

Eötvös Loránd Tudományegyetem Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

Innovatív gáztöltésű detektorok közvetlen és szimulációs vizsgálata

MSC DIPLOMAMUNKA

Készítette Kiss Gábor Fizikus MSc *Témavezető* dr. Varga Dezső ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

2012. május 30.

Tartalomjegyzék

1.	Bev	ezetés										1
2.	Rész	zecskef	izika									3
	2.1.	Részec	skék kölcsönhatása az anyaggal	•	•	•	•	•	•	• •	•	4
3.	Rés	zecskef	izikai detektorok									7
	3.1.	Főbb d	letektortípusok a múltban és napjainkban			•						8
		3.1.1.	Ködkamra			•						8
		3.1.2.	Emulzió									8
		3.1.3.	Buborékkamra									8
		3.1.4.	Szcintillátorok			•	•					9
		3.1.5.	Fotoelektron-sokszorozó									9
		3.1.6.	Félvezető-detektorok									10
		3.1.7.	Repülési idő-mérő detektorok			•	•					10
		3.1.8.	Átmenetisugárzás-detektorok									10
		3.1.9.	Cserenkov-detektorok									11
		3.1.10.	Kaloriméterek									11
	3.2.	Gáztöl	tésű detektorok									12
		3.2.1.	Gáztöltésű számlálók			•						12
		3.2.2.	Sokszálas proporcionális kamrák								•	14
		3.2.3.	Időprojekciós kamra								•	15
		3.2.4.	GEM és egyéb mikrostruktúrás detektorok								•	15
	3.3.	A REC	GARD csoport saját fejlesztésű detektorai									18
		3.3.1.	Közelkatódos kamra (CCC)								•	18
		3.3.2.	Időprojekciós kamra a CERN NA61 kísérlethez								•	19
		3.3.3.	TGEM CCC Foton Detektor (TCPD)	•	•	•	•		•			19
4.	Szin	nuláció	s eszközök									21
-	4.1.	Garfiel	d									21
		4.1.1.	Detektorszerkezet									22
		4.1.2.	A gáz tulajdonságai									22
		4.1.3.	Detektorműködés és megielenítés									$\overline{22}$
	4.2.	Garfiel	d++	•	•	•	•	•	•		•	$\overline{23}$

5.	CCO	C																						25
	5.1.	Koráb	bi eredmér	ıyek												 •	•							25
	5.2.	Garfiel	ld szimulá	ciók					•		•		•		•	 •	•			•		•		28
		5.2.1.	Erősítés						•		•		•		•	 •	•			•		•		30
		5.2.2.	Ionok vis	elked	ése			•	•		•		•	•	•	 •	•		•	•	•	•		31
		5.2.3.	Egy ion <i>é</i>	ıltal i	ndu	ıkált	t jel	id	őf	ügg	gés	е.	•	•	•	 •	•	•	•	•	•	•		33
		5.2.4.	Jelalak .					•	•		•		•	•	•	 •	•	•	•	•	•	•		36
6.	Össz	zefogla	lás																					41
Irc	Irodalomjegyzék											50												

Kivonat

A diplomamunka célja a közelkatódos elrendezésű (Close Cathode Chamber, CCC) sokszálas proporcionális kamrák (Multi Wire Proportional Chambers, MWPC) szimulációs vizsgálata. Ezek a gáztöltésű detektorok a hagyományos, nagyenergiás részecskefizkikában használt MWPC-ktől leginkább abban térnek el, hogy a szálsík aszimmetrikusan az egyik katódhoz közelebb helyezkedik el, az anódszálak közé pedig vastagabb, negatív feszültségű térformáló szálak is kerültek. Dolgozatomban ennek a struktúrának az előnyeit mutatom be és az állításokat egy saját modell, valamint a Garfield detektorszimulációs programcsomag segítségével támasztom alá.

1. fejezet

Bevezetés

2009 nyarán az Eötvös Loránd Tudományegyetem és az MTA Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet (mai nevén MTA Wigner FK Részecske- és Magfizikai Intézet) együttműködésével megalakult a REGARD csoport (RMKI-ELTE Gaseous Detector Research and Development), amelynek célja a részecskefizikai kísérletekben használatos gáztöltésű detektorok kutatása és fejlesztése. A csoport tagjaként a BScs szakdolgozatom, valamint a 2010-ben benyújtott TDK dolgozatom [2] is ebben a témakörben íródott. Ez a diplomamunka korábbi munkáimra alapoz, de azokon túlmutatva a detektorok modern szimulációs technikákkal való vizsgálatát tűzi ki elsődleges céljául.

Kutatócsoportunk tagja a CERN¹ RD51 kollaborációnak. [1] Az RD51 a mikrostrukturás gázdetektorok kutatásával es fejlesztésével foglalkozó kutatócsoportok nemzetközi kollaborációja. A kollaboráció négyes számú munkacsoportja foglalkozik a szimulációs környezet fejlesztésével, ami lényegében a Garfield programcsomag [24] továbbfejlesztését jelenti.

Ez a diplomamunka egy a REGARD csoport által fejlesztett detektor tulajdonságainak szimulációs vizsgálatáról szól. A közelkatódos elrendezésű sokszálas proporcionális kamrák (close cathode chamber, CCC) sok előnyös tulajdonsággal rendelkeznek a hagyományos proporcionális kamrákhoz képest. Ezt részben egy általam alkotott egyszerű modell, részben pedig Garfield szimulációkra alapozva fogom igazolni.

Jelen dolgozat eredményeihez lényeges volt a fenti szimulációs program alkalmazási szintű ismerete. Mindez egyben megnyitja az utat az olyan további, REGARDcsoport által is fejlesztett mikrostruktúrával rendelkező detektorok szimulációk alap-

 $^{^1{\}rm Centre}$ Européen pour la Recherche Nucléaire, Európai Nukleáris Kutatási Szervezet

ján történő vizsgálatához, mint például a vastag GEM-ek (Gas Electron Multiplier). A vastag GEM és a CCC technológia fejlesztése külön-külön is ígéretesnek tűnik, a két irány ötvözetét célzó kutatások pedig szintén bíztató jeleket adnak.

Ami itt szerepel, az közel sem fedi le a Garfield programcsomag teljes tudását és bőven vannak még olyan érdekes kérdések, amelyekre érdemes választ keresni. A hagyományos sokszálas-elrendezésre manapság már elég jó modellek vannak, de az olyan mikrostruktúrával rendelkező detektorok, mint a GEM (Gas Electron Multiplier) detektorok modellezése még nem teljesen megoldott.

2. fejezet

Részecskefizika

A részecskefizika egy alig 100 éves tudományág és ahhoz képest, hogy 150 évvel ezelőtt az anyag atomi szerkezete sem volt ismert, mára már elég sokat tudunk az atomnál kisebb elemi részecskék tulajdonságairól is. Az első ilyen részecske, amit felfedeztek az eletron volt (Thomson, 1897), majd a kísérleti eszközök fejlődésének köszönhetően egyre több elemi, vagy kezdetben annak gondolt részecskét találtak. Az 1960-as években lineáris elektrongyórsítók segítségével igazolták, hogy az atommag építőkövei, a protonok és a neutronok nem elemi részecskék, hanem további belső szerkezettel rendelkeznek: kvarkokból és a közöttük ható kölcsönhatást közvetítő gluonokból állnak.

Jelenlegi tudásunk szerint a világ néhány elemi részecskéből épül fel: kvarkokból és leptonokból, valamint a közöttük lévő kölcsönhatásokból. [4]

A kvarkok jellemzői az íz (flavour) és szín (colour) tulajdonság. Hatféle kvark íz (up, down, top, bottom, charm, strange) és háromféle kvark szín (piros, zöld, kék) létezik, valamint ezek antirészecskéi. Viselkedésüket a kvantum-színdinamika írja le és az elmélet szerint szabad kvarkok 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 például a nukleonok (proton, neutron) és a hiperonok (Δ , Λ , Ξ , Σ , Ω részecskék), utóbbiak tipikusan gyorsan elbomlanak. A mezonok csoportjába tartoznak – sok más részecske mellett - a pionok és a kaonok. 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. Hat féle leptont különböztethetünk meg, ebbe a családba tartozik az elektron és 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.

Az elemi részecskék között négyféle kölcsönhatás lehet: erős, gyenge, elektromágneses és 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 kölcsönhatásé. Feltételezett közvetítő részecskéje a graviton. Az elektromágneses kölcsönhatás az elektromos töltések között hat, közvetítő részecskéje a γ -foton, míg a gyenge kölcsönhatást a W és Z bozonok közvetítik és leptonokra, valamint a kvarkokra van hatással (utóbbiak ízét változtatja meg). Az erős kölcsönhatás a kvarkok színtöltései között hat, közvetítő részecskéje a gluon.

A leptonok és a hadronok között is akadnak olyan részecskék, amelyek elektromos töltéssel rendelkeznek (elektron, müon, pion, ...). A részecskefizikai detektorok általában az elektromágneses kölcsönhatás valamilyen hatását érzékelik, ezért a töltéssel rendelkező részecskék tulajdonságainak mérése egyszerűbb feladat, mint a töltéssel nem rendelkezőké. Az erős és a gyenge kölcsönhatás valószínűsége ugyanis nagyságrendekkel kisebb az elektromágnesesnél.

2.1. Részecskék kölcsönhatása az anyaggal

Itt elsősorban a gáztöltésű detektorokra jellemző kölcsönhatásokra szeretnék kitérni. Egy nagy energiájú töltött részecske anyagon (gázon) való áthaladása során kölcsönhat a közeggel, ez a (Coulomb-)kölcsönhatás pedig 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 [5]:

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

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: [6].

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 körülbelül $\beta \gamma = \beta/\sqrt{1-\beta^2} = 4$ értéknél, az ebbe a tartományba eső részecskéket egyébként MIP-nek (minimum ionizing particles, azaz minimum ionizáló részecskék) szokás nevezni. A relativisztikus hatások miatt ennél nagyobb sebesség esetén az energialeadás a sebesség függvényében lassan növekszik, de nagy sebesség-értékeknél, 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 energiaveszteség. 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 $1.5 - 2 \text{ MeV}/(\text{g cm}^{-2})$ 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 hossznak 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

Részecskefizikai detektorok

A részecskefizikai detektorok célja az áthaladó részecskék impulzusának, energiájának, sebességének és esetleg egyéb tulajdonságainak mérése. Töltött részecskék esetén az impulzusmérés a mágneses térben való eltérülés alapján történik és a legtöbb esetben az impulzus és a sebesség, vagy az impulzus és az energia egyidejű mérése elegendő információt biztosít a részecske összes többi tulajdonságának meghatározásához.

Ez a fejezet egy rövid áttekintést szeretne adni a részecskefizikában használt főbb detektortípusokról. A felsoroltak között akad néhány olyan eszköz is, amely mára már elavulttá vált, a maguk idejében azonban ezek a berendezések nagy jelentőséggel bírtak. Ködkamrákat és buborékkamrákat például manapság már nem nagyon használnak, de számos múltbeli felfedezés köthető ezekhez a detektorokhoz, a kísérleti részecskefizika fejlődésére gyakorolt hatásuk miatt ezért mindenképpen érdemes megemlékezni róluk.

Mivel ez a diplomamunka gáztöltésű detektorokról szól, ezért az ilyen típusú eszközök működését részletesebben is ismertetem. Az elmúlt néhány évtizedben sikeresen alkalmazott technikák mellett szó lesz a napjainkban használt és intenzív kutatás alatt álló új lehetőségekről is.

A fejezet végén található egy rövid összefoglaló a REGARD csoport elmúlt évekbeli tevékenységéről, amelyben az általunk fejlesztett detektorok alkalmazási lehetőségeire is kitérek.

3.1. Főbb detektortípusok a múltban és napjainkban

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 kitágítás 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 μ m nagyságú ezüst szemcsék helyben maradnak, így a kialakult mintázat szabad szemmel vagy mikroszkóppal megfigyelhető. 0.2 μ m-es helyfelbontás 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 triggerelése sem megoldható. Cecil Frank Powell 1950-ben kapott Nobel-díja a mezonok felfedezéséért azonban mégis részben ennek az eszköznek köszönhető.

A modern alkalmazások egyik jó példája az OPERA kísérlet az olaszországi Gran Sasso-ban, ahol (neutrínók sebességének mérése mellett) emulziós technológiákkal keresnek τ -neutrinó nyomokat, ahol az emulzió rendkivül jó felbontása segíti a mérést. [8]

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 μ 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 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 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.

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 (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 használata esetén például az eszköz látható fényre nem érzékeny, csak az ultraibolya tartományban működik. A legelterjedtebb fotokatód boroszilikát üvegre felvitt alkáliötvözetből készül és a 300 nm fölötti tartományban aktív.

3.1.6. Félvezető-detektorok

A félvezető detektorok nagy felbontású nyomkövető rendszerek. A részecskék detektálása a p-n átmeneteknél történik. Alapesetben itt kis záróirányú áramot hoznak létre, amely áthaladó ionizáló részecske hatására megnő. Jó energiafelbontású, gyors és hatékony detektorok, viszont nagyon drágák. A félvezető detektorok jelentős szerepet játszanak a napjainkban működő CERN-i Nagy Hadronütköztető (Large Hadron Collider, LHC) óriáskísérleteiben (ATLAS, CMS, ALICE) is. [9]

3.1.7. 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

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

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.

3.1.8. Atmenetisugárzás-detektorok

Ha egy töltött részecske n_1 törésmutatójú közegből n_2 törésmutatójúba megy át, a határátlépés során átmeneti sugárzás (transition radiaton) 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 (technikailag az elektronok ilyenek, tehát lepton megjelölésre alkalmas az eszköz). Egy átmenetnél a sugárzás valószínűsége meglehetősen alacsony, százalék alatti, ezért a hatásfok növelése érdekében egymás után több közeghatárt hoznak létre kis távolságon belül ($\approx 10 \ \mu$ 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 Radiaton Detectors).

3.1.9. 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 [7]. 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.

3.1.10. 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 es 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.

3.2. Gáztöltésű detektorok

3.2.1. 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 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 szálat (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 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 anódszálat (3.1. ábra). Ez a sokszorozódás ugyan \approx 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 10³ – 10⁵-szeres erősítés is. [10]



3.1. ábra. Sokszorozódás az anódszál környezetében.

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 centiméterenként egy minimálisan ionizaló részecske (MIP) áthaladásakor elsődlegesen körülbelül 100 elektron keletkezik. 10⁴-szeres erősítést elérve a kapott jel nagysága már jól mérhetővé válik. 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. 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 hatásfoka 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 szálra 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).



3.2.2. Sokszálas proporcionális kamrák

3.2. ábra. Egy sokszálas proporcionális kamra vázlata. Két katódlemez között középen vékony anódszálak találhatóak.

A proporcionális számlálók elterjedt detektoroknak számítanak, ha sugárzások energiaveszteségének 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 anódszálat több darab, egy síkban elhelyezett váltja fel, azonos feszültségre kapcsolva. Az ötlet megosztotta az akkori fizikus társadalmat, többségük úgy vélte, hogy ez az elrendeződés 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 szálhoz 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.

3.2.3. 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"), lásd például [11]. 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.

3.2.4. GEM és egyéb mikrostruktúrás detektorok



3.3. ábra. Egy sokszálas proporcionális kamra széle és egy microstrip. [13]

A gáztöltésű detektorok működési elve az ionizáció során keletkezett elektronok begyűjtésén és sokszorozásán alapul. A sokszorozódás erős elektromos térben történik, ennek előállítására pedig évtizedek óta jól bevált technika a vékony szálakra kapcsolt nagyfeszültség. A nagy elektromos tér előállításának azonban nem ez az egyetlen használható módja. A 90-es évektől kezdve megfelelően megmunkált nyomtatott áramköri lapokkal, úgynevezett "microstrip"-ekkel (3.3. ábra) is megindult a kísérletezés. Ezek a detektorok (Microstrip gas chamber, MSGC) lehetővé tették, hogy az anódcsíkok egymástól alig 200 μ m távolságra legyenek. Mivel a katód távolsága 60 μ m, ezért a lavina során keletkező ionoknak csak rövid utat kellett megtenni, így az általuk létrehozott tértöltés rövidebb ideig és kevésbé befolyásolta a detektor működését, mint a sokszálas esetben (ahol az ionok hatása több ms-ig is érezhető volt). A jobb helyfelbontás és a kisebb holtidő mellett azonban megjelent az új technológia néhány hátulütője is, amelyek közül talán a kisülések, szikrázások voltak a legfontosabbak, valamint a szigetelők felszínének feltöltődése. Ezek a jelenségek könnyen működésképtelenné tehetik a detektort (például ha egy kisülés során megszakad a sérülékeny anód vezeték), ezért az MSGC-ket csak alacsonyabb feszültségértékek (azaz kisebb erősítések) mellett lehetett biztonságosan üzemeltetni. Szükség volt tehát egy közbenső erősítő rétegre. Ennek a feladatnak a megoldása F. Sauli nevéhez fűződik, aki ezt az erősítő réteget végül GEM-nek (Gas Electron Multiplier) nevezte el. [12]



3.4. ábra. Közeli (elektronmikroszkópos) felvételek GEM-ekről, valamint egy lavina szimuláció. [13]

A GEM elv annyira bevált, hogy rövid időn belül önálló detektortípus fejlődött ki belőle. A detektor lelkét a 3.4. ábra mutatja: körülbelül 50 μ m vékony kapton fólia (szigetelő) mindkét oldalát fémes bevonattal látjuk el és $\approx 60\mu$ m átmérőjű lyukakat helyezünk el rajta egyenletesen ($\approx 100 \mu$ m-enként). A felső és az alsó fémrétegre néhány 100 V-os feszültséget kapcsolunk, így a lyukakban nagy lesz a térerősség. Egy GEM réteggel 10-100-szoros erősítés érhető el, ami általában még nem elegendő, ezért további erősítés céljából szokás több réteget egymás fölé helyezni (vagy más erősítési módszert alkalmazni). A GEM-ek egyik nagy előnye, hogy csak az erősítésnél játszanak szerepet, a jel kiolvasása tőlük függetlenül történik.

A hagyományos GEM detektorok mellett megjelentek az ugyanezen az elven működő, de más mérettel rendelkező vastag (thick) GEM-ek (TGEM) is. [14] Kapton fólia helyett itt vékony nyomtatott áramköri lapokat használnak. A különbség csak a méretekben van, a TGEM vastagsága tipikusan 400 μ m, a lyukak átmérője szintén 400 μ m és egymástól 800mum-re vannak. A NYÁK lapba fúrt lyukak körül a fém bevonat további 5 – 100 μ m -en hiányzik (ezt angolul rim-nek nevezik), így az eszköz nagyobb feszültségértékek mellett is szikramentesen üzemeltethető.

A GEM-ek mellett jó néhány további érdekes geometriával is kísérleteznek (3.5.

ábra) a kutatók és ezeket a detektorokat együttesen mikrostruktúrás gázdetektoroknak, avagy MPGD-nek (Micro-Pattern Gas Detectors) szokás nevezni. Az MSGC-nél felbukkanó problémák (szikrázás, szigetelők feltöltődése) lényegében az összes mikrostruktúrás gáztöltésű detektor esetén fellép, ezek kezelése és kiküszöbölése pedig nagy mértékben meghatározza a technológia korlátait. [15]



3.5. ábra. Néhány mikrostruktúrás gázdetektor.

Az ilyen irányú kutatások összefogása és támogatása érdekében a CERN 2008-ban létrehozta az RD51 kollaborációt [1], amelynek alapító tagjai között van az ELTE és az MTA KFKI RMKI (mai nevén WIGNER FK RMI) is. Az együttműködésnek jelenleg több, mint 450 tagja van, a kutatók 25 ország 75 egyetemét és kutatóintézetét képviselik. Jelen diplomamunka szempontjából releváns információ, hogy az RD51 kollaboráció 4. számú munkacsoportjának feladata a gáztöltésű detektorok szimulációs vizsgálatához szükséges eszközök fejlesztése és karbantartása.

3.3. A REGARD csoport saját fejlesztésű detektorai

3.3.1. Közelkatódos kamra (CCC)

A közelkatódos kamra (Close Cathode Chamber, CCC) [16] egy olyan sokszálas proporcionális kamra, amelynek vázlatos képe az 3.6. 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 fut. Utóbbi átmérője $\approx 100 \ \mu$ m, míg az anódszálaké (sense wire, SW) $\approx 20 \ \mu$ 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 kapcsoltak, a pontos értékek a diplomamunka 5. fejezetében még előkerülnek. Hasonló elven működő detektort készítettek már korábban is, igaz, lényegesen más mechanikai paraméterekkel [17].



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

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 tükörtöltése 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 szálaktól, így a jel csak az anódszál alatti pad-re korlátozódik. Ez a szerkezet a hagyományossal szemben további előnyöket is rejt, aminek egyik következménye, hogy bizonyos mechanikai paraméterek, mint például a katódsík és a szálak közötti távolság változása lényegesen kisebb mértékben befolyásolja a detektor működését, így nincs szükség robusztus tartószerkezetekre. [16]

Töltőgázként $Ar - CO_2$ keveréket használunk, általában 7:3 és 9:1 közötti arányban. Az oxigénnel szennyeződött gáz lecserélése érdekében a keveréket áramoltatjuk, így a kamra hatékonysága használat során időben nem romlik.

Előnyös tulajdonságnak köszönhetően a technológia megfelelőnek ígérkezik a CERN ALICE kísérlet egy fejlesztésének, a Nagyon nagy impulzusú részecskeazonosító detektor (VHMPID) [18] triggerelésére [19].

A CCC technológia másik ígéretes felhasználási lehetősége a müon-tomográfia. Néhány CCC detektort egymás fölé helyezve meghatározható a kozmikus háttérsugárzás hatására keletkező müonok irány szerinti eloszlása. Anyagon történő áthaladás esetén a müonok intenzitása csökken, így föld alatt, vagy épületek belsejében történő mérésekkel meghatározható a detektor fölött elhelyezkedő anyagréteg vastagsága, azaz például egy ismert barlangjárat fölött húzódó, még nem felfedezett járat. [20]

3.3.2. Időprojekciós kamra a CERN NA61 kísérlethez

A REGARD csoport egy másik CERN kísérletben is érdekelt. Az SPS gyorsító mellett található NA61 [21] egy fix céltárgyas kísérlet, ahol a visszaszóródó részecskéket egy általunk fejlesztett kis méretű ($\approx 30 \ cm$ magas) időprojekciós kamra (TPC) detektálja. [22] A detektor kiolvasó része a korábban ismertetett CCC technológián alapul. Az eszköz a várakozásoknak megfelelően működik és egy éve az NA61 kísérlet részét képezi.

3.3.3. TGEM CCC Foton Detektor (TCPD)

A TCPD rövidítés egyszerre utal a detektor funkciójára és hibrid szerkezetére. Vázlatos rajza a 3.7 ábrán látható: egy vastag GEM-ből és egy CCC részből áll. A detektor UV fotonok detektálására alkalmas, mégpedig úgy, hogy a TGEM felső része CsI bevonattal van ellátva. A beérkező fotonok hatására a felületről elektronok léphetnek ki, amelyek ettől a ponttól kezdve az elektromos tér hatására sodródnak, elegendően nagy térerősség esetén pedig sokszorozódnak. Akadnak ugyan még nyitott kérdések, de ez a detektor ígéretes jelöltnek tűnik Cserenkov-gyűrűk detek-



3.7. ábra. A TCPD detektor vázlatos szerkezete. [23] A katódszálak alatt egy vastag GEM réteg, ez alatt pedig egy CCC réteg található.

4. fejezet

Szimulációs eszközök

A szimulációs eszközök jelentős fejlődésen mentek keresztül az elmúlt két évtizedben. Ennek oka nem csak a számítógépkapacitások bővülése (ami üsszetettebb folyamatok modellezését is lehetővé teszi), hanem a kiindulási adatok (elsősorban atomfizikai hatáskeresztmetszetek) és jobb algoritmusok (végeselem módszer, dielektrikumok leírása) miatt. A szimulációk jelentősége abban van, hogy a detektor fizikai elkészítése nélkül (ami jelentős laborhátteret és munka ráfordítást igényel) számítógépen vizsgálhatók bizonyos elrendezések, összehasonlíthatók konfigurációk. A szimulációk megbízhatósága viszont kulcskérdés: ennek ha ellenőrzési lehetőségét találjuk azt érdemes kihasználni. A szimulációk tehát nem helyettesítik a méréseket ás a technológiai innovációt, csak a kipróbálás, optimalizálás idejét csökkentik drasztikusan.

4.1. Garfield

A Garfield [24] egy Fortran nyelven írt, eredetileg driftkamrák két- és háromdimenziós szimulációjára készült programcsomag. Fejlesztése a 80-as években indult és napjainkban is tart. Eredetileg sík lemezek és szálak körül kialakuló elektromos terek kiszámolására volt alkalmas, amely a TPC-k, drift kamrák és sokszálas számlálók idejében elegendő tudás volt.

Sok kétdimenziós elrendezés esetén a tér analitikusan számolható, de már az olyan egyszerű(nek tűnő) háromdimenziós esetben sincs egzakt megoldás, amikor két szál keresztezi egymást. A mikrostruktúrás detektoroknál ráadásul dielektrikumok is szerves részét képezik a berendezésnek, így az elmúlt néhány évben az analitikus módszerek helyett a közelítő-megoldások kerültek előtérbe. Lépést tartva a kor igényeivel a Garfield - ha nem is önerőből, hanem tipikusan más programok kimenetét használva - ma már képes a bonyolultabb geometriájú detektorok szimulációjára is.

4.1.1. Detektorszerkezet

A Garfield-nek több, egymástól jól elkülöníthető része van. A CELL szekció szolgál például a detektor geometriájának megadására. Amennyiben a kívánt szerkezet síkokból és szálakból nem állítható össze, véges elem és peremelem módszerekkel is előállíthatjuk a kívánt elrendezést. Sok végeselem módszert alkalmazó program létezik (pl. Ansys, Maxwell, Tosca), amelyek hosszú ideje hatékony segítséget nyújtanak a mérnöki feladatok megoldása során. Amennyiben a peremelem módszert választjuk, a neBEM (nearly exact boundary element method) [25] program áll rendelkezésünkre.

4.1.2. A gáz tulajdonságai

A detektor szerkezete mellett további fontos paraméter az alkalmazott gázkeverék tulajdonsága. Itt történik az ionizáció, az elektronok és az ionok sodródása, valamint a lavina kialakulása is, ezért a gáz atomok típusa nagy mértékben befolyásolja a detektor teljesítményét. Az erre vonatkozó beállításokat a Garfield a GAS szekcióban kezeli. Ezeket a tulajdonságokat lényegében a Magboltz [26] program számolja ki, amely a Boltzman féle transzport egyenleteket oldja meg a megadott gázkeverékben meghatározott elektromos (és adott esetben mágneses) terek mellett. Lehetőség van a gáz egyes tulajdonságainak (mint például az ionok mobilitásának) kézi megadására is, de a nyomás, a hőmérséklet és a térerősségek megadása után hagyatkozhatunk akár teljes mértékben a program által számolt adatokra is. A Magboltz sokféle gázt ismer, így szinte bármilyen, gáztöltésű detektorokban használt keverék előállítható.

4.1.3. Detektorműködés és megjelenítés

Amennyiben a CELL és GAS szekciókat megfelelően beállítottuk, vizsgálhatjuk a detektor működése során fellépő jelenségeket. A FIELD részben olyan függvényeket találunk, amelyek segítségével a kialakult elektromos teret tudjuk megjeleníteni. A program képes figyelembe venni a mágneses tér hatását is, de ebben a diplomamunkában erről nem lesz szó. A CELL szekció szolgál az elektronok és ionok kamrán belüli viselkedésének vizsgálatára. A részecskék nyomonkövetésére több integrációs módszer is rendelkezésre áll, amelyek segítségével egy tetszőleges pontból indított részecske (pl. elektron), valamint az általa keltett további elektron-ion párok "életét" a kamrában nyomon tudjuk követni. Ennek köszönhetően lehetőség van a detektorban kialakuló lavina méretének és viselkedésének szimulációs vizsgálatára, ami a fejlesztési fázisban egy lényegesen gyorsabb és költséghatékonyabb módja a legoptimálisabb detektorparaméterek megtalálásának.

A töltések nyomonkövetésén túl lehetőség van az egyes elektródákon kialakuló jelalak vizsgálatára is. Az ehhez szükséges függvények a SIGNAL szekcióban találhatóak.

4.2. Garfield++

A Garfield egy hatékony eszköz a gáztöltésű detektorok vizsgálatához. A program gyökerei azonban lassan 30 éves múlttal rendelkeznek és sok helyen érezhető, hogy a fejlesztés során egy éppen aktuális probléma megoldása volt az elsődleges cél, a következetetsség, átláthatóság és könnyen kezelhetőség nem volt túlságosan fontos szempont. A program jelentős része ráadásul Fortran nyelven íródott és ez alól csak az olyan beépülő programrészek, mint a neBEM jelentenek kivételt (és használat közben ez sem igazán tűnik fel).

Szakítva a hagyományokkal ezért néhány éve fejlesztésnek indult egy új, C++ nyelven írott, ROOT-ba [27] beépülő detektorszimulációs szoftver, a Garfield++. [28] A fejlesztés elsődleges célja egy, a mikrostruktúrával rendelkező detektorok szimulációjára alkalmas programcsomag létrehozása. A program sok olyan funkciót tartalmaz, amit a Garfield is használ, de lényeges különbséget jelent az elektron transzport tulajdonságok kiforrottabb kezelése, valamint a ROOT-tól örökölt felhasználói felület.

A Garfield++ jelenleg is intenzív fejlesztés alatt áll és pillanatnyilag több végeselemprogram (pl. ANSYS, Elmer) által generált FIELD MAP kezelésére is alkalmas. A távlati tervek között szerepel egy neBEM interfész készítése is a programhoz, ezáltal a Garfield-hoz hasonlóan a peremelem módszer használatára is képes lesz a program.

Az elektron transzport tulajdonságok az elődhöz hasonlóan itt is a Magboltz által számolt adatokra támaszkodik és gyakorlatilag tetszőleges gázkeverék vizsgálható. A projekt legnagyobb hiányossága a rendkívül hiányos dokumentáció, de lassan azért történnek előrelépések és úgy tűnik a szándék ennek az állapotnak a megszüntetésére már megvan.

5. fejezet

$\mathbf{C}\mathbf{C}\mathbf{C}$

5.1. Korábbi eredmények

Ahogy azt egy korábbi munkám során már bemutattam [2], a CCC elrendezés előnyét a hagyományos MWPC-kel szemben egy viszonylag egyszerű modellel is igazolni lehet. Mivel a lavina az anódszál közvetlen közelében alakul ki, ezért ez egy lokális jelenség, ami a szál közelében lévő térerősségtől függ. A mért jel nagysága tehát arányos lesz az anódszálon lévő töltéssel.

Az említett modell lényegében a kamrában kialakuló elektrosztatikus teret határozta meg. Éltem azzal a közelítéssel, hogy a szálak hossza és a lemezek két mérete végtelen, így szimmetriaokokból a probléma kétdimenzióssá egyszerűsödött. A modell pontos leírását itt most nem közölném (megtalálható a [2]-ban), de a feladat lényegében az

$$U_i = \sum_j Q_j C_{ij},\tag{5.1}$$

lineáris egyenletrendszer megoldására vezethető vissza, ahol a $\widehat{\mathbf{C}}$ mátrix a detektor geometriájától függő tag, U_i az *i*. szálra kapcsolt feszültség, Q_j pedig a *j*. szálon lévő töltés. U és C értékei ismertek, így a szálon lévő töltés (Q) meghatározható. A mért erősítés (G) az anódszálon lévő töltéstől exponenciálisan függ és a mérési adatokra való illesztés alapján meghatározható.

A modell alapján számolt és a mért gázerősítés az egyes feszültségértékek függvényében jó egyezést mutatott (5.1. ábra).

Még érdekesebb eredményeket kapunk, ha a szálsík és a közelebbi katód távolságának függvényében (d_g) vizsgáljuk az erősítést, különböző feszültségértékek mellett. Ahogy azt a 5.2. ábra is mutatja, létezik olyan U_F/U_S arány, amely mellett a szálsík



5.1. ábra. 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.

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 (nem kívánt) 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.



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

A modell alapján vizsgáltam azt is, hogy mi történik akkor, ha az egyik szál nem a megfelelő helyre kerül, hanem néhány tizedmilliméterrel elmozdul valamelyik irányban. A 5.3 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 feszültségszint 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 μ m-nél pontosabban is könnyen pozicionálhatók.



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

A modell tehát annak ellenére, hogy meglehetősen egyszerű, sok érdekes információval szolgál a detektor működését illetően. Semmit sem mondhat azonban arról, hogy mi történik akkor, ha a detektor gázkeverékét megváltoztatjuk és tulajdonképpen a lavina kialakulásáról, az elektronok és az ionok keletkezéséről, mozgásáról és az egyes elektródákon kialakuló jelről sem. Amennyiben ezekre a tulajdonságokra is kíváncsiak vagyunk, nem élhetünk olyan mértékű egyszerűsítésekkel, mint amit az én modellem tartalmazott. Szükség van egy részletesebb és pontosabb modellre, amely kiszámolja a detektorban kialakuló elektromos teret, figyelembeveszi a gázatomok és a detektoron áthaladó részecske kölcsönhatását, mikroszkopikus szinten nyomon követi a sodródás és a lavina kialakulásának folyamatát.

5.2. Garfield szimulációk

A továbbiakban a Garfield programcsomag segítségével kapott eredményeket szeretném bemutatni. Számításaimat a 7.43-as verziószámú, 2011 októberében megjelent változaton futtattam.

Az első lépés a detektor geometriájának megadása. A szimulációk során általában 15μ m átmérőjű anódszálakat és 100μ m vastag térformáló szálakat alkalmaztam. A szálsík a közelebbi katódtól 1.5mm-re volt, a két katódsík között pedig 1cm-es távolság volt. Két anódszál egymástól 0.4mm-re található, a térformáló szálak pedig két ilyen szál között félúton helyezkednek el. A detektor szélein fellépő effektusokkal nem foglalkozom, a modell alapján a szálak végtelen hosszúak és a detektor elemi cellája (egy-egy térformáló és anódszál) mindkét irányban a végtelenségig ismétlődik. Alapbeállításként a felső katódlemez és a térformáló szálak feszültsége -550V, az anódszálaké pedig 1000V. Az itt felsorolt beállítások a diplomamunka további részében alapértelmezettnek tekinthetők, amennyiben bármelyik paraméter ettől eltér, arra külön fel fogom hívni a figyelmet.

Voltak olyan szimulációk, amelyek egy átlagosnak tekinthető mai számítógépen ¹ néhány perces futási idővel rendelkeztek, így bizonyos számolások elvégzéséhez a saját notebook-om is megfelelőnek bizonyult. Még a gázkeverék tulajdonságainak kiszámolása és fájlba mentése is kezelhető időintervallumba tartozott (≈ 20 perc), de az olyan lavinaszimulációk, ahol az egyedi nyomon követendő részecskék nagyságrendje $10^3 - 10^4$ volt, már komolyabb számítógépes háttért igényeltek. A lavina kialakulását ráadásul nagy mértékben befolyásolják a véletlen folyamatok, így egyetlen ilyen esemény vizsgálatából nem lehet általános érvényű következtetéseket levonni. Az időigényes számításokat ezért a KFKI RMKI Grid rendszerén futtattam [29].

A szimulációk során Ar-CO₂ gázkeveréket használtam, a kettő aránya pedig 7:3 volt. Ilyen beállítások mellett a kamrában az 5.4. ábra bal oldalán látható elektromos potenciál alakul ki. A jobb oldali ábra ugyanezen beállítások mellett néhány erővonal segítségével szemlélteti a detektor elemi cellájában kialakuló elektromos teret.

¹Intel Core i3 processzor (2 GHz), 4 GB RAM





5.2.1. Erősítés

Az alapbeállítások mellett megvizsgáltam a detektor erősítésének függését az anódszálra kapcsolt feszültség függvényében. Egyetlen elektront indítva a (0.1cm, 0.5cm) koordinátáról (a legközelebbi anódszál a (0cm, 0.15cm) pontban található) az 5.5. ábra által szemléltetett erősítés értékeket kapunk, ahol a különböző színek a térformáló szálakra kapcsolt különböző feszültségértékeket jelölik. A zöld vonal felel meg annak az esetnek, ha a térformáló szálak földeltek (0V), növelve a feszültségérték abszolút értékét pedig az erősítés értéke is megnő egy adott anódszál feszültségérték mellett, hiszen a szálsík környékén megnő a térerősség. A további vonalak a -100, -200, -300, -550 és -700 V feszültségértékeknek felel meg. Az itt kapott eredményeket az ionok viselkedésének tanulmányozása során a következő fejezetben még fel fogom használni.



5.5. ábra. A detektor erősítése az anódszál feszültségének függvényében, különböző térformáló szál feszültségek mellett: 0 (zöld), -100, -200, -300, -550 (sárga) és -700 V (lila).

5.2.2. Ionok viselkedése

A CCC kamrákban az ionok mozgásáról, a lavina szerkezetéről közvetett informació nyerhető az egyes elektródákon megjelenő áram (a gyakori lavinák miatt praktikusan néhány nA egyenáram) mérésével, hiszen az ionok az anódszáltól eltávolodva követik az elektromos erővonalakat. Az ionok elindulását viszont a lavina kiterjedése határozza meg. Ez kiváló lehetőséget nyújt arra, hogy a szimuláció jóslatait ellenőrizzük egy praktikus elrendezésben. A Garfield erre technikailag kényelmes lehetőséget ad.

A vizsgálat a során 70:30 arányú $\operatorname{Ar-CO}_2$ gázkeverék hőmérséklete 300K, nyomása pedig 760Torr volt, ez alapján a Magboltz meghatározta a gáz további tulajdonságait, mint például a sodródási sebességeket vagy a diffúziós együtthatót. Az $\operatorname{Ar^+}$ ionok mobilitását azonban a [30] és [31] által atmoszférikus nyomáson mért adatok alapján adtam meg.

Egy töltött részecske a detektoron való áthaladás során pályája mentén véletlenszerű pontokban kelthet elsődleges elektronokat. Az alábbi szimulációk során egy a detektor elemi cellájában véletlenszerű pozícióban elhelyezett elektronnal indulunk. Figyelembe véve a gáz tulajdonságait az elektron (valamint az általa keltett további elektron-ion párok) mozgását Monte Carlo módszerekkel követem végig. Az elektronok pályája az anódszálon végződik, míg az ionoké a térformáló szálak egyikén, vagy valamelyik katódlemezen. Egy egyedi lavina során kialakuló ionok pályáját mutatja a 5.9. ábra bal oldala is, ahol az elektron az anódszálat felülről közelíti meg.

Sok ilyen eseményt összegezve vizsgáltam azt, hogy az egyes elektródákra milyen arányban érkeznek ezek a töltések a térformáló szál és az anódszál feszültségarányának (U_F/U_S) függvényében. A szimulációk során igyekeztem minden egyéb paramétert változatlanul hagyni. Ahogy azonban a 5.5. ábra is mutatta, a detektor erősítése nagyságrendeket változna abban az esetben, ha a térformáló szál feszültség értékét változatlanul hagynánk és csak az anódszál feszültségét állítanánk úgy, hogy a kettő megfelelő arányát előállítsuk. A lavinaszimulációk során a feszültségértékeket ezért úgy állítottam be, hogy az erősítés ne nagyon változzon és értéke körülbelül $3 \cdot 10^3$ legyen (későbbi szimulációk egyébként azt mutatták, hogy az ionok eloszlása egy nagyságrenddel nagyobb erősítés mellett sem változik).

Ezek a számolások rendkívül időigényesek voltak, 1000 darab ekkora méretű lavina generálása és az ionok végpontjainak meghatározása 6 - 8 órát vett igénybe a KFKI-s griden. Egy-egy feszültségarány mellett 6-8 ezer egyedi lavina szimulációját futtattam le és azt tapasztaltam, hogy amennyiben a térfolmáló szálakra 0V-ot

teszünk, akkor ezekre a szálakra lényegében ugyanannyi ion érkezik, mint a felső katódlemezre. Növelve az (U_F/U_S) arány abszolút értékét több erővonal lesz a szálak között, így a térformáló szálakra érkező töltések aránya is megnő. Az alsó katódlemezre lényegesen kevesebb töltés érkezik és a szálak feszültségarányának növelésével ez az érték is csökkenni fog.

Az ionok mozgása az elektronokhoz képest lassú és amíg a detektorban vannak, módosítják az elektromos teret vagy akár még a lavina kialakulása előtt elnyelhetik az elsődleges elektronokat. [5] A detektor hatásfoka ennek következtében csökken, az ilyen gáztöltésű detektorok néhány tized μ s-os holtideje is az ionok lassú mozgásának következménye. A CCC detektor egyik előnye, hogy az ionok jelentős része nem a távoli katódlemez irányába sodródik, hanem a viszonylag közel lévő térformáló szálak felé.



5.6. ábra. A szimuláció és mérési eredmények összehasonlítása. Az ábrán a mérésből (meas) és szimulációból (sim) kapott áramok aránya látható a szálakra kapcsolt feszültségarány függvényében. Az Fw a térformáló, az SW az anódszálakat, a C pedig a távoli katódlemezt jelöli. A mérések során tapasztalt trendet a szimulációs eredmények is visszaadták, de a kettő között nagy eltérés tapasztalható, ami a lavinaszerkezet becslésének pontatlanságára utal.

A mérés és a szimuláció összehasonlításával (5.6. ábra) levonhatjuk azt a következtést, hogy a trendet elég jol reprodukálja a szimuláció, de jelentős, több tíz százaléknyi elterést mutat a méréshez képest, ami a lavinaszerkezet pontatlan becslésére utal. Mivel ez utóbbi a legnehezebb probléma (a bonyolult atomfizikai folyamat miatt), a szimuláció a gyakorlatban jól hasznalhatónak tekinthető.

Itt szeretném külön hangsúlyozni, hogy az egyes elektródákra érkező töltések (elektronok, ionok) száma nem egyezik meg a rajtuk mért jel nagyságával, hiszen a detektorban lévő többi töltés is áramot indukál.

5.2.3. Egy ion által indukált jel időfüggése

Az alábbi eredmények néhány héttel korábban születtek, mint az előző részben ismertetettek és akkoriban még 90:10 arányú Ar-CO₂ gázkeverék mellett végeztem a számításokat. Feltételezhetjük, hogy kvalitatíve hasonló eredményeket kapnánk 70:30-as arány mellett is, a gáz tulajdonságai ugyanis az ion mozgása szempontjából nem változik meg nagyon. [10]. Az anódszálak itt most 30μ m vastagságúak, a térformáló szálak pedig 120μ m.

A sokszorozódás az anódszál közelében történik, így az ionok többsége is az anódszál közvetlen környezetéből indul. Garfield szimulációk segítségével egy-egy, az anódszál mellől bizonyos irányba induló ionok által indukált áramok alakulását vizsgáltam a szomszédos térformáló szálakon (field wires), a közeli katódlemezen (a "pad"-eken), valamint a szomszédos anódszálon (neighbour wire). Az 5.7. és 5.8. ábrák alapján azt állapíthatjuk meg, hogy ezek az ionok az alsó katódon is jól mérhető jelet indukálnak (az anódszálon mérhető jel 0.6-szorosát). A fölfelé induló ionok sok időt töltenek a kamrában, mert nagy távolságot kell megtenniük, a lefelé indulók azonban viszonylag rövid idő alatt elérik az alsó katódot.

Az ionok hatása a térformáló szálakon is érezhető, de a következő anódszál már szinte semmit sem érez. Utóbbi eredmény különösen örömteli, hiszen ez egyben azt is jelenti, hogy egy adott szál körül kialakuló lavina nincs hatással a szomszédos szálra, azaz a detektor helyfelbontó képessége ennek következtében nem romlik. A térformáló szálakon megjelenő jel nem mellesleg a gyakorlatban is hasznosítható, a REGARD müon-tomográfok például a térformáló szálak és a pad-ek kiolvasása alapján adnak kétdimenziós képet arról, hogy egy töltött részecske a detektor mely pontján haladt át. [20]









5.2.4. Jelalak

Diplomamunkám most következő szakaszában a CCC és a hagyományos MWPC detektorban kialakuló jelalakokról szeretnék néhány gondolatot leírni. Valójában három esetet szeretnék összehasonlítani: a hagyományos MWPC elrendezést, ahol az anódszálak a detektor közepén, szimmetrikusan helyezkednek el, valamint egy CCC elrendezést 0V-os térformáló szálakkal és $U_F/U_S = -0.6$ -os aránnyal. Hogy miért pont ezt az arányt választottam, azt az 5.2. ábra szemléleteti: ez az az eset, amikor a detektor széles tartományon belül érzéketlen a szálsík és a katódsík közötti távolságra, ez az a beállítás, amely mellett a CCC kamra előnyeit a leginkább ki tudjuk használni. Az Ar-CO₂ gázkeverék aránya ebben az esetben is 90:10, a szálak vastagsága pedig 30 és 120 mikron.

Egy felülről érkező elektron lavinát kelt, ennek hatására pedig az elektródákon áram indukálódik. A 5.9. ábra bal oldalán a keletkező ionok pályája látható, a jobb oldalon pedig az anódszálon kialakuló jel. Tudjuk, hogy az elektronok pályája az anódszálon végződik (hacsak útközben nem nyelődnek el), míg az ionok attól függően, hogy hol keletkeznek, sodródhatnak a térformáló szálak egyike, a felső, vagy éppen az alsó katód irányába. A sárga vonal azoknak a töltéseknek a hatása, amelyek végpontja az anódszálon ("Group 1") van, míg a zöld vonal a többi, detektorban lévő töltés. Ez az ábra azt is szemlélteti, hogy az elektronok által keltett jel nagyon rövid idő alatt lecseng, míg az ionoké, amelyek a távolabbi elektródák irányába sodródnak még több tized μ s-ig érezhető. Az 5.10. és 5.11. ábrák a többi elektródán kialakuló jel időfüggését mutatja, ahol a sárga vonal mindig az aktuális elemre érkező töltések jelét jelöli, míg a zöld az összes többi töltést. A "Group 2" és "Group 3" a bal és jobb oldali térformáló szálakat, a "Group 4" a közeli (alsó) katódot, a "Group 5" pedig a távolabbi katódot jelöli.

A más irányból érkező elektronok hatása nagyon hasonló az itt látottakhoz és lényegében csak annyi a különbség, hogy az ionok másképp oszlanak el a katódokon és szálakon. Maga a jel tehát minden esetben egy éles, rövid csúcsból és egy 1/tjellegű ion farokból áll. [5]







5.10. ábra. Indukált áramok a bal ("Group 2") és jobb oldali ("Group 3") térformáló szálakon. Ez az esemény több olyan iont tartalmazott, amely a bal térformáló szálra érkezett és csak nagyon keveset azokból, akik a jobb oldalira. Mindkét elektródánál összeadva a közvetlenül rá érkező és a többi töltés jelét azt tapasztaljuk, hogy a bal oldali térformáló szálon nagyobb jel mérhető, mint a jobb oldalin.



5.2. Garfield szimulációk

5.11. ábra. Indukált áramok a közeli ("Group 4") és a távoli katódon ("Group 5"). Az ionok jelentős része a távoli katódra érkezett.

A valódi mérések során az előerősítő illetve a jelformáló elektronikai eszközök átvitele a fenti, nagyon gyorsan változó jeleket megváltoztatják. Egy jó modell, ha egy másodrendű aluláteresztő szűrés után (RC-RC, mindkettő 50ns időállandóval) hasonlítjuk össze a kapott jelalakokat. Jelentősen más, gyakorlatilag releváns időállandókat használva sem változnak a levonható következtések.

A feltett kérdés a következő: a CCC elrendezésben az elektromos tér bonyolultabb, szokatlan a klasszikus MWPC-khez képest. Milyen mértékben van ennek hatása a jelalakra, hol okoz változást? Amennyiben nincs jelentős változás, ugyanazok az elektronikus eszközök hasznalhatók lesznek a CCC-hez, mint a klasszikus MWPCkhez.

Az egységnyi amplitudóra lenormált jelalakokat mutatja az 5.12. ábra. Mindhárom esetben nagyon hasonló időfüggéseket kapunk a szál fölül és alól érkező lavinákra. Ugyanez elmondható a közeli katódon (a "pad"-en) kialakuló jelről is. A szimmetrikus MWPC esetben persze kisebb amplitudójú jel alakul ki a katódon, hiszen majdnem háromszor akkora a távolság közte és a szálsík között, mint a CCC elrendezésnél.

A szimulációs eredmények tehát megerősítették a mérések során tapasztalt eredményeket: a kialakuló jel szempontjából a CCC kamrák ugyanolyan viselkedést mutatnak, mint a hagyományos sokszálas proporcionális kamrák. [32]



5.12. ábra. Hagyományos sokszálas proporcionális kamrában (MWPC) és a CCC detektorban kialakuló jelalakok az anódszálakon és a közeli katódon (a "pad"-eken).
[32] Az "up" a szál fölül érkező, a "down" pedig a szál alól érkező elektron által keltett jel hatását jelöli.

6. fejezet

Összefoglalás

Diplomamunkám témája a REGARD csoport saját fejlesztésű közeli katód elrendezésű sokszálas proporcionális kamrájának (Close Cathode Chamber, CCC) szimulációs vizsgálata volt. Saját modell alapján sikerült rekonstruálni a detektor erősítésének alapvető paraméterektől való függését, valamint további következtetéseket levonni a modell alapján. Ezek az eredmények egy publikáció részeként a Nuclear Instruments & Methods hasábjain is megjelentek már. [16]

Saját munkám másik része a Garfield programcsomag köré csoportosítható. Ezekben az esetekben egy lényegesen összetettebb modell állt rendelkezésre, ahol a detektor belsejében lejátszódó mikroszkopikus folyamatok is figyelembe voltak már véve. Vizsgálataimat leginkább az ionok mozgására koncentráltam, valamint a mérhető jelalakra gyakorolt hatásukra. Az így kapott eredményekkel sikerült igazolni a CCC elrendezés előnyeinek egy részét a hagyományos sokszálas elrendezéshez képest. Ezek az eredmények egy jelenleg előkészületben lévő publikáció részét is képezik. [32]

A gáztöltésű detektorok több évtizedes múlttal rendelkeznek, a sokszálas proporcionális kamrák pedig a 70-es évektől meghatározó szerepet töltenek be a nagyenergiás részecskefizikai kísérletek detektorrendszereiben. A kor igényeit követve a 90-es években megjelentek az első mikrostruktúrás gázdetektorok, ezek a technológiák pedig napjainkban kezdenek beérni. Azt, hogy a GEM-ek legalább annyira forradalmasítják-e majd a detektortechnikát, mint a sokszálas proporcionális kamrák tették azt a maguk idejében, egyelőre még nehéz megmondani, de tény, hogy ezek az eszközök egyre inkább rivaldafénybe kerülnek. Ha a CMS¹ kísérlet a külső müon detektorainak GEM-alapúra történő lecserélésén gondolkodik, vagy ha az ALICE²

¹Compact Muon Solenoid

²A Large Ion Collider Experiment

kísérlet a több méter átmérőjű időprojekciós kamrájának kiolvasórendszerét szeretné a GEM technológiával feljavítani, az mindenképpen jó "ajánlólevél".

A mikrostruktúrás gáztöltésű detektorok kutatása és fejlesztése tehát sok lehetőséget tartogathat még magában. Szükség van a detektorok működését leíró jó modellekre is, ezek az eszközök a fejlesztési fázisban sok időt, energiát és pénzt megspórolhatnak. A Garfield (és még inkább a Garfield++) egy jó alap erre a feladatra és terveim szerint a folytatásban hagyományos sokszálas szerkezetek mellett ezek vizsgálatával fogok részletesen foglalkozni.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Varga Dezsőnek a munkához szükséges szakmai és elméleti háttér biztosításáért. Az elmúlt néhány évben rengeteget tanultam Hamar Gergőtől is, aki diplomamunkám átolvasásával és hasznos megjegyzéseivel tovább növelte a dolgozat színvonalát.

Köszönettel tartozom Dénes Ervinnek, Rob Veenhof-nak és Heinrich Schindlernek, akik a Garfield-dal kapcsolatos problémák orvoslásában nyújtottak segítséget. Köszönöm továbbá a REGARD csoport minden tagjának, hogy az elmúlt néhány évben együtt dolgozhattunk. Mindezeken túlmenően kitartó támogatásukért köszönettel tartozom a szüleimnek is.

A kutatást az OTKA KTIA 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-	
	szecske fajtájától függően skálázódik. Forrás: [6].	5
3.1.	Sokszorozódás az anódszál környezetében.	12
3.2.	Egy sokszálas proporcionális kamra vázlata. Két katódlemez között	
	középen vékony anódszálak találhatóak	14
3.3.	Egy sokszálas proporcionális kamra széle és egy microstrip. [13]	15
3.4.	Közeli (elektronmikroszkópos) felvételek GEM-ekről, valamint egy la-	
	vina szimuláció. [13]	16
3.5.	Néhány mikrostruktúrás gázdetektor	17
3.6.	A CCC elrendezés vázlatos szerkezete. A vastag térformáló szálak	
	(field wires, FW) és a vékony anódszálak (sense wires, SW) váltakozva	
	követik egymást egy, a katódlemezekkel párhuzamos síkban.	18
3.7.	A TCPD detektor vázlatos szerkezete. [23] A katódszálak alatt egy	
	vastag GEM réteg, ez alatt pedig egy CCC réteg található	20
5.1.	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
5.2.	A gázerősítés d_a függvényében. Mérési eredmények különböző U_f/U_s	
	feszültség-arányoknál. A katód feszültsége $-550 V \dots \dots \dots \dots$	26
5.3.	A gázerősítés az anódszál (SW) elmozdulása függvényében, valamint	
	a gázerősítés egy anódszálon, ha a szomszédos térformáló szál (FW)	
	elmozdul a helvéről. Számolt értékek	27

5.4.	Ekvipotenciális vonalak a CCC kamrában (bal oldalon), valamint erő-	
	vonalak (jobb oldalon) a detektor elemi cellájában az 5.2. fejezet ele-	
	jén megadott alapbeállítások esetén. A negatív töltések (elektronok)	
	az erővonalak mentén a $(0,0)$ pontban lévő anódszál felé sodródnak,	
	míg a pozitív töltések ezen vonalak mentén az ellenkező irányba. A	
	térformáló szálak alatt van egy kis tartomány, ahonnan az elektronok	
	begyűjtése nem lehetséges, de ez csak a teljes térfogat kevesebb, mint	
	5%-át jelenti.	. 29
5.5.	A detektor erősítése az anódszál feszültségének függvényében, külön-	
	böző térformáló szál feszültségek mellett: 0 (zöld), -100, -200, -300, -	-550
	(sárga) és -700 V (lila).	. 30
5.6.	A szimuláció és mérési eredmények összehasonlítása. Az ábrán a mé-	
	résből (meas) és szimulációból (sim) kapott áramok aránya látható a	
	szálakra kapcsolt feszültségarány függvényében. Az Fw a térformáló,	
	az SW az anódszálakat, a C pedig a távoli katódlemezt jelöli. A méré-	
	sek során tapasztalt trendet a szimulációs eredmények is visszaadták,	
	de a kettő között nagy eltérés tapasztalható, ami a lavinaszerkezet	
	becslésének pontatlanságára utal.	. 32
5.7.	Töltések eloszlása a különböző irányba indított ionok esetén. Bal ol-	
	dalon: az anódszáltól lefelé; jobb oldalon: az anódszáltól felfelé induló	
	ionok jele. A szomszédos anódszálakon kapott jel elhanyagolható mé-	
	retű, ellenben a pad-ek és a térformáló szálak is jól érzékelik egy-egy	
	lavina hatását	. 34
5.8.	Töltések eloszlása a különböző irányba indított ionok esetén. Bal olda-	
	lon: az anódszáltól balra; jobb oldalon: az anódszáltól 30°-ban induló	
	ionok jele. Az előző ábrákhoz hasonlóan a pad-ek és a térformáló szá-	
	lak itt is jól mérhető jelet adnak, míg a szomszédos anódszál továbbra	
	is érzéketlen marad	. 35
5.9.	Egy felülről érkező elektron által keltett lavina során keletkező ionok	
	és azok pályája. A bal oldali ábra az esemény során keletkező indukált	
	áramokat mutatja az anódszálon ("Group 1")	. 37

5.10. Indukált áramok a bal ("Group 2") és jobb oldali ("Group 3") térfor-	
máló szálakon. Ez az esemény több olyan iont tartalmazott, amely a	
bal térformáló szálra érkezett és csak nagyon keveset azokból, akik a	
jobb oldalira. Mindkét elektródánál összeadva a közvetlenül rá érkező	
és a többi töltés jelét azt tapasztaljuk, hogy a bal oldali térformáló	
szálon nagyobb jel mérhető, mint a jobb oldalin	8
5.11. Indukált áramok a közeli ("Group 4") és a távoli katódon ("Group	
5"). Az ionok jelentős része a távoli katódra érkezett	9
5.12. Hagyományos sokszálas proporcionális kamrában (MWPC) és a CCC $$	
detektorban kialakuló jelalakok az anódszálakon és a közeli katódon	
(a "pad"-eken). [32] Az "up" a szál fölül érkező, a "down" pedig a	
szál alól érkező elektron által keltett jel hatását jelöli 4	0

Irodalomjegyzék

[1] RD51 Collaboration:

Development of Micro-Pattern Gas Detectors Technologies http://rd51-public.web.cern.ch/rd51-public/

[2] Kiss G.:

Sokszálas proporcionális kamrák fejlesztése részecskefizikai detektorokhoz OTDK dolgozat, ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék (2011)

- [3] Garfield simulation of gaseous detectors cern.ch/garfield
- [4] K. Nakamura et al. (Particle Data Group): The Review of Particle Physics. Phys. G 37, 075021 (2010)

http://pdg.lbl.gov/

- [5] W. Blum, W. Riegler, L. Rolandi: Particle Detection with Drift Chambers Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2008)
- [6] http://pamela.physik.uni-siegen.de/pamela/thumbnails/bethe_thumb. jpg
- [7] J. D. Jackson:
 Classical electrodynamics
 (John Wiley & Sons, Inc. (1962), p 494-499

[8] T. Fukuda:

The Nuclear Emulsion Technology and the Analysis of the OPERA Experiment Data

arXiv:0910.3274v1 [hep-ex] (2009)

[9] F. Siklér, S. Szeles:

Optimized differential energy loss estimation for tracker detectors arXiv:1111.2491v1 [physics.data-an] (2011)

[10] F. Sauli:

Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976 (1977)

[11] S. Afanasev et al.:

The NA49 large acceptance detector. Nucl. Instr. Meth. A430 210. (1999)

[12] F. Sauli:

Gem: A new concept for electron amplification in gas detectors Nucl. Instr. & Meth. A, vol. 386, issues 2–3, 21/2/1997

[13] S. D. Pinto:

RD51, an R&D collaboration for micropattern gaseous detectors Invited contribution to the XLVII international winter meeting on nuclear physics, Bormio (2009) arXiv:0907.2673v2

[14] A.Breskin et. al.:

A Concise review on THGEM detectors. Nucl. Instr. and Meth. A **598** (2009) 107-111

[15] F.Sauli:

Micro pattern gas detectors Nucl. Instr. and Meth. A **477** (2002), 1-7.

[16] D. Varga, G. Hamar, G. Kiss:

Asymmetric Multi Wire Proportional Chamber With Reduced Mechanical Tolerances

NIM A 648, 163-267. (2011)

- [17] 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.
- [18] N. Smirnov et al.: Very high momentum PID in ALICE at the LHC Nucl. Instrum. Meth. A 617, p424-429, 2009
- [19] 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.
- [20] Oláh L.:

Földalatti üregek vizsgálata kozmikus részecskék segítségével OTDK dolgozat, ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék (2011)

- [21] NA61/SHINE Collaboration (Andras Laszlo for the collaboration): The NA61/SHINE Experiment at the CERN SPS Nucl.Phys. A830 (2009) 559C-562C
- [22] Márton K.:

Időprojekciós kamra prototípusának építése a CERN NA61 kísérlethez OTDK dolgozat, ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék (2011)

[23] G. Hamar, D. Varga:

High Resolution Surface Scanning of Thick-GEM for Single Photo-ELectron Detection

NIM (előkészületben)

- [24] Garfield simulation of gaseous detectors cern.ch/garfield
- [25] S. Mukhopadhyay, N. Majumdar: A study of three-dimensional edge and corner problems using the neBEM solver Engineering Analysis with Boundary Elements 33 (2009) 105–119
- [26] Magboltz transport of electrons in gas mixtures cern.ch/magboltz
- [27] ROOT A Data Analysis Framework http://root.cern.ch/drupal/

- [28] Garfield++ simulation of tracking detectors http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/
- [29] KFKI RMKI Grid Szolgáltatások http://grid.kfki.hu/grid/index_hu.html
- [30] J. A. Hornbeck: The drift velocities of molecular and atomic ions in Helium, Neon and Argon Phys. Rev. 84 (1951) 615-620.
- [31] E. C. Beaty:
 Proc 5th International conference on ionisation phenomena in gasses München (1961)
 Phys. Rev. 170 (1968) 116.
- [32] D. Varga, G. Hamar, G. Kiss, Gy. Bencédi: Close Cathode Chamber: Low material budget MWPC NIM (előkészületben)