

Sokszálas proporcionális kamrák fejlesztése részecskefizikai detektorokhoz

TDK DOLGOZAT

Kiss Gábor
Fizikus MSc I.
ELTE TTK

Témavezető:
dr. Varga Dezső
ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

Budapest, 2011. január

Kivonat

2009-ben létrejött egy együttműködés az Eötvös Loránd Tudományegyetem és az MTA Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet között, amely gáztöltésű detektorok fejlesztésével foglalkozik. A csoport (REGARD) tagjaként eddig elsősorban sokszálas proporcionális kamrák fejlesztésében vállaltam szerepet, melynek elsődleges célja olyan eszközök előállítása, melyek az eddigi konstrukciónál jelentősen egyszerűbbek és jobban tolerálják a mechanikai pontatlanságokat, ezáltal rugalmasabban alkalmazhatók. A megoldás a hagyományosnak mondható elrendezéstől annyiban tér el, hogy az anódszálak a katódlemezek között nem félúton, hanem aszimmetrikusan helyezkednek el. A katódlemezek különböző feszültségen üzemelnek, a szálsíkban pedig az anódszálak között félúton egy-egy negatív feszültségű, úgynevezett térformáló szál is van. Ebben a munkámban az általunk használt elrendezésű detektor működését vizsgáltam, a modell alapján kapott adatokat pedig a mérési eredményekkel is összevettem. Az eredmények alapján bebizonyosodott, hogy megfelelő feszültségarányok mellett a közelebbi katód és a szálsík közötti távolságtól – amit a klasszikus elrendezésben néhány tíz mikron pontossággal kell beállítani – a detektor erősítése széles tartományon belül (néhány tized mm) nem függ. Emiatt a berendezés kivitelezése jelentősen egyszerűsödik, költsége csökken. Mivel mechanikailag nem kell nagyon merevnek lennie, jelentősen kevesebb anyagmennyiséget tartalmaz, ami részecskefizikai berendezésekben fontos paraméter a detektálandó részecskék másodlagos kölcsönhatásai miatt. A fejlesztés közvetlen célja egy olyan detektor készítése, amely töltött részecskék megfelelő pontosságú detektálása révén alkalmas az LHC ALICE kísérletébe tervezett Nagyon Nagy Impulzusú Részecskeazonosító Detektor (VHMPID) triggerelésére.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. Részecskefizika	5
2.1. Részecskék és kölcsönhatások	5
2.2. Gyorsítók, ütközések	6
2.3. Részecskék kölcsönhatása az anyaggal	7
3. Detektorok	10
3.1. Detektor-típusok áttekintése működés alapján	10
3.1.1. Ködkamra	10
3.1.2. Emulzió	11
3.1.3. Buborékkamra	11
3.1.4. Szcintillátorok	11
3.1.5. Fotoelektron-sokszorozó	12
3.2. Részecskepálya-mérő detektorok	12
3.2.1. Időprojekciós kamra	12
3.2.2. Félvezető-detektorok	13
3.3. Gáztöltésű detektorok	13
3.3.1. Gáztöltésű számlálók	13
3.3.2. Sokszálas proporcionális kamrák	15
3.4. Részecskeazonosításra alkalmas detektorok	16
3.4.1. Repülési idő-mérő detektorok	16
3.4.2. Átmenetisugárzás-detektorok	16
3.4.3. Cserenkov-detektorok	16
3.4.4. Kaloriméterek	17
4. Az LHC és az ALICE kísérlet	19
4.1. VHMPID	21
4.1.1. High p_T Trigger Detector	21

5. A közel-katódos elrendezés (CCC)	23
5.1. A CCC kamrák felépítése	23
5.2. CCC kamrák elektrosztatikus tere	24
5.3. A mérések technikai háttere	28
5.4. Mérési eredmények	30
5.5. Egyéb következtetések	32
6. Teszt-mérés a CERN PS gyorsítójánál	35
6.1. A mérési elrendezés	36
6.2. Eredmények	37
7. Összefoglalás	39

1. fejezet

Bevezetés

Az emberiség számára már a 20. század elején ismert volt, hogy a körülöttünk lévő anyag atomokból épül fel. Ezek, a kezdetben oszthatatlannak vélt építőelemek azonban további belső szerkezettel rendelkeznek, amelyekről a kísérleti fizika fejlődésének köszönhetően idővel egyre több információ gyűlt össze. A kísérleti oldallal párhuzamosan az elméleti leírás is pontosodott, megtudtuk, hogy az atom kis tömegű, negatív töltésű elektronokból és egy viszonylag kis méretű de nagy tömegű, atommagból áll, amelyen belül a pozitív töltésű protonok és a semleges neutronok találhatóak. A pontos, kvantummechanikai leírás ugyan ennél lényegesen bonyolultabb, a részecske-leírással mégis szemléletes képet kaphatunk az atom felépítéséről.

Az univerzum korai szakaszában a hőmérséklet a mainál sokkal magasabb volt, az atomok még nem alakulhattak ki. Az anyag egy jelentősen hosszú időszakon keresztül speciális formában volt jelen, amit kvark-gluon plazmának neveznek. Erről az anyagról az elmúlt évtizedben sikerült a legtöbbet megtudni, köszönhetően a Brookhaven-i RHIC gyorsítónak. A kvark-gluon plazma vizsgálatához ugyanis nagy energiájú részecskeütköztetőre, valamint megfelelő, nagy méretű detektorokra van szükség. A 2010-ben indult Nagy Hadronütköztető (Large Hadron Collider, LHC) Egy Nagy Ionütköztető Kísérlete (A Large Ion Collider Experiment, ALICE) feladata kifejezetten az ebben a fázisban lévő anyag vizsgálata az eddigi legnagyobb energián. Az ütközések során rövid ideig nagyon magas hőmérséklet és sűrűség állítható elő. Erről a különleges halmazállapotú anyagról különösen sok információt szolgáltatnak az ütközések során keletkezett nagy impulzusú részecskék, ezért ezek detektálása és azonosítása kulcsfontosságú.

A tervek szerint az ALICE néhány éven belül egy újabb detektor egységgel egészül ki, melynek triggerrendszerét a Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet (RMKI) és az Eötvös Loránd Tudományegyetem (ELTE) közös kutatócsoportja fejleszti. Ennek az eszköznek a feladata az ütközés során keletkezett részecskék transzverzális

impulzusának a meghatározása, ez alapján pedig eldönteni, hogy melyik az az esemény, amely számunkra érdekes.

A triggerdetektor az ütközési pontot néhány méter távolságban, hengerszimmetrikusan veszi majd körül, több rétegben. Sok szempontból optimálisnak bizonyult az az alternatíva, hogy sokszálas proporcionális kamrát, ezen belül az általunk fejlesztett közel-katódos elrendezést (close cathode chamber, CCC) alkalmazzuk. A két intézet együttműködésén belül ezért megalakult egy kifejezetten a gáztöltésű detektorokkal foglalkozó kutatócsoport (RMKI ELTE Gaseous detector Research and Development, REGARD), amelynek én is a tagja vagyok. Az elmúlt hónapokban több kísérleti CCC kamrát is készítettünk, melyek közül néhányat 2009 novemberében a svájci székhelyű CERN központjában is teszteltünk, a proton-szinkrotron gyorsítóról érkező pion-nyalábbal.

TDK munkám alapját a 2010. májusában készített szakdolgozatom képezi, amelynek keretén belül egy ilyen CCC elrendezésű kamrában kialakuló elektrosztatikus teret modellezek, a modell megfelelő működését pedig mérési eredményekkel támasztom alá. A gondolatmenetet és a mérési eredményeket hamarosan egy publikáció formájában is közölni tervezzük [1]. A nyári hónapok folyamán további kamrákat is építettünk, amelyek pion-nyalábbal történő tesztelésére augusztus végén volt alkalmunk. Dolgozatomban ismertetem az itt készült mérési eredmények egyikét is.

2. fejezet

Részecskefizika

2.1. Részecskék és kölcsönhatások

A 60-as években az amerikai lineáris elektrongyorsítón 15 GeV-es elektronokkal sikerült kísérletileg igazolni, hogy a protonoknak és a neutronoknak van belső szerkezetük: kvarkokból és a közöttük ható kölcsönhatást közvetítő gluonokból állnak. A standard modell alapján a kvarkok elemi, tovább már nem bontható részecskék. Kétféle tulajdonsággal rendelkeznek: ízük (típusuk) és színük (töltésük) van. Hatféle kvark íz (up, down, top, bottom, charm és strange) és háromféle kvark szín (piros, zöld vagy kék) létezik, valamint ezek antirészecskéi. Viselkedésüket a kvantum színdinamika írja le, amely elmélet szerint szabad kvarkok viszont nem figyelhetők meg. Ennek oka a közöttük ható kölcsönhatás jellege: ezek a részecskék úgy rendeződnek, hogy a színtöltéseket összeadva az eredmény "fehér" legyen. Ez előállhat egy adott színű és egy azzal ellentétes, antiszínű kvark (mezonok), vagy három különböző színű összekapcsolódásával (barionok). A barionok csoportjába tartoznak a nukleonok (proton, neutron) és a hiperonok (Δ , Λ , Ξ , Σ , Ω részecskék), utóbbiak tipikusan gyorsan elbomló részecskék. A mezonok csoportjába tartoznak - sok más részecske mellett - a pionok és a kaonok [2]. Ezt a két részecskecsaládot együttesen nevezik hadronoknak. Az elmélet ugyan nem zárja ki a háromnál több kvarkból álló, nem elemi részecskék létezését sem, de kísérletileg ilyeneket eddig nem sikerült megfigyelni.

A standard modell alapján további elemi részecskék is léteznek [3], ezeket leptonoknak nevezzük. A leptonok összesen hatan vannak, ebbe a családba tartozik az elektron, valamint két másik elektron-szerű részecske: a müon és a τ -részecske, valamint 3 neutrínó típus (elektron-, μ - és τ -neutrínó). Akárcsak a kvarkok esetében, az egyes leptonoknak is megvan a maguk antirészecske párja.

A világegyetem tehát ebből a néhány elemi részecskéből épül fel, valamint a közöttük lévő kölcsönhatást közvetítő részecskékből. Az anyagi részecskék közötti kölcsönhatásoknak négy fajtája van: az erős, a gyenge, az elektromágneses és a gravitációs. A gravitáció a tömegek között hat, a részecskefizikában szokásos távolságok és tömegek esetén azonban az általa kifejtett erőhatás jóval kisebb, mint a másik három kölcsönhatás. Feltételezett közvetítő részecskéje a graviton. Az elektromágneses kölcsönhatás az elektromos töltések között hat, közvetítő részecskéje a γ -foton. A gyenge kölcsönhatást a W és Z bozonok közvetítik, leptonokra és a kvarkokra van hatással, utóbbiak esetén azok ízét változtatja meg. Az erős kölcsönhatás a kvarkok színtöltései között hat, közvetítő részecskéje a gluon.

2.2. Gyorsítók, ütközések

Részecskefizikai kutatásokhoz nagyenergiás gyorsítókra van szükség. Kétféle elrendezés használatos, az egyik az úgynevezett ütköztetési (collider), ahol két, egymással szemben haladó részecskenyaláb találkozik. A másik, fix céltárgyas elrendezésnél csak egyetlen nyalábot gyorsítanak, majd azzal találják el az álló célpontot (target). Utóbbi geometriailag egyszerűbben megvalósítható és nagy részecskeáram (luminitás) is megvalósítható, e miatt pedig kis valószínűségű kölcsönhatások megfigyelésére is lehetőség nyílik. A tömegközépponti energia (\sqrt{s}) azonban az ütköztetési elrendezésben sokkal nagyobb. Tekintettel arra, hogy a részecskék közel fénysebességgel haladnak, az energia- és az impulzus összeadása nem a klasszikus fizikában megszokott módon történik: az energiából és az impulzuskomponensekből képzett négyesvektorok adódnak össze. Két egymással szemben haladó nyaláb esetén $c = 1$ egységrendszerben ugyanis:

$$s_1 = (p_1 + p_2)^2 = \begin{pmatrix} E + E \\ 0 \\ 0 \\ p - p \end{pmatrix}^2 \approx \begin{pmatrix} p + p \\ 0 \\ 0 \\ p - p \end{pmatrix}^2 = (2p)^2 - 0 - 0 - (p - p)^2 = 4p^2$$

eredményt kapunk (ahol kihasználtuk, hogy $E^2 = p^2 + m^2 \approx p^2$, ha $p \gg m$), míg fix target-es elrendezésnél:

$$s_2 = \left(\begin{pmatrix} p \\ 0 \\ 0 \\ p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right)^2 = (p + m)^2 - p^2 \approx 2mp.$$

Utóbbi esetben ezért egy 5 TeV-es proton nyaláb ($m \approx 1$ GeV) esetén a tömegközépponti energia 100 GeV, míg két 5 TeV-es, egymással ütköző nyalábnál már 10 TeV.

Az ütközési pontot különböző, általában nagy méretű (és drága) detektorokkal veszik körül, melyek célja a keletkezett részecskék tulajdonságainak meghatározása. Elsősorban a (háromas) impulzus kimérése és a részecske típusának azonosítása a cél. Az, hogy egy részecskének van-e elektromos töltése, a pálya alakjából könnyen meghatározható, mágneses térben a Lorenz erő hatására ugyanis eltérül. A részecskék azonosítását általában közvetett tömegméréssel, az impulzus és a sebesség együttes meghatározásával végzik.

Ha a nyalábok iránya mentén vesszük fel a koordináta rendszer z tengelyét, akkor az erre merőleges x,y síkot transzverz síknak nevezzük. Egy ütközésnél keletkezett részecske esetén a transzverz impulzuskomponens (p_T) az, amit tipikusan mérni szoktak. A p_T nagy értéke ugyanis közvetlenül utal arra, hogy kvarkok vagy gluonok nagy impulzusátadással járó reakcióban vettek részt, míg a részecskék longitudinális irányú impulzusa származhat az ütköztetett protonban már eleve jelen lévő kvarkokból is.

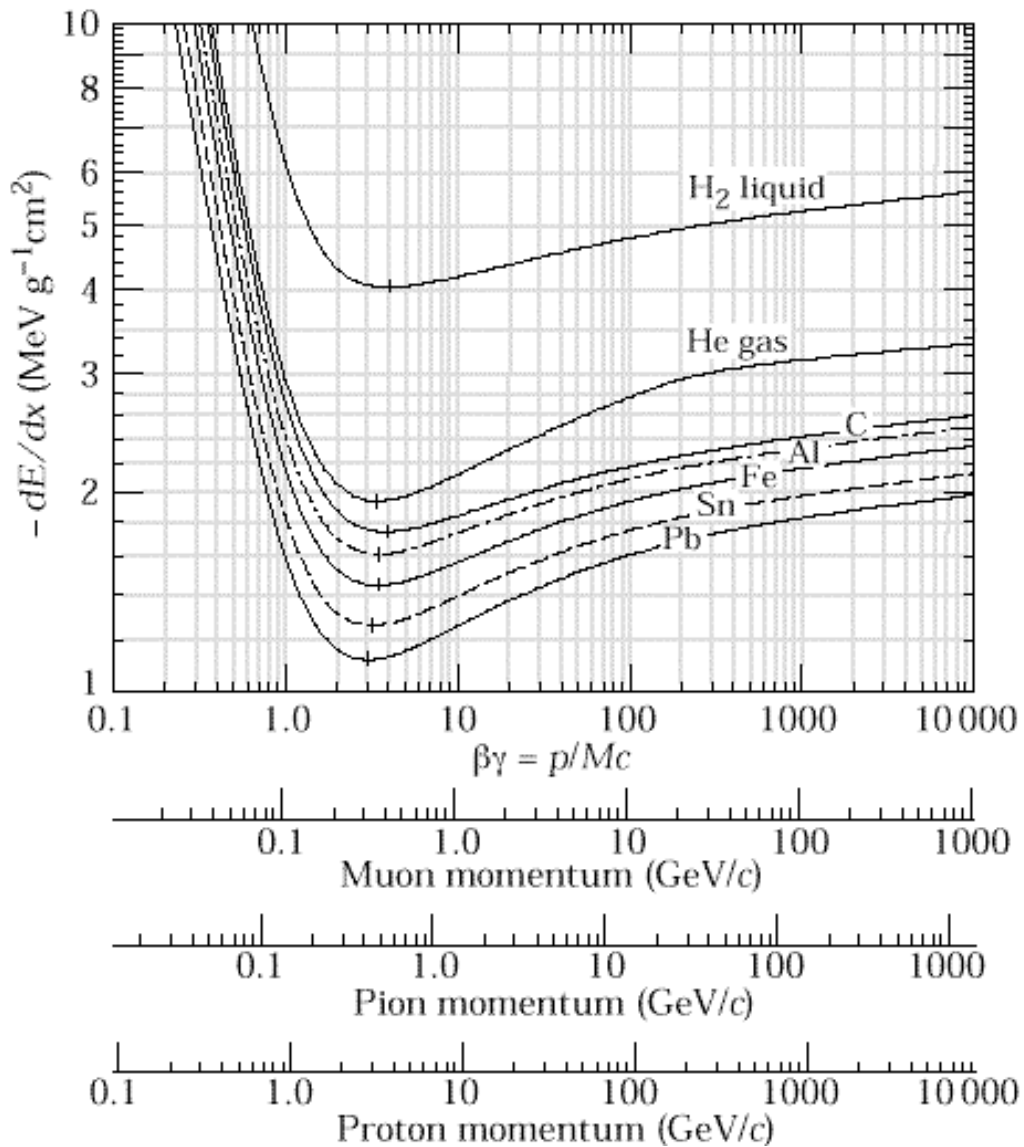
2.3. Részecskék kölcsönhatása az anyaggal

Itt elsősorban a gáztöltésű detektorokra jellemző kölcsönhatásokra szeretnék kitérni. A gyors, töltött részecskék detektálása az elektromágneses kölcsönhatás megfigyelésén alapul, ugyanis az ilyen folyamatok valószínűsége nagyságrendekkel nagyobb, mint a gyenge vagy az erős kölcsönhatásé. A gáz atomok és a töltött részecske közötti Coulomb-kölcsönhatás az atomok gerjesztése és ionizáció formájában figyelhető meg. Bekövetkezhet ugyan fékezési-, átmeneti- vagy Cserenkov-sugárzás is, de ezek jelentősége az elektronoknál nehezebb részecskék esetében a kevés leadott energia miatt elhanyagolható.

Az energiaátadás az atomokkal való ütközések során megy végbe. Ekkor egy atom magasabb energiaszintre gerjesztődik, vagy ha az átadott energia meghaladja egy külső elektron kilépési munkáját, az elektron kiszabadul és ionizáció történik. Az egységnyi hosszra jutó energiaveszteséget jó közelítéssel a Bethe-Bloch formula írja le [4]:

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

ahol α a finomszerkezeti állandó, N_A az Avogadro-szám, z a részecske töltése, β pedig a sebessége c (fénysebesség) egységben. Z és A a közeg atomjainak rend- és tömegszámát, I pedig a Z rendszámú atom átlagos ionizációs potenciálját jelöli. Az összefüggés ebben a formában a nagyon ritka anyagokra vonatkozik, sűrűbb anyagokban a logaritmus argumentumában megjelenik még egy korrekciós tag is, amely azt fejezi ki, hogy a közeg a nagy energialeadás hatására polarizálódik.



2.1. ábra. A Bethe-Bloch görbe néhány anyagban. A vízszintes tengely a részecske fajtájától függően skálázódik. Forrás: [4].

A 2.1 ábrán a különböző anyagokban mért dE/dx látható. Egy bizonyos pontig a lassú részecskék jobban ionizálnak, mint a gyorsabbak, hiszen több időt töltenek az atomok közelében, így több idő áll rendelkezésre az elektronokkal való kölcsönhatásra. A görbének azonban van egy minimuma $\beta\gamma = \beta/\sqrt{1-\beta^2} = 4$ érték-

nél, az ebbe a tartományba eső részecskéket egyébként MIP-nek (minimum ionizing particles) szokás nevezni. A relativisztikus hatások miatt ennél nagyobb sebesség esetén az energialeadás a sebesség függvényében lassan növekszik, de nagy sebességértékeknél, jellemzően $\beta\gamma = 100$ körül a növekedés üteme csökkenni kezd, viszont tart egészen addig az energia tartományig, ahol már a fékezési sugárzás lesz a domináns energiavesztés. A Bethe-Bloch formula ugyanakkor az áthaladó részecske töltésének négyzetével arányos, ezért az energialeadás alapján a különböző töltéssel rendelkezők jól szétválaszthatók.

A dE/dx értéket a gyakorlatban el szokták osztani a közeg sűrűségével is, az így kapott mennyiséget fajlagos energiavesztésnek nevezik. Előnye, hogy így a MIP részecskék energialeadása anyagtól függetlenül $1.5 - 2 \text{ MeV}/(\text{g cm}^{-2})$ közötti tartományba esik.

Az elektronok nyugalmi tömege kicsi, ezért esetükben a Bethe-Bloch formula által leírt ionizáció mellett nem hanyagolható el a fékezési sugárzás sem. Az elektronok bizonyos távolságon belül $(1 - 1/e)$ valószínűséggel sugároznak ki γ fotont, ekkor az egy lépésben elvesztett energia a teljes energia nagyságrendjébe esik. Ezt a távolságot sugárzási hosszának nevezik, ami a tömegszámmal jó közelítéssel egyenesen, a rendszám négyzetével pedig fordítottan arányos. Konkrét értéke ólomban 5.6 mm, üvegben pedig 12 cm.

3. fejezet

Detektorok

A detektálás során egy áthaladó részecske valamilyen formában kölcsönhat a detektorral. A detektorok többsége ionizációs folyamatok vagy fényjelenségek mérésére készül, ugyanis az elektromágneses kölcsönhatás valószínűsége nagyságrendekkel nagyobb, mint az erős vagy a gyenge kölcsönhatásé. Ebben a fejezetben a részecskefizikában használatos detektorokról szeretnék egy rövid áttekintést adni [4] [5] [6], különös tekintettel a sokszálas proporcionális kamrák működésének ismertetésére [7].

3.1. Detektor-típusok áttekintése működés alapján

Az elmúlt évszázadban több, különböző elven működő, részecskék detektálására alkalmas eszközt sikerült kifejleszteni. Közülük néhány fölött ugyan eljárt már az idő és a mai kor igényeinek nem tudnak minden szempontból megfelelni, azonban a maguk idejében nagymértékben elősegítették a részecskefizika fejlődését.

3.1.1. Ködkamra

Az első nyomkövető detektor a (Wilson-féle) ködkamra volt, korszakalkotó találmányáért C. T. R. Wilson 1927-ben Nobel-díjat kapott. Működése során egy kamrában gyors kitégítés által túltelített gőz keletkezik, amelyben kondenzációs magvak jelennek meg. Az ilyen metastabil állapotú anyagon áthaladó ionizáló részecskék nyomvonalán a cseppek összegyűlnek, sűrűségükből pedig meghatározható a leadott energia (dE/dx). A keletkezett pályavonalakról fényképeket készítettek, a kiértékelésre mérés közben ezért nem volt mód. A ködkamra mérsékelt helyfelbontású eszköz, ha mágneses térbe helyezték, a részecskék eltérüléséből impulzus mérésére is alkalmas volt. A részecske sebességét a dE/dx mennyiségből határozták meg. Népszerűsége az 50-es évek környékén hanyatlásnak indult, lassúsága és kis detektálási térfogata ugyanis nem felelt meg a kor igényeinek.

3.1.2. Emulzió

Egy másik, a kezdetektől használt eszköz az emulzió. Működése során a zselé szerű anyagba tett ezüst-bromid vagy ezüst-klorid kristályok ionizáló részecske hatására felszakadnak, az így keletkezett film előhívása után pedig a μm nagyságú ezüst szemcsék helyben maradnak, így a kialakult mintázat szabad szemmel vagy mikroszkóppal megfigyelhető. $0.2 \mu\text{m}$ -es helyfelbontás érhető el, a szemcsesűrűségéből pedig itt is következik a dE/dx , valamint a sebesség értéke. A mai eszközökkel szemben azonban nagy hátrány a képek lassú feldolgozhatósága és a kis lefedhető térfogat, ráadásul az eszköz triggerelése sem megoldható. Cecil Frank Powell 1950-ben kapott Nobel-díja a mezonok felfedezéséért azonban mégis részben ennek az eszköznek köszönhető.

3.1.3. Buborékkamra

A buborékkamra 1953-as feltalálása után több mint 20 éven keresztül az egyik legnépszerűbb detektor volt, több részecske felfedezése is hozzá köthető. Nyomás alatt lévő folyadékkal van töltve, nem sokkal a forráspont alá hűtve. Egy ionizáló részecske pályája mentén ionizációs csoportok keletkeznek, amelyekből a kamra nyomásának rövid időre történő csökkentésével (túlhevítést elérve) buborékok keletkeznek és tized mm nagyságúra nőnek. A kialakult állapot lefényképezése után a nyomás visszaállítható, újabb mérésre előkészíthető. Helyfelbontása a $100 \mu\text{m}$ nagyságrendbe esik, a sebesség és az impulzus mérése a fenti két detektorhoz hasonlóan végezhető. Nagy térfogatú buborékkamrák érzékenységük miatt a neutrínók vizsgálatára is alkalmasak, azonban ezek az eszközök is csak lassan képesek működni, a képfeldolgozás nehézségei pedig itt is fellépnek.

3.1.4. Szcintillátorok

A szcintillátorok olyan anyagok, amelyekben a molekulák egy áthaladó töltött részecske vagy γ -foton hatására gerjesztett állapotba kerülnek, az alapállapotba való visszatérés során pedig gerjesztett fotonok, azaz fluoreszcenciafény bocsátódik ki. A szcintillátor anyagának természetesen átlátszónak kell lennie a benne keletkező fényre, hogy a detektálás megoldható legyen. Nagy fényhozamú és kitűnő időfelbontású ($\approx \text{ns}$) eszközök. Léteznek szerves és szervetlen anyagból készült szcintillátorok. Előbbiek általában plasztik anyagok, de készültek már kristály vagy folyadék halmazállapotú szerves szcintillátorok is. Amennyiben a szén/hidrogén arány 1 körüli, az eszköz neutronok detektálására is alkalmas. A plasztik szcintillátor nem túl drága és könnyen gyártható eszköz, ezért napjainkban jelentős szerepe van a kalorimetri-

ában. A szcintillátorok hatásfoka idővel csökkenni szokott, a mechanikai sérülések (hajtogatás, a felület karcolódása), a besugárzás vagy éppen a magas hőmérséklet hatására ugyanis csökken a benne keletkező fényhozam. A szervesetlen szcintillátorok legjelentősebb képviselői NaI(Tl) kristályból készülnek. A bennük keletkezett jelet általában fotoelektron-sokszorozóval erősítik tovább.

3.1.5. Fotoelektron-sokszorozó

Fényjelenségek detektálására alkalmas a fotoelektron-sokszorozó. Két részből áll: egy fotokatódból és egy erősítő részből. A detektálandó foton először egy üveg vagy kvarc ablakon át eljut a fotokatódig, ahol elnyelődik, miközben kibocsátódik egy elektron. Az így kapott jel egy szekunder emittáló elektródokból (dinódák-ból) álló rendszeren halad keresztül, ahol a dinódák mindegyike az előzőnél magasabb feszültségre van állítva. Egy dinódára beérkező elektron hatására 2-3 lép ki onnan, ezek az elektromos tér hatására a következő irányában indulnak el. A folyamat akár 10-14 lépésben is megismételhető, a fölerősített jelet végül az anódról vagy a gyűjtőelektródáról olvassuk ki. Megfelelő fotokatód választással elérhető, hogy a fotoelektron-sokszorozó csak adott tartományú fényre legyen érzékeny: Cs-I használata esetén például az eszköz látható fényre nem érzékeny, csak az ultraibolya tartományban működik. A legelterjedtebb fotokatód boroszilikát üvegre felvitt alkáli-ötvözetből készül és a 300 nm fölötti tartományban aktív.

3.2. Részecskepálya-mérő detektorok

A detektorok egyik legfőbb feladata a részecskék minél pontosabb nyomkövetése (tracking). A töltött részecskék mágneses térben való eltérülése alapján meghatározható az impulzus, a részecskepálya alapján pedig például a részecske keletkezési helye is.

3.2.1. Időprojekciós kamra

Az időprojekciós kamra (Time Projection Chamber, TPC) egy gáztöltésű detektor, amelyben az ionizáció által keltett elektronok homogén elektromos tér hatására egy kétdimenziós kiolvasó rész (tipikusan egy sokszálas proporcionális kamra) irányába vándorolnak ("driftelődnek"). Mivel a keltett elektronok driftsebessége állandó, ezért az alapján, hogy az ionizáció és a kiolvasó részhez beérkezés között mennyi idő telt el, megadható a 3. koordináta érték is. Így egy hatékony, háromdimenziós képet adó, impulzus mérésre alkalmas detektort kapunk.

3.2.2. Félvezető-detektorok

A félvezető detektorok nagy felbontású nyomkövető rendszerek. A részecskék detektálása a p-n átmeneteken történik. Alapesetben itt kis záróirányú áramot hoznak létre, amely áthaladó ionizáló részecske hatására megnő. Jó energiefelbontású, gyors és hatékony detektorok, viszont nagyon drágák.

3.3. Gáztöltésű detektorok

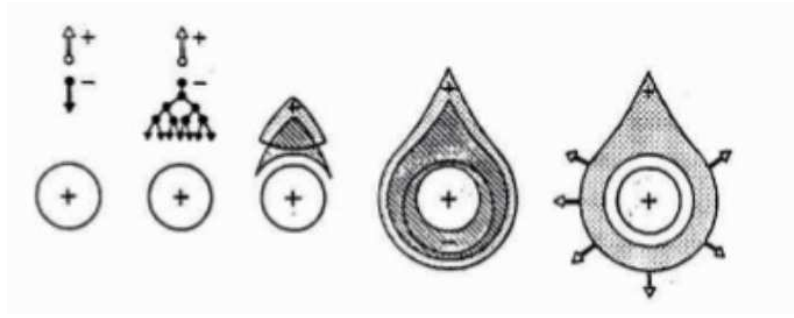
3.3.1. Gáztöltésű számlálók

A töltött részecskék gázokban haladva elektron-ion párokat hoznak létre. Ezek száma függ a gáz fajtájától, 1 cm argonban tipikusan 100 ilyen pár keletkezik. 100 elektron detektálása nehézkes, a gyors erősítő zaja ugyanis ennél az értéknél egy nagyságrenddel nagyobb - kiolvasás előtt ezért további erősítésre van szükség. Ha a gázteret hengerszimmetrikusan egy vékony, cső szerű, földelt vezetővel vesszük körül (katód), amelynek a közepén egy vékony, pozitív feszültségű szál (anód) vezetünk, az elektrosztatikus tér az anódszáltól mért távolság függvényében

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r}$$

alakot vesz fel, ahol λ a szál egységnyi hosszára jutó vonalmenti töltéssűrűség, ϵ pedig a közeg elektromos permittivitása. A tér hatására az elektronok egyenesen az anódszál irányába haladnának, de a gázatomokkal való ütközések valamelyest lelassítják a folyamatot. Elég közel az anódszállhoz két ütközés között elegendő energiára tesznek szert ahhoz, hogy egy újabb elektront üssenek ki a semleges atomból. Ez a folyamat többször megismétlődik, így az elektronok száma exponenciálisan növekszik, mielőtt elérnék az anódszál (3.1. ábra). Ez a sokszorozódás ugyan ≈ 10 ps idő alatt lejátszódik, de a pozitív ionok árnyékoló hatása miatt a jel csak akkor jelenik meg a szálon, ha ők már eléggé eltávolodtak attól (10 – 100 ns). Ezzel a módszerrel könnyedén elérhető $10^3 - 10^5$ -szeres erősítés is.

Töltőgázként leginkább nemesgázokat szokás használni, ionizációs potenciáljuk ugyanis megfelelően alacsony. Mivel egyatomos molekulákról van szó, nem rendelkeznek alacsony energiás forgási és rezgési módusokkal, így a driftelődő elektronokkal csak rugalmasan ütköznek. A rugalmas ütközések során az energiaveszteség kicsi. A detektorokban leggyakrabban használt nemesgáz az argon, ionizációs potenciálja ugyanis magasabb, mint a nála kisebb rendszámú nemesgázoké, előállítás pedig lényegesen olcsóbb, mint a nagyobb rendszámú kriptoné vagy xenoné. Argonban tipikusan centiméterenként 100 elektron keletkezik, így 10^4 -szeres erősítést elérve a

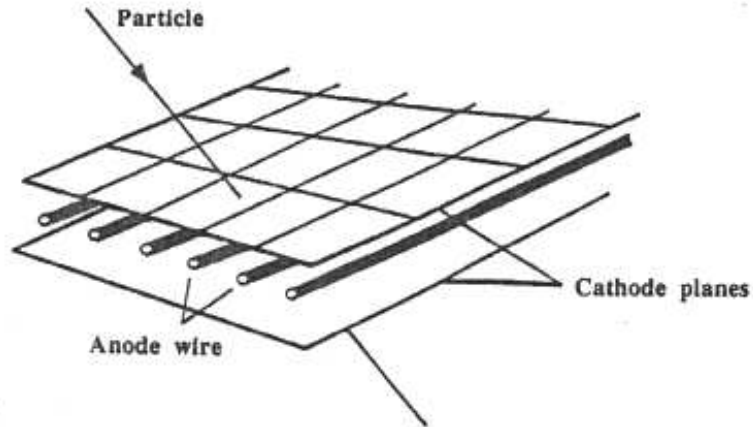


3.1. ábra. Sokszorozódás az anódszál környezetében.

kapott jel nagysága már jól mérhető. A lavina kialakulása során sok argon atom gerjesztődik, amelyek az energiátöbbletet 11.6 eV energiájú UV foton kibocsátásával adják le. A probléma ezzel az, hogy ezek a fotonok a katódra ütköznek, ami általában réz bevonatú. A réz ionizációs küszöbe 7.7 eV, így ez a sugárzás elektronokat üt ki a felületről, amelyek ettől kezdve ugyanazt az utat járják be, mint az áthaladó részecske által keltett elektronok - a lavinaeffektus így önfenntartóvá, a detektor pedig a továbbiakban működésre alkalmatlanná válna. Töltőgázként ezért argon mellett kis mennyiségben valamilyen sokatomos gázt, tipikusan szénhidrogéneket alkalmaznak az UV sugárzás elnyelése ("quenching") céljából. A célnak megfelel például a metán, vagy az izobután, de kis mértékben a szén-dioxid is.

A gáztérbe a detektor falán keresztül diffúzióval kis mennyiségben O_2 molekulák is kerülhetnek. A kis mennyiség itt ≈ 100 ppm (part per million) egységet jelent, azaz egy millió molekulából körülbelül 100 darabot. Az oxigénnel az a probléma, hogy nagyon könnyen megköti a driftelődő szabadelektronokat (iont képezve), ezáltal a sokszorozó tartományba kevesebb primer elektron jut el, így a detektor határfoka is csökken.

A gáztöltésű detektorok az anódfeszültség függvényében nagyon eltérő módon tudnak működni. Alacsony feszültségek mellett az elektronok és az ionok között a rekombináció jelensége dominál, az eszköz nem ad mérhető jelet. Növelve a feszültséget az ionizáció által keltett elektronok a szála sodródnak (driftelődnek), sokszorozódásra viszont nem kerül sor. Tovább növelve az anód feszültségét a szál közelében már elég nagy a tér a sokszorozódáshoz, a jel így az ionizáció energiájánál jóval nagyobb, de azzal arányos (proporcionális) értékű. Ebben a tartományban a detektort proporcionális számlálónak nevezik. Magasabb feszültségértékeknél a jel proporcionális jellege fokozatosan eltűnik és a kezdeti ionizációtól függetlenül mindig ugyanakkora értékű lesz (Geiger-Müller számláló).



3.2. ábra. Egy sokszálas proporcionális kamra vázlata.

3.3.2. Sokszálas proporcionális kamrák

A proporcionális számlálók elterjedt detektoroknak számítanak, ha sugárzások energiavesztésének mérésére van szükség. Problémát jelent viszont, ha a részecske áthaladási helyének pontos meghatározása a cél, hiszen ezek az eszközök csak annyit mondanak meg, hogy a detektor egészén belül történt-e ionizáció, vagy sem. Ezért a figyelem az 1960-as években a sokszálas proporcionális kamrákra terelődött. Ez az elrendezés nem hengerszimmetrikus, a katód két síklemezből áll, az egy darab anód-szálat több darab, egy síkban elhelyezett váltja fel, azonos feszültségre kapcsolva. Az ötlet megosztotta az akkori fizikus társadalmat, többségük úgy vélte, hogy ez az elrendezés a közös gáztér miatt egyszerűen nem működhet megfelelően, hiszen egy, a szálon megjelenő jel kapacitív csatolás miatt a többi szálon is meg kell, hogy jelenjen. Kutatásaik során Georges Charpak és munkatársai azonban felismerték, hogy az elektronlavina során keletkező pozitív ionfelhőnek olyan árnyékoló hatása van, hogy a jel csak az ahhoz közeli szálon lesz jól mérhető.

Általában a szálsík és a katód közötti távolság három-, négyszerese a két szomszédos szál közötti távolságnak, az elektromos tér pedig olyan, hogy a keltett elektronok a szálsík irányába driftelődnek. Elég közel egy szálnak a lavina-effektus itt is ugyanúgy működik, mint a proporcionális számlálóknál.

A sokszálas proporcionális kamrák (multi wire proportional chamber, MWPC) viszonylag olcsó, kevés anyagot tartalmazó, nagy méretben is könnyen előállítható detektorok. Jellemzőjük, hogy a szálak húzóerejének ellenálló, robusztus keret tartja egyben a berendezést.

3.4. Részecskeazonosításra alkalmas detektorok

Az impulzusmérés önmagában nem ad elég információt egy részecske beazonosításához. A részecskeazonosítás (particle identification, PID) általában közvetett tömegméréssel valósul meg, ami történhet például az impulzus és az energia, vagy az impulzus és a sebesség együttes mérésével, így a közöttük lévő összefüggések alapján a tömeg már egyértelműen meghatározható.

3.4.1. Repülési idő-mérő detektorok

Mágneses térben a töltött részecskék pályája a Lorentz-erő miatt görbült, ennek mértéke az impulzus nagyságától függ. Típusuk (és tömegük) ezért csak a pálya alapján nem határozható meg. Tudjuk azonban, hogy az m tömegű és p impulzusú részecske L távolságot

$$t = \frac{L}{\beta c} = \frac{L}{\frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2 c^2}} c}$$

idő alatt tesz meg, t tömegfüggése tehát mérhető, ezen az elven működnek a repülési idő-mérő (Time of Flight) detektorok. A részecskék detektálása általában szcintillátorokkal történik, nagyságrendileg 100 ps-os időfelbontással.

3.4.2. Átmenetisugárzás-detektorok

Ha egy töltött részecske n_1 törésmutatójú közegből n_2 törésmutatójába megy át, a határátlépés során átmeneti sugárzás (transition radion) keletkezik. A részecske szemszögéből nézve a jelenség ugyanis olyan, mintha gyorsulás/lassulás következne be, a gyorsuló töltések pedig sugároznak. Mivel az így kisugárzott energia arányos a $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ értékkel, ezért elsősorban a nagyon gyors részecskék detektálására alkalmas - ilyenek az elektronok. Egy átmenetnél a sugárzás valószínűsége meglehetősen alacsony, százalék alatti, ezért a hatásfok növelése érdekében egymás után több közeghatárt hoznak létre kis távolságon belül ($\approx 10 \mu\text{m}$ -enként). A gyakorlatban ez több száz vékony, kis rendszámú anyagból álló fóliát jelent, nagy rendszámú gázzal töltött közegben. Ugyanezt a hatást speciális műanyag habokkal is el lehet érni, hiszen a bennük áthaladó részecskék is sok közeghatárt lépnek át. Ezek az átmenetisugárzás-detektorok (Transition Radion Detectors).

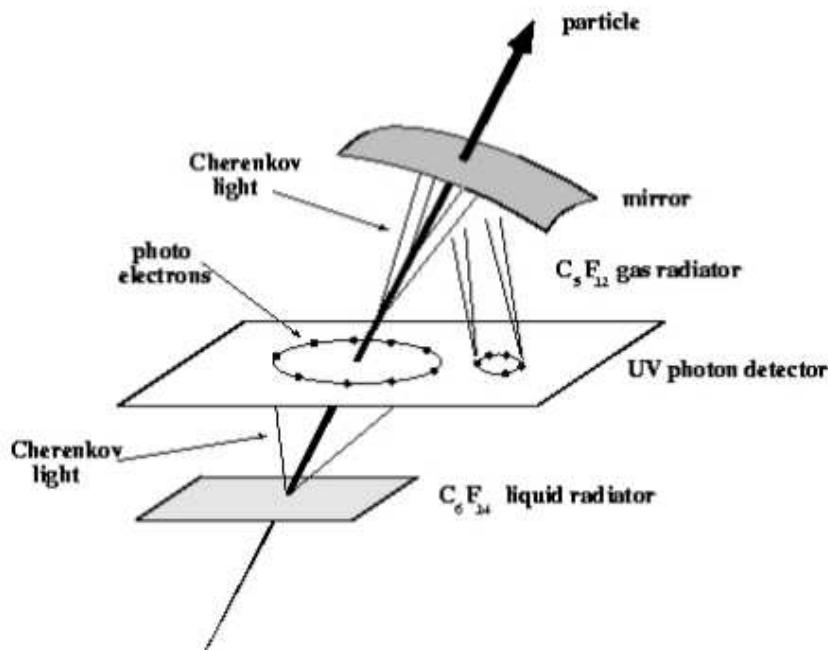
3.4.3. Cserenkov-detektorok

Amennyiben a töltött részecskék akkora mozgási energiával rendelkeznek, hogy sebességük meghaladja a közegbeli fénysebességet, elektromágneses sugárzást bocsá-

tanak ki, amely kúp alakban, a részecske haladási irányával

$$\cos(\theta) = \frac{c}{vn}$$

szöget bezárva terjed tovább [4]. Itt v a részecske sebességét, c/n pedig a közegbeli fénysebességet jelöli (n a közeg törésmutatója). A közeg radiátornak, a folyamatot pedig Cserenkov-sugárzásnak nevezik és a fentiekben leírtaknak megfelelően minden közegben van egy minimális sebesség, ami fölött a jelenség lejátszódik. Növelve a részecske sebességét a kúp nyílásszöge is megnő. Tipikusan kevés ilyen foton keletkezik, de ha ezek a radiátor anyagban nem nyelődnek el és zavartalanul tovább tudnak terjedni, a folyamat felhasználható sebességmérésre. Ezek a detektorok gyűrű-képző Cserenkov-detektorok (Ring Imaging Cherenkov Detector, RICH, 3.3. ábra). Léteznek úgynevezett Cserenkov-küszöb detektorok is, ezek csak annyit mondanak meg a részecskéről, hogy a sebessége a küszöb alatt volt-e vagy sem.



3.3. ábra. Egy gyűrű-képző Cserenkov-detektor vázlatos rajza.

3.4.4. Kaloriméterek

A detektorok külső rétegét általában kaloriméterek alkotják. Ezeknek a feladata az érkező részecskék elnyelése, ez által pedig az energiájuk meghatározása. Kétféle kaloriméter létezik. Az elektromágneses kaloriméterben, amely nagy rendszámú anyagokat tartalmaz, az elektronok és a gamma-fotonok elnyelődnek. Az ezen kívül elhelyezkedő hadronikus kaloriméterben pedig a kvarkokat tartalmazó részecskék

(hadronok) nyelődnek el teljes egészében. A müon az egyetlen részecske, amely átjut a kaloriméterek több méter vasnak megfelelő anyagvastagságán, és detektálható a rendszer legkülső gyűrűjében.

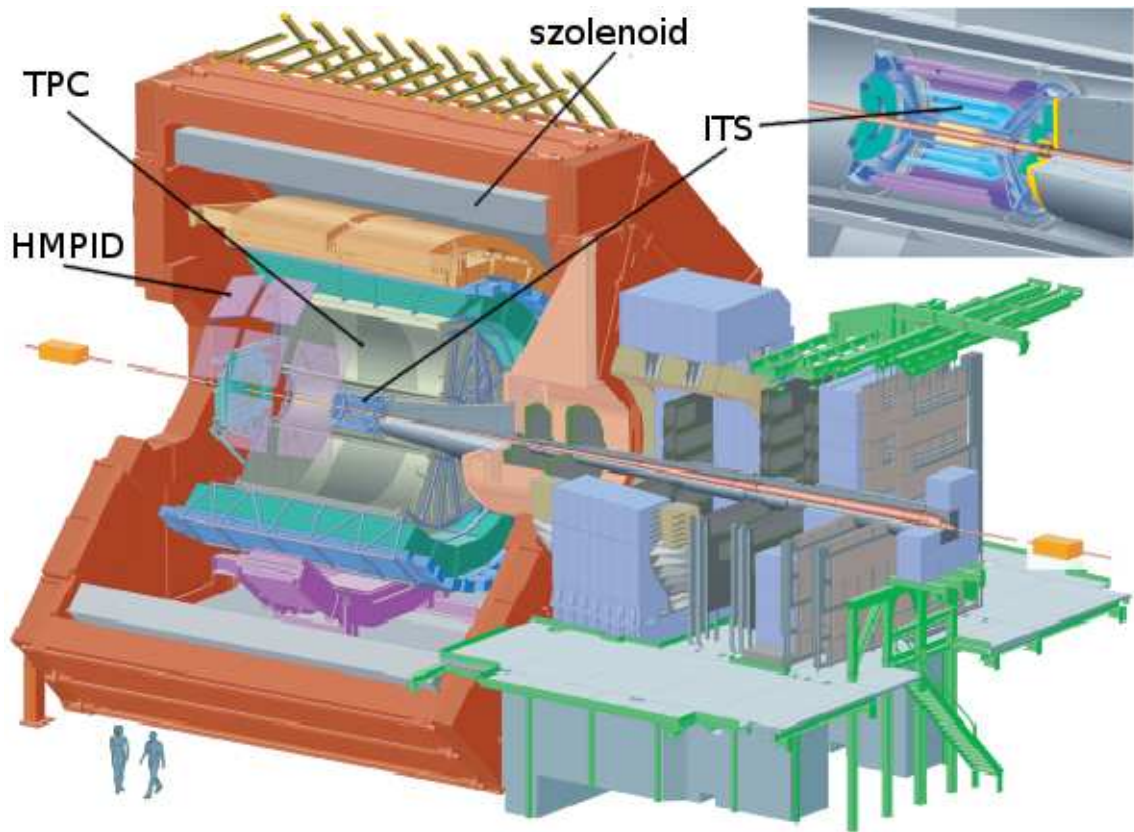
4. fejezet

Az LHC és az ALICE kísérlet

2010. március 30-án az Európai Részecskefizikai Kutatóközpont (CERN) Nagy Hadronütköztetőjében (LHC) sikerült két, egyenként 3.5 TeV energiájú protonnyaláb ütköztetését végrehajtani. Az ilyen és ehhez hasonló nagyenergiás kísérletek lehetőséget adnak különleges fizikai folyamatok és jelenségek megfigyelésére. Ilyen például a protonokat és neutronokat is alkotó kvarkok és a kvarkok között ható kölcsönhatást közvetítő gluonok különleges halmazállapota, az úgynevezett kvark-gluon plazma, vagy a Higgs-részecske, amelynek létezését a részecskefizika standard modellje régóta feltételezi, de kísérleti megfigyelése még várat magára.

Az ütközések megfigyelésére az LHC gyűrű mentén több nagyobb detektorrendszer is készült, ezek egyike az ALICE (A Large Ion Collider Experiment) nevet kapta. Ennek az együttműködésnek a célja elsősorban a nehézion ütközések (ólom-ólom) megfigyelése, pontosabban az erős kölcsönhatás vizsgálata extrém nagy energiasűrűség mellett. Az anyag ilyenkor egy különleges halmazállapotot vesz fel, amit kvark-gluon plazmának neveznek. A kvark-gluon plazma viselkedésének leírása segítheti az erős kölcsönhatást leíró elmélet, a kvantum színdinamika (QCD) korlátainak megismerését. A kísérlet tervezésében 27 ország 70 intézete és több, mint 750 fizikus vett részt azzal a céllal, hogy az ütközések során keletkezett hadronok, elektronok, müonok és fotonok detektálását a lehető leghatékonyabban oldják meg [8] [9].

Az ütközési pontot az aldetektorok többsége hengersizmetrikusan veszi körül $\theta = 45 - 135^\circ$ szögben, feladatuk az események egyenkénti, minél pontosabb rögzítése. A központi rész egy belső nyomkövető rendszerből (ITS), egy henger alakú időprojekciós kamrából (TPC), két részecskeazonosító alegységből (TOF, HMPID) és $\approx 10\%$ -os akceptanciában egy elektromágneses kaloriméterből (PHOS) áll. Az egész szerkezetet egy nagy szolenoid mágnes veszi körül.



4.1. ábra. Az ALICE kísérlet [8].

A fentiekén kívül a rendszer része egy forward spectrometer müondetektor is, ami az ütközési pont után néhány méterrel található ($2 - 9^\circ$). Ez a rész abszorber anyagokból, egy nagy dipólus mágnesből és 14 réteg nyomkövető és triggerelő kamrából áll. A sort egy nulla foki kaloriméter és egy multiplicitásmérő detektor zárja, ezek feladata az ütközés centralitásának mérése (ha sok részecskét detektálnak gyakorlatilag 0 fokban, akkor a két atommag egy része biztosan nem találkozott).

A szolenoid mágnes egy viszonylag kis, 0.5 T erősségű teret hoz létre, így kisebb impulzusú részecskékre is lehetséges a nyomkövetés és a részecskeazonosítás a mágnesen belül. A Nagy Elektron-Pozitron Ütköztető (Large Electron-Positron Collider, LEP) L3 kísérletében használt mágnes megfelelt a követelményeknek, ezért ezt az ALICE kísérletben újrahasznosították.

A belső nyomkövető rendszer (Inner Tracking System) feladata a kis impulzusú részecskék azonosítása és nyomkövetése, valamint a gyorsan bomló nehéz részecskék keresése. Ezt hat réteg nagy felbontású félvezető detektorral oldották meg, melyek közül a belső négy - a nagy részecskesűrűség miatt - szilikon pixelekből és szilikon drift detektorokból épül fel. A külső rétegek kétoldalas szilikon mikroszálakból állnak, itt ugyanis már kisebb felbontás is elegendő.

Az ALICE kísérlet fő nyomkövető rendszere egy időprojekciós kamra (Time Projection Chamber). Hatékony és robusztus detektor, amely akár 12 000 töltött részecskét is képes egyszerre nyomon követni. Belső átmérője 90 cm, a külső pedig 250 cm, a 3 GeV/c-nél kisebb impulzusú töltött részecskék azonosítására alkalmas.

A részecskeazonosító rendszerek (Particle Identification Systems) a 3.4. fejezet alapján speciális szereppel bírnak: a nagy transzverz impulzusú (p_T) részecskék azonosítására készült a nagy impulzusú részecskeazonosító (High Momentum PID). Működése a Cserenkov-sugárzás jelenségén alapul. Az így keletkezett fotonokat a radiátor után néhány centiméterrel detektálják, az így kirajzolódó gyűrű sugara és elhelyezkedése pedig információt ad a részecske sebességéről. Ismerve a részecske impulzusát (TPC) és sebességét (HMPID), a nyugalmi tömege is meghatározható, ezzel pedig megtörtént az azonosítás. A HMPID radiátoraként folyékony freont használnak, 3 – 5 GeV/c impulzus tartományban levő részecskék azonosítására alkalmas.

Kiegészítő detektorként két kaloriméter is került az ALICE-ba: egy foton spektrométer (PHOS), amely 5 méterre az ütközési ponttól 36 ezer szcintilláló $PbWO_4$ kristályból áll és egy elektromágneses kaloriméter (EmCal).

4.1. VHMPID

Az ALICE a jelenlegi összeállításban várhatóan 2012 végéig fog működni. Az ekkorra tervezett nagy leállás során lehetőség nyílik a rendszert újabb detektorokkal kiegészíteni. Felmerült az igény egy olyan detektorra, amely képes azonosítani az 5 GeV/c-nél nagyobb impulzusú töltött részecskéket is. Ez az eszköz a Nagyon Nagy Impulzusú Részecskeazonosító (Very High Momentum Particle Identification, VHMPID) nevet kapta. Felépítése nagyon hasonlít a HMPID-re, ugyanúgy a Cserenkov sugárzás során keletkező fotonokat fókuszálja majd gyűrűvé, melyeknek a sugara és elhelyezkedése információt ad a részecske sebességéről [10] [11]. A nagyon nagy impulzus miatt a radiátor közegnek C_4F_{10} választása célszerű, hiszen ennek a gáznak a törésmutatója megfelelően kicsi ($n = 1.004$). Ennek velejárója, hogy a VHMPID-nél a gyűrűk rekonstrukciója problémásabb, mint a HMPID esetén: csak nagyon kevés Cserenkov-foton keletkezik (körülbelül 10).

4.1.1. High p_T Trigger Detector

Ahogy arról korábban már szó esett, az ALICE-kísérlet elsősorban a nehézion-ütközések (ólom-ólom) megfigyelésére készült. Az LHC gyorsítóban másodpercenként akár 8000 ilyen esemény történik, egy ütközés során pedig 90 MB adat keletke-

zik. Problémát okoz viszont ekkora adatmennyiség ilyen rövid időn belüli elmentése: másodpercenként "csak" maximum 1.5 GB-ot vagyunk képesek tárolni, így a 8000 eseményből összesen 20 darabot tarthatunk meg. Fontos tehát tudni, hogy melyik az az esemény, ami számunkra érdekes, amit érdemes rögzíteni. A TPC ahhoz túlságosan lassú, hogy a VHMPID detektort időben értesítse egy nagyon nagy impulzusú részecske áthaladásáról, ezért a VHMPID rendszer elé/mögé egy trigger detektorra is szükség van, melynek feladata a megfelelő részecske áthaladása után 5 mikroszekundumon belül jelet adni. Az ezt a célt szolgáló alegység a HPTD (High p_T Trigger Detector) nevet kapta.

A HPTD néhány (várhatóan 2×4), egymást követő rétegből áll [12]. Ezen rétegekben körülbelül 4 mm-es pontossággal meg lehet majd mondani, hogy hol haladt át a részecske. Mivel mozgása során végig külső mágneses térben halad (az L3 mágnesen belül), ezért pályája görbült lesz, ennek mértéke pedig függ a részecske impulzusától. A HPTD az ütközési ponttól néhány méter távolságra lesz, a rajta áthaladó részecskék ezért a detektor síkjára valamilyen szögben érkeznek majd. A beesési szög alapján meghatározható a részecske pályája, amiből következik a részecske transzverz impulzusa is. A detektor tervezését és fejlesztését a Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet (RMKI) és az Eötvös Loránd Tudományegyetem (ELTE) végzi.

Mivel a cél egy minél egyszerűbb és gyorsabb trigger-detektor kifejlesztése, amely csak annyi információt ad, hogy mely pontokban haladt át részecske, ezért érdemes minél egyszerűbb (és gyorsabb) kiolvasó elektronikát használni. A kiolvasás ezért a szegmentált katód-síkról történik majd, ahonnan a jelet a REGARD csoport saját fejlesztésű, kommercionális integrált áramkörökből épült erősítőjén keresztül vezetjük át, majd egy küszöbszinthez mérve 16 bites digitális jellé alakítjuk és a csatornákat egymás után továbbküldjük egy FPGA egységnek. Az FPGA előre meghatározott mintákat keresve eldönti, hogy az adott eseményt megtartjuk, avagy eldobjuk.

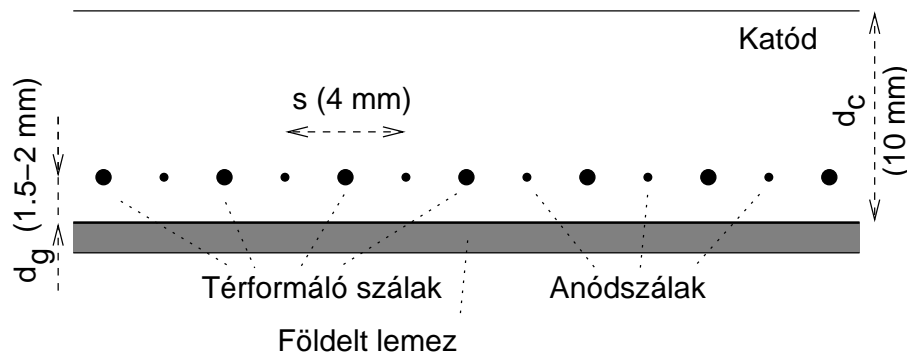
5. fejezet

A közel-katódos elrendezés (CCC)

Dolgozatomban azt az alternatívát vizsgálom, hogy a HPTD-t mint sokszálas kamrát kivitelezzük. A klasszikus elrendezéshez képest optimalizált eszközt terveztünk, ami a HPTD céljainak jobban megfelel: elsősorban a detektor anyagmennyiségét kell csökkenteni, ami a robusztus keret kiváltásával érhető el.

Az alábbiakban bemutatom a javasolt alternatívát, a dolgozat további részeiben pedig arra mutatok rá, hogy miért jelent ez a szerkezet javulást a klasszikushoz képest.

5.1. A CCC kamrák felépítése



5.1. ábra. A CCC elrendezés vázlatos szerkezete. A vastag térformáló szálak (field wires) és a vékony anódszálak (sense wires) váltakozva követik egymást egy, a katódlemezekkel párhuzamos síkban.

A HPTD detektor egy rétege úgynevezett közel-katódos elrendezésű kamrából (close cathode chamber, CCC) áll, amelynek vázlatos képe az 5.1. ábrán látható. Az eszköz hasonlít egy hagyományos sokszálas proporcionális kamrára (MWPC), de itt az anódszálak mellett 1-1 térformáló, negatív feszültségű szál (field wire, FW) is

fü. Utóbbi átmérője $\approx 100 \mu\text{m}$, míg az anódszálaké (sense wire, SW) $\approx 20 \mu\text{m}$. A szálsík továbbá aszimmetrikusan helyezkedik el a kamrán belül, ennek következtében a két katódlemezen különböző feszültségértékeket célszerű használni. A szálakhoz közelebbi katód – praktikus okok miatt – földelt, míg a másik körülbelül -500 V potenciálon van. A szálak néhány 100 V -ra kapcsolnak, a pontos értékek a későbbiekben még előkerülnek. Hasonló elven működő detektort készítettek már korábban is, igaz, lényegesen más mechanikai paraméterekkel [13].

A földelt katódot szegmentálva egymástól közel független érzékelőfelületeket kapunk, amelyeket parkettáknak, vagy pad-eknek nevezünk. Egy pad pontosan az anódszál alatt található, ami azért előnyös, mert a pad sík kapacitívan csatolva van a szálakhoz, így az ott megjelenő jel a pad-ekről is leolvasható. Egészen pontosan az anódszál körül kialakuló pozitív ionfelhő az, aminek a tükröltése megjelenik a pad-eken. Az MWPC elrendezésnél a szálak olyan messze vannak a katód síktól, hogy a jel több pad-en is megjelenne, a kamra helyfelbontása így nem lenne megfelelő. A CCC elrendezésnél ezzel szemben az alsó katód sík meglehetősen közel, 1.5 mm távolságra van a szálaaktól, így a jel csak az anódszál alatti pad-re korlátozódik. Ennek a konstrukciónak további előnyei is vannak, amelyekre a mérési és számolási eredmények ismertetése folyamán szeretnék kitérni.

Töltőgázként $Ar - CO_2$ keveréket használunk, általában 9:1 arányban. Az oxigénnel szennyeződött gáz lecserélése érdekében a keveréket áramoltatjuk, így a kamra hatékonysága használat során időben nem romlik.

5.2. CCC kamrák elektrosztatikus tere

Készítettem egy programot, amely a CCC kamrában kialakuló elektrosztatikus teret modellezi. Éltem azzal az egyszerűsítéssel, hogy a szálak hosszát és a lemezek két méretét végtelennek vettem, így a modell szimmetriájának köszönhetően a probléma kétdimenzióssá egyszerűsödött.

Adva van tehát egy földelt lemez és tőle adott távolságra ($d_g = 1.5 - 2.0 \text{ mm}$) egy szálsík (5.1. ábra). A negatív és a pozitív töltésű szálak váltakozva követik egymást úgy, hogy a kamra szélein negatív szálak vannak. Az így kialakult tér olyan, mintha a szálsík mellett a földelt lemez másik oldalán, ugyanolyan távolságban megjelenne az egyes szálaknak a tükröltése is: ugyanolyan nagysággal, de ellentétes előjellel. A (másik) katódlemez viszonylag távol van a szálaaktól, ezért ha feszültséget kötünk rá, a helyzet jó közelítésben annyiban változik, hogy a szálak által adott potenciáljárulék mellett megjelenik még egy $U_c \cdot d_g/d_c$ nagyságú tag is, ahol U_c a (távoli) katódra kapcsolt feszültség, d_c pedig a földelt lemeztől, azaz a közelebbi katódtól

mért távolsága.

Mivel a mérések során csak a katódra és a szálakra kapcsolt feszültségértékeket tudjuk szabályozni, ezért ezekből az értékekből kellene meghatározni a kamrában kialakuló töltéselrendeződést. Ismert, hogy egy végtelen hosszú, r_0 sugarú vezető szál körül kialakuló potenciált az

$$U(r) = -\frac{\lambda}{2\pi\epsilon} \ln(r/r_0) \quad (5.1)$$

összefüggés adja meg (hengerkoordináta rendszerben), $U(r_0)$ -ban a potenciált 0-nak választva, λ pedig a vezető szál egységnyi hosszára jutó töltés. A fenti képletben a logaritmus előtt szereplő összes tényezőt együttesen a továbbiakban Q -val jelölöm. Ha a kamránk egyetlen szálból és a földelt lemezből állna (katód nélkül), a kamrán belüli teret a szálnak és a tükörtöltésének együttes járuléka adná:

$$U(x, y) = -Q \cdot \ln \frac{(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2}{(x_1 - x)^2 + (-y_1 - y)^2}, \quad (5.2)$$

ahol (x_1, y_1) koordináták a szál helyét adják meg. Ha ebben a pontban nézzük az egyenletet, U értéke ismert és mivel a távolság adatokat is ismerjük, meghatározható, hogy mekkora a töltés a szálon.

A kamrában azonban több szál szerepel, így a fenti összefüggést vektoregyenlet-rendszerként, vektor formában érdemes felírni:

$$U_i = \sum_j Q_j C_{ij}, \quad (5.3)$$

ahol U_i az i . szátra kapcsolt feszültség, Q_j a j . szálon lévő töltés, a $\widehat{\mathbf{C}}$ mátrix pedig logaritmikus tagot jelenti, ami lényegében a kamra geometriájából következik. Ebben a lineáris egyenletrendszerben a \mathbf{Q} vektor értéke ismeretlen, azonban mindkét oldalt megszorozva a $\widehat{\mathbf{C}}^{-1}$ mátrixszal kiszámolható. A lineáris egyenletrendszerek megoldására rengeteg algoritmus létezik (ezek közül néhány a [14]-ben is megtalálható), én a Gauss-Jordan eliminációt alkalmaztam:

Az egyenletben a $\widehat{\mathbf{C}}$ mátrix mellett az egyenlőségjel másik oldalán lényegében egy egységmátrix is megjelenik. A kettőt együtt kezelve a mátrixok sorai egymással szabadon felcserélhetőek, valamint egy konstans számmal külön-külön is megszorozhatóak. Megengedett még egy sorhoz egy másik sor tetszőleges lineárkombinációját is hozzáadni, hiszen így továbbra is ugyanazokat az egyenleteket kapjuk vissza. Ezzel a három művelettel elérhető, hogy első lépésben a $\widehat{\mathbf{C}}$ mátrixból egy felső háromszög-mátrixot kapjunk úgy, hogy a főátlóba közben 1-esek kerüljenek. A legelső sor megfelelő számszorosát hozzáadva a többihez elérhető, hogy a mátrix utolsó oszlopa az utolsó sor kivételével csak 0-kat tartalmazzon. Ezt a logikát folytatva a többi,

nem főátló-beli elem is kiejthető, így a $\widehat{\mathbf{C}}$ mátrix helyén egy egységmátrix jelenik meg, miközben az eredeti egységmátrix helyén $\widehat{\mathbf{C}}$ inverzét kapjuk.

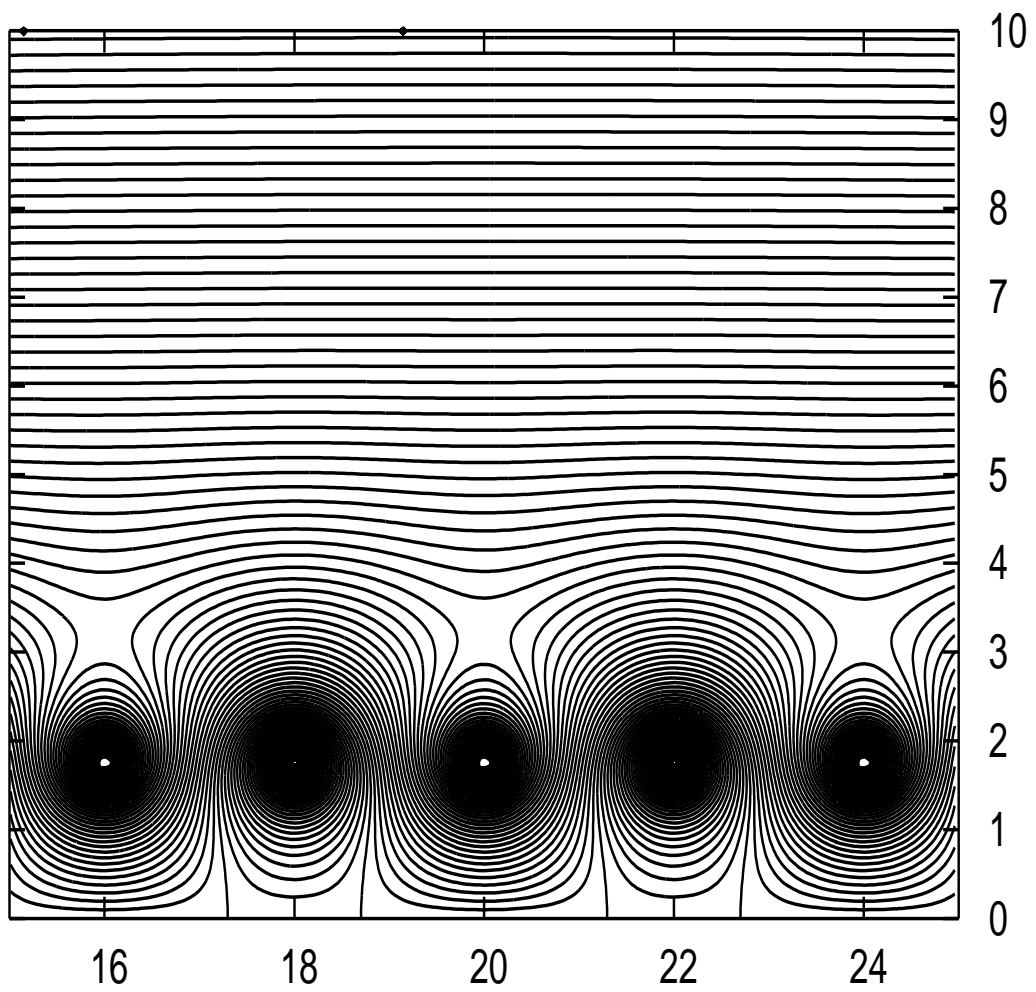
A távolabbi katód "bekapcsolása" annyiban módosítja az egyenleteket, hogy a szálakra kapcsolt potenciál

$$V_i = U_i + U_c \cdot d_g/d_c \quad (5.4)$$

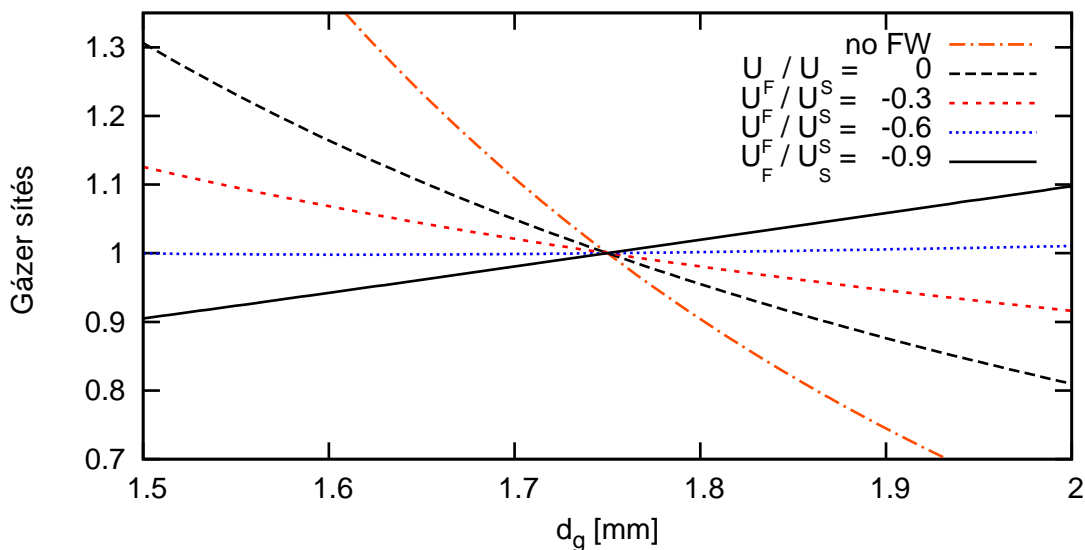
alakú. Ebből U_i -t kifejezve a korábban leírtak alapján meghatározható a töltés-elrendeződés. Alkalmazkodva az elkészített kamra adataihoz, a továbbiakban az anódszálak sugara $10.5 \mu\text{m}$, a térformáló szálaké $62.5 \mu\text{m}$.

A modell alapján számolt elektrosztatikus teret az 5.2. ábra demonstrálja. Az elektronok mozgása a rajta látható ekvipotenciális vonalakra merőlegesen történik, mígnem eléri az egyik anódszálát. A térformáló szálak és a földelt lemez között akad azonban egy tartomány, ahol ezek az elektronok nem az anódszál irányába, hanem a katódlemez felé driftelődnek, így az ott leadott ionizációs energia detektálására nincs lehetőségünk. A kialakításnak köszönhetően ez a kamra térfogatának csak egy kis részét, néhány %-át jelenti. A CCC kamrák anódszálainak kiolvasása során lényegében a gázerősítést mérjük. Állandó gázkeverék mellett az elektronok sokszorozódását az elektromos tér szabályozza. A folyamat leginkább az anódszálak kis környezetében történik, ahol a potenciál nagyrészt a közeli szál járulékából áll, ezért az jó közelítéssel **kizárólag csak az eddig Q -val jelölt mennyiségtől függ** (azaz lényegében a közeli szálon lévő vonalmenti töltéssűrűségtől). Ha egy elektron átlagosan x távolság megtétele után tesz szert annyi energiára, hogy egy argon atommal ütközve újabb szabad elektront keltsen, akkor a szálon lévő kétszer akkora töltés esetén ugyanezen a távolságon kétszer ennyi energiát képes összegyűjteni. Mérések alapján az ionizáció valószínűsége közel arányos az energiával. Az anódszálát elérő elektronok száma minden ionizációs lépésben duplázódik, azaz exponenciálisan növekszik a szálhoz közeledve. Emiatt a gázerősítés és a Q töltés között jó közelítéssel exponenciális a kapcsolat.

A G gázerősítés és a Q_s anódszálakon lévő töltés közötti pontos összefüggést az 5.4. fejezetben ismertetem. Az ott kapottakat felhasználva azonban itt egy ábrával szeretném demonstrálni a CCC elrendezés egyik előnyét a hagyományos, MWPC-vel szemben. Az ilyen típusú detektoroknál tipikusan ± 10 %-os erősítés-változás az, ami még elfogadható, e fölött a tapasztalatok szerint a berendezés működése instabillá válik. Az 5.3. ábrán a számolt gázerősítés értékek láthatók d_g függvényében, különböző feszültségarányok mellett. A legmeredekebb görbe azt az esetet mutatja, amikor a térformáló pozitív szálak eleve nincsenek is a kamrában. Ebben az esetben nagyon erős d_g függést kapunk, ezért a megfelelő működés érdekében a földelt lemeznek teljes mértékben síknak kellene lennie és a szálaknak sem volna megengedett a



5.2. ábra. Ekvipotenciális vonalak a kamra belsejében. A tengely egységek mm-ben vannak megadva. Vastagabb átmérőjű térformáló szálak vannak 16, 20 és 24 mm-nél, közöttük félúton pedig egy-egy anódszál található. $U_s = 814.6$ V, $U_f = -570.3$ V, $U_c = -550$ V, $d_g = 1.75$ mm, $d_c = 10$ mm.



5.3. ábra. Számolási eredmények. A katód feszültsége minden esetben -550 V, U_s és U_f pedig úgy van beállítva, hogy a gázerősítés $d_g = 1.75$ mm-nél minden feszültség aránynál azonos legyen.

legkisebb mértékű elmozdulása sem. Ezek nehezen teljesíthető kritériumok egy olyan detektor esetén, amelynek a felülete $\approx \text{m}^2$ nagyságú. Ha azonban a térformáló- és az anódszalak feszültségét úgy választjuk, hogy arányuk -0.5 és -0.7 közé essen, **az erősítés d_g függése nagy mértékben csökkenthető.**

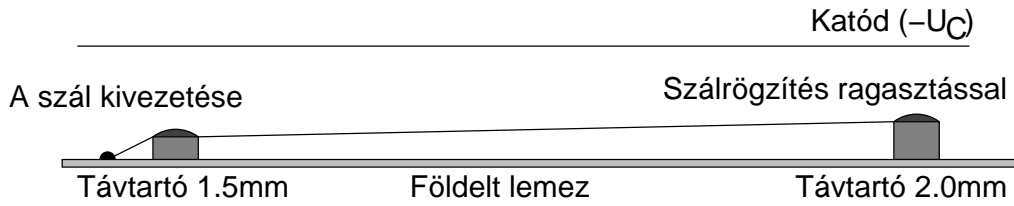
Ez a tulajdonság kulcsfontosságú a detektor szempontjából, a kamra mechanikai tartását ugyanis nagyrészt a földelt lemez biztosítja. A távtartókkal rögzített szalag meg vannak feszítve, így a rögzítési pontokon erőhatást fejtenek ki erre lemezre, az pedig ennek hatására kis mértékben eldeformálódhat. Egy hagyományos proporcionális kamra esetén néhány $10 \mu\text{m}$ elmozdulás lenne megengedett.

Az általunk tervezett detektorok végleges változatának felülete m^2 nagyságú, ekkora méretnél pedig már a két oldalon lévő kis nyomáskülönbség is nagy erőhatást fejt ki a lemezre – nagy kihívás lenne ezt $\approx 10 \mu\text{m}$ pontossággal egy síkban tartani [15]. A CCC elrendezés azonban egy nagyságrenddel nagyobb eltéréseket is megenged, így ebben az esetben sokkal vékonyabb katódlemez is alkalmazható.

A mérési adatok közzlése előtt röviden ismertetem a mérés körülményeit és technikai hátterét.

5.3. A mérések technikai háttere

Annak demonstrálására, hogy a d_g -től független az erősítés, egy speciális detektor-modellt építettünk. A korábban ismertetett elrendezéstől ez abban tér el, hogy a



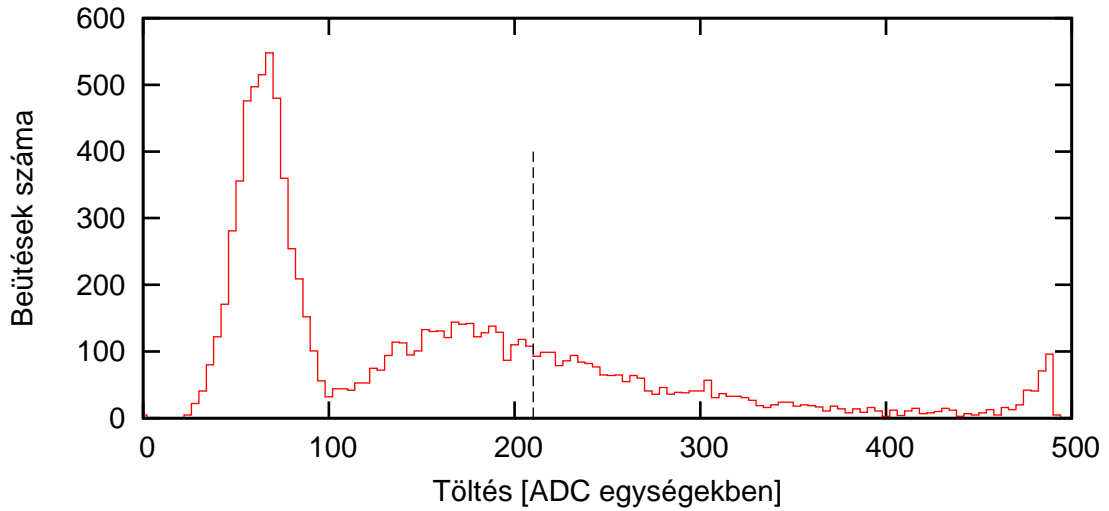
5.4. ábra. Ferdeszálás elrendezés. A földelt lemezre két, különböző magasságú távtartó van rögzítve, a szálak ezekre a távtartókra vannak ragasztva.

szálak a kamra két oldalán különböző magasságban vannak rögzítve: nevezetesen 1.5 és 2.0 mm távolságban a földelt síktól (5.4. ábra). Így ha meg tudjuk mondani, hogy a kamra mely pontján haladt át a részecske, abból egyenesen következik a detektor szálmagassága (d_g) is. A jel kiolvasása csak a szálról lehetséges, mert a pad sík helyett a közeli katód is egy összefüggő lemezből áll. A távolabbi katód innen mérve 10 mm-re található. Az anódszálak egymástól 4 mm-re vannak, átmérőjük $21 \mu\text{m}$, a térformáló szálak közöttük helyezkednek el félúton, vastagságuk $125 \mu\text{m}$.

A detektornak gázzárónak kell lennie. Az alját egy réz bevonatú, 1 mm vastag üvegszálás epoxi lemez képezi (közönséges NYÁK, azaz nyomtatott áramköri lap), szélein néhány milliméter vastag és pár centiméter magas plexiüveg darabokkal határolva. A kamra tetejét mylar-fólia zárja, ugyanis az elektronok korábban tárgyalt sugárzás általi energialeadása miatt célszerű minél vékonyabb anyagréteget használni.

^{90}Sr β -forrást használva ionizáló elektronok energialeadásának eloszlását mértem. A detektor mögé egy szcintillátor került, a részecske áthaladását megadó jel (trigger-jel) ez alapján történt. A forrást és a szcintillátort a kívánt szálmagasság fölé és alá helyezve 10 ezer eseményből álló statisztikát készítettem. Ha a szcintillátor jelez, a szálról kiolvasott jelet erősítés és invertálás után egy CAMAC rendszerű ADC egység segítségével digitalizáljuk, s ezt az értéket továbbítjuk a mérést vezérlő számítógépre, amely azt egy fájlba menti. Mivel az ionizáció mértéke egy statisztikus mennyiség, ezért ahhoz, hogy az eloszlásfüggvényt kimérjük, szükség van néhány ezer eseményre. Az 5.5. ábrán egy mérés eredménye látható. Ez egy hisztogram, ahol az egyes ADC értékekhez tartozó események száma jelenik meg. Könnyen előfordulhat, hogy a szcintillátor tévesen ad jelet, azaz egy olyan szögből érkező részecskét látott, amely a kamrán nem haladt át. Ezek az események az alsó, 0-hoz közeli régióban egy Gauss-szerű eloszlás elemeit képezik. Amit itt látunk, az a kiolvasó elektronika zaja, néhány tíz egységgel eltolva a 0-tól pozitív irányban. Ezt az eltolást az ADC praktikus okokból végzi, így ugyanis az ellentétes polaritású kis jelek megfigyelése is lehetséges. A valódi 0 érték tehát igazából a zaj átlaga, amit

egyébként pedestal-nak neveznek.



5.5. ábra. Egy tipikus mérési eredmény, 10000 eseménnyel. Az ábrán az adatsor 75 %-os mediánja is látható.

A Gauss-eloszlás után egy szélesebb, hosszú farkú eloszlás is látható, ez az elektronok ionizációval történő energialeadására jellemző Landau-eloszlás. A használt ADC modul 500 egység környékén sajnos szaturált, ezért az ennél több energiát leadó elektronok jele is az 500 körüli tartományba került.

Ahogy látható, egy ilyen mérési eredmény kiértékelésénél a Landau-eloszlás átlaga vagy maximuma egy nem túl jól definiált mennyiség. Célszerűbb ezért valami mást, például az adatsor 75 %-os mediánját használni a mérés eredményeként, így nagy mértékben mérsékelhető a pedestal értékek és a szaturáció által okozott hibák hatása. Figyelembe véve, hogy a skála el lett tolvá, egy mérés eredménye tehát a 75 %-os medián és a pedestal érték különbsége lesz.

A mérés statisztikus hibáját a 10 ezer esemény által meghatározott szórásból kapjuk meg. Mivel sok esemény zérus energialeadáshoz tartozik, aminek nincs információtartalma, a statisztikus hiba körülbelül 2 %-nak adódik, azaz a négyzetgyökös szabályból várt $\sqrt{1/10000} = 1\%$ érték kétszerese.

5.4. Mérési eredmények

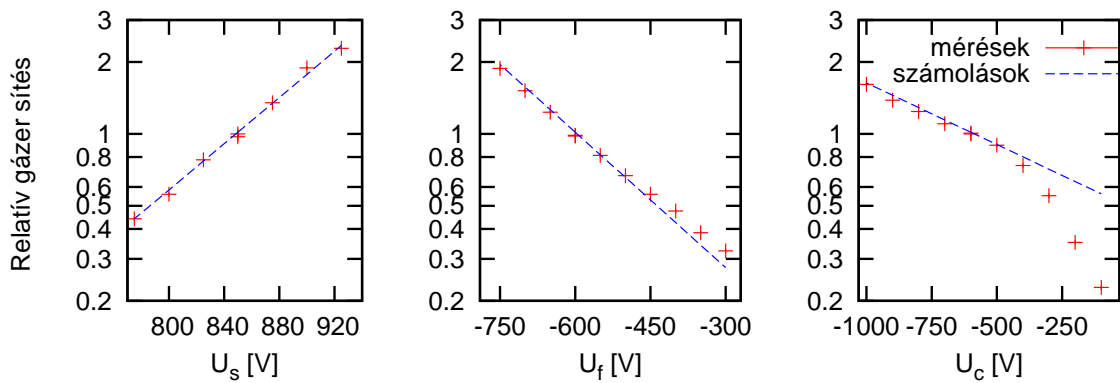
A gázerősítés (G) és a Q_s közötti összefüggés meghatározásához először egy olyan mérési sorozatot végeztem, ahol az anódszál feszültségét kivéve az összes paramétert állandó értéken tartottam: $U_f = -600$ V, $U_c = -600$ V, $d_g = 1.75$ mm, $d_c = 10$ mm.

A különböző feszültségértékekre kapott Q_s -eket összevetve a G értékekkel a vá-

rakozásoknak megfelelően exponenciális függést kaptam,

$$G = e^{c \cdot Q_s - d}, \quad c = 0.066, \quad d = 7.8$$

alakban (az illesztés hibáit elhanyagolva). Ennek az egyenletnek a kamra más paramétereinek változtatásával is igaznak kell lennie, ezért a következő lépésben az anódszál feszültségét is konstans értéken tartottam ($U_s = 850 \text{ V}$) és csak a térformáló szálak feszültségét változtattam. Az eredmény az 5.6. ábrán látható, ahol a görbe paraméterei az előbb rögzített értékek, tehát a mérés egy új, paraméterektől már független jóslattal összehasonlítható. Az egyezés láthatóan kielégítő.

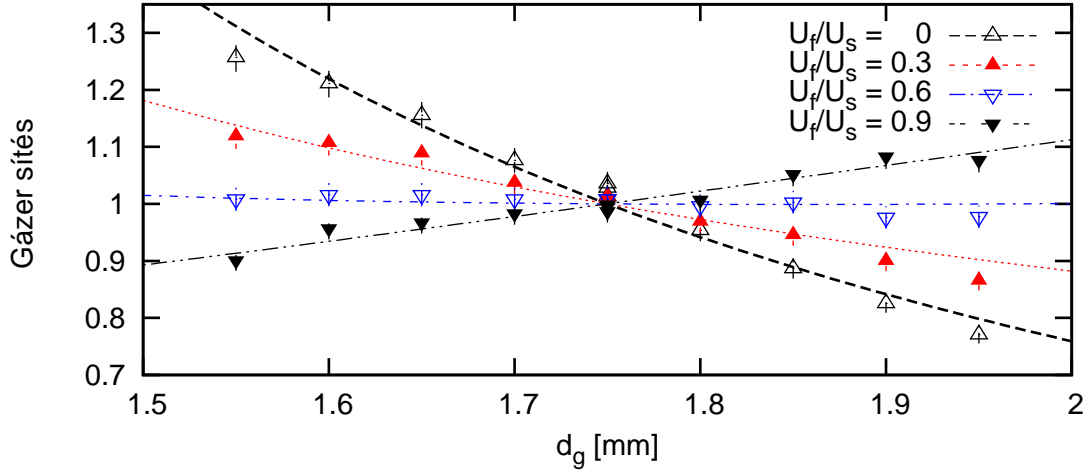


5.6. ábra. Feszültség-scan. Az alapbeállítás $U_s = 850 \text{ V}$, $U_f = -600 \text{ V}$, $U_c = -600 \text{ V}$ volt, egy mérési pontban egyedül az ábra vízszintes tengelyén látható paraméter változott.

A katód feszültségével az egyezés csak egy bizonyos katódfeszültség fölött áll fenn, alacsonyabb katódfeszültség esetén a gázerősítés jóval alacsonyabb, mint amit a modell jósol. A jelenség azonban teljesen érthető: kis katódfeszültségnél az ionizáció során keletkezett elektronok egy része egyszerűen nem jut el az erősítési tartományba, mert még az előtt rekombinálódik egy argon ionnal, vagy csak egyszerűen olyan hosszú idő alatt jut el az érzékelőszálra, hogy kikerül a jelnek megfelelő mérési időtartományból.

Kihasználva a speciális kamra adottságait a gázerősítés d_g távolságfüggését is vizsgáltam, ez a dolgozat legfontosabb eredménye. Az előzőekben meghatározott c paramétert fixen tartottam, a d paramétert pedig (ami csak egy konstans szorzónak felel meg) újra illesztettem. Az így kapott görbéket és pontokat végül úgy normáltam le, hogy $d_g = 1.75 \text{ mm}$ távolságban az erősítés 1 legyen. A különböző feszültségarányokat úgy választva, hogy a anódszálon lévő töltés 1.75 mm -nél körülbelül megegyezzen, méréseket végeztem a $d_g = \{1.55, 1.60, 1.65, 1.70, 1.75, 1.80, 1.85, 1.90, 1.95\} \text{ mm}$ pontokban. Eredményeimet az 5.7. ábra foglalja össze, ami alapján jól

látható, hogy az U_f/U_s feszültségarányt változtatva a szálsík és a katód távolságától való függés meredeksége változik: a kis aránynak (klasszikus MWPC) megfelelő elrendezésben csökken d_g -tól függően, nagyobb aránynál a trend konstanssá válik, majd átfordul.



5.7. ábra. A gázerősítés d_g függvényében. Mérési eredmények különböző U_f/U_s feszültség-arányoknál. A katód feszültsége $-550 V$

Sikerült igazolni tehát, hogy a modell jó közelítése a valóságnak, a kamrában lejátszódó folyamatokat helyesen írja le. Kísérletileg igazoltuk, hogy egy speciális U_F/U_S arány választásánál **a szálsík és a (földelt) katódfelület távolságától független az erősítés**, azaz, a kamra ezen érték változására érzéketlen. Ez azért nagyon fontos, mert ez az a paraméter, amit a legnehezebb egy MWPC-ben kontrollálni: a kamrában való kis gáznyomás is nagy erőt gyakorol, ami a katódsíkot "kidomborítja". E miatt vastag anyagot szokás használni katódsíknak, ami költséges és növeli a részecskék detektorban való kölcsönhatásának esélyét. Az általam vizsgált konstrukcióban a katódsík vékony lehet, és nem kell annyira pontosan síknak lennie mint a klasszikus MWPC kivitelezésnél. Ezáltal lehetőség nyílik költséghatékony, kevés anyagot tartalmazó nagy méretű proporcionális kamrák gyártására.

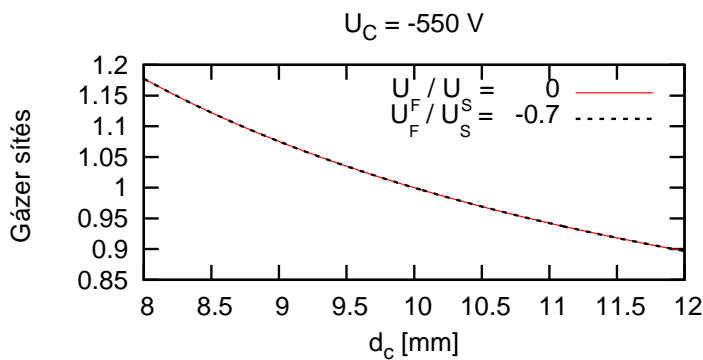
5.5. Egyéb következtetések

Fontos megvizsgálni, hogy az erősítés hogyan függ a további geometriai paraméterektől. Az itt ismertetett eredményeket mérésekkel nem tudom alátámasztani, de ezek az előző oldalakon részletesen ismertetett, a mérésekkel többszörösen összhangban lévő, és így megalapozottnak tekinthető modell alapján adódnak.

Alapbeállításként a mérésnél is használt kamra paramétereit alkalmaztam: a szá-

lak a földelt lemeztől $d_g = 1.75$ mm-re, a katód pedig $d_c = 10$ mm-re található. Két field wire között a távolság 4 mm, közöttük félúton 1-1 sense wire található, a katód feszültsége pedig -550 V. Két esetet hasonlítok össze, ahol a szálak feszültségei úgy vannak választva, hogy a különböző arányok esetén az anódszálon lévő töltés ugyanakkora legyen. A vastag szálak átmérője $125 \mu\text{m}$, a vékonyaké $21 \mu\text{m}$.

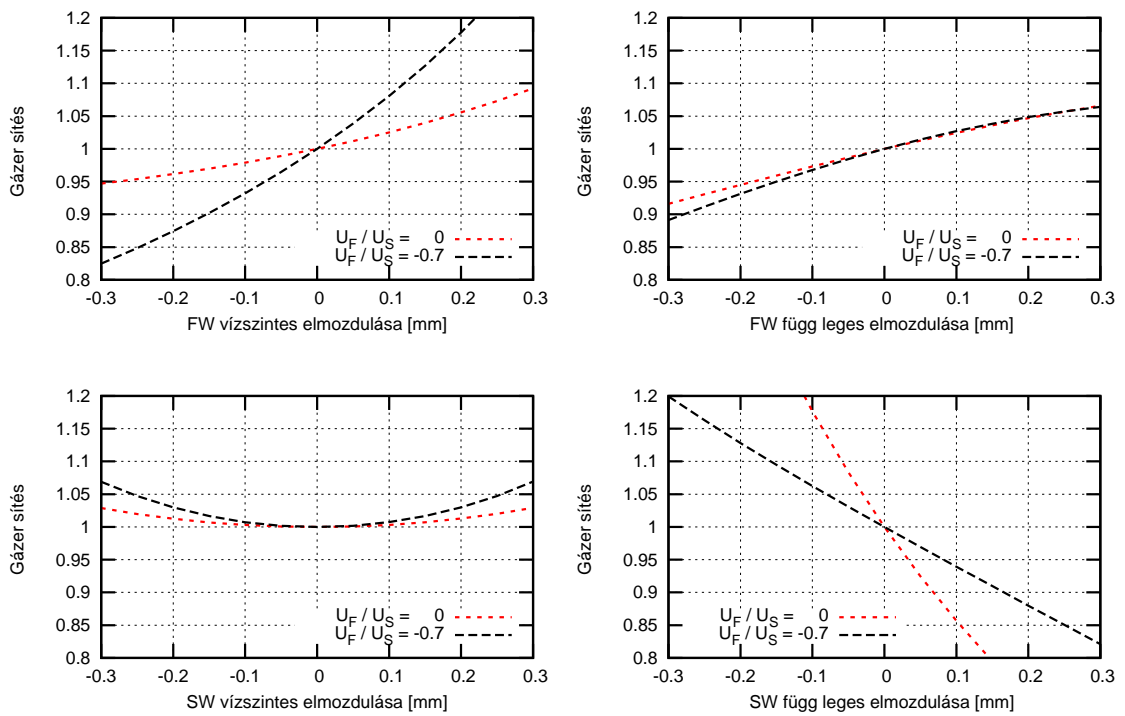
Egy detektort sohasem lehet geometriailag tökéletesen kivitelezni. Az előzőekben láttuk, hogy a különösen kritikus d_g értéktől független a berendezés erősítése, ami komoly előny. Az alábbiakban minden egyéb lehetséges kivitelezési pontatlanságra kitérek: ebbe beletartozik a távolabbi katód d_c távolságának változása, illetve az egyes szálak vízszintes és függőleges irányú elmozdulása.



5.8. ábra. A gázerősítés függése a két katód közötti távolságtól (d_c), különböző feszültségarányok mellett. A szálak a közeli katódtól 1.75 mm-re vannak.

A 5.8. ábrán az látható, hogyan függ a gázerősítés a katód távolságától. Jól kivehető, hogy a két különböző U_f/U_s arány esetén a görbék teljesen egybe esnek. Ennek oka, hogy a felső térrészben közel homogén a térerősség, értéke pedig független attól, hogy mekkora az U_f/U_s arány, ennek megfelelően az ott lévő erővonalakból származó töltés a szálakon ugyanannyit változik d_c változása esetén. A gázerősítés szempontjából a katódtávolság ± 1 mm-es változása is elfogadható.

Érdekesebb problémát vet fel az az eset, hogy mi történik akkor, ha az egyik szál nem a megfelelő helyre kerül, hanem néhány tizedmilliméterrel elmozdul valamelyik irányban. A 5.9 ábra alapján a legkritikusabb eset ebből a szempontból az anódszálak függőleges irányú, valamint a térformáló szálak vízszintes elmozdulása. Vegyük észre, hogy a térformáló szálakra kapcsolt feszültségabszolút értékének növelésével az erősítés a szálak vízszintes irányú elmozdulására sokkal érzékenyebbé válik – ez az ára a szálsík és a katódsík közötti távolságtól való függetlenségnek. Az előbbi mennyiségek viszont sokkal jobban kontrollálhatók, hiszen az egyedi szálak megfelelő szálvezetőben akár $20 \mu\text{m}$ -nél pontosabban is könnyen pozicionálhatók.



5.9. ábra. A gázerősítés az anódszál (SW) elmozdulása függvényében, valamint a gázerősítés egy anódszálon, ha a szomszédos térformáló szál (FW) elmozdul a helyéről. Számolt értékek.

6. fejezet

Teszt-mérés a CERN PS gyorsítójánál

Kutatócsoportunk 2010. augusztus második felére két hét nyalábidőt kapott a CERN PS gyorsító egyik mérőhelyén. Erre az alkalomra hét darab 18 cm x 25 cm-es, korábban készített kamrát vittünk magunkkal, valamint egy ≈ 50 cm x 50 cm-es változatot is. Utóbbi egy technológiai prototípus, célunk vele annak a bizonyítása volt, hogy ami "kicsiben" működött, az nagyobb méretben is megvalósítható. A dolgozat ezen részében célom ennek az eszköznek a vizsgálata volt.

Az eddig épített detektoraink tesztelésére három módszert alkalmaztunk. Egyetlen kamra esetében a legegyszerűbb mód, ha a laboratóriumunkban található β -forrást a detektor fölé helyezzük, a kamra másik oldalára pedig egy szcintillátort, amire triggerelünk. A korábbi fejezetben ismertetett méréseknél a felső katódot egy vékony mylar fólia képezte, így a rézbevonatú üvegszálas epoxilemez, amin a részecskék áthaladtak csak 1-2 mm vastag volt (az alsó katódlemez). Ilyen vastagságú anyagon az elektronok még pont át tudnak hatolni, az újabb kamráknál viszont a felső katód is az alsóhoz hasonló anyagból készült, ezen az anyagvastagságon pedig már nem jutnak túl az elektronok, így a triggerelés nem lenne lehetséges.

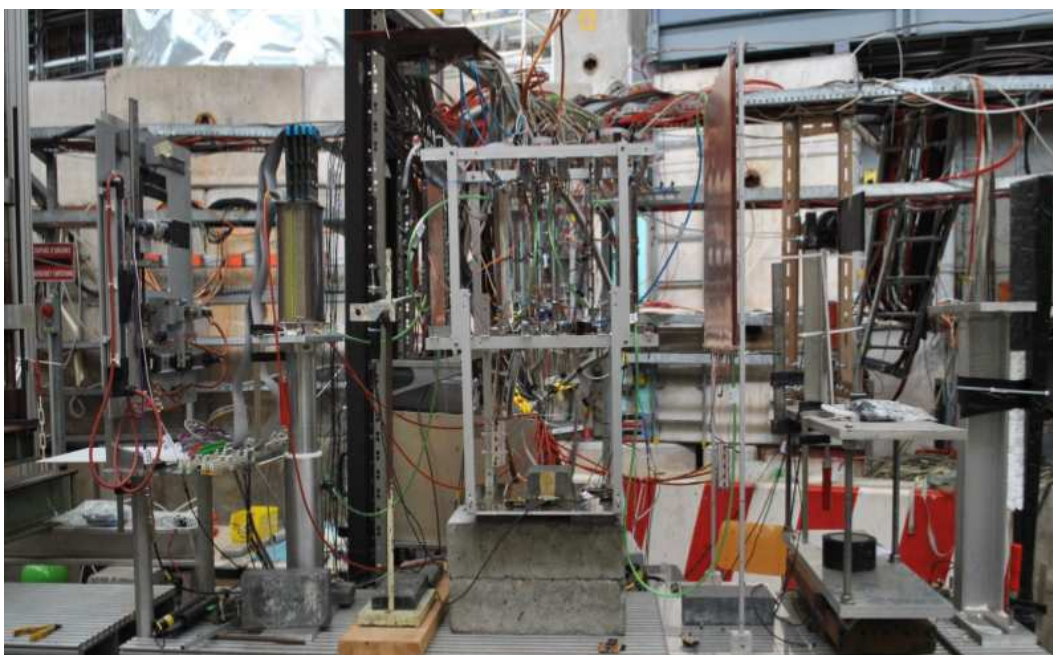
Egy másik mérési lehetőséget biztosítanak a kozmikus sugárzás hatására keletkező müonok. Ezek a részecskék a légkör felsőbb rétegeiben folyamatosan keletkeznek (a pionok bomlástermékeként), egy emberi tenyér nagyságú felületen tipikusan néhány másodpercenként halad át egy ilyen. Ez a "forrás" azonban nem szabályozható és mivel a részecskék viszonylag ritkán jönnek, ezért a megfelelően nagy statisztikák felvétele időigényes folyamat. A PS gyorsító által előállított pionokkal való mérésnek ezzel szemben több előnye is van: egyrészt a nyaláb fókuszálható, akár egy néhány cm²-es kis felületre is, másrészt időegység alatt sokkal több esemény történik a kamrában (méréseink során a szűk keresztmetszetet a jelek kiolvasása és

eltárolása jelentette).

Az új, $48 \times 46 \text{ cm}^2$ érzékeny felületű detektorban a katódlemezek vastagsága nem különbözik az eddig készített változatokétól. A kamra széleit alkotó plexidarabok a katódlemezeket viszont csak a széleken tartják, a nagy felület miatt pedig a kamrán belüli- és a légnyomás közötti kis különbség közepén már jelentősen be tudná hajlítani ezeket a lemezeket. Hogy ez ne forduljon elő, a szálak között összesen 4 darab, néhány mm vastag plexidarabot helyeztünk el, amelyeket olyan magasságúra csiszoltunk, mint amilyen a kívánt távolság volt a katódlemezek között (1 cm). A körülbelül 50 cm hosszú szálak behajlását és vízszintes irányú elmozdulását $\approx 15 \text{ cm}$ -enként, az alsó katódlemezen elhelyezett távtartókkal küszöböltük ki.

A katódot nem szegmentáltuk, így a jelkiolvasás praktikusán csak a szálakról történhet. Az egyes szálakat azonban nem külön csatornákon nézzük, hanem nyolc szektorba osztottuk őket. A kamra közepén lévők 2 cm szélességűek, azaz mivel a száltávolság a szokásos 4 mm, így egy szektor lényegében öt szálát jelent. A szélső két szektor ennél nagyobb, de a mérés során ennek nem volt különösebb jelentősége.

6.1. A mérési elrendezés



6.1. ábra. A mérési összeállítás.

A legtöbb mérést a következő módon végeztük el. A beérkező részecskenyaláb útjába úgy állítottuk a detektorainkat, hogy a nagy kamrát megelőzze a többi hét (6.1. ábra). Ezeknek a kamráknak a jelét digitálisan olvastuk ki, ami annyit jelent,

hogy ha egy pad-en egy bizonyos értéknél nagyobb jelet mértünk, akkor azt 1-nek vettük, egyébként 0-nak. Egy áthaladó részecske esetén optimális esetben minden detektorban csak egy csatorna szólal meg. A kamrák egymástól mért távolságát ismerve kapjuk a részecske koordinátájának egyik komponensét, míg egy másikat - az erre merőleges irányban - a szálak kiolvasásával. Ebben a kétdimenziós koordináta rendszerben a pontokra egyenest illeszthetünk, és mivel a nagy kamra távolsága a többitől ismert, meghatározható, hogy a részecske hol haladt át rajta. A nagy kamra esetén a nyolc szegmens analógjelét olvastuk ki. Ábrázolva az egyes ADC értékekhez tartozó beütésszámokat itt is egy, az 5.5. ábrán látható eloszlást kapunk. A pedestal csúcs és a Landau eloszlás jól elkülönül, így megadható egy küszöbszint, aminél ha nagyobb értéket mérünk, akkor az egy töltött részecske áthaladását jelenti az adott szegmensben.

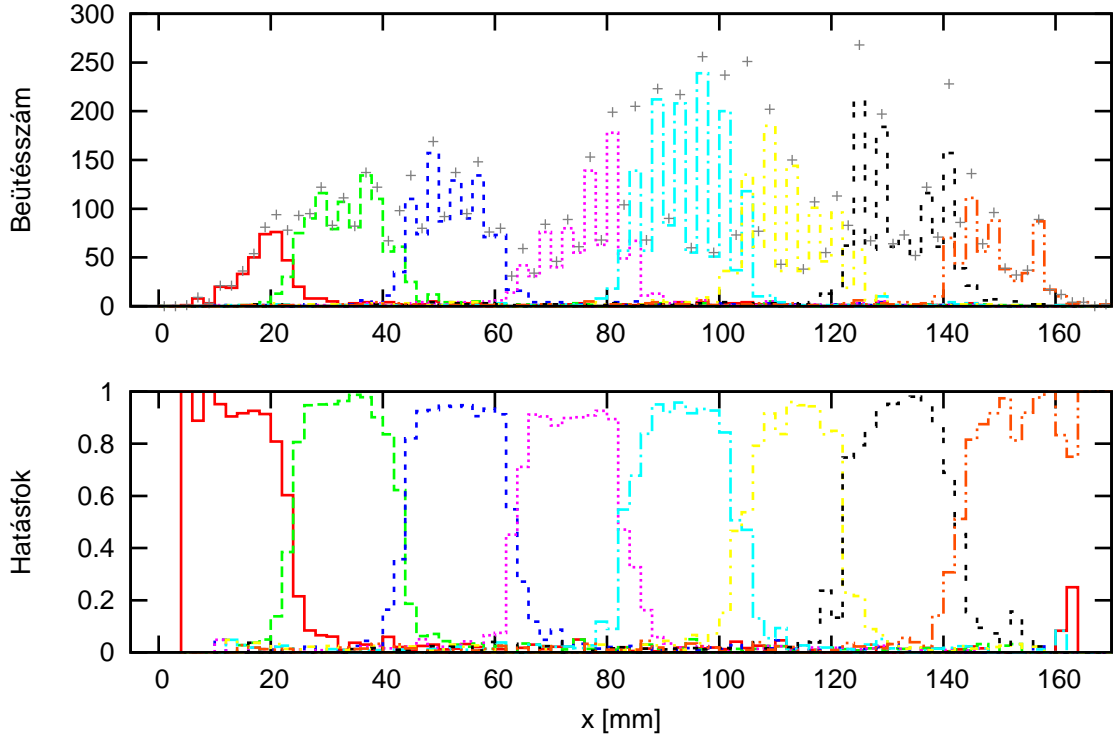
A sokszálas proporcionális kamráink elé és mögé szcintillátorokat helyeztünk, a triggerelés ezek koincidenciájára történt. Az itt kiértékelt mérés során 20000 eseményt rögzítettünk. Ebből a 20 ezerből az eseményválogatás után viszont csak körülbelül 7000 maradt meg. Ezen a szűrőn csak azok az események jutottak át, amelyeknél legalább 5 detektor adott jelet, mégpedig úgy, hogy egy kamrán belül maximum három, egymás melletti pad szólalt meg. Az eseményt akkor is eldobtam, ha egy kamrában kettő vagy több, nem egymás melletti csatorna szólalt meg.

6.2. Eredmények

Az alábbiakban azt a kérdést vizsgálom, hogy a 2 cm szegmentációjú detektor határfoka megfelelő-e, illetve helyfelbontása eléri-e az elvi határt (azaz, hogy pontosan az a szálcsoport szólal-e meg, amin a részecske áthaladt).

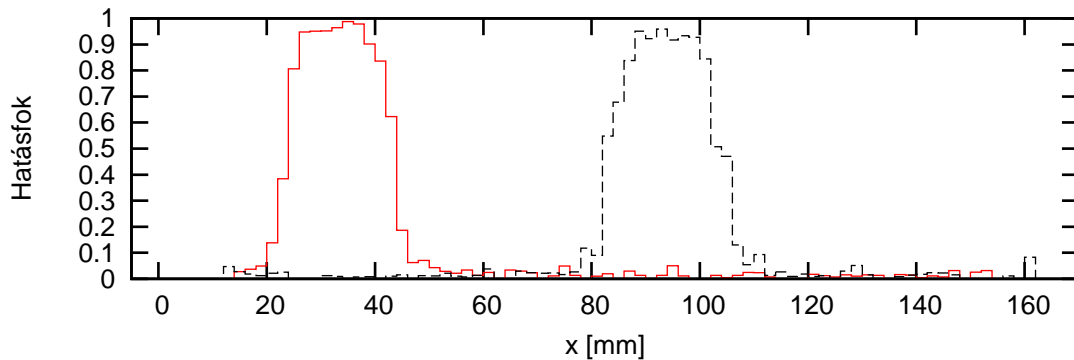
Megfelelően nagy statisztika esetén vizsgálható a nagy kamra analóg csatornáinak határfoka a hely függvényében. A száltávolság és a pad-ek mérete minden kamrában 4 mm, így az egyes detektorokban körülbelül ± 2 mm pontossággal adható meg a részecske áthaladásának helye.

A 6.2. ábrán a nagy kamra csatornáinak határfoka látható a hely függvényében 2 mm, azaz fél pad egységenként (a 6.3. ábrán ugyanez látható, de csak a 2. és az 5. csatornát ábrázolva). A szélső szegmensek tartományában kevés részecskét látunk, ezért erről az ábráról azt nem lehetne megállapítani, hogy ezek valóban nagyobbak, mint a belső hat darab. A detektor széle ezen az ábrán nem látható: a problémát az okozza, hogy a szcintillátor mérete, amire triggereltünk, egyszerűen ekkora volt és nem fedte le a kamra teljes felületét. Ha voltak is olyan részecskék, amik a kamra szélső tartományain haladtak keresztül, azt a trigger logika miatt nem láthattuk.



6.2. ábra. A nagy kamra helyfelbontásának vizsgálata. A felső ábrán a pontok az összes áthaladt részecskeszámot, a vonalak az adott szegmensben detektált részecskeszámot jelentik. A körülbelül 7000 válogatott detektált eseményt az adott helykoordinátának megfelelő szektor tipikusan 90 %-nál nagyobb hatásfokkal detektálja.

A szegmensek határai egyébként jól láthatóak, ezeken a helyeken az egyik csatorna hatásfoka drasztikusan lecsökken (lényegében nullára), míg a másiké $\approx 90\%$ fölé nő. Az ábráról leolvasható a szegmensek mérete is, ami valóban ≈ 2 cm-nek adódik.



6.3. ábra. A 2. és az 5. csatorna hatásfoka.

Mindezek alapján tehát igazolható, hogy a kamra pontosan a várt, ideális működésnek megfelelő jeleket szolgáltatja, így a 48×46 cm²-es érzékeny felületű detektor kivitelezhető a VHMPID HPTD rendszer követelményeit teljesítve.

7. fejezet

Összefoglalás

A HPTD egy fejlesztés alatt álló trigger detektor rendszer, amely a rajta áthaladó részecskék pályáját lesz majd képes gyorsan rekonstruálni. Erre a célra ideális eszközök lehetnek a sokszálas proporcionális kamrák, amelyeknek egy speciális, aszimmetrikus elrendezésű változatára esett a választás. Ebben a munkámban demonstráltam, hogy ilyen elrendezésben térformáló szálak alkalmazásával a kamra toleránsabbá tehető a mechanikai paraméterek változására nézve, különös tekintettel a szálsík és a földelt lemez közötti távolságra. Míg a hagyományos kamráknál néhány $10\ \mu\text{m}$ -es változás már jelentősen befolyásolja a kamra működését, addig az általunk készített elrendezésben megfelelő feszültségarányok mellett egy nagyságrenddel nagyobb eltérések is megengedettek. Az effektus miatt lehetőség van olcsó, kis anyagmennyiségű detektorok készítésére.

Az elmúlt évben részt vettem a kamrák építésének minden fázisában, így volt lehetőségem megismerni a kamra belső szerkezetét és megtapasztalnom a készítés során fellépő nehézségeket. Ezek az eszközök a várakozásoknak megfelelően működnek, ezt az általam írott, elektromos teret számoló programmal is sikerült alátámasztanom.

A CCC kamrák beváltották a hozzájuk fűzött reményeket, így alkalmasnak ígérkeznek az ALICE kísérlet VHMPID egységének triggerelésére [1]. A detektorokat mind kozmikus müonok, mind a CERN PS gyorsítójának nyalábjában teszteltük. A hatásfok (95 % fölött) és a helyfelbontás (amelyet csak a szegmentáció limitál) az eredeti terveknek megfelelő értékeket érnek el.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Varga Dezsőnek a szükséges szakmai és elméleti háttér biztosításáért, továbbá a REGARD csoport minden tagjának, különösen Hamar Gergőnek, aki munkám átolvasásával, a hasznos megjegyzéseivel és a mérések során nyújtott segítségével is hozzájárult a dolgozatom elkészítéséhez. Mindezeket túlmenően kitartó támogatásukért köszönettel tartozom a családomnak is.

A kutatást az OTKA NKTH CK 77719 es 77815 sz. valamint az OTKA NK 77816 sz. pályázata támogatta.

Ábrák jegyzéke

2.1. A Bethe-Bloch görbe néhány anyagban. A vízszintes tengely a ré-szezske fajtájától függően skálázódik. Forrás: [4].	8
3.1. Sokszorozódás az anódszál környezetében.	14
3.2. Egy sokszálas proporcionális kamra vázlata.	15
3.3. Egy gyűrű-képző Cserenkov-detektor vázlatos rajza.	17
4.1. Az ALICE kísérlet [8].	20
5.1. A CCC elrendezés vázlatos szerkezete. A vastag térformáló szálak (field wires) és a vékony anódszálak (sense wires) váltakozva követik egymást egy, a katódlemezekkel párhuzamos síkban.	23
5.2. Ekvipotenciális vonalak a kamra belsejében. A tengely egységek mm-ben vannak megadva. Vastagabb átmérőjű térformáló szálak vannak 16, 20 és 24 mm-nél, közöttük félúton pedig egy-egy anódszál található. $U_s = 814.6$ V, $U_f = -570.3$ V, $U_c = -550$ V, $d_g = 1.75$ mm, $d_c = 10$ mm.	27
5.3. Számolási eredmények. A katód feszültsége minden esetben -550 V, U_s és U_f pedig úgy van beállítva, hogy a gázerősítés $d_g = 1.75$ mm-nél minden feszültség aránynál azonos legyen.	28
5.4. Ferdeszálas elrendezés. A földelt lemezre két, különböző magasságú távtartó van rögzítve, a szálak ezekre a távtartókra vannak ragasztva.	29
5.5. Egy tipikus mérési eredmény, 10000 eseménnyel. Az ábrán az adatsor 75 %-os mediánja is látható.	30
5.6. Feszültség-scan. Az alapbeállítás $U_s = 850$ V, $U_f = -600$ V, $U_c = -600$ V volt, egy mérési pontban egyedül az ábra vízszintes tengelyén látható paraméter változott.	31
5.7. A gázerősítés d_g függvényében. Mérési eredmények különböző U_f/U_s feszültség-arányoknál. A katód feszültsége -550 V	32

5.8.	A gázerősítés függése a két katód közötti távolságtól (d_c), különböző feszültségarányok mellett. A szálak a közeli katódtól 1.75 mm-re vannak.	33
5.9.	A gázerősítés az anódszál (SW) elmozdulása függvényében, valamint a gázerősítés egy anódszálon, ha a szomszédos térformáló szál (FW) elmozdul a helyéről. Számolt értékek.	34
6.1.	A mérési összeállítás.	36
6.2.	A nagy kamra helyfelbontásának vizsgálata. A felső ábrán a pontok az összes áthaladt részecskeszámot, a vonalak az adott szegmensben detektált részecskeszámot jelentik. A körülbelül 7000 válogatott detektált eseményt az adott helykoordinátának megfelelő szektor tipikusan 90 %-nál nagyobb hatásfokkal detektálja.	38
6.3.	A 2. és az 5. csatorna hatásfoka.	38

Irodalomjegyzék

- [1] G.Hamar, G. Kiss, D. Varga: Asymmetric Multi Wire Proportional Chamber With Reduced Mechanical Tolerances (*előkészületben*)
- [2] <http://hu.wikipedia.org/wiki/Hadron>
- [3] C. Amsler et al. (Particle Data Group): The Review of Particle Physics Physics Letters B 667, 1 (2008)
- [4] RMKI részecskefizika elektronikus jegyzete
<http://www.rmki.kfki.hu/reszecskefiz/>
- [5] D. Kiss, Á. Horváth, Á. Kiss: Kísérleti atomfizika 232-266, 380-411, 420-428 ELTE Eötvös kiadó, Budapest, 1998
- [6] F. Siklér: Detektorok, <http://ion.elte.hu/magfiz/speci/detektorok.pdf>
- [7] F. Sauli: Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976 (1977)
- [8] <http://aliceinfo.cern.ch/Collaboration/>
- [9] <http://cdsweb.cern.ch/record/5685>
- [10] N. Smirnov et al.: Very high momentum PID in ALICE at the LHC Nucl. Instrum. Meth. A **617**, p424-429, 2009
- [11] L. Boldizsár et al. (ALICE Budapest Group): High- p_T Trigger Detector Development for the ALICE Experiment at CERN Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 197 (2009) December 2009.
- [12] Detector development projects at Budapest (Pres.: G. Hamar) RD51 Collaboration Meeting 2010 November, CERN
- [13] G. Charpak, I. Crotty, Y. Giomataris, L. Ropelewski and M. C. S. Williams: A high-rate, high-resolution asymmetric wire chamber with microstrip readout Nucl. Instrum. Meth. A **346** (1994) 506.

- [14] I. Csabai: Lineáris egyenletrendszerek megoldása
<http://complex.elte.hu/~csabai/fizNum2/lecture/3.pdf>
- [15] A Thin Multiwire Chamber Operating In The High Multiplication Mode
S. Majewski, G. Charpak, A. Breskin, G. Mikenberg
Nucl. Instrum. Meth. **217** (1983) 265-271.