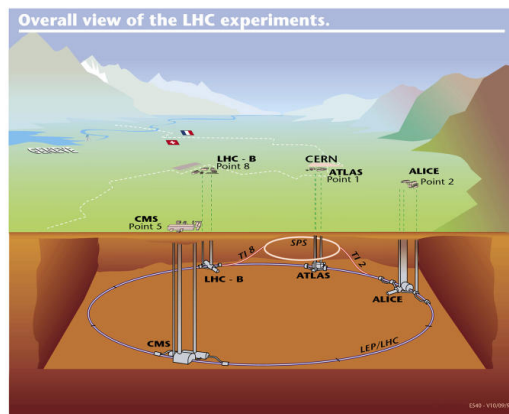
A későbbiekben egyre több, pontosabb modell született. Miután felfedezték, hogy a magára hagyott feltöltött elektroszkóp a legjobb vákuumban is elveszti töltését, kezdetét vette a kozmikus részecskék megismerése, kutatása. Az 1910-es évek után újra úgy gondolták, hogy a fizikában már csak néhány probléma vár megoldásra. Ilyen megválaszolatlan kérdés volt a feketetest sugárzás, illetve a fotoelektromos jelenség is. Azonban pont ennek a néhány problémának köszönhetően alakult ki a modern fizika. A feketetest sugárzásnál egy fekete dobozban kialakult állóhullámok frekvenciáinak intenzitás eloszlását keresték, a hullámok energiájára folytonos mennyiségként tekintettek. Ez egy olyan eloszláshoz vezetett, ahol a magasabb frekvenciák négyzetesen nagyobb intenzitásúak, így az egész tartományra felintegrálva végtelen energia jött ki. Amikor azonban diszkrét energiaszinteket tételeztek fel, megkapták a jól ismert Planck-eloszlást. A későbbi években kiderült, hogy a sugárzás, amivel a fekete test egyensúlyban van kvantált. Ez vezetett a fotonkép kialakulásához. Ezzel magyarázta A. Einstein a fotoeffektust, amiért 1921-ben Nobel-díjat kapott. De Broglie javaslata az volt, hogy minden anyagi részecskének van anyag-hullám kettőstermészete. Végül is ez vezetett a kvantummechanikában később alapvető szerepet játszó hullámmechanikához. Szintén az 1910-es években dolgozta ki Einstein a speciális relativitáselméletet, amely a kvantummechanikával "házasítva" eredményezte a század második felében megalkotott kvantumtérelméletet. Eme elmélet legnagyobb vívmánya a Standard-modell, ami kerek egységbe foglalta az addig felfedezett részecskéket, valamint továbbiakat jósolt meg.

A század felénél 1954-ben alakult meg a kísérleti részecskefizika meghatározó helye, a CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, European Organization for Nuclear Research). Itt kutatják az univerzum alapvető struktúráját, az anyag elemi alkotóelemeit, a részecskéket. A CERN-ben részecskéket ütköztetnek közel fénysebességgel, aminek során információt nyerünk a részecskék kölcsönhatásáról, belátást kapunk a természet alapvető törvényeibe. A CERN-ben használt kísérleti berendezések a gyorsítók és a detektorok. A gyorsítóknál a részecskék nagy energiával ütköznek egymással, vagy egy álló mintával, a detektorok pedig észlelik és azonosítják a kölcsönhatás során kirepülő részecskéket [1].

A CERN-ben működő gyorsítók közül a legnagyobb az LHC (Large Hadron Collider, Nagy Hadronütköztető). Az LHC projektet 1994-ben hagyták jóvá, és több fejlesztési lépés után 2008-ban adták át, ekkor kezdte meg működését. Az LHC egy szinkrotron, mely egy 27 km átmérőjű kör alakú pályán gyorsítja a részecskéket fénysebesség közelébe 100 méterrel a földfelszín alatt. A részecskéket különálló cso-



1. ábra. A Nagy Hadronütköztető gyorsítója [3]



2. ábra. Föld alatti kép az LHC kísérletek elhelyezkedéséről [4]

magokban tartja állandó körpályán órákon át, mindkét irányban. A gyorsítónak ez a része a tárológyűrű. Az LHC-n négy ütközési pont lett kialakítva, amelyeket egy-egy nagy kísérlet detektorai vesznek körül. Ezek célja a kölcsönhatás során keletkező és kirepülő részecskék, valamint azok tulajdonságainak minél pontosabb megmérése. A négy nagy kísérlet: ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), CMS (Compact Muon Solenoid), LHCb. [2] Ezeken kívül még sok kisebb kísérlet folyik a CERN-ben.

3. Részecskefizikai detektorok

Amikor a mikrovilágról, kölcsönhatások mikéntjéről többet szeretnénk megtudni, első feladatunk, hogy észleljük a kölcsönhatásban részt vevő részecskéket. Ezeket detektorok segítségével tehetjük meg. Miután sikerült egy ütközésből kirepülő részecskéket azonosítani sok információt tudhatunk meg az ütközés során lezajló folyamatokról. Detektorokat széles körben alkalmazunk kozmikus részecskék, illetve radioaktív sugárzások észlelésekor is.

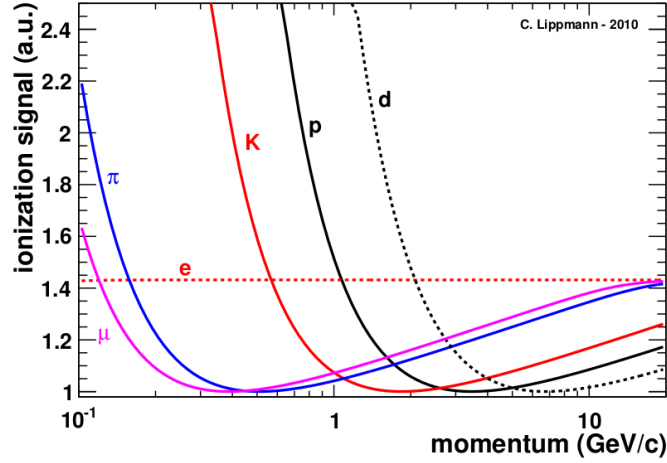
A részecskefizikai detektorok múltja 100 évre nyúlik vissza. Kezdetben buborék-, ködkamrákat, illetve egyéb vizuális alapú detektorokat használtak részecskék észlelésére. A technika és tudomány fejlődésével ezek már nem tudták kielégíteni a kutatók igényeit, hiszen ezekkel az adatanalízis nehézkes és lassú volt. Megjelentek az olyan detektortípusok, amivel felvett adatokat már elektronikusan lehetett kiértékelni, így több adatot lehet analizálni gyorsabban. A XX. század második felében terjedtek el a gáztöltésű detektorok, mely ma is a meghatározó detektortípus alkalmazási szinten. A kutatásom során ilyenekkel foglalkoztam, ezért a következő alfejezetekben ezeket, és az ezekben lezajló releváns fizikai folyamatokat ismertetem, bemutatom a konkrét működésüket.

3.1. Részecskék anyaggal való kölcsönhatása

A detektálásnak az alapvető mechanizmusa a részecskéknek az anyaggal való kölcsönhatása. Ez történhet gázban, folyadékban és szilárd anyagban, ami alapján a detektorokat különböző típusokba sorolhatjuk. Semleges részecskéket általában közvetett módon detektálunk, szórási- és bomlási folyamatokból származó töltött részecskék segítségével. Speciálisan a foton tud kölcsönhatni fotoeffektus, Compton-szórás és párkeltés által. Töltött részecskék esetén fellépő folyamatok Cserenkov-sugárzás, amiről 3.2. fejezetben lesz szó, átmeneti sugárzás (különböző anyagú közegek határán áthaladva sugárzást bocsát ki), fékezési sugárzás (közegben lassuló töltés sugároz) és ionizáció [5]. A gáztöltésű detektorokban a legutóbbit használjuk ki, így a továbbiakban arról írok részletesebben.

Az ionizáció mértékét adott hosszúságú útszakaszon jó közelítéssel a Bethe-Bloch formula (1. egyenlet) írja le [6]. Egy részecske azonosításához tudni kell az impulzusát és legalább még egy tulajdonságát, ami tipikusan az energiája vagy a sebessége. Impulzus viszonylag könnyen mérhető a mágneses térbeli elgörbülés alapján, a részecske lineáris energiavesztesége ($\frac{dE}{dx}$) pedig bizonyos korlátok között az ionizáció alapján. Ezzel szemben nagy energián, ahol az impulzus is nagy, ez már nem egyértelmű, amint azt a 3. ábrán láthatjuk.

$$\frac{dE}{dx} = N_A \frac{Z}{A} \frac{4\pi\alpha^2 (hc)}{m_e c^2} \frac{z^2}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) , \quad \alpha = \frac{e^2}{\frac{h}{2\pi} c 4\pi\epsilon_0} \quad (1)$$



3. ábra. Az ábrán látható, hogy adott impulzusnál mekkora az ionizáció mértéke egyes részecskékre [7]

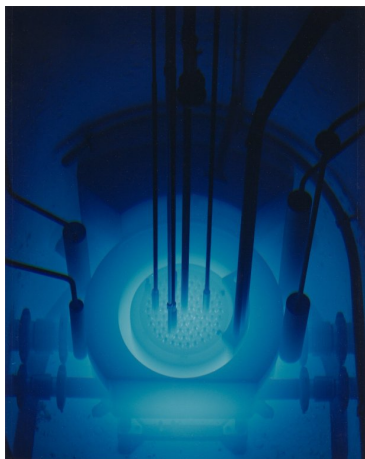
A fenti formulában N_A az Avogadro-szám, e az elemi töltés, m_e az elektron tömege, z a részecske töltése, $\beta = \frac{v}{c}$ (ahol v a részecske sebessége), illetve Z és A a gáz rend- és tömegszáma, I pedig a Z rendszámú atom átlagos ionizációs potenciálja. Látható, hogy az ionizáció mértéke a lassú szakaszban csökken az impulzus növekedtével, hiszen az ionizáció a gázban töltött idővel nő, viszont egy bizonyos sebesség felett a relativisztikus tagok miatt ismét nőni fog, így a görbének van egy minimuma. Ezek a legkevésbé ionizáló részecskék, a MIP-ek (Minimal Ionizing Particles). Az ionizáció az áthaladó részecske töltésének négyzetével arányos, így a különböző töltésű részecskék jól különválaszthatóak. A részecskék azonosítása nagyon nagy energián nehézkessé válik, ugyanis a relativisztikus tagok telítődő járuléka miatt az impulzus függvényében az ionizációs energiák közel esnek egymáshoz különböző részecskék esetén.

3.2. Cserenkov effektus

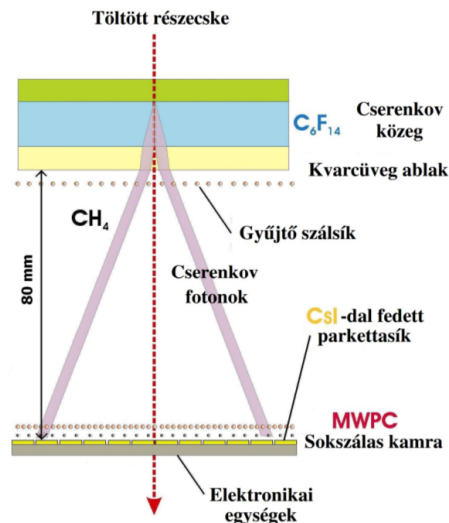
Amikor egy anyagban a töltött részecske a közegbeli fénysebességnél gyorsabban halad kúp alakban elektromágneses sugárzást kelt. A jelenséget Cserenkov-sugárzásnak nevezik [8]. Atomreaktorokban a moderátor közegbe érkező részecskék ilyen sugárzást keltenek, mint ahogy a 4. ábrán látható. Ez a jelenség lehetőséget ad egy olyan detektor alkalmazására, amely segítségével nagy energián is azonosítani tudjuk a részecskéket. A nagy törésmutatójú Cserenkov-közegen áthaladva a részecske Cserenkov-sugárzást kelt. Ez egy adott nyílásszögű kúppá nyílik, amíg a detektorba érkezik. Ennek köszönhetően a detektoron valamilyen kúpszelet alakjában érkeznek a fotonok. Ismerve a detektor paramétereit és a kúp nyílásszögét (φ), közvetlenül megkaphatjuk a részecske sebességét (v):

$$v = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{c}{n} \quad (2)$$

Az ilyen elven működő detektorokat hívjuk RICH (Ring Imaging Cherenkov) detektoroknak. Az azonosítás tartománya a törésmutatóval állítható be. Például ALICE-HMPID detektorban a Cserenkov-közeg C_6F_{14} , törésmutatója 1.251, azonosítási tartománya 1-5 GeV [9]. Egy Cserenkov-detektor sematikus rajta a 5. ábrán látható.



4. ábra. Cherenkov effektus egy atomreaktor egyik blokkjában [10]



5. ábra. Egy RICH detektor sematikus rajza [11]

3.3. Gáztöltésű detektorok

A gáztöltésű detektoroknak egyik nagy előnye a szilárd anyagú (például szcintillátor, félvezető stb.) detektorokhoz képest, hogy nagy méretekben is költséghatékonyan gyárthatóak. Továbbá a detektor töltőanyaga kicsi anyagmennyiségű, így az áthaladó részecske pályáját kevésbé módosítják a közeg molekuláival való ütközések, a pálya meghatározása egyértelműbb.

Egy gáztöltésű detektoron áthaladó részecske ionizálja a pálya mentén a gáz molekuláit. Minimálisan ionizáló részecske esetén az ionizált molekulák száma száma körülbelül 100 centiméterenként. Ez nagyon kevés ahhoz, hogy a kiolvasó elektródán észlelni lehessen. A detektor elektródáira olyan potenciált kapcsolunk, hogy a kialakuló tér összegyűjtse és adott irányba gyorsítsa a leszakított elektronokat. A gáz molekuláival való ütközések során azoknak energiát adnak át. Ha ez az energia meghaladja a gáz ionizációs energiáját, akkor további elektronok szakadnak le, amik a tér hatására szintén felgyorsulnak, és ionizálnak. A folyamat során egy elektronlavina keletkezik, ami már észlelhető jelet ad a kiolvasóelektródán. Egy tipikus lavina, ami már jelként felfogható nagyságrendileg 10^6 darab elektront tartalmaz.

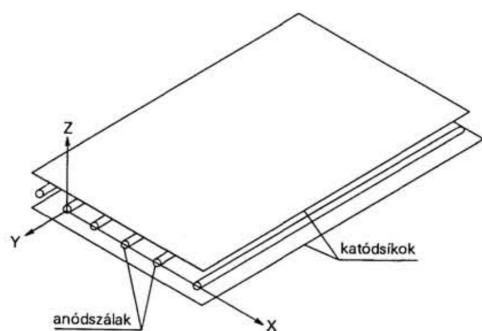
A gáztöltésű detektorban így meg tudjuk mérni a 3. fejezetben tárgyalt lineáris energiavesztéseget, ha ismerjük a kamra erősítését, tehát, hogy egy elektrontól mekkora lavinát hoz létre. Ehhez olyan gázzal kell a detektort alkalmazni, hogy az ütközési energiák valóban csak ionizációra fordítódjanak, és ne forgási vagy

rezgési módus gerjesztésére. Erre a célra kiválóan alkalmasak a nemes gázok. Azonban még így is ütközés során a gázatomok elektronjai gerjesztett állapotba kerülnek, és legerjesztődéskor UV fotont bocsátanak ki. Ezek a fotonok az elektródák felületeiből fotoeffektussal fotoelektronokat üthetnek ki, amik felgyorsulva tovább ionizálnak, és egy öngerjesztő folyamat indul meg, ami a kamra szikrázásához vezethet. Ennek elkerülése végett a nemesgázt olyan más gázzal keverik, ami pont ott abszorbál, ahol a nemesgáz emittál. Erre a célra megfelelő például az széndioxid. A leggyakrabban használt gázkeverék az argon-széndioxid. Fotondetektálásra viszont a nemesgáz töltésű detektor nem alkalmas, ugyanis a fotoaktív felületből kilépő fotoelektron a nemesgáz atomjairól, visszapattan a felületre. Szisztematikus mérések azt mutatják, hogy erre a célra a metán a legalkalmasabb [13].

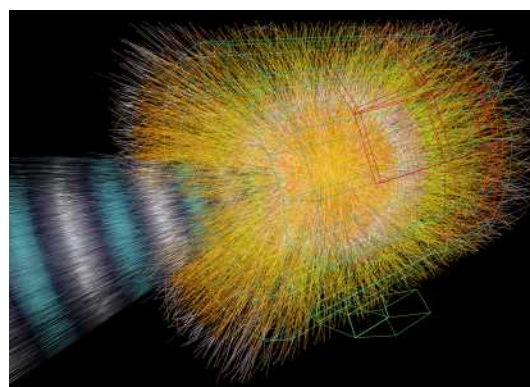
3.3.1. Sokszálas kamrák

Az első gáztöltésű detektorok a Geiger-Müller számlálók voltak. Ezek gázterében egyetlen anódszál helyezkedik el egy katódhengerben. A lavinák jelét a középen levő anódszálon olvassuk ki. A GM-csövek után nem sokkal jelentek meg a sokszálas kamrák. Itt ugyanabban a gáztérben sok szál van egymással párhuzamosan ugyanabban a síkban, a két katódlemeztől azonos távolságra. A kettő között nagyon fontos különbség, hogy a sokszálas kamrákban az elektronlavina mérete arányos a kezdeti jellel, így mérhető a lineáris energiavesztés. GM-csőben akkora lavinák keletkeznek, hogy azok leárnyékolják a szálak terét, és az utánuk keletkező lavina már egy módosított teret érez. Így a jel nem lesz arányos a részecske ionizációjával.

A sokszálas kamrák ma is széles körben elterjednek. Helyfelbontása mm alattira is levihető. Kiváló példa az ALICE akár tízezer részecskét szétválogatni képes nyomkövető rendszere, amelynek fő eleme egy $90\ m^3$ térfogatú sokszálas kiolvasású időprojekciós kamra (TPC, Time Projection Chamber, 7. ábra). Sokszálas kamráról a 6. ábrán egy sematikus rajza látható.



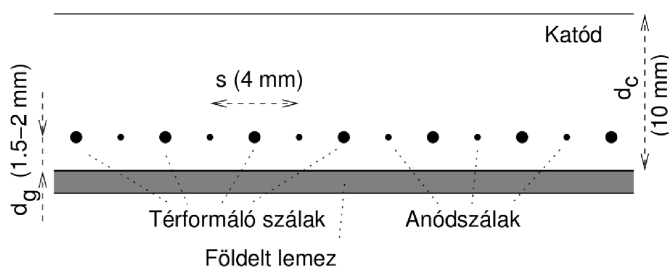
6. ábra. Sokszálas kamra
sematikus rajza [12]



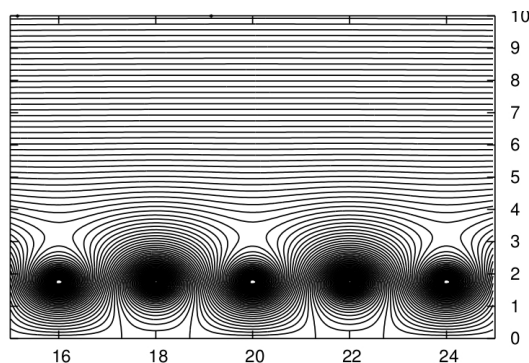
7. ábra. ALICE TPC rajza
kirepülő részecskék pályájával [11]

3.3.2. CCC kamra

Hagyományos sokszálas kamrák esetén nagyon erősen függ az erősítés a szálas és katódlemez távolságától. Pár mikrométeres eltérés már módosítja az erősítést [14]. Az első olyan sokszálas kamra ötlete, melyben a szálas aszimmetrikusan helyezkednek el a katódlemezhez képest Charpaktól származik. [15]. Itt már alkalmaztak térformáló szálasakat, amiknek célja a keletkező ionok gyorsabb eltávozása volt a kamrából, ennek köszönhetően jobb lett a kamra beütésszám-tűrőképessége. A hazai REGARD csoportnak a fejlesztése a CCC (close cathode chamber) [16] típusú kamra, melyben a térformáló szálas negatív feszültségre vannak kapcsolva. Az erősítés függ mind ezen térformáló szálas, mind az anódszálas feszültségétől, illetve a szálsík katódtól való távolságától. A hazai fejlesztés eredménye, hogy találhatunk olyan feszültségarányt, amivel az erősítés széles tartományon keresztül (néhány tized mm) nem függ a szálsík távolságától. Ez a kamra építéskor nagy előny, hiszen néhány tized mm-es pontosság könnyen elérhető, így vastag katódlemezek és tartószerkezetek nem szükségesek. A kamra sematikus rajza, és a kialakult elektromos tér ekvipotenciális vonalszerkezete a 8. és 9. ábrán láthatóak (a tengelyek mm-ben vannak megadva, vastagabbak a térformáló, vékonyabbak az anódszálas).



8. ábra. CCC kamra oldalnézeti rajza [16]



9. ábra. CCC kamrában kialakuló ekvipotenciális vonalak[16]

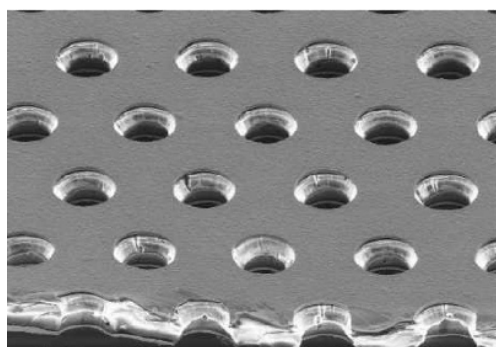
4. Mikrostruktúrás detektorok

4.1. Megjelenés és jelentőség

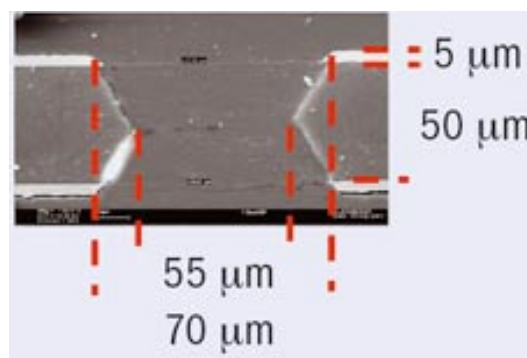
A gáztöltésű detektorok 100 év fejlődés után is domináns típusai a részecskefizikai detektoroknak. Képesek észlelni a legkisebb mennyiségű töltést, egyedi elektront. A párhuzamos sík- és száltípusú gáztöltésű detektorokat, amik évtizedekig uralták a nagyenergiás és kozmikus kísérleteket, folyamatosan váltják fel a mikrostruktúrás gáztöltésű detektorok. Az 1980-as években kezdtek el a kutatók a jobb helyfelbontás érdekében ezzel az új technológiákkal kísérletezni, az első jól működő mikrostruktúrás detektor a 90-es évek közepén jelent meg. Legnagyobb előnyük, hogy mikroelektronikus technológiával készülnek, ami kiváló helyfelbontást jelent két dimenzióban (akár $20\text{-}40\text{ }\mu\text{m}$). Ezt lehetetlen elérni klasszikus sokszálas detektorokkal. További előnye, hogy az ion-visszaáramlás mértéke sokkal kisebb, mint a sokszálas kamrák esetében. Mivel az elektródák közelebb vannak egymáshoz, a keletkezett pozitív ionok hamarabb eltávoznak a gáztérből, tehát a beütésszám-tűrőképessége is jobb a mikrostruktúrás detektoroknak. Technikai előny, hogy gyártható nagy méretekben is. [17]

4.2. Gáz elektron sokszorozók

A mikrostruktúrás detektorok egyik fajtája a lyuktípusú detektorok. Ebbe a családba tartoznak a GEM-ek (Gaseous Electron Multiplier, gáz elektron sokszorozó). A GEM két fémlap (általában réz) között egy szigetelő kaptonfólia, amelyen lyukak helyezkednek el hatszöges elrendezésben, mint ahogy a 10. ábrán is látható. A lyukak átmérője tipikusan $50\text{-}70\text{ }\mu\text{m}$ -esek, két lyuk széleinek távolsága is nagyságrendileg ennyi (11. ábra). A GEM fóliára a lyukakat kémiai úton marják általában két oldalról, és a lyuk keresztmetszete homokóra alakú. Van egy oldalról mart GEM is, aminek oldalnézeti profilja és így a feltöltődése is más.

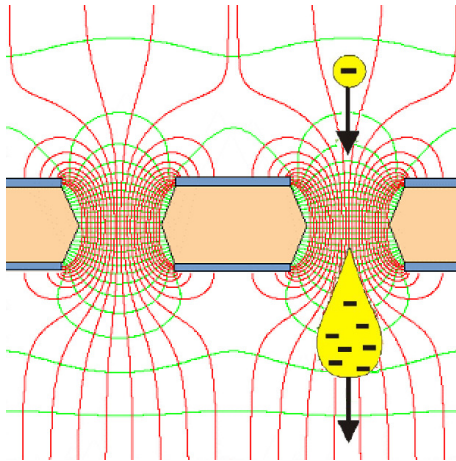


10. ábra. Mikroszkopikus kép egy vékony GEM-ről [18]



11. ábra. Egy GEM lyuk keresztmetszeti képe, jól látható a homokóraszerű belső forma. [18]

A GEM lapon levő két elektróda (felső és alsó lap) különböző potenciálra van kapcsolva, így erős tér alakul ki a lyuk belsejében, ahol a 3.3 fejezetben tárgyaltak alapján elektronlavina keletkezhet. A lavina csak 10-100 darab elektron tartalmaz, de több GEM lap egymás után együttesen már megfelelően nagy erősítést adhat, ami 10^3 - 10^6 .

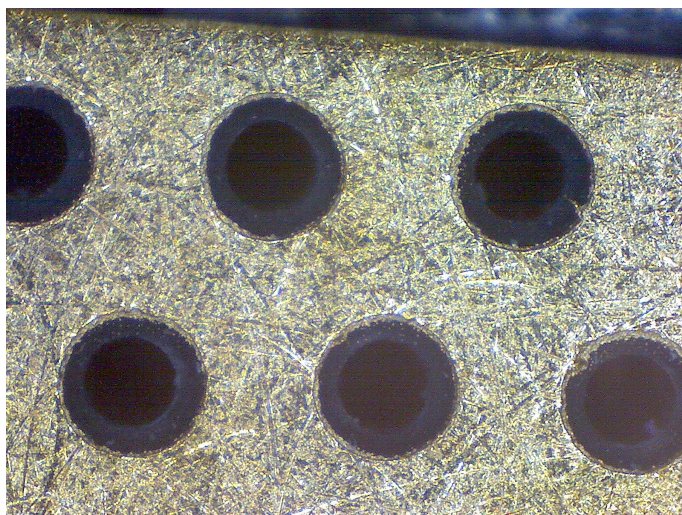


12. ábra. Elektronlavina kialakulása egy GEM-ben [19]

A GEM-ek kiválóan alkalmasak fotonok detektálására is. Ehhez a GEM tetején levő elektródára fotoaktív réteget kell felvinni. A foton által a felületből kiütött fotoelektron a legközelebbi lyukhoz sodródik és a fent leírtak szerint lavinát kelt. Így a 3.2. fejezetben bemutatottak alapján a detektor részecskék sebességének mérésére is alkalmas lehet Cserenkov-detektorokban. A tényleges kísérletekben aranyat, és arra cézium-jodidot visznek fel a detektorra, aminek kvantumhatásfoka 30 % körüli a Cserenkov sugárzás hullámhosszának tartományában, tehát egyedi fotonokat is lehet detektálni. Laboratóriumi kísérletekben arannyal bevont GEM-eket alkalmaznak, mert annak kvantumhatásfoka két nagyságrenddel nagyobb, mint a kaptonfóliára felvitt réz ($\approx 10^{-5}$), viszont sokkal olcsóbb és könnyebben kezelhető, mint a cézium-jodidos.

A mikrostruktúrák detektorokat már széles körben alkalmazzák. GEM-eket alkalmaznak a COMPASS, LHCb és TOTEM kísérletekben. Az LHC nagyobb luminozitása miatt a kísérletek egyes detektorai fejlesztésre szorulnak, így azokban is GEM alapú mikrostruktúrák detektorokat terveznek alkalmazni (CMS-GEM, ALICE-GEM TPC). Továbbá jövőbeli terv alkalmazni őket a termikus neutron kutatásban, illetve orvosi képalkotásban is [21].

A GEM-nek van egy gyártástechnikailag kényelmesebb verziója a 13. ábrán látható vastag GEM. Ennél a típusnál NYÁK lapra viszik fel a rezet. Míg a vékony GEM-et kémiai úton maratják, a vastag GEM esetén a lyukat elég egyszerűen kifúrni. Éppen ezért, itt a lyuk egyenes henger alakú. A vastag GEM esetén a szigetelőnek van egy kis pereme, mint ahogy az a 13. ábrán is látható. Erre a típusra magasabb feszültségeket kell kapcsolni a nagyobb távolságok miatt, de cserébe sokkal robusztusabb, kevésbé sérülékeny.[17][22]



13. ábra. Fotó egy vastag GEM-ről [20]

4.3. Feltöltődés problémaköre

Minden gáztöltésű detektor esetén a detektált jelet egy keletkező lavina adja. A nagy térerősség miatt a leszakított elektronok után ott maradnak a pozitív töltésű ionok. Ezek a térerővonalak mentén visszafelé áramlanak a detektor elektródái felé, kiülnek mind a szigetelőkre, mind a lyukak peremére. Ezzel a felületi, és lyukban keletkező térerősség is változik időben, tehát a detektor működési paraméterei időben változnak. Továbbá nem tisztázott, hogy kikapcsoláskor a töltések milyen gyorsan távoznak el a lyukból, illetve a peremről, ami szintén jelentős a detektor mindennapi használata során. Ez a probléma minden gáztöltésű mikrostruktúrák detektor esetén fellép, hiszen a közeli elektródákat szigetelők tartják egymástól fix pozícióban.

A mikrostruktúrák gáztöltésű detektorok szimulációja hatékony a tervezés és optimalizálás folyamatában. A feltöltődés miatt az erősítést tökéletesen szimulálni nem sikerült, mivel a erősítés stabilitását még nem sikerült teljes mértékben megérteni. Létezik azonban iteratív módszer a feltöltődés szimulációjára gáz elektron sokszorozóra [23]. Az egyik módszer egy állandó lépésközt használt a lavinák időbeni fejlődésére, ami nagyon részletes, de lassú. A másik dinamikus lépésközt használt, aminek köszönhetően rövidebb a szimulációs idő. Összehasonlítva ezeknek az eredményeiket a kísérlettel, látható, hogy a feltöltődés valóban fontos szerepet játszik a detektorok működésében, azonban ez még mindig nem ad tökéletes leírást a feltöltődés folyamatára.

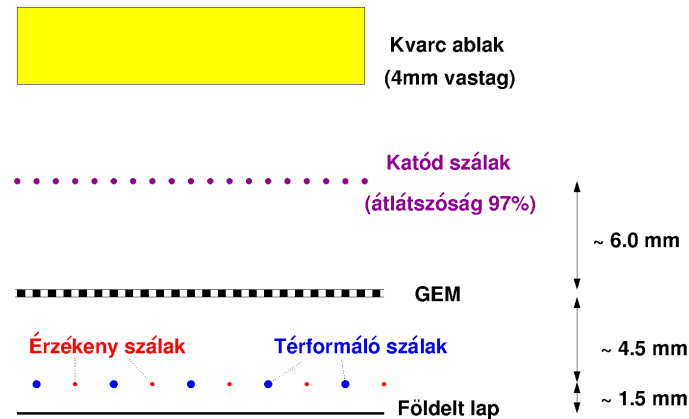
4.4. Célkitűzés

Célkitűzéseim között szerepel a feltöltődésnek egy mélyebb megértése a kísérleti tapasztalataimra támaszkodva, annak érdekében, hogy a későbbiekben a szimulációkat finomhangolni lehessen, illetve a jelenség a kísérletekben használt detektorokban pontosan kompenzálható legyen. A Cserenkov-detektorok esetén felmerül a fotonhozam változásának kérdése is az erősítés mellett, amit szintén megvizsgáltam.

5. Mérési eszközök és módszerek

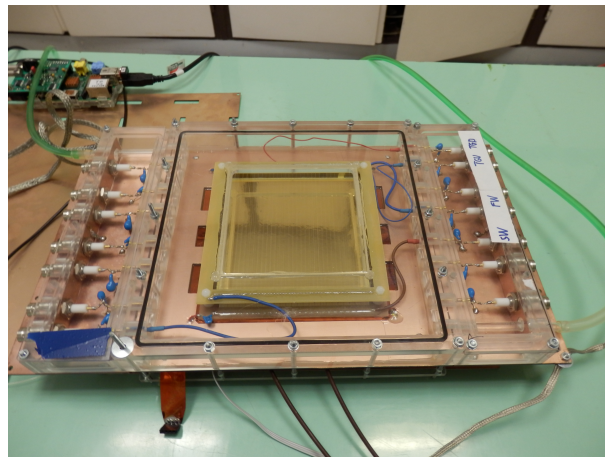
5.1. Detektor felépítése

Méréseim fő célja, hogy egyetlen GEM lap feltöltődését vizsgáljam. Az általam alkalmazott detektor egy hibrid, melyben GEM és CCC detektorok kombinációját használom. Így lehetőségem volt egy darab GEM-et vizsgálni, aminek erősítése egymagában gyenge lenne, de a CCC segítségével nagy erősítés (több tízezer elektrontól álló lavinák) érhető el tökéletes stabilitás mellett [24]. A detektor sematikus rajza a 14. ábrán látható:



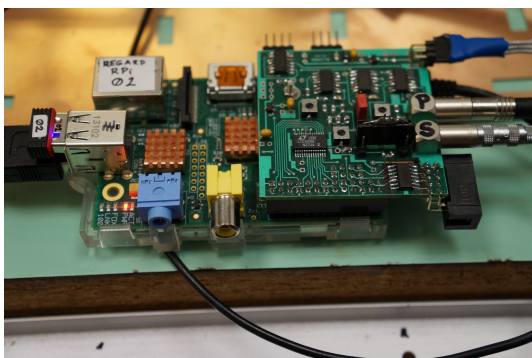
14. ábra. GEM+CCC típusú detektor. A töltött részecske, vagy fotoelektron először a GEM lyukjaiban sokszorozódik, majd a keltett lavina jelét tovább erősítik a szálak. [24]

A detektorban 5 különböző elektróda van. Felül találhatók a katódszálak, alatta a GEM, utána pedig az anódszálak és a térformáló szálak helyezkednek el egy síkban. Az anódszálakon kívül mindegyik negatív potenciálra van kapcsolva. A térformáló szálak potenciálja a 3.3.2 fejezetben tárgyaltak alapján körülbelül az anódszálak fele abszolútértékben [16]. A katódszálak és a GEM tetejének potenciálja határozza meg a katódteret, amely a GEM térrel együtt meghatározza a felszíni térerősséget, ami befolyásolja a fotonhozamot [25].

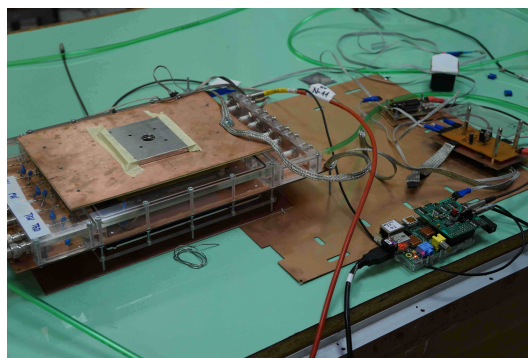


15. ábra. Kép a kamráról és benne az aranyozott GEM-ről

A méréshez az UV fotonokat egy impulzus üzemű LED-del generáltam. Ez meghatározott frekvenciával (145 kHz), meghatározott hosszúságú fényimpulzusokat küld a detektorra, egy kvarc (UV áteresztő) ablakon át. A detektor adatkiolvasó rendszere erre az impulzusra triggerel. Ennek köszönhetően akkor olvas ki jelet, amikor jön a fényimpulzus. Az beérkező UV fotonok fognak kiütni a GEM tetején található fotoaktív rétegből fotoelektronokat. A feszültségeket illetve az adatkiolvasó rendszert egy külső számítógép, egy RaspberryPi vezérli [26] (16. ábra). A LED-pulserrel való bevilágításnak nagy előnye, hogy meg lehet mondani, hogy meghatározott számú fényimpulzusból hány váltott ki fotoelektront a felületből, és az egyedi fotoelektronokból mekkora lavina keletkezett. Így külön lehet vizsgálni a detektor fotonhozamát és erősítését. A fotonhozam vizsgálata a RICH detektorok szempontjából rendkívül fontos. A kamrát és a mérési összeállítást a 15. és 17. ábrán láthatóak.



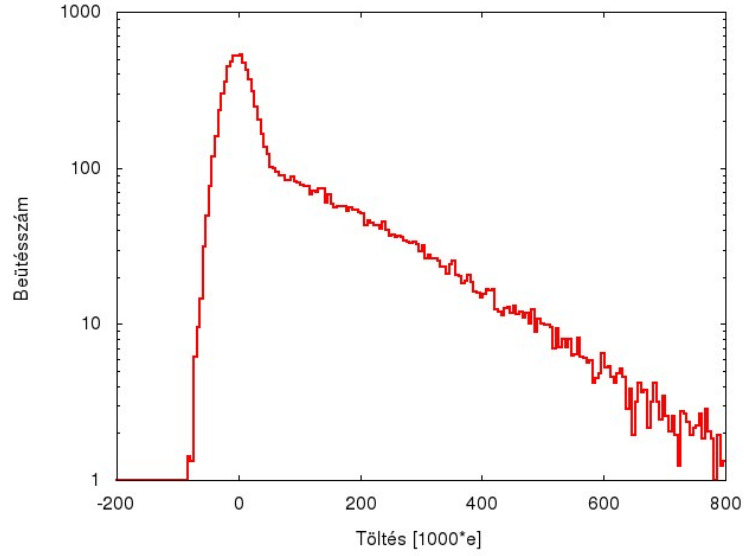
16. ábra. RaspberryPi vezérli az adatfeldolgozást, tárolja a felvett adatokat



17. ábra. A mérési összeállítás, ahol látható maga a kamra, az RPi és a LED pulser is

5.2. Adatfeldolgozás

A detektor által mért jel valójában az egyedi fotoelektron keltette elektronlavina jele. Ezt az adatfeldolgozórendszer ADC egységekben méri, ami konkrét elektronszámot jelent (az általam használt elektronika esetén $1 \text{ ADC} \simeq 510 \text{ db } e^-$ -nek felel meg). A nyers adatfájl, amit kapunk egy hisztogram, ami megmutatja, hogy adott méretű lavinából hány darabot detektáltunk. A rendszer úgy van beállítva, hogy a nulla jelre adott válasza nem nulla ADC egység, hanem valamekkora pozitív szám, ezt hívjuk pedesztálnak. Ideális esetben forrásmentes mérés eredményeként ezt látjuk, ami egy tökéletes dirac-delta. Azonban e helyett egy véges σ szélességű Gauss-görbét látunk, ahol σ a rendszer zaja. A pedesztál azért nem nulla, hogy lehetőség legyen negatív polaritású jelek detektálására is, ugyanis negatív ADC-t nem tud mérni a rendszer. A kapott hisztogrammból (18. ábra) ki lehet számolni a fotonhozamot és az erősítést. Mivel az alacsony töltésű beütésekről nincs információ a zaj miatt, nagyon fontos, hogy tudjuk az eloszlás várt alakját. A következő alfejezetekben ezt fogom részletesebben tárgyalni.



18. ábra. Egy felvett hisztogram. Ebből lehet kiszámolni a fotonhozamot és az erősítést.

5.2.1. Lavinastatisztika

A lavinastatisztika számítását a [27] alapján végeztem. Gáztöltésű detektorok esetén a kiértékelés szempontjából (mint azt fent láthattuk) fontos, hogy egy bejövő elektron nagy elektromos térben mekkora lavinát kelt. Természetesen ez nem egy konkrét érték, hanem valamilyen eloszlást követ. Ennek felírásához meg kell nézni, hogy sokszorozódás esetén mennyivel növekszik meg az elektronok száma ds út megtétele alatt. Ezt adja meg az alábbi egyenlet:

$$dN = N\alpha ds \quad (3)$$

ahol α a Townsend együttható [14], N az elektronok száma. Ez alapvetően a ionizációs hatáskeresztmetszettől függ, amit módosítanak a gázon való áthaladáskor fellépő hatások is. Nincs egzakt képlet erre az együtthatóra, minden gázra külön le kell mérni. Első feltevésünk a számolás során az, hogy az ionizáló ütközések közötti útszakasz $(1/\alpha)$ nagy ahhoz az x_0 úthoz képest, amit a nullenergián levő elektronnak meg kell tennie a gáz ionizációs energiájának eléréséhez. Ez alapvetően gyenge tereknél áll fenn. A erősítést egy útszakaszon úgy kapjuk meg, ha az előző kifejezést felintegráljuk a két pont között, ahol a tér elegendően nagy volt lavina kialakításához (S_{min}), addig amíg a kérdéses útszakasz tart (a):

$$\frac{N}{N_0} = \exp \int_{S_{min}}^a \alpha(s) ds \quad (4)$$

ahol N_0 a kezdeti elektronszám. Továbbá tegyük fel, hogy a valószínűsége egy ionizáló ütközésnek egy útszakaszon $p = \alpha ds$, független az elektron múltjától. Induljon egy darab elektron $s = 0$ helyről, és haladjon az s koordináta mentén, ahol a jellemző mennyiségek a térerősség $E(s)$, és a Townsend együttható $\alpha(s)$.

Az előző egyenlet szerint s helyen átlagosan

$$\bar{n}(s) = \exp \int_0^s \alpha(s') ds' \quad (5)$$

darab elektront fogunk találni. Mivel a sokszorozódás statisztikus jellegű folyamat, a valódi szám fluktuálni fog ezen érték körül, és amit mi keresünk az a $P(n, s)$ valószínűsége annak, hogy s helyen n elektront találunk. A $p = \alpha ds$ egyenlet alapján, annak valószínűsége, hogy n elektront találunk $s + ds$ helyen:

$$P(n, s + ds) = P(n - 1, s)(n - 1)p(1 - p)^{n-2} + P(n, s)(1 - p)^n \quad (6)$$

Az első kifejezés a jobb oldalon annak a valószínűsége, hogy $n - 1$ elektron találunk s helyen, és pontosan egy duplázódik ezekből. A második tag annak a valószínűsége, hogy már van n darab elektron, és nincs duplázódás. Minden egyéb valószínűség ds^2 vagy magasabb rendbe esik, így $ds \rightarrow 0$, illetve $P \rightarrow 0$ határesetben elhanyagolható. Kifejtve ezt, kis ds értékekre:

$$\frac{dP(n, s)}{ds} = P(n - 1, s)(n - 1)\alpha(s) - P(n, s)n\alpha(s) \quad (7)$$

Triviális feltételek, hogy $P(1, 0) = 1$, illetve minden $n > 1$ -ra $P(n, 0) = 0$. Hogy egyszerűbb formát kapjunk, térjünk át az $u = \int_0^s \alpha(s') ds'$ változóra:

$$\frac{dP(n, u)}{du} = P(n - 1, u)(n - 1) - P(n, u)n \quad (8)$$

A folyamat elejére igaz, hogy:

$$\frac{dP(1, u)}{du} = -P(1, u) \quad P(1, u) = e^{-u} \quad (9)$$

Az $n > 0$ folyamatokat úgy számoljuk, hogy $P(1, u)$ -t behelyettesítjük (7) egyenletbe:

$$P(n, u) = e^{-u}(1 - e^{-u})^{n-1} \quad (10)$$

Visszatérve s -re kapjuk, hogy:

$$P(n, s) = \frac{1}{\bar{n}(s)} \left(1 - \frac{1}{\bar{n}(s)}\right)^{n-1} \quad (11)$$

Így látható, hogy a valószínűségeloszlás nem függ expliciten s -től, vagy $\bar{n}(s)$ -től, tehát a lavinának az alakja mindig ugyanolyan. Ha elvégezzük $\bar{n} \rightarrow \infty$ limeszt, ami a lavinák esetén egy jó közelítés, akkor kapjuk, hogy:

$$P(n, s) = \frac{1}{\bar{n}(s)} e^{-\frac{n}{\bar{n}(s)}} \quad (12)$$

Ezzel tehát adódik, hogy a lavinák eloszlása exponenciális, ahol $\bar{n}$, az átlagos lavinaméret, fog megfelelni a detektor esetén az erősítésnek, ami azt mutatja meg, hogy egy darab elektronból hány darab elektron fog keletkezni átlagosan.

A fenti érvelés akkor igaz, ha a tér nem túl nagy. Nagyon nagy térerősség esetén az eloszlás nem lesz exponenciális. Tovább módosítja az eloszlást annak lehetősége, hogy nem egy, hanem több darab fotoelektron lép ki a felületből. Több mérést és számolást végeztek az elektron lavinastatisztika pontos leírására. Sokszálas detektoroknál jó közelítés az exponenciális, de GEM esetén a statisztika módosul. Különböző gázokban való pontos mérések jelenleg is folynak [28].

5.2.2. Kiértékelés menete

Az alacsony hullámhosszon működő UV LED-et mérés során úgy állítottam be, hogy 145 kHz frekvenciával küldjön fényimpulzusokat. Annak a valószínűsége, hogy egy darab foton kivált egy fotoelektront legyen p , így annak valószínűsége, hogy nem vált ki $1 - p$. Ha arra vagyunk kíváncsiak, hogy mi annak a valószínűsége, hogy N darab foton k darab elektront vált, akkor Binomiális eloszlást kapunk:

$$P_N(k) = \binom{N}{k} p^k (1-p)^{N-k} \quad (13)$$

Ha tartunk N -el végtelenbe, illetve p -vel 0-hoz, úgy, hogy $Np = \lambda$ = állandó, akkor Poisson eloszlást kapunk:

$$P(k) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \quad (14)$$

A mérés során ezen eloszlás λ paramétere 0.1 körüli volt, tehát általában nem keltődött fotoelektron, de ha igen, akkor valószínűleg egy darab. Ilyen esetben, mivel mint láttuk, a lavinák eloszlása exponenciális, így a hisztogram is exponenciális eloszlást fog mutatni. A hisztogramból két nagyon fontos mennyiséget tudhatunk meg: a fotonhozamot és az erősítést. Az erősítés, mint ahogy a korábbi fejezetekben megmutattam az átlagos lavinaméretet mutatja meg. A fotonhozam pedig azt, hogy adott számú fényimpulzusból (ezt a számot hívjuk statisztikának), hányszor vált ki detektálható elektront a felületből. Ha feltesszük, hogy legtöbbször csak egy elektront váltanak ki a fotonok egy alkalommal, akkor a fotonhozam és a statisztika aránya, jó közelítéssel a Poisson eloszlás paraméterét adja. Tehát ahogy azt az előző fejezetben megmutattam a lavinaméret feltételezett eloszlása exponenciális alakú:

$$f(x) = \Theta(x) \frac{N}{g} e^{-\frac{x}{g}} \quad (15)$$

ahol g jelöli az erősítést, N a fotonhozamot. A (15) képletben $\Theta(x)$ a Heaviside függvény. Definíció szerint:

$$Y \equiv \int_0^\infty f(x) dx = N \quad G \equiv \frac{\int_0^\infty x f(x) dx}{\int_0^\infty f(x) dx} = g \quad (16)$$

ahol Y megadja a fotonhozamot, G az erősítést. Viszont a pedesztál véges szélessége miatt csupán egy c vágás felett tudjuk úgy kiértékelni az adatokat, hogy a zaj járuléka ne adjon nagy hibát:

$$Y_c \equiv \int_c^\infty f(x) dx \quad G_c \equiv \frac{\int_c^\infty x f(x) dx}{\int_c^\infty f(x) dx} \quad (17)$$

Ezek az integrálok is könnyen elvégezhetők. Az elsőből közvetlenül, a másodikban parciális integrálással adódik, hogy:

$$Y_c = N e^{-\frac{c}{g}} \quad G_c = g + c \quad (18)$$

Tehát, ha a vágás feletti integrálokat elvégezzük, akkor exponenciális eloszlást feltételezve a valódi fotonhozamra és erősítésre a következő adódik:

$$g = G_c - c \quad N = Y_c e^{\frac{c}{g}} = Y_c e^{-\frac{c}{G_c - c}} \quad (19)$$

A vágást úgy választottam meg a kiértékelés során, hogy a pedesztálhoz tartozó szórás 5-szörösétől vágtam meg az eloszlást, így biztosítva, hogy a zaj járuléka elég kicsi legyen.

5.2.3. Dupla-elektron korrekció

Előfordulhat hogy kettő vagy több elektron keltődik, amire korrigálni kell. Az alábbi számolásomban a dupla-elektron korrekciót vizsgálom. Ilyenkor a keletkező lavina két független lavina konvolúciója lesz, amit az adatfeldolgozó rendszer egy darab nagy lavinának észlel. Mivel ez már nem exponenciális eloszlás, a kiértékelés során alkalmazott extrapoláció sem lesz helyes. Ebben a fejezetben azt vizsgálom, hogy ez mekkora hibát jelent a kiértékelésnél, illetve milyen módon lehet ezt figyelembe venni. Mivel ilyen eseményekkor két lavina egymástól függetlenül alakul ki, ezek együttes eloszlása két exponenciális függvény konvolúciója lesz:

$$f_2(x) = \Theta(x)e^{-\frac{x}{g}} * \Theta(x)e^{-\frac{x}{g}} = \int_{-\infty}^x \Theta(x)e^{-\frac{x}{g}} \Theta(x)e^{-\frac{z-x}{g}} dz = \Theta(x) \frac{x}{g^2} e^{-\frac{x}{g}} \quad (20)$$

Ennek az eloszlásnak az integráljának 0-tól ∞ -ig ki kell adnia a duplaelektron események számát (N_2). Így a keresett eloszlás alakja a következő lesz:

$$f_2(x) = \frac{N_2}{g^2} x e^{-\frac{x}{g}} \quad (21)$$

Tehát a hisztogram korrigált eloszlása:

$$f(x) = \frac{N_1}{g} e^{-\frac{x}{g}} + \frac{N_2}{g^2} x e^{-\frac{x}{g}} \quad (22)$$

Erre megint ki kell számolni a vágás feletti integrált és átlagot, amiből meg kell határozni a fotonhozamot és erősítést. Ezek már valamivel bonyolultabb formulák lesznek:

$$Y_c = e^{-\frac{c}{g}} \left(N_1 + N_2 \left(1 + \frac{c}{g} \right) \right) \quad (23)$$

Illetve a valódi erősítést kifejezve a vágás feletti átlaggal:

$$g(c, G_c, \lambda) = \frac{-\left(\lambda(c - G_c) + \lambda^2(c - \frac{G_c}{2})\right) + \sqrt{\lambda^4(-c^2 + cG_c + \frac{G_c^2}{4}) + \lambda^3(-cG_c + G_c^2) + \lambda^2(c - G_c)^2}}{2(\lambda + \lambda^2)} \quad (24)$$

Ezt sorbafejtettem másodrendig, hogy lehessen látni a korrekció nagyságát duplaelektronokra. Harmadrend és magasabbak már nem számítanak, hiszen feltettük, hogy annak valószínűsége, hogy 3 vagy több elektron lép ki elhanyagolható, hiszen azon λ^3 és magasabb hatványokkal mennek, amik $\lambda = 0.1$ esetén első rendhez képest nagyon kicsik.

$$g(c, G_c, \lambda) = (G_c - c) + \lambda \left(-\frac{G_c - c}{2} \right) + \lambda^2 \left(\frac{2G_c - c}{4} \right) \quad (25)$$

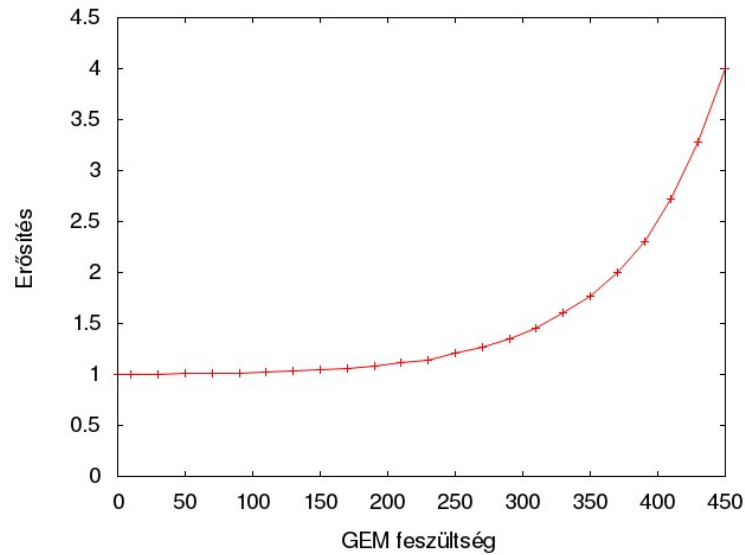
A mért fotonhozam a statisztikával normálva jó közelítéssel a λ . Kiértékeléseim során ezzel a korrekcióval számoltam, ugyanis a feltöltődéskor jelentősen megnő a fotonhozam, és egyre nagyobb járuléka lesz a dupla fotoelektronoknak. Ennél több elektronra való további számolások ettől sokkal kisebb járulékot adnak [28].

5.3. Feszültség-erősítés karakterisztika

Egy GEM-nek mérés során a legfontosabb paramétere az erősítés, amitől a feltöltődés is függ. Emiatt a feltöltődést vizsgáló méréseim előtt megmértem az erősítés GEM-feszültségtől való függését. Ehhez felhasználtam, hogy a kamra teljes erősítése:

$$g = g_w \cdot g_G \quad (26)$$

ahol g_w a szálak, g_G a GEM erősítése. A GEM erősítésének karakterisztikáját az alábbi módon mértem: adott szálerősítés mellett 10 Volt-onként csökkentettem a GEM-feszültséget és megmértem mekkora az ehhez tartozó teljes erősítése a kamrának. Amikor ez már túl kicsi volt, a szál feszültségét feljebb vettem, és ettől a ponttól mértem tovább. A kapott görbeszakaszokat egymáshoz normáltam, így megkaptam egy rögzített szálerősítéshez tartozó görbét, amivel a teljes görbét normáltam úgy, hogy nulla GEM feszültségre legyen definíció szerint 1, ugyanis annál a feszültségnél nem erősít. Méréseim során 4-es GEM erősítésű konfigurációval mértem.

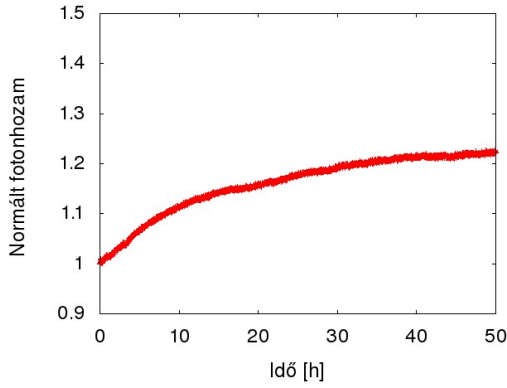


19. ábra. Erősítés karakterisztika GEM esetén metánban. Nagyjából 250 V felett beinduló erősítési rész közel exponenciális felfutású. A görbék hasonlóak argon-széndioxid keverékben is.

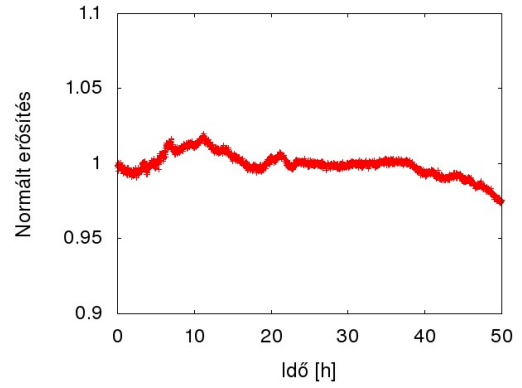
6. Eredmények

6.1. Stabilitás ellenőrzése

A mérések lefutásakor elengedhetetlen, hogy tudjuk, mennyire stabil a detektor. Ehhez végeztem hosszú ideig tartó stabilitás vizsgálatokat.



20. ábra. Fotonhozam stabilitás vizsgálata aranyozott GEM esetén.

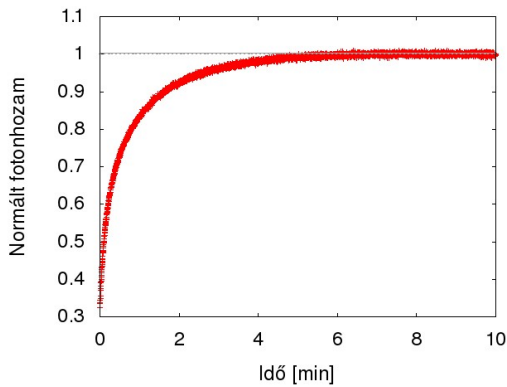


21. ábra. Erősítés stabilitás vizsgálata aranyozott GEM esetén.

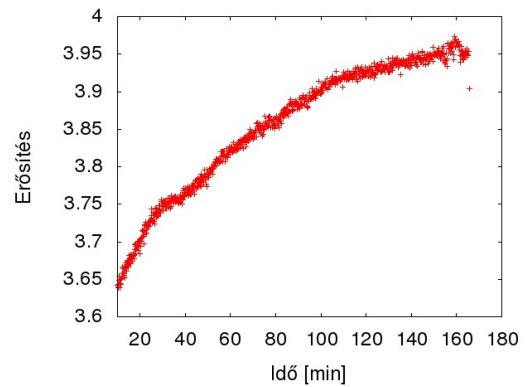
Az aranyozott GEM esetén, a fotonhozam változása 20 % az 50 órás mérés alatt, ami 0.4 % -ot jelent óránként, míg az erősítés leggyorsabb ingadozása is 2 % 10 óra alatt, ami 0.2 %-ot jelent, tehát ilyen pontosságokkal megbízhatóak a méréseim.

6.2. Bekapcsolási effektusok

Miután meggyőződtem arról, hogy a detektor a pár órás mérési tartományban elég stabil, a detektor bekapcsolásánál fellépő effektusokat vizsgáltam. Ilyenkor van alap-, vagy töltetlen állapotban van a detektor. A LED bekapcsolásával együtt indítottam el a méréseket, és számoltam ki a fotonhozamot és az erősítést. Egy ilyen teljes feltöltődést mutat a 22. és a 23. ábra.



22. ábra. Teljes feltöltődés mérése aranyozott GEM-en metánban

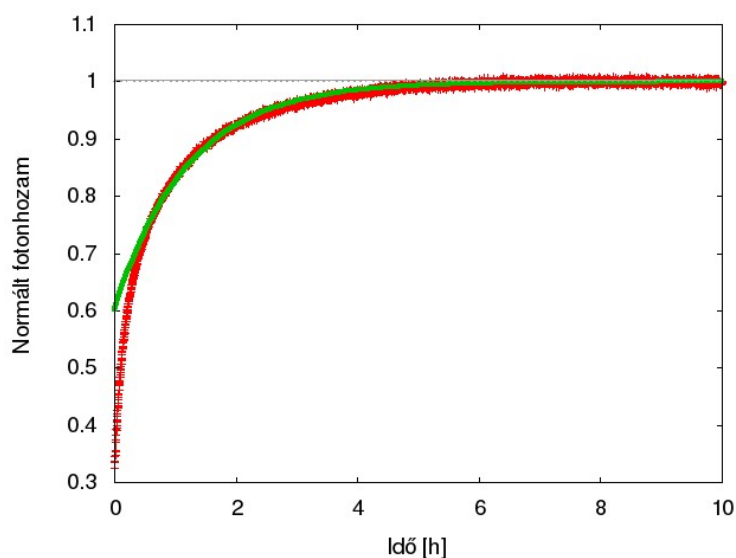


23. ábra. Erősítés változása feltöltődés során aranyozott GEM-en metánban.

A 22. ábrán látszik, hogy a fotonhozam közel háromszorosára megváltozik, tehát a jelenség számottevő, mindenképpen figyelembe kell venni a detektor bekapcsolásakor. Az erősítésre vonatkozó 23. ábrán leolvasható, hogy ez erősítés megváltozása közel 10%, ami ugyancsak jelentős változás ilyen rövid idő alatt. Ezen görbék kvantitatív elemzését a 6.3. és 6.4. alfejezetekben tárgyalom.

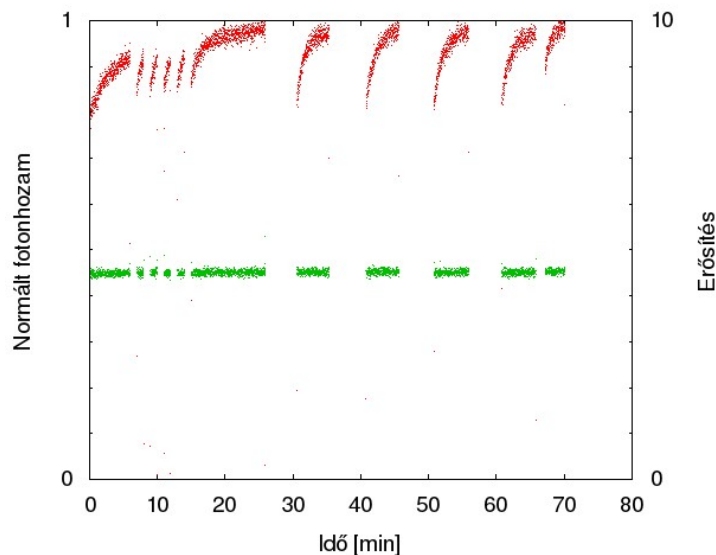
6.3. Gyors komponens megjelenése

A 6.2-es fejezetben megmutattam, hogy bekapcsoláskor hogyan változik a fotonhozam és az erősítés. Az alábbiakban ezeknek számszerű elemzését tárgyalom. A feltöltődés során az erősítés változása mérések és szimulációk alapján is exponenciális felfutású. A fotonhozamra így exponenciális illesztettem, de kis időkre a görbe nem illeszkedik jól, mint ahogy azt a 24. ábra is mutatja.



24. ábra. Fotonhozam illesztett exponenciálissal. A nagyobb időkre jól illeszkedik.

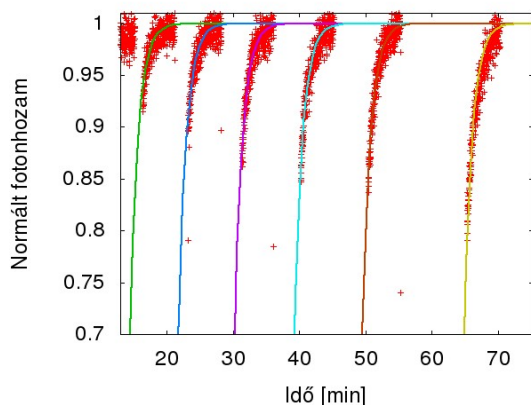
A kis idejű szakaszoknál látható, hogy egy viszonylag nagy amplitúdójú komponensnek még jelen kell lennie, a tiszta exponenciálison kívül, aminek jellemző felfutási ideje jóval rövidebb, mint az illesztett exponenciálisé. Ebből egy új, gyors komponens jelenlétére következtettem. A feltételezett gyors komponens úgy vizsgáltam, hogy hosszú időre bevilágítottam a GEM felületét, hogy elérje a stabil állapotot, ezután mérés közben kitakargattam a LED-et 5 percre. Az eredmény a 25. ábrán látható.



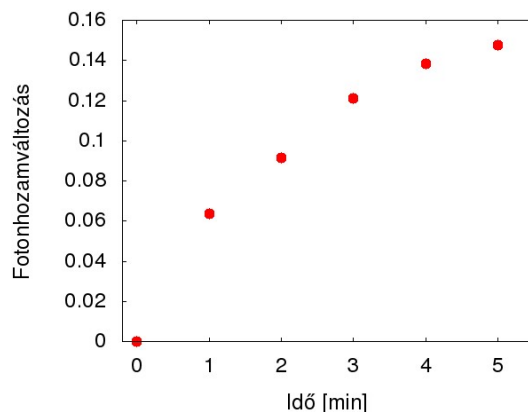
25. ábra. Fotonhozam változása 5 perces kitakarások után aranyozott GEM-en metánban. A zöld mérési pontok jelölik az erősítést, a pirosak a fotonhozamot.

A fenti méréssel igazoltam, hogy valóban létezik egy ilyen gyors felfutású komponens, továbbá az is kiderült, hogy ez nincs hatással az erősítésre. A 25. ábrán megfigyelhető, hogy a töltésvesztésnek is van egy gyors összetevője. A felfutó görbék illeszthetők exponenciálissal és jól reprodukálhatóak. Egy ilyen komponens jelentős, hiszen nem elhanyagolható a járuléka és nagyon gyors a felfutása. Ilyen jellegű komponensre eddig nem végeztek méréseket.

A feltöltődés és töltésvesztés gyors komponensének jellemző idejeit úgy mértem, hogy feltöltött állapotban mérés közben különböző időkre takartam ki a LED-et. Az így kapott felfutásokra jól illeszkedett exponenciális függvény időállandóiból közvetlenül megkaptam a feltöltődés jellemző idejét (26. ábra); míg amplitúdójakiból, és a hozzá tartozó kitakarási időkből a töltésvesztés mértékét tudtam időben jellemezni, ami közvetlenül nem lenne mérhető (27. ábra).



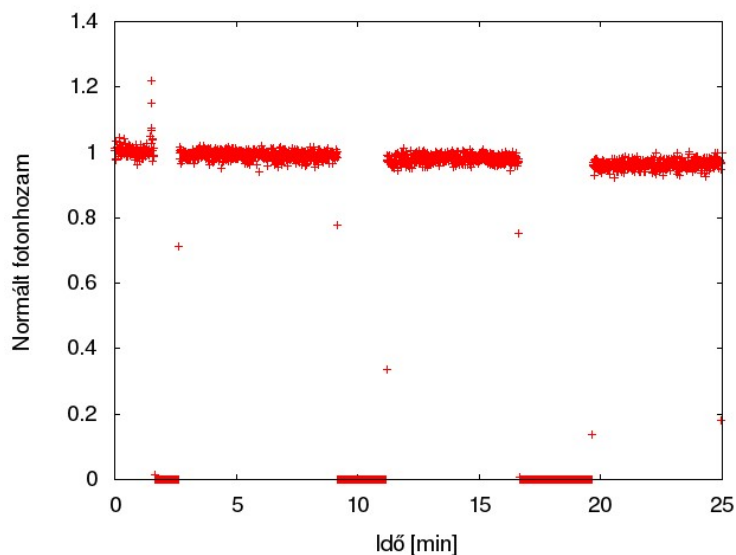
26. ábra. Gyors felfutások illesztésekkel



27. ábra. Töltésvesztés mértéke időben

Az illesztett görbék mindegyikére ugyanaz az időállandó adódott ami 74 ± 2 s, tehát perces nagyságrendű. A töltésvesztésnek is van egy időben gyors része. A 27. ábrán látszik, hogy 5 perc után már 15 %-ot esik a fotonhozam. Ezzel a méréssel tehát kiderítettem, hogy a mérések során nem szabad figyelmen kívül hagyni ezeket a gyors lefutási effektusokat, mert nagyon a járuléka a fotonhozamban, amit Cserenkov-detektoroknál jelentős.

Az aranyozott GEM-en végzett méréseket megismételtem később ugyanazon beállításokkal, de nem tapasztaltam az előzőekhez hasonló gyors komponens (28. ábra). A kamrában e mérés előtt a GEM lap cserélve lett, tehát nem volt folyamatosan töltőgáz alatt. Emiatt előfordulhat, hogy a kamra nem volt eléggé kiszáradva és kevés mennyiségű vízpára még jelen volt a mérésem alatt. Ilyenkor a visszáramló, és felületekre kiülő ionokat a vízpára egyből el tudja vezetni, tehát ez a komponens nem jelenik meg. A száradás feltöltődést változtató hatását a mikrostruktúrák detektorokkal foglalkozó finn kutatócsoport is tapasztalt.



28. ábra. Kitakarós mérés aranyozott GEM-en metánban. Nincs gyors komponens, amit az okozhat, hogy nem volt eléggé kiszáritva a detektor.

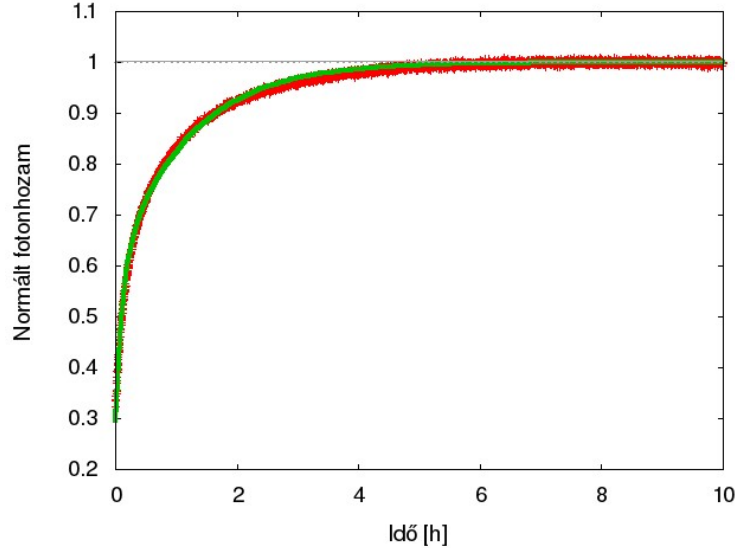
6.4. Összevont effektus

A 6.2. és 6.3. fejezetben megmutattam, hogy a feltöltődés során a mások által is kimért lassú felfutású komponens mellett létezik egy gyors felfutású, nagy amplitúdójú komponens. Két exponenciális összegét illesztve a fotonhozamra nem kaptam jó illeszkedést, azonban feltéve, hogy a gyors felfutású komponens időállandója valójában nem konstans, már jó illeszkedésű görbét kaptam. Azzal a feltételezéssel éltem, hogy időben vizsgálva a folyamatot a két komponens hatással van egymásra oly módon, hogy a gyors komponens időállandója függ a lassú komponens pillanatnyi értékétől. Feltevésem szerint ennek az az oka, hogy a lassú komponens növeli az erősítést is, tehát egyre nagyobb lavinák keletkeznek, tehát magasabb a felületre visszaáramló töltések száma egységnyi idő alatt.

Így az általam felállított empirikus képlet a normált fotonhozamra a következő:

$$1 - Y(t)_N = A_l e^{-\frac{t}{T_l}} + A_{gy} e^{-\frac{t}{T_{gy}}} \quad T_{gy} = A_{T_{gy}} e^{-\frac{t}{T_l}} + T_{gy\infty} \quad (27)$$

ahol $T_{gy\infty}$ a stabil állapotban mért gyors komponens időállandója. Ha igaz a képlet, akkor ennek meg kell egyeznie azonos beállítások mellett, a 6.3. fejezetben bemutatott kitakarós mérésben mért időállandóval. A fotonhozam illesztéssel:



29. ábra. Fotonhozam illesztet empirikus függvénnyel. Az egész időintervallumra jól illeszkedik.

Az illesztésből kapott paraméterek a következők:

A_l	A_{gy}	T_l [min]	$A_{T_{gy}}$ [min]	$T_{gy\infty}$ [min]
0.42 ± 0.0018	0.28 ± 0.004	69.5 ± 0.35	6.19 ± 0.115	1.29 ± 0.1

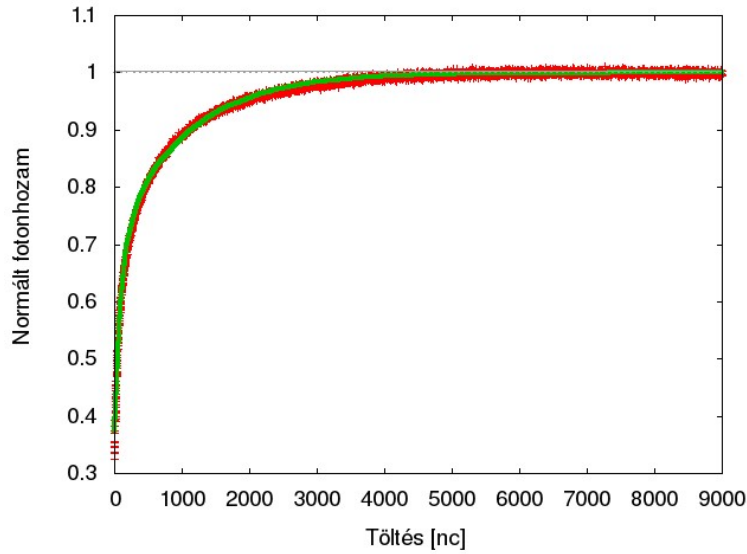
A 6.2. fejezetben a gyors komponens időállandójára $74 \text{ mp} = 1.23 \text{ perc}$ adódott, amivel a most mérthez hibahatáron belül megegyezik. Ezzel igazoltam a felállított empirikus képlet helyességét, tehát a feltevést, hogy időben a két komponens összezsugorodik. A mérési eredményeket tekintve a következő magyarázatot adtam a feltöltődésre: besugárzás során a detektorban mind a szigetelőfelületeket, mind a lyuk fémperejét feltöltik a visszaáramló ionok. A szigetelőbe kevés térerővonal érkezik így az lassan töltődik fel, illetve lassan is hagyják el a töltések, míg a vezetőbe sok erővonal érkezik, így oda az időegység alatt érkező ionok száma nagyobb. A gyors komponens akkor létezik, ha a vezetőbe valamilyen módon csapdázódnak az ionok egy rövid időre. A szigetelő feltöltődése megváltoztatja az erősítést, így a lavinák méretét. A lavinák méretétől közvetlenül függ a fémfelületekre visszaáramló ionok száma, tehát ahogy töltődik fel a szigetelő, időben annál gyorsabb a lyuk peremének feltöltődése (T_{gy} annál kisebb).

Annak belátása, hogy valóban csak ilyen módon csatolódik össze a két komponens, idő helyett kumulált töltésben vizsgáltam a fotonhozamot. Ezzel ki tudom küszöbölni azt a jelenséget, hogy a növekvő lavinaméret miatt egységnyi idő alatt több ion jut a fémfelületre. A kumulált töltést a 28. képlet adja meg:

$$Q(t) = \int_0^t N(t')g(t')dt' \quad (28)$$

Ahol N és g a 5.2. fejezetben tárgyalt fotonhozam és erősítés. Az erősítés adja meg a lavina méretét, a fotonhozam pedig azt, hogy hány egyedi elektron lépett ki a felületből. Ezek szorzata lesz az össztöltés. Időben felintegrálva megkapjuk mennyi a t időpontig keltett összes lavina töltése. Így az empirikus képlet a következő alakot ölti:

$$1 - Y(Q)_N = A_l^Q e^{-\frac{Q}{q_l}} + A_{gy}^Q e^{-\frac{Q}{q_{gy}}} \quad (29)$$

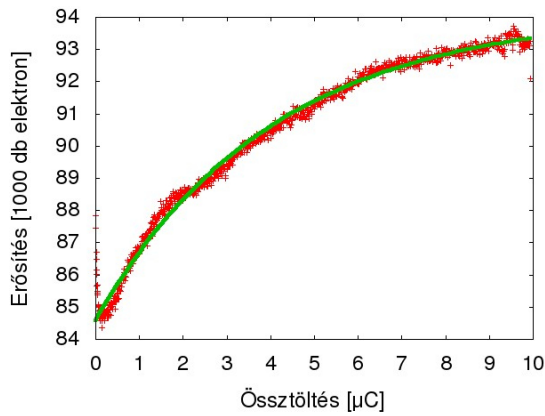


30. ábra. Fotonhozam az össztöltés függvényében. Az illesztés paramétereinek hibái 1-2 %.

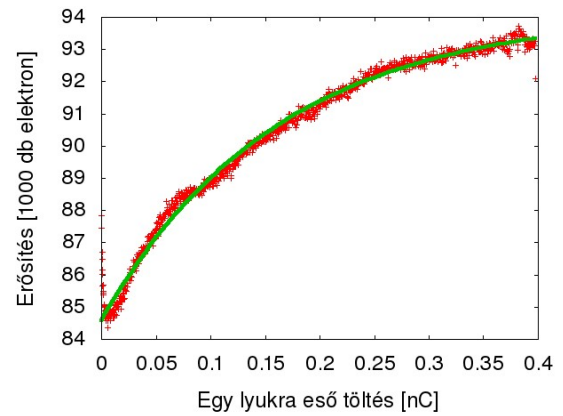
Az illesztési paraméterek ez esetben:

A_l^Q	q_l [nC]	A_{gy}^Q	q_{gy} [nC]
0.3 ± 0.002	1038 ± 8.4	0.326 ± 0.003	100.73 ± 2

Tehát az összes töltés függvényében, a két komponens független, ami megerősíti a fenti feltevés. A kumulált töltést függvényében való tárgyalás azért jelentős, mert erre lehet szimulációkat írni. A korábban mért erősítés változását az össztöltés függvényében a 31. ábra mutatja.



31. ábra. Erősítés az össztöltés függvényében
illesztett exponenciálissal



32. ábra. Erősítés egy lyukra eső össztöltés
függvényében.

A szimulációkkal való összehasonlításhoz ábrázoltam egy darab lyukra eső összes töltés függvényében az erősítést (32. ábra). A lyukak távolsága ismert $140\ \mu\text{m}$, hatszöges elrendezésben. Az UV folt sugara $\approx 1\ \text{cm}$. Ezekből könnyen számolható, hogy a bevilágított folt területén ≈ 25000 db lyuk található. Így a 31. ábrát e szerint kell átskálázni. Exponenciálisan illesztve a karakterisztikus töltés $\approx 0.16\ \text{nC}$, ami konzisztens az elvégzett szimulációkkal[23].

7. Összefoglalás és kitekintés

A részecskefizikai kísérletek során kulcsfontosságú a megfelelő detektorok használata. Az egyik legelterjedtebb detektortípus a gáztöltésű detektorok. Ilyen detektorokat alkalmaznak nagyenergiás kísérletekben a részecskeazonosításra alkalmas Cserenkov-detektorokban is. Napjainkban többnyire sokszálas kamrákat használnak, de kezdik átvenni a helyüket a jobb helyfelbontású, nagyobb beütésszám-tűrőképességű mikrostruktúrák detektorok. A legelterjedtebbek ezek közül a GEM alapú detektorok, amiket már a CERN nagy kísérletei közül alkalmaznak az LHCb, illetve terveznek alkalmazni az ALICE, CMS kísérletekben is.

A mikrostruktúrák gáztöltésű detektorok, így a GEM esetén is felmerül egy jelentős probléma, a feltöltődés. A lavinakeltés után visszamaradt ionok a térerővonalak mentén visszaáramlanak a lyukak peremére és szigetelőfelületekre, így feltöltve azokat. Így kialakult térerősség szerkezet megváltozik, módosul az erősítés és a fotonhozam, emiatt a detektor viselkedése időben változni fog. A feltöltődés hatását az erősítésre több kutatócsoport is észlelte és szimulálta.

Kutatásom során arannyal bevont GEM feltöltődését vizsgáltam. A mérésekben UV fotonokkal egyedi elektronok keltette lavinákat mértem, így az erősítésen túl vizsgálható lett Cserenkov-detektorok számára kruciális fotonhozam változásának mérése is. Bekapcsolási effektusok vizsgálatakor megmutattam, hogy a fotonhozam közel a háromszorosára nő, és az erősítés is nő 10 %-ot. Eredményeimmel megmutattam, hogy az eddig is ismert lassú felfutású (jellemző idő $\simeq 1$ óra) feltöltődés mellett jelen van egy gyors felfutású ($\simeq 1$ -2 perc) a lassúval azonos nagyságrendű járulékot adó komponens is. Ez a komponens jelentős a detektorok üzemeltetése során. A töltésvesztés közvetlenül nem mérhető jelenségét a fényforrás különböző idejű kitakargatásával sikerült kvantifikálnom.

Mérési eredményeimre támaszkodva sikerült kvalitatíven leírnom a feltöltődés folyamatát vékony GEM esetén. Feltevésem szerint a lassú komponens az okozza, hogy az elektródák közötti szigetelő feltöltődik, hiszen ide kevés erővonal fut, így az időegység alatt beérkező ionok száma is kicsi. A gyors komponens felületi effektus okozhatja. A lyukak fémperemére sok erővonal mutat, így ide egységnyi idő alatt több ion áramlik vissza. Aranyozott GEM esetén ezek az ionok becsapódhatnak egy rövid időre, de ahogy megszűnik a felületi térerősség gyorsan el is távoznak onnan. Időben ez a két folyamat összeesetlik, de összes töltés függvényében vizsgálva egymástól függetlenek.

Cserenkov-fény jó hatásfokú detektálásához cézium-jodiddal kell bevonni a GEM felületét, ami szigetelő lévén várhatóan még jelentősebb fotonhozam változásokat szenvedhet el a feltöltődés során. Ennek pontos vizsgálatát tervezem a közeljövőben.

Ezen felül célom megvizsgálni a jelenséget vastag GEM esetén, ugyanis azon a lyukak körül jelentős méretű szigetelő perem van, ami szintén befolyásolja a feltöltődést.

8. Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet nyilvánítani témavezetőimnek, Hamar Gergőnek és Varga Dezsőnek a sok segítségért, szakmai tanácsért és támogatásért, továbbá a REGARD csoportnak a munkáim és TDK dolgozatom írása során tőlük kapott segítségért, elkészült munkám ellenőrzéséért. Továbbá szeretném hálámat kifejezni Molnár Jankának, aki szintén többször ellenőrizte elkészült munkámat.

Ábrák jegyzéke

1.	A Nagy Hadronütköztető gyorsítója	4
2.	Föld alatti kép az LHC kísérletek elhelyezkedéséről	4
3.	Ionizáció mértéke impulzus függvényében	6
4.	Cherenkov effektus egy atomreaktor egyik blokkjában	7
5.	Egy RICH detektor sematikus rajza	7
6.	Sokszálas kamra	8
7.	ALICE TPC	8
8.	CCC kamra I.	9
9.	CCC kamra II.	9
10.	Mikroszkopikus kép egy vékony GEM-ről	10
11.	Egy GEM lyuk keretszmetszeti képe	10
12.	Elektronlavina kialakulása GEM-ben	11
13.	Fotó egy vastag GEM-ről	12
14.	GEM+CCC típusú detektor	13
15.	Kép a kamráról és benne az aranyozott GEM-ről	13
16.	RaspberryPI	14
17.	Kép a mérési összeállításról	14
18.	Hisztogram	15
19.	Erősítés karakterisztika	19
20.	Stabilitás vizsgálat I.	20
21.	Stabilitás vizsgálat II.	20
22.	Bekapcsolási effektus I.	20
23.	Bekapcsolási effektus II.	20
24.	Fotonhozam illesztett exponenciálissal	21
25.	Gyors komponens mérés I.	22
26.	Gyors komponens mérés II.	22
27.	Töltésvesztés	22
28.	Gyors komponens mérés III.	23
29.	Fotonhozam illesztett dupla exponenciálissal	24
30.	Fotonhozam az össztöltés függvényében	25
31.	Erősítés az összetöltés függvényében	26
32.	Erősítés egy lyukra eső össztöltés függvényében	26

Hivatkozások

- [1] CERN Weblapja
<http://home.web.cern.ch/about>
- [2] LHC Design Report Volume I
<http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>
- [3] The Large Hadron Collider Weblapja
<http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/>
- [4] Physics Masterclasses Weblapja <http://physicsmasterclasses.org/exercises/keyhole/sp/reception/CERN.html>
- [5] FODOR Z. előadás
Detektorok
<http://indico.cern.ch/event/126731/contribution/12/material/slides/1.pdf>
Hungarian Teachers Programme 2011
- [6] RMKI részecskefizika elektronikus jegyzet
<http://www.rmki.kfki.hu/reszecskefiz/>
- [7] C. LIPPMANN
Particle identification
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 666, page 148–172, 2012
- [8] J.D. JACKSON
Klasszikus elektrodinamika
Typotex Kiadó, 2012
- [9] F.PIUZ, J.SCHUKRAFT et al.
ALICE Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector
CERN / LHCC 98 (1998) 19
- [10] Cornell University Library Weblapja
<http://library24.library.cornell.edu:8280/luna/servlet>
- [11] ALICE Weblapja
http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_HMPID-en.html
- [12] KISS.D, HOVÁTHH. Á, KISS. Á
Kísérleti atomfizika
Eötvös Kiadó, 1998
- [13] A. BRESKIN, A BUZULUTSKOV, R CHECHIK, A. DI MAURO, E NAPPI, G PAIC, F PIUZ
Field-dependent photoelectron extraction from CsI in different gases
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 367 (1995) 342-346

- [14] F. SAULI
Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN-77-09., 1977
- [15] G. CHARPAK, I. CROTTY, Y. GIOMATARIS, L. ROPELEWSKI, M.C.S. WILLIAMS
A high-rate, high-resolution asymmetric wire chamber with microstrip readout
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 346 (1994) 506.
- [16] KISS. G
Sokszálas proporcionális kamrák fejlesztése részecskefizikai detektorokhoz
TDK dolgozat, 2011
- [17] T. FRANCKE, V. PESKOV
Innovative Application and Developments of Micro-Pattern Gaseous Detectors
2014
- [18] Cern Courier Weblapja
<http://cerncourier.com/cws/article/cern/41011>
- [19] HAMAR G.
Nagy impulzusú részecskék vizsgálata nehézion-ütközésekben
PhD dolgozat, 2014. november
- [20] REGARD csoport honlapja, Projektek, TGEM
<http://regard.kfki.hu>
- [21] Serge Duarte PINTO on behalf of the rd51 collaboration
An r&d collaboration for micropattern gaseous detectors
July 3, 2009
- [22] F. SAULI
GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors
Nuclear Instrument and Methods A386 (1997) 531-534
- [23] P.M.M. CORREIA, C.A.B. OILVEIRA, C.D.R. AZEVEDO, A.L.M. SILVA, R. VEENHOF, Mythra
Varun Nemallapudi, J.F.C.A. Veloso
A dynamic method for charging-up calculations: the case of GEM 2014
- [24] G. HAMAR and D. VARGA
TCPD, a TGEM based hybrid UV photon detector
Journal of instrumentation 8 C12038, 2013
- [25] GALGÓCZI G.
TGEM alapú Cserenkov-detektorok fejlesztése
TDK dolgozat, 2014

- [26] G.HAMAR, D.VARGA
High granularity scanner for MPGD based photon detectors
Proceedins of Science TIPP2014 056
- [27] W. BLUM, L. ROLANDI
Particle Detection with Drift Chambers
Springer-Verlag, 1993
- [28] A.LÁSZLÓ, G.HAMAR, G.KISS, D.VARGA
Experimental determination of GEM avalanche multiplicity distribution
A. László előadása, RD51 Collaboration Meeting, Kolkata, 2014. október