

EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEM  
TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR  
KOMPLEX RENDSZEREK FIZIKÁJA TANSZÉK

# Sokszálas proporcionális kamrák fejlesztése részecskefizikai detektorokhoz

SZAKDOLGOZAT

*Készítette:*

Kiss Gábor  
fizika (BSc)

*Témavezető:*

dr. Varga Dezső  
adjunktus

Budapest, 2010. május 25.

# NYILATKOZAT

**Név:** Kiss Gábor

**ELTE Természettudományi Kar, szak:** fizika (bsc), alkalmazott fizikus szakirány

**ETR azonosító:** KIGOABT.ELTE

**Szakdolgozat címe:**

Sokszálas proporcionális kamrák fejlesztése részecskefizikai detektorokhoz

A **szakdolgozat** szerzőjeként fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy a dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések standard szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Budapest, 2010. május 25.

a hallgató aláírása

# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezetés</b>	<b>2</b>
<b>2. Részecskefizika</b>	<b>4</b>
2.1. Részecskék és kölcsönhatások . . . . .	4
2.2. Gyorsítók, ütközések . . . . .	5
2.3. Részecskék kölcsönhatása az anyaggal . . . . .	6
<b>3. Detektorok</b>	<b>9</b>
3.1. Cserenkov-detektorok . . . . .	12
3.2. Gáztöltésű számlálók . . . . .	12
3.3. Sokszálas proporcionális kamrák . . . . .	14
<b>4. Az LHC és az ALICE kísérlet</b>	<b>15</b>
4.1. VHMPID . . . . .	17
4.1.1. High $p_T$ Trigger Detector . . . . .	17
<b>5. A CCC kamrák felépítése</b>	<b>19</b>
5.1. CCC kamrák elektrosztatikus tere . . . . .	20
5.2. A mérések technikai háttere . . . . .	24
5.3. Mérési eredmények . . . . .	26
5.4. Egyéb következtetések . . . . .	28
<b>6. Összefoglalás</b>	<b>30</b>

# 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. Ezzel 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 azonban szemléletesebb képet kaphatunk az atom felépítéséről.

Az univerzum korai szakaszában a hőmérséklete a mainál sokkal melegebb volt, az atomok még nem alakulhattak ki. Ebben az időben az anyag egy másfajta formában volt jelen, amit kvark-gluon plazmának neveznek. A kvark-gluon plazmáról egyelőre keveset tudunk, vizsgálatához ugyanis nagy energiájú részecskeütköztetőre, valamint megfelelő, nagy méretű detektorokra van szükség. Ilyen például a 2010-ben indult Nagy Hadronütköztető (Large Hadron Collider, LHC) Egy Nagy Ionütköztető Kísérlete (A Large Ion Collider Experiment, ALICE), amely feladata kifejezetten az ebben a fázisban lévő anyag vizsgálata. Az ütközések során rövid ideig nagyon magas hőmérséklet és sűrűség állítható elő. Erről a különleges halmazállapotú anyagról a legtöbb információt az ütközések során keletkezett nagy impulzusú részecskék szolgáltatják, 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 tranzverzális 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. A rétegek úgynevezett közel-katódos elrendezésű sokszálas proporcionális kamrákból (close cathode chamber, CCC) állnak. 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.

Szakedolgozatom keretén belül egy ilyen CCC elrendezésű kamrában kialakuló elektrosztatikus teret modellezek, a modell megfelelő működését pedig mérési eredményekkel támasztom alá.

## 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 három féle 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 ( $\Delta$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$ ,  $\Sigma$ ,  $\Omega$  részecskék), utóbbiak tipikusan gyorsan elbomló részecskék. A mezonok csoportjába tartoznak - sok más részecske mellett - a pionok és a kaonok. [1] 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 [2], ezeket leptonoknak nevezzük. A leptonok összesen hatan vannak, ebbe a családba tartozik az elektron, valamint két másik elektron-szerű részecske: a müion és a  $\tau$ -részecske, valamint 3 neutrínó típus (elektron-,  $\mu$ - és  $\tau$ -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  $\gamma$ -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. Az 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 ( $m \approx 1\text{GeV}$ ) 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 (hármás) 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 tranzverz síknak nevezzük. Egy ütközésnél keletkezett részecske esetén a tranzverz impulzuskomponens ( $p_T$ ) az, amit tipikusan mérni szoktak, értéke ugyanis jóval lényegesebb, mint a longitudinális irányú ( $p_L$ ). Ennek oka, hogy a  $p_L$ -t a protonban már eleve jelen lévő kvarkok is hordozhatják, mint a proton impulzusának egy részét. A részecskék tranzverz irányban viszont csak akkor nyerhetnek impulzust, ha ténylegesen "nagy impulzuscserevel" járó kölcsönhatásban vettek részt.

## 2.3. Részecskék kölcsönhatása az anyaggal

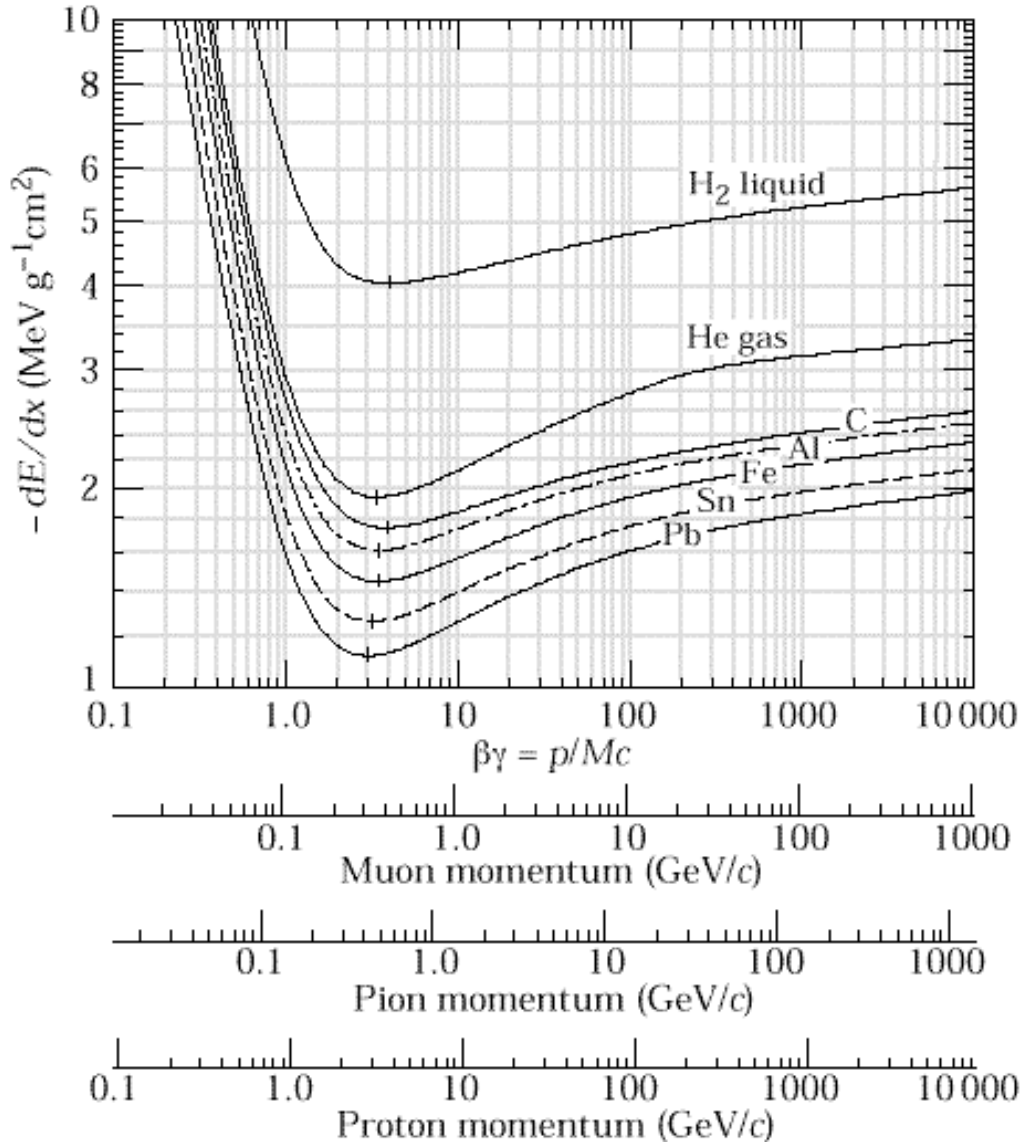
Itt elsősorban a gáztöltésű detektorokra jellemző kölcsönhatásokra szeretnék kitérni. A gyors, töltött részecskék detektálása az elektromágneses kölcsönhatás megfigyelésén alapul, ugyanis az ilyen folyamatok valószínűsége nagyságrendekkel nagyobb, mint a gyenge vagy az erős kölcsönhatásé. A gáz atomok 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 energiavesztéséget jó közelítéssel a Bethe-Bloch formula írja le [3]:

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



ahol  $\alpha$  a finomszerkezeti állandó,  $N_A$  az Avogadro-szám,  $z$  a részecske töltése,  $\beta$  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.



2.1. ábra. A Bethe-Bloch görbe néhány anyagban. A vízszintes tengely a részecske fajtájától függően skálázódik. Forrás: [3]

Ahogy a 2.1 ábrán is látható, egy bizonyos pontig a lassú részecskék jobban ionizálnak, mint a gyorsabbak, hiszen több időt töltenek az atomok közlében, így több idő áll rendelkezésre az elektronokkal való kölcsönhatásra. A görbék azonban van egy minimuma  $\beta\gamma = \beta/\sqrt{1-\beta} = 4$  értéknél, az ebbe a tartományba eső részecskéket egyébként "minimum ionizing particles"-nek (mip) szokás nevezni. A relativisztikus hatások miatt ennél nagyobb sebesség esetén az energialeadás a sebesség függvényében lassan növekszik, aszimptotikusan tartva egy jól meghatározott

érték felé. 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 energiaveszteségnek nevezik. Előnye, hogy így a "mip" részecskék energialeadása anyagtól függetlenül  $1.5 - 2 MeV/(g\ cm^{-2})$  közötti tartományba esik.

Az elektronok nyugalmi tömege kicsi, ezért a Bethe-Bloch formula által leírt ionizáció mellett nem hanyagolható el a fékezési sugárzás sem. Ha ugyanis az elektron egy atommag közelében halad el, a Coulomb-kölcsönhatás következtében erőhatás éri, a gyorsuló/lassuló elektronok pedig sugárzást bocsátanak ki. Egy adott közegben ezért az elektronok bizonyos távolságon belül átlagosan a teljes energiájukat elvesztik, ezt a mélységet sugárzási hosszúnak nevezik. Ez a távolság jó közelítéssel a tömegszámmal egyenesen, a rendszám négyzetével pedig fordítottan arányos (konkrét érték ólomban: 5-6 mm).

## 3. fejezet

# Detektorok

A detektálás során egy áthaladó részecske valamilyen formában kölcsönhat a detektorral. A detektorok többsége fényjelenségek, vagy ionizációs folyamatok 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 [3] [4] [5], különös tekintettel a sokszálas proporcionális kamrák működésének ismertetésére [6].

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 kitérítés 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 ( $dE/dx$ ). Az így keletkezett pályavonalakról fényképeket készítettek, a kiértékelésre mérés közben ezért nem volt mód. 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.

Egy másik, a kezdetektől használt eszköz az emulzió. Működése során a zselészerű anyagba tett ezüst-bromid vagy ezüst-klorid kristályok ionizáló részecske hatására felszakadnak, az így keletkezett film előhívása után pedig a  $\mu m$  nagyságú ezüst szemcsék helyben maradnak, így a kialakult mintázat szabad szemmel vagy mikroszkóppal megfigyelhető.  $0.2 \mu m$ -es helyfelbontást érhető el, a szemcsesűrűségből 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 trigger-elése sem megoldható. Cecil Frank Powell 1950-ben kapott Nobel-díja a mezonok felfedezéséért azonban mégis részben ennek az eszköznek

köszönhető.

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 buborékok keletkeznek és 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 érzékenyséjük miatt a neutrínók vizsgálatára is alkalmasak, azonban ezek az eszközök is csak lassan képesek működni, a képfeldolgozás nehézségei pedig itt is fellépnek.

A szcintillátorok olyan anyagok, amelyekben a molekulák egy áthaladó töltött részecske vagy  $\gamma$ -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 ( $\approx ns$ ) 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. Nem túl drága és könnyen gyártható eszköz, ezért napjainkban jelentős szerepe van a kalorimetriában. 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 szervetlen szcintillátorok legjelentősebb képviselői NaI(Tl) kristályból készülnek. A bennük keletkezett jelet általában fotoelektron-sokszorozóval erősítik tovább.

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 (dinódákból) 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 hasz-

nálata esetén például az eszköz napfényre nem érzékeny, csak az ultraibolya tartományban működik. A legelterjedtebb fotokatód boroszilikát üvegből készül és a 300 nm fölötti tartományban aktív.

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.

Ha egy töltött részecske  $n_1$  törésmutatójú közegből  $n_2$  törésmutatójába megy át, a határátlépés során átmeneti sugárzás (transition radiation) 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  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ -el, ezért elsősorban a nagyon gyors részecskék detektálására alkalmas - ilyenek például az elektronok. Egy átmenetnél azonban a sugárzás valószínűsége meglehetősen alacsony, ezért a hatásfok növelése érdekében egymás után több közeghatárt hoznak létre kis távolságon belül ( $\approx 10\mu m$ -enként). A gyakorlatban ez több száz vékony, kis rendszámú anyagból álló fóliát jelent, nagy rendszámú gázzal töltött közegben. Ugyanezt a hatást speciális habokkal is el lehet érni, hiszen a bennük áthaladó részecskék is sok közeghatárt lépnek át. Ezek az átmeneti-sugárzás detektorok (Transition Radiation Detectors).

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.

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

A detektorok külső rétegét általában kaloriméterek alkotják. Ezeknek a feladata az érkező részecskék elnyelése, ez által pedig az energiájuk meghatározása. Két féle 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.

### 3.1. Cserenkov-detektorok

Amennyiben a töltött részecskék akkora mozgási energiával rendelkeznek, hogy sebességük meghaladja a közegbeli fénysebességet, elektromágneses sugárzást bocsátanak ki, amely kúp alakban, a részecske haladási irányával

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

szöget bezárva terjed tovább. [3] Itt  $v$  a részecske sebességét,  $c/n$  pedig a közegbeli fénysebességet jelöli ( $n$  a közeg törésmutatója). A közeget 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). Léteznek úgynevezett Cserenkov-küszöb detektorok is, ezek csak annyit mondanak meg a részecskéről, hogy a sebessége a küszöb alatt volt-e vagy sem.

### 3.2. 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 erősítők 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

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

alakot vesz fel, ahol  $\lambda$  a szál egységnyi hosszára jutó vonalmenti töltéssűrűség,  $\epsilon$  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 anódszálhoz 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 anódszálát. Ez a sokszorozódás ugyan  $\approx ns$  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, előállítása pedig lényegesen olcsóbb, mint a nagyobb rendszámú kriptoné vagy xenoné. Argonban tipikusan centiméterenként 100 elektron keletkezik, így  $10^4$ -szeres erősítést elérve a kapott jel nagysága már jól mérhető. A lavina kialakulása során sok argon atom gerjesztődik, amelyek az energiatöbbletet  $11.6 eV$  energiájú UV foton kibocsátásával adják le. A probléma ezzel az, hogy ezek a fotonok a katódba 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. Ilyen 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  $\approx 100 ppm$  (part per million) egységet jelent, azaz egy millió molekulából körülbelül 100 darabot. Az oxigénnel az a probléma, hogy nagyon könnyen megköti a driftelődő szabadelektronokat, 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 szádra 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).

### 3.3. 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 George 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 wired proportional chamber, MWPC) viszonylag olcsó, kevés anyagot tartalmazó, nagy méretben is könnyen előállítható detektorok.



## 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 az elméletek már régóta feltételezik, de kísérleti megfigyelése még várat magára.

Az ütközések megfigyelésére az LHC gyűrű mentén több nagyobb detektorcsalád 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. [7] [8]

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.

Ezen 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, akkor a két nyaláb 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 momentumú részecskék azonosítása és nyomkövetése, valamint a gyorsan bomló nehéz részecskék keresése. Ezt hat réteg nagy felbontású félvezetődetektorral oldották meg, melyek közül a belső négy - a nagy részecskesűrűség miatt - szilikon pixel-ekből 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.

Részecskeazonosító rendszerek (Particle Identification Systems): A nagy  $p_T$  impulzusú 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-nél kisebb impulzusú részecskék azonosítására alkalmas.

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

## 4.1. VHMPID

Az ALICE a jelenlegi összeállításban várhatóan 2012 végéig fog működni. Az ekkorra tervezett nagy leállítás 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.[9] [10] 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 keletkezik. 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.

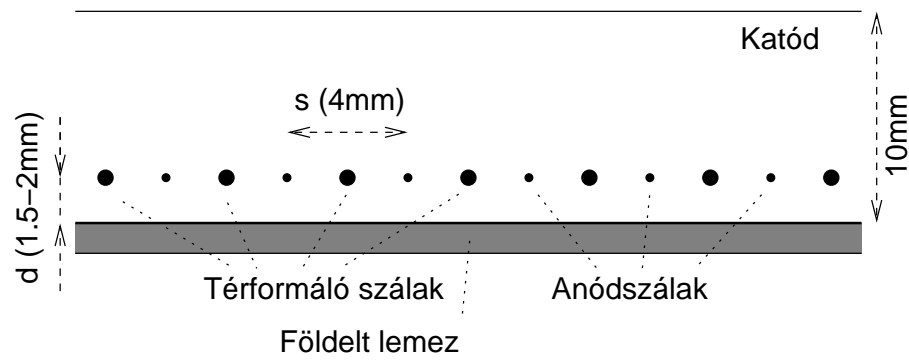
A HPTD néhány (várhatóan  $2 \times 4$ ), egymást követő rétegből áll.[11] Ezen rétegekben körülbelül 4 mm-es pontossággal meg lehet majd mondani, hogy hol haladt át a részecske. Mivel mozgása során végig külső mágneses térben halad (az L3 mágnesen belül), ezért pályája görbült lesz, ennek mértéke pedig 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 tranzverz impulzusa is. A detektor tervezését és fejlesztését a Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet (RMKI) munkatársai végzik, de a projektben az Eötvös

Loránd Tudományegyetem (ELTE) is részt vesz, elsősorban a kísérleti prototípus kamrák megépítése és tesztelése formájában.

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 pad-ekről történik majd, ahonnan a jelet a REGARD csoport saját fejlesztésű, komercionális 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, amely előre meghatározott mintákat keresve eldönti, hogy az adott eseményt megtartjuk, avagy eldobjuk.

## 5. fejezet

### 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 földelt lemezzel párhuzamos síkban.

A HPTD detektor egy rétege úgynevezett közel-katódos elrendezésű kamrából (close cathode chamber, CCC) áll, amelynek vázlatos képe a 5.1. ábrán látható. Az eszköz hasonlít egy hagyományos sokszálas proporcionális kamrára (MWPC), de itt az anódszálak mellett 1-1 térformáló, negatív feszültségű szál (fieldwire, FW) is fut. Utóbbi átmérője  $\approx 100 \mu m$ , míg az anódszálaké (sensewire, SW)  $\approx 20 \mu m$ . A szál-sík továbbá aszimmetrikusan helyezkedik el a kamrán belül, ennek következtében a két katódlemezen különböző feszültségértékek jelennek meg. A szálakhoz közelebbi katód földelt, míg a másik körülbelül  $-500 V$  potenciálon van. A szálak néhány  $100 V$ -ra kapcsoltak, a pontos értékek a későbbiekben még előkerülnek. Hasonló elven működő detektort készítettek már korábban is, igaz, lényegesen más mechanikai paraméterekkel. [12]

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 azonban a szálak olyan messze vannak a pad síktól, hogy a jel több pad-en is megjelenne, a kamra helyfelbontása így nem lenne megfelelő. A CCC elrendezésnél a pad sík meglehetősen közel,  $1.5 \text{ mm}$  távolságra van a szálaktól, így a jel csak az anódszál alatti pad-re korlátozódik. Ennek a konstrukciónak további előnyei is vannak, amelyekre a mérési és számolási eredmények ismertetése után 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.

## 5.1. CCC kamrák elektrosztatikus tere

Szakdolgozatom keretén belül 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, tőle adott távolságra egy szálsík ( $d_g = 1.5 - 2.0 \text{ mm}$ ). 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 katódlemez viszonylag távol van a szálaktól, ezért ha feszültséget kötünk rá, a helyzet 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 katódra kapcsolt feszültség,  $d_c$  pedig a földelt lemeztől 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 a

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

összefüggés adja meg (hengerkoordináta rendszerben),  $U(r_0)$ -ban a potenciált 0-nak választva,  $\lambda$  pedig a vezető szál egységnyi hosszára jutó töltés. A fenti képletben a logaritmus előtt szereplő összes tényezőt együttesen a továbbiakban  $Q$ -val jelölöm.

Ha tehát a kamránk egyetlen szálból és a földelt lemezből állna (katód nélkül), a kamrán belüli teret a szálnak és a tükörtlöltésének 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 vektoregyenletrendszerként, vektor formában érdemes felírni:

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

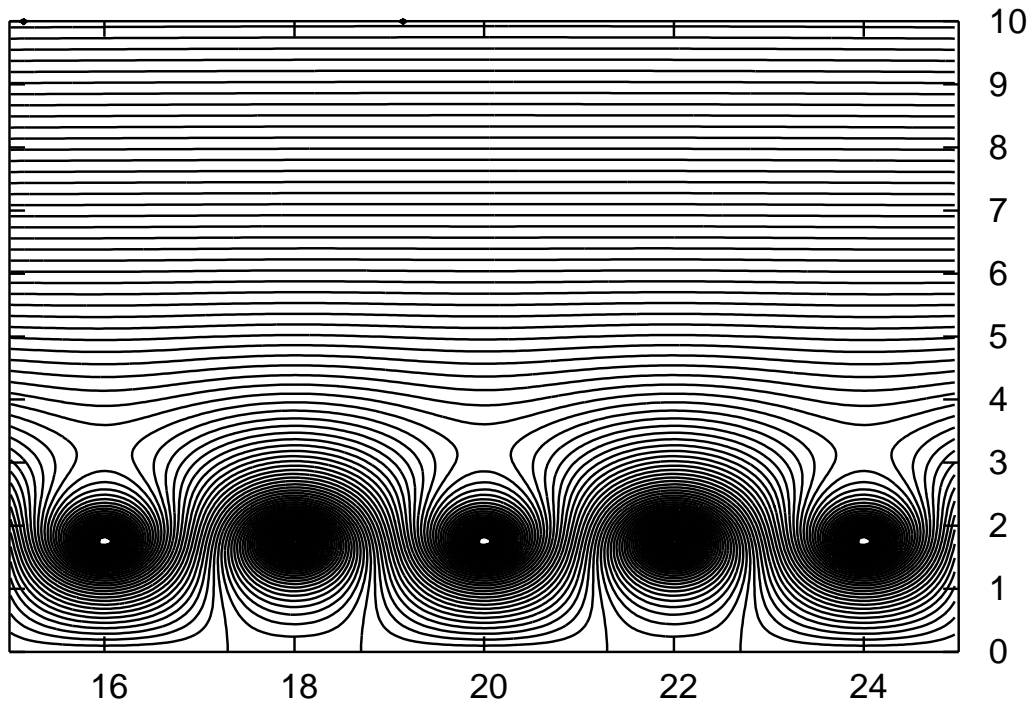
ahol  $U_i$  az  $i$ . szála kapcsolts feszültség,  $Q_j$  a  $j$ . szálon lévő töltés, a  $\widehat{C}$  mátrix pedig logaritmikus tagot jelenti, ami lényegében a kamra geometriájából következik. Ebben a lineáris egyenletrendszerben a  $\underline{Q}$  vektor értéke ismeretlen, azonban mindkét oldalt megszorozva a  $\widehat{C}^{-1}$  mátrixszal kiszámolható. A lineáris egyenletrendszerek megoldására rengeteg algoritmus létezik (ezek közül néhány a [13]-ben is megtalálható), én a Gauss-Jordan eliminációt alkalmaztam:

Az egyenletben a  $\widehat{C}$  mátrix mellett az egyenlőség jel másik oldalán lényegében egy egységmátrix is megjelenik. A kettőt együtt kezelve a mátrixok sorai egymással szabadon felcserélhetőek, valamint egy konstans számmal külön-külön is megszorozhatók. Megengedett még egy sorhoz egy másik sor tetszőleges lineáarkombinációját is hozzáadni, hiszen így továbbra is ugyanazokat az egyenleteket kapjuk vissza. Ezzel a három művelettel elérhető, hogy első lépésben a  $\widehat{C}$  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  $\widehat{C}$  mátrix helyén egy egységmátrix jelenik meg, miközben az eredeti egységmátrix helyén  $\widehat{C}$  mátrix inverzét kapjuk.

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

$$V_i = U_i + U_{cat} \cdot d_g/d_c \quad (5.4)$$

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



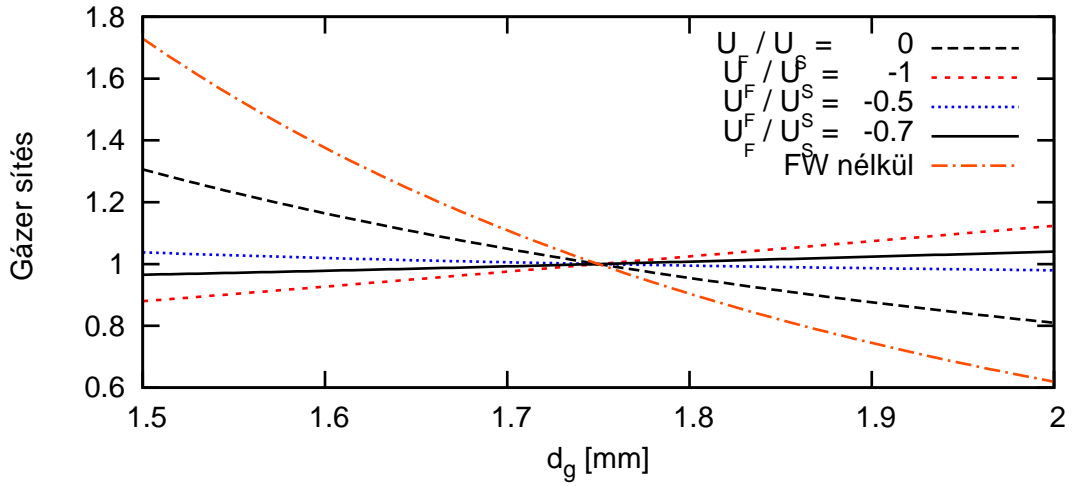
5.2. ábra. Ekvipotenciális vonalak a kamra belsejében. A tengely egységek  $mm$ -ben vannak megadva. Vastagabb átmérőjű térformáló szálak vannak 16, 20 és 24  $mm$ -nél, közöttük félúton pedig egy-egy anódszál található.  $U_s = 814.6 V$ ,  $U_f = -570.3 V$ ,  $U_c = -550 V$ ,  $d_g = 1.75 mm$ ,  $d_c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

A modell alapján számolt elektrosztatikus teret a 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 lineárisan függ az eddig  $Q$ -val jelölt mennyiségtől (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. Az elektronok száma így átlagosan két lépés-



ben duplázódik meg, ezért a gázerősítés és a  $Q$  töltés között exponenciális kapcsolat várható.



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

A  $G$  gázerősítés és a  $Q_s$  anódszalakon lévő töltés közötti pontos összefüggést a 5.3. fejezetben ismertetem. Az ott kapottakat felhasználva azonban itt egy ábrával szeretném demonstrálni a CCC elrendezés egyik előnyét a hagyományos, MWPC-vel szemben. A 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 legkisebb mértékű elmozdulása sem. Ezek nehezen teljesíthető kritériumok egy olyan detektor esetén, amelynek a felülete  $\approx m^2$  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.

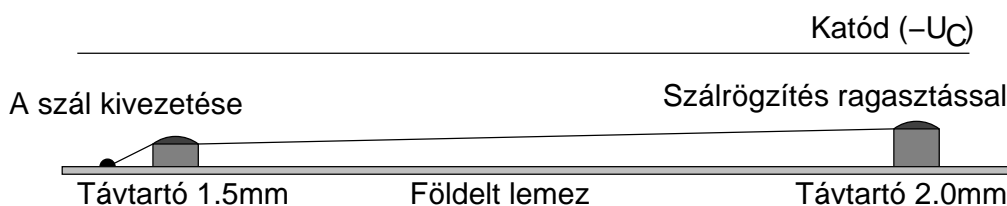
Ez a tulajdonság kulcsfontosságú a detektor szempontjából, a kamra mechanikai tartását ugyanis nagyrészt a földelt lemez biztosítja. A távtartókkal rögzített szálak meg vannak feszítve, így a rögzítési pontokon erőhatást fejtenek ki erre lemezre, az pedig ennek hatására kis mértékben eldeformálódhat. Egy hagyományos proporcionális kamra esetén néhány  $10\mu m$  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  $\approx 10\mu m$  pontossággal egy síkban tartani.

A CCC elrendezés azonban egy nagyságrenddel nagyobb eltéréseket is megenged, így ebben az esetben egy sokkal vékonyabb katódlemez is megengedett.

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

## 5.2. A mérések technikai háttere



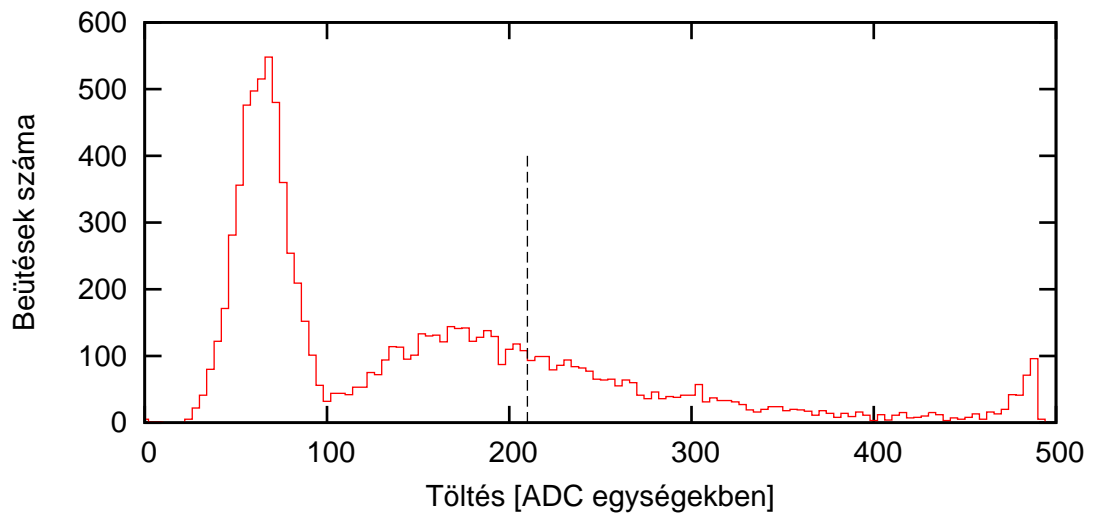
5.4. ábra. Ferdeszálás elrendezés. A földelt lemezre két, különböző magasságú távtartó van rögzítve, a szálak ezekre a távtartókra vannak ragasztva.

A méréseket egy speciálisan kialakított CCC kamrával végeztem. A korábban ismertetett elrendezéstől ez abban tér el, hogy a 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 is. A jel kiolvasása csak a szálakról lehetséges, mert a pad sík helyett a közeli katód is egy összefüggő lemezből áll. A távolabbi katód innen mérve 10 mm-re található. A senswire szálak 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, 1mm vastag üvegszálás epoxi lemez képezi (közönséges NYÁK 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.

$Sr_{90}$   $\beta$ -forrást használva ionizáló elektronok energialeadásának eloszlását mértem. A detektor mögé egy szcintillátor került, a triggerelés erre történt. A forrást és a szcintillátort a kívánt szálmagasság fölé és alá helyezve néhány ezer eseményből álló statisztikát készítettem. Ha a szcintillátor jelez, a szálakról 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. A 5.5. áb-

rán 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 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 másat, például a 75 %-os mediánt 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 tolva, egy mérés eredménye tehát a 75 %-os medián és a pedestal érték különbsége lesz.

A mérés hibáját egyszerűen az így kapott érték  $\pm 2$  %-ának becsülöm.

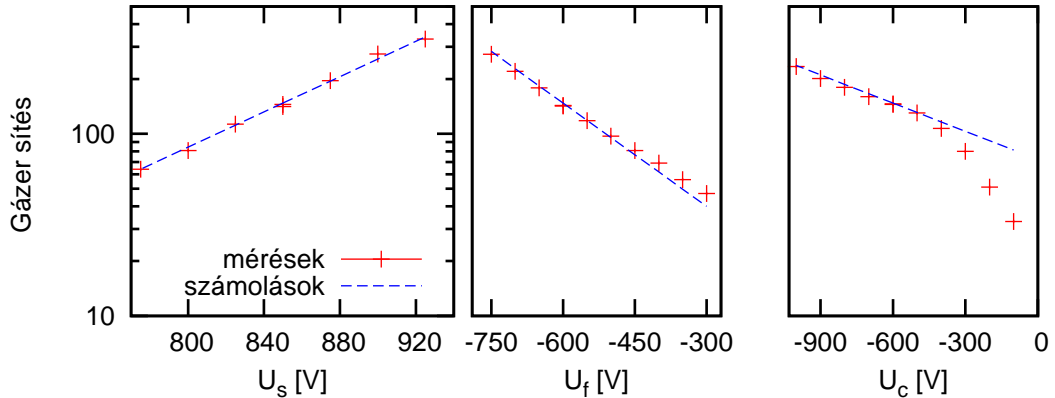
### 5.3. Mérési eredmények

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:  $U_f = -600 \text{ V}$ ,  $U_c = -600 \text{ V}$ ,  $d_g = 1.75 \text{ mm}$ ,  $d_c = 10 \text{ mm}$ .

A különböző feszültségértékekre kapott  $Q_s$ -ket összevetve a  $G$  értékekkel a várakozásoknak megfelelően exponenciális függést kaptam,

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

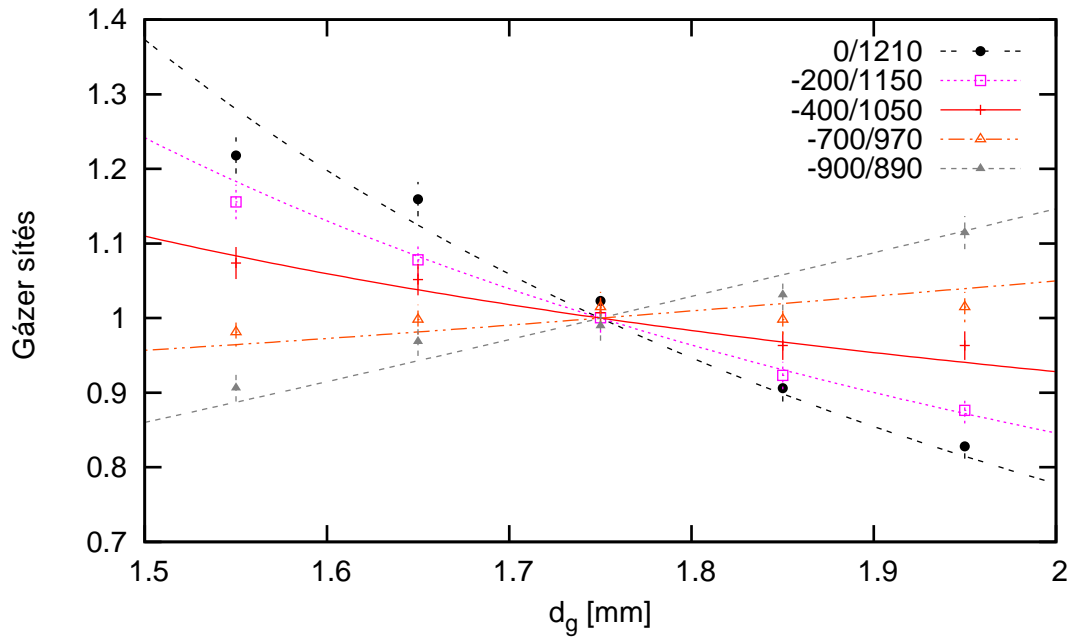
alakban (az illesztés hibáit elhanyagolva). Ennek az egyenletnek a kamra más paramétereinek változtatásával is igaznak kell lennie, ezért a következő lépésben az anódszál feszültségét is konstans értéken tartottam ( $U_s = 850 \text{ V}$ ) és csak a térformáló szálak feszültségét változtattam. Az eredmény a 5.6. ábrán látható - a számolt és a mért adatok egyezése kielégítő. Ugyanezt eljátszva 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 tartományból.



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.

Kihasználva a speciális kamra adottságait a gázerősítés  $d_g$  távolságfüggését is vizsgáltam. Ezek a mérési adatok nem ugyanazon a napon keletkeztek, mint az előző bekezdésben ismertetettek, a CAMAC egység GATE jele pedig bizonyára különbözött a két napon. A GATE határozza meg, hogy a szcintillátor trigger

jele után pontosan mikor nézzen rá az egység az analóg jelre és hogy ezt mennyi ideig tegye. A  $c$  paraméternek azonban ettől nem volna szabad függenie. Eltérést  $c$ -ben valóban nem tapasztaltam, de a  $d$  paraméter értéke jelentősen különbözött a korábbi adatsorra illesztettől, ezért ezt az egy paramétert újra illesztettem. Az így kapott görbéket és pontokat úgy normáltam le, hogy a gázerősítés  $d_g = 1.75 \text{ mm}$  távolságban legyen 1. A különböző feszültségarányokat úgy választva, hogy a anódszálon lévő töltés  $1.75 \text{ mm}$ -nél körülbelül megegyezzen, méréseket végeztem a  $d_g = \{1.55, 1.65, 1.75, 1.85, 1.95\} \text{ mm}$  pontokban. Eredményeimet a 5.7. ábra foglalja össze.



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

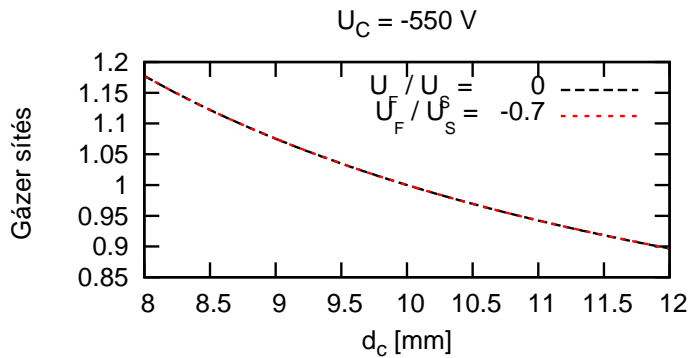
Úgy tűnik tehát, hogy a modell jó közelítése a valóságnak, a kamrában lejátszódó folyamatokat helyesen írja le. Kísérletileg igazoltuk, hogy egy speciális  $U_F/U_S$  arány választásánál a szálsík és a (földelt) katódfelület távolságától független az erősítés, azaz, a kamra ezen érték változására érzéketlen. 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 meretű proporcionális kamrák gyártására.

## 5.4. Egyéb következtetések

Fontos megvizsgálni, hogy az erősítés hogyan függ a további geometriai paramétereiktől. Az itt ismertetett eredményeket mérésekkel nem tudom alátámasztani, de egy jól megalapozott, az ellenőrzött számolásra épülő modell alapján kaptam őket.

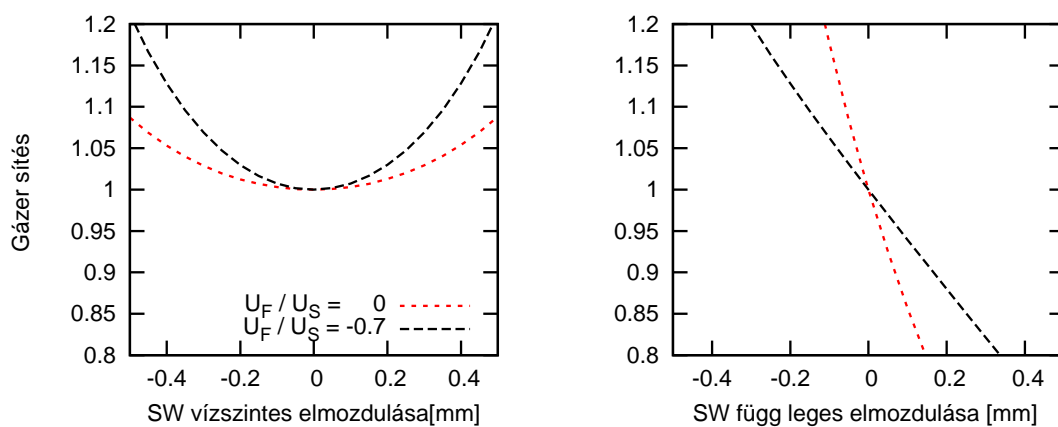
Alapbeállításként a mérésnél is használt kamra paramétereit alkalmaztam: a szálak a földelt lemeztől  $d_g = 1.75 \text{ mm}$ -re, a katód pedig  $d_c = 10 \text{ mm}$ -re található. Két field wire között a távolság  $4 \text{ mm}$ , közöttük félúton 1-1 sense wire található. A katód feszültsége  $-550 \text{ V}$ , a szálak feszültségei pedig úgy vannak beállítva a különböző arányokra, hogy az anódszálon lévő töltés ugyanakkora legyen. A vastag szálak átmérője  $125 \mu\text{m}$ , a vékonyaké  $21 \mu\text{m}$ .

A 5.4. 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.

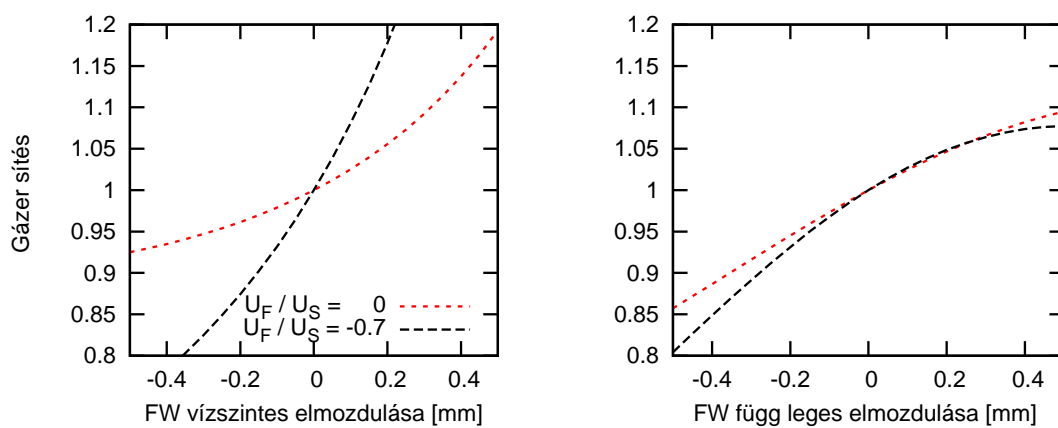


5.8. ábra. A gázerősítés függése a két katód közötti távolságtól ( $d_c$ ), különböző feszültségarányok mellett. A szálak a közeli katódtól  $1.75 \text{ mm}$ -re vannak.

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. és 5.10. ábrák alapján a legkritikusabb eset ebből a szempontból az anódszálak függőleges irányú, valamint a térformáló szálak vízszintes elmozdulása. Vegyük észre, hogy a térformáló szálakra kapcsolt feszültség szint abszolút 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 pozícionálhatók.



5.9. ábra. Az gázerősítés az anódszál (SW) elmozdulása függvényében. Számolt értékek.



5.10. ábra. A gázerősítés egy anódszálon, ha a szomszédos térformáló szál (FW) elmozdul a helyéről. Számolt értékek.

## 6. 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 a sokszálas proporcionális kamrák, amelyeknek egy speciális, aszimmetrikus elrendezésű változatára esett a választás. Szakdolgozatomban demonstráltam, hogy ilyen elrendezésben térformáló szálak alkalmazásával a kamra toleránsabbá tehető a mechanikai paraméterek változására nézve, különös tekintettel a szálsík és a földelt sík 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 elmúlt néhány hónapban 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. Kutatócsoportunk 2010 nyári-őszi időszakára ezért nagyobb méretű prototípusok elkészítését és CERN-es nyalábtesztjét tervezi.



# Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Varga Dezsőnek a szükséges szakmai és elméleti háttér biztosításáért, továbbá Hamar Gergőnek munkám átolvasásáért, a hasznos megjegyzésekért és a mérések során nyújtott segítségéért. Mindezekon 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: [3] . . . . .	7
5.1. A CCC elrendezés vázlatos szerkezete. A vastag térformáló szálak (Field wires) és a vékony anódszálak (Sense Wires) váltakozva követik egymást egy, a földelt lemezzel párhuzamos síkban. . . . .	19
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. $U_s = 814.6 V$ , $U_f = -570.3 V$ , $U_c = -550 V$ , $d_g = 1.75 mm$ , $d_c = 10 mm$ . . . . .	22
5.3. Számolási eredmények. A katód feszültsége minden esetben $-550V$ , $U_s$ és $U_f$ pedig úgy van beállítva, hogy a gázerősítés $d_g = 1.75 mm$ -nél minden feszültség aránynál azonos legyen. . . . .	23
5.4. Ferdeszálal elrendezés. A földelt lemezre két, különböző magasságú távtartó van rögzítve, a szálak ezekre a távtartókra vannak ragasztva. . . . .	24
5.5. Egy tipikus mérési eredmény, 10000 eseménnyel. Az ábrán az adatsor 75 %-os mediánja is látható. . . . .	25
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. . . . .	26
5.7. A gázerősítés $d_g$ függvényében. Mérési eredmények különböző $U_f/U_s$ feszültség-arányoknál. A katód feszültsége $-550 V$ . . . . .	27
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. . . . .	28
5.9. Az gázerősítés az anódszál (SW) elmozdulása függvényében. Számolt értékek. . . . .	29
5.10. A gázerősítés egy anódszálon, ha a szomszédos térformáló szál (FW) elmozdul a helyéről. Számolt értékek. . . . .	29

# Irodalomjegyzék

- [1] <http://hu.wikipedia.org/wiki/Hadron>
- [2] C. Amsler et al. (Particle Data Group): The Review of Particle Physics  
Physics Letters B 667, 1 (2008)
- [3] RMKI részecskefizika elektronikus jegyzete  
<http://www.rmki.kfki.hu/reszecskefiz/>
- [4] D. Kiss, Á. Horváth, Á. Kiss: Kísérleti atomfizika 232-266, 380-411, 420-428  
ELTE Eötvös kiadó, Budapest, 1998
- [5] F. Siklér: Detektorok, <http://ion.elte.hu/magfiz/speci/detektorok.pdf>
- [6] F. Sauli: Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers  
Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976 (1977)
- [7] <http://aliceinfo.cern.ch/Collaboration/>
- [8] <http://cdsweb.cern.ch/record/5685>
- [9] N. Smirnov et al.: Very high momentum PID in ALICE at the LHC  
Nucl. Instrum. Meth. A **617**, p424-429, 2009
- [10] 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.
- [11] Detector development projects at Budapest (Pres.: G. Hamar)  
RD51 Collaboration Meeting 2010 November, CERN
- [12] 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.
- [13] I. Csabai: Lineáris egyenletrendszerek megoldása  
<http://complex.elte.hu/~csabai/fizNum2/lecture/3.pdf>