

Időprojekciós kamra prototípusának építése a CERN NA61 kísérlethez

BSc Szakdolgozat

Márton Krisztina

Fizika BSc III.

ELTE TTK

Témavezető:

dr. Varga Dezső

ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

Budapest

2010

Tartalomjegyzék

Bevezetés	2
1. Gáztöltésű detektorok	4
1.1. Bevezetés	4
1.2. Töltött részecskék ionizációs energia-leadása	5
1.3. Gáztöltésű számlálók	7
1.4. Sokszálas proporcionális kamra	8
2. Időprojekciós kamra	10
2.1. Az időprojekciós kamra felépítése	10
2.2. Az időprojekciós kamra szál-rendszere	11
2.3. Az időprojekciós kamrában használt gáz tulajdonságai	13
3. Centralitás detektor a CERN NA61 kísérletéhez	14
3.1. A CERN NA61 kísérlete	14
3.2. Az NA61 kísérletben vizsgált ütközések	15
3.3. A tervezett centralitás detektor	16
4. A centralitás detektor prototípus működésének vizsgálata	19
4.1. Tesztmérés a CERN-ben	19
4.2. A mérési adatok feldolgozása	21
4.3. A jó trackek meghatározása a illesztett egyenestől való eltérés alapján	23
4.4. A kamra torzításmentes részének meghatározása	26
4.5. Az irányeloszlás vizsgálata	28
4.6. A driftsebesség vizsgálata	30
4.7. A céltárgyról visszaszóródó részecskék detektálása	32
5. Összefoglalás, további tervek és kitekintés	34

Bevezetés

A részecskefizika a múlt század folyamán hatalmas fejlődésen ment keresztül, mind kísérleti, mind elméleti szempontból. Az egyre nagyobb gyorsítók építésével újabb és újabb részecskéket fedeztek fel, aminek hatására az anyag felépítéséről alkotott elképzelésünk egyre pontosabbá vált. Ma már tudjuk, hogy az atomok atommagból és elektronokból épülnek fel, az atommagok protonokat és neutronokat (közös néven nukleonokat) tartalmaznak, a nukleonok pedig kvarkokból állnak. A Standard Modell szerint a kvarkok és az elektron tovább már nem osztható, úgynevezett elemi részecskék.

A Standard Modell sikeresen leírja a 3 alapvető kölcsönhatást (erős, gyenge és elektromágneses; a gravitációs kölcsönhatással nem foglalkozik). A modell szerint a kölcsönhatások helyi szimmetriákból erednek, forrásuk valamilyen töltés, és bozonok közvetítik őket. Az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatásnak már létezik egyesített elmélete, ez az úgynevezett elektrogyenge elmélet. Az erős kölcsönhatást a kvantumszíndinamika (QCD) tárgyalja. A kölcsönhatás tulajdonságainak kísérleti vizsgálatával számos nagy kísérlet foglalkozik.

Az NA61/SHINE (SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment, SPS Nehézion és Neutrínó Kísérlet) a CERN SPS (Super Proton Synchrotron) gyorsítójánál egy fix céltárgyas kísérlet. A kísérlet a proton-proton, proton-atommag, hadron-atommag, valamint atommag-atommag ütközések során keletkező hadronokat vizsgálja. Célja többek között az erős kölcsönhatás tulajdonságainak pontosabb megismerése, például az elméleti számítások által jóslott fázisátalakulás kritikus pontjának meghatározása.

Az NA61 kísérlethez tervezett centralitás detektor egy kis időprojekciós kamra (Time Projection Chamber, TPC), ami közvetlenül a céltárgy körül fog elhelyezkedni. A TPC a rajta áthaladó részecske pályájáról egy 3 dimenziós képet ad. Az időprojekciós kamra előnye még, hogy nagy nyomvonal-sűrűségű környezetben is jól használható, valamint a pályamérés mellett az ionizációs energiaveszteség mérésére is alkalmas. A centralitás detektor feladata a targetról visszaszóródó, kis impulzusú részecskék detektálása, valamint a

hatótávolságuk és a differenciális energia-leadásuk mérése, aminek köszönhetően a kamrán áthaladó részecskék energiája és típusa meghatározható lesz.

A centralitás detektor prototípusát Varga Dezső vezetésével építettük meg a REGARD (RMKI ELTE Gaseous detector Research and Development, RMKI/ELTE Gáztöltésű detektorok kutatás-fejlesztése) csoporttal 2009 nyarán. A prototípus működését az RMKI (Részecske- és Magfizikai Kutató Intézet) épületében egy béta-forrás segítségével, majd egy CERN-beli mérés során nagyenergiás töltött hadron-nyalábbal (5 GeV-es pion-nyaláb) teszteltük.

A dolgozatomban a tesztmérés során felvett adatok analízise alapján vizsgálom a prototípus működését. Az alapvető célom annak a bemutatása, hogy az általunk épített TPC jól működik, a kamra egész térfogatában alkalmas a részecskedetektálásra.

1. fejezet

Gáztöltésű detektorok

1.1. Bevezetés

A részecskék detektálása és azonosítása, azaz a tömegük és töltésük meghatározása, a nagyenergiás fizikában különösen fontos feladat. Napjaink detektorfejlesztéseinek eredményeképpen, a részecske vagy sugárzás által okozott szinte bármilyen ismert fizikai hatás kihasználható detektálásra. A legtöbb esetben a vizsgált effektus a részecske által létrehozott ionizáció, ahol a szabaddá vált töltések összegyűjthetők és sokszorozhatók, valamint a keltett elektromágneses sugárzás, ami detektálható jellé alakítható. A semleges részecskék így csak indirekt módon vizsgálhatók, hiszen először valamilyen kölcsönhatás során töltött részecskét kell létrehozniuk, ami már mérhető lesz az előbbi módszerekkel.

Az ionizáló sugárzás detektálására egyik gyakran használt eszközök a gáztöltésű detektorok, amik a múlt század folyamán jelentős fejlődésen mentek keresztül. Az 1900-as évek elején *Rutherford* és *Geiger* által épített ionizációs kamra tekinthető lényegében az első proporcionális számlálónak, majd az 1912-ben *Wilson* által kidolgozott ködkamrával a részecskék pályája nyomon követhetővé, és így mérhetővé is vált. Az 1950-es években további nyomkövető detektorok is megjelentek, például *Glaser* buborékkamrája, vagy *Shuji Fukui* japán fizikus szikrakamrája.

A töltött részecskék detektálását 1968-ban forradalmasította *Georges Charpak* sokszálas proporcionális kamrájának megjelenése, ami néhány éven belül szinte teljesen átvette az addig használt szikrakamrák helyét a fix céltárgyas és az ütköztetős kísérletekben is. Számos előnnyel rendelkezett a korábbi detektorokhoz képest: gyorsabb, pontosabb helymérést tesz lehetővé, jobb az időfelbontása, nagy területek lefedésére is alkalmas, valamint kicsi az anyagigénye.

A következő nagy változás 1974-ben következett be, a *David Nygren* által épített időprojekciós kamrával. Az ötlet lényege az volt, hogy a sokszálas proporcionális kamráknál megszokott, néhány centiméteres gázvastagságot egy nagyobb térfogattal helyettesítette, amiben állandó elektromos teret alakított ki. Az ionizáció során keletkező elektronok ennek hatására a kamra egyik végén található szálsík felé sodródni, ahol így két koordinátájuk meghatározható lesz. A szálsíkra merőleges, harmadik koordinátát a sodródás ideje adja meg. [1] Így az időprojekciós kamra egy háromdimenziós képet ad a részecske pályájáról, valamint az ionizációs energiaveszteség mérésével a részecskeazonosításban is fontos szerepe van. Mivel nagy nyomvonal-sűrűségű környezetben is jól használható, ezért nehézion-ütköztetéseknél is szívesen alkalmazzák.

Az első nagy időprojekciós kamrát a PEP-4 detektorban használták a SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) gyorsító PEP tárológyűrűjében, ahol 29 GeV energiájú elektron-pozitron ütközéseket vizsgáltak. Később nagyobb elektron-pozitron gyorsítók (Tristan és LEP) kísérletei is TPC-eket alkalmaztak a részecskék pályájának meghatározására. [2] Az időprojekciós kamrák a nagy nehézion-ütköztetőkben is fontos szerepet kaptak. Néhány fontosabb példa a RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) STAR detektora, a CERN SPS gyorsítójánál az NA49, később az NA61 TPC-i, valamint a CERN LHC (Large Hadron Collider) gyorsítójának ALICE kísérlete. [3]

1.2. Töltött részecskék ionizációs energia-leadása

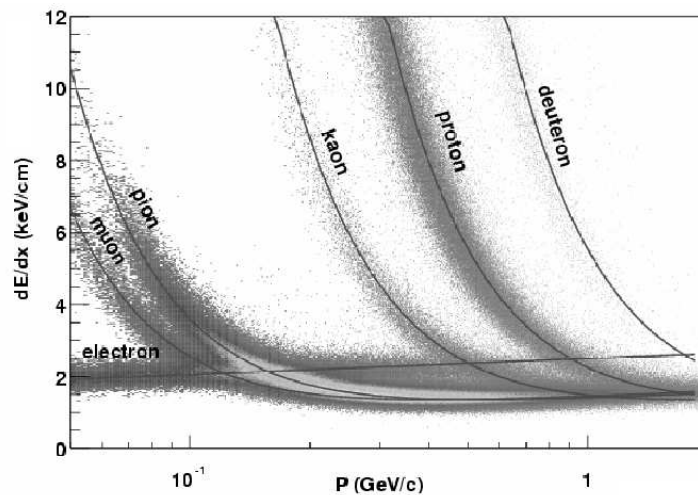
Ha egy gyors töltött részecske valamilyen közegen halad keresztül, többféle módon is kölcsönhatásba léphet vele. Ezek közül a legjelentősebb és legáltalánosabban kihasznált az elektromágneses kölcsönhatás, ami során a közeg atomjai gerjesztődhetnek és ionizálódhatnak. A töltött részecskék ionizációs energiaveszteségét a relativisztikus kvantummechanika alapján *Bethe* és *Bloch* tanulmányozták. Az általuk levezetett képlet alapján az egységnyi hosszon leadott energia várható értéke az (1.1) képlet alapján számolható ki.

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{2\pi N z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{Z_k \rho_k}{A_k \beta^2} \left\{ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I^2 (1 - \beta^2)} E_{kin}^{max} - 2\beta^2 - \delta \right\} \quad (1.1)$$

A képletben N az Avogadro-szám; e az elemi töltés; $m_e c^2$ az elektron nyugalmi energiája; z a részecske ionizáció-foka (azaz a töltése), $\beta = \frac{v}{c}$ a részecske sebessége (fénysebesség-egységekben mérve); Z_k , ρ_k , A_k a közeg rendszáma, sűrűsége, tömegszáma, I a közeg átlagos ionizációs energiája, δ pedig a polarizáció miatti sűrűségkorrekció. E_{kin}^{max}

az egyes ütközések során lehetséges maximális energiaátadás, ami a következőképpen számítható: $E_{kin}^{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2}$. Az (1.1) egyenlet mindkét oldalát leosztva a közeg sűrűségével, megkaphatjuk a specifikus (vagy másnéven fajlagos) energiaveszteséget.

A Bethe-Bloch formula alapján a differenciális energiaveszteség csak az ionizáló részecske sebességétől függ. Az energia-leadás a sebesség függvényében először gyorsan csökken, majd körülbelül $\beta = 0,97$ -nél konstanssá válik. Ehhez az állandó energiaveszteséghez tartozó tartomány a minimumionizáló tartomány. A részecske sebességének további növekedésével az energia-leadás értéke is növekszik (a logaritmikus tag miatt). Nagy energiákon, a közeg polarizálódása miatt, a relativisztikus növekedés mértéke lecsökken, az energia-leadás szaturálódik.



1.1. ábra. A STAR időprojekciós kamrájával mért ionizációs energiaveszteség az impulzus függvényében [4]

Az 1.1 ábrán a RHIC STAR detektorának időprojekciós kamrájával mért energiaveszteség látható az impulzus függvényében [4]. A különböző részecskékhez tartozó mérési pontok jól elkülöníthetők, így a Bethe-Bloch formula alapján a részecskék típusa meghatározható.

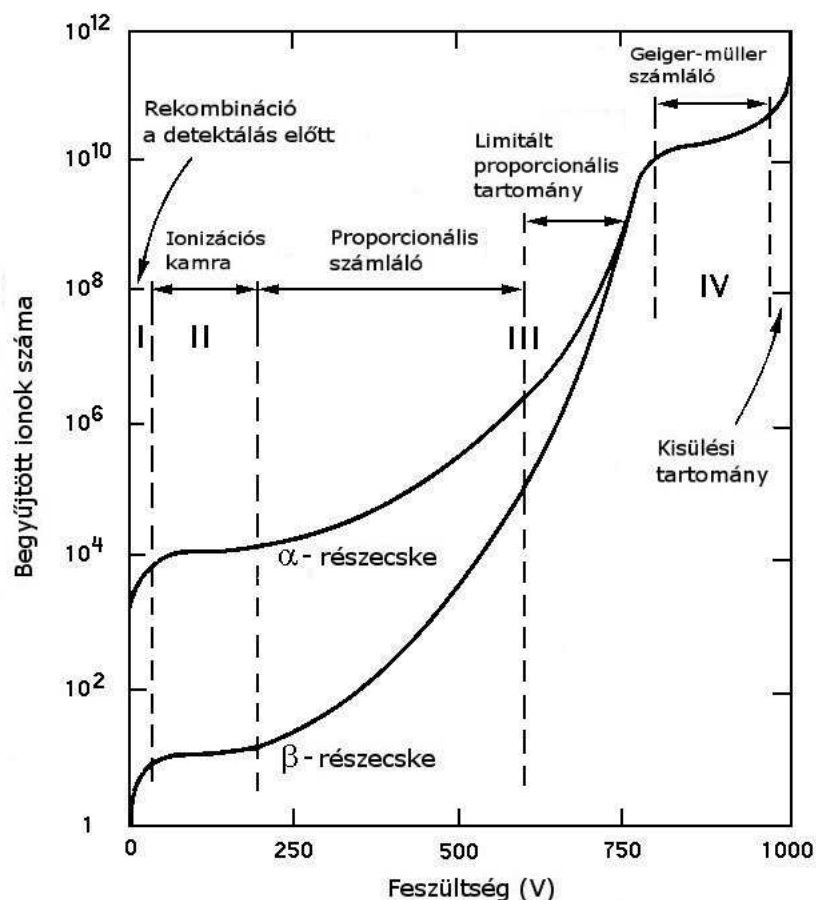
A Bethe-Bloch formula a töltött részecskék átlagos energiaveszteségét adja meg. Az átlag körüli fluktuációk a Landau-eloszlást követik. [5]

1.3. Gáztöltésű számlálók

A gáztöltésű számlálón keresztülhaladó ionizáló részecske hatására a gázban elektronok és pozitív ionok jelennek meg. Ha a keletkező elektronok elegendően nagy kinetikus energiával rendelkeznek, akkor további atomokat ionizálhatnak. Ennek eredményeként a folyamat végén az elektron-ion párok száma sokkal nagyobb lehet, mint az elsődleges ionizáció. Ha az elektronokat megfelelően nagy elektromos térrel gyorsítjuk, akkor elérhető, hogy két ütközés között az ionizációhoz szükséges energiát tudjanak felvenni, aminek hatására egy elektron-lavina tud kialakulni.

A gáztöltésű számlálókbán az anódszál és a katód közé kapcsolt feszültség olyan, hogy az ionizáció során keletkező elektronok az anódszál felé (a pozitív ionok pedig a katód felé) fognak sodródni. Az elektromos térerősség az anódszál mentén a legnagyobb, a száltól távolodva pedig gyorsan, $1/r$ -rel csökken. Emiatt a száltól távol az elektromos tér csak az elektronok sodródását irányítja, egy adott távolságon belül viszont elég erőssé válik ahhoz, hogy beindulhasson a sokszorozódás. Ekkor egy csepp-alakú, exponenciálisan növő lavina alakul ki, ami az egyre nagyobb sokszorozásnál egyre jobban körülöleli az anódszálat. Így az elektronok végül összegyűjtődnek a szálon, a pozitív ionok pedig lassan elsodródnak a katód irányába, ami után a számláló jele kiolvashatóvá válik.

A detektált töltés nagyságának az anódszál és a katód közé kapcsolt feszültségtől való függését az 1.2 ábra mutatja. Nagyon alacsony feszültség esetén az elektronok nagy része rekombinálódik az ionokkal, mielőtt elérné az anódszálat. Kicsit nagyobb feszültségeknél a térerősség elegendően nagy lesz ahhoz, hogy az ionizáció során keletkező összes elektront begyűjtsük, de nem elegendően nagy a sokszorozódáshoz. Ezt nevezük ionizációs kamrának. A feszültséget tovább növelve, egy küszöbérték felett a szál közelében már be tud indulni sokszorozódás. Ha a detektált jel arányos a részecske energiájával, akkor proporcionális számlálóról beszélünk. Egyre nagyobb feszültségeken ez az arányosság fokozatosan megszűnik, és végül a detektált jel független lesz a kezdeti ionizációtól. Geiger-Müller számláló esetén az egyre jelentősebbé váló foton emisszió miatt további lavinák alakulnak ki a detektorban, amik végül az anódszálat a teljes hossza mentén körülölelik. [6]



1.2. ábra. A gáztöltésű számlálók üzemmódjai [6]

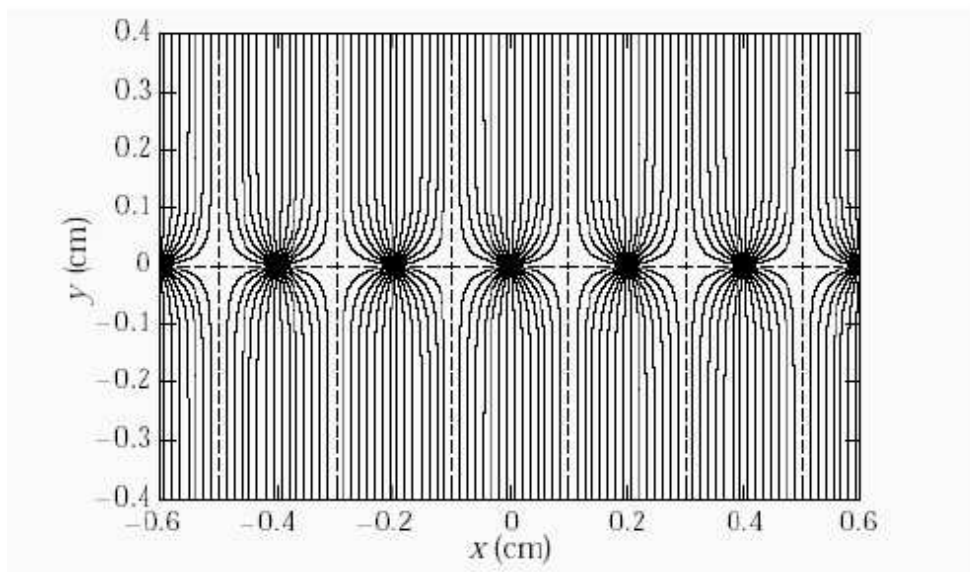
1.4. Sokszálas proporcionális kamra

A proporcionális számláló a sugárzás energiavesztésének mérésére jól használható, azonban a részecskék pályájának lokalizálására nem alkalmas. A sokszálas proporcionális kamrák esetén a két katódlemez között több anódszál fut párhuzamosan, egymástól azonos távolságokra. Az egyes szálak közel független proporcionális számlálókként működnek.

A kamrában kialakuló elektromos térerősség az 1.3 ábrán látható. Az ionizáció során keletkező elektronok ennek hatására a megfelelő anódszálak felé sodródnak, a szálakhoz közel sokszorozódnak. A keletkező ionfelhő tükröltése pedig megjelenik a katódon, így ez is kiolvashatóvá válik. Az anódszálakon kialakuló jelet a szálak két végén kiolvastva, a mért töltések arányából a részecskék szálak menti, abból, hogy melyik szálon jelent meg a jel, pedig a szálakra merőleges koordinátája meghatározható. A felbontás a szálakra

merőleges irányban a szálak távolságával arányos, a száltávolság csökkentésével csak egy bizonyos mértékig javítható. A felbontást az ionizációs elektronok diffúziója, valamint az ionizálás ingadozásai korlátozzák.

Jobb helyfelbontás a katódok szegmentálásával érhető el. A szegmensek általában merőlegesek az anódszálakra, de bármilyen tetszőleges felosztás is lehetséges. Ezek jelét kiolvasva a részecske helyének meghatározása pontosabbá válik. [6]



1.3. ábra. A sokszálas proporcionális kamrában kialakuló térerősség [7]

2. fejezet

Időprojekciós kamra

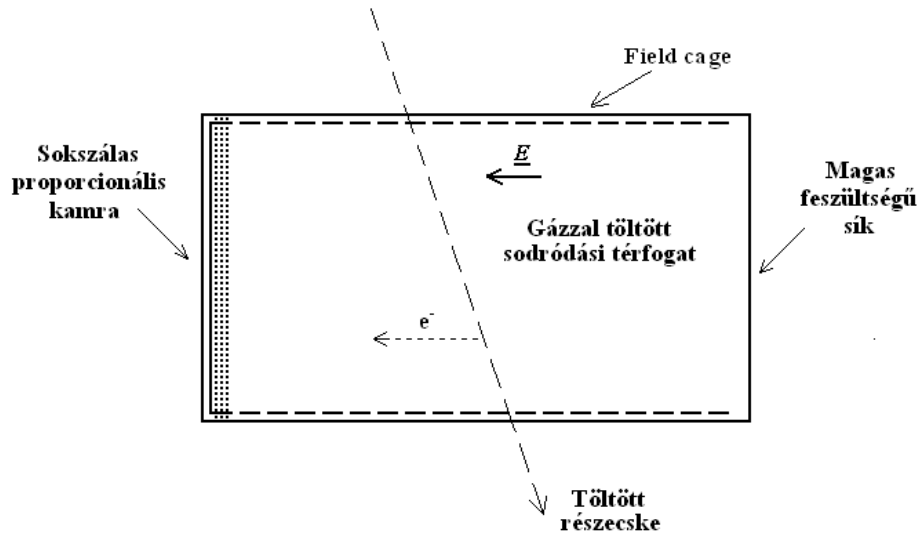
2.1. Az időprojekciós kamra felépítése

Az időprojekciós kamra a sokszálas és a sodródási kamrákat egyesíti, és így egy háromdimenziós képet ad a részecske pályájáról. Ez a háromdimenziós lokalizáció teszi nagyon hasznossá a TPC-ket töltött részecskék pályájának meghatározásában, akár nagy nyomvonal-sűrűségű környezetben is, valamint a részecskék azonosításában az ionizációs energiaveszteség mérésén keresztül.

Az időprojekciós kamra felépítése a 2.1 ábrán látható. A gázzal töltött, nagy sodródási térfogatot egy (esetleg több) sokszálas proporcionális kamra zárja le. A kamrán áthaladó töltött részecskék ionizációja során keletkező elektronok a homogén elektromos tér hatására a szálak felé kezdenek sodródni, ahol az érzékelő szálak (sense wire) körül lavinát fognak kialakítani. A szálak mentén a lavina helyét a katód szegmentálásával, úgynevezett pad-ekre osztásával tudjuk meghatározni. A pad-ek jeléből és a sodródás idejéből a részecske pályájáról egy három-dimenziós képet kapunk. Emellett a szálak kiolvasásával a fajlagos energia-leadás is mérhetővé válik.

Az elektronok állandó sebességű sodródása a megfelelő gázzal, valamint a kamrában kialakított homogén elektromos térrel érhető el. A homogén elektromos teret a kamra szélén található osztólánc (field cage) alakítja ki. A field cage megépítésénél több dolgot is figyelembe kell venni, például minél vékonyabbnak kell lennie, hogy a részecskéknek minél kevesebb anyagon kelljen áthaladniuk, másrészt fontos, hogy mechanikailag is stabil legyen. A TPC-ket sokszor homogén, az elektromossal párhuzamos mágneses térbe helyezik. Ez több dolog miatt is hasznos. Egyrészt így a töltött részecskék pályájának gör-

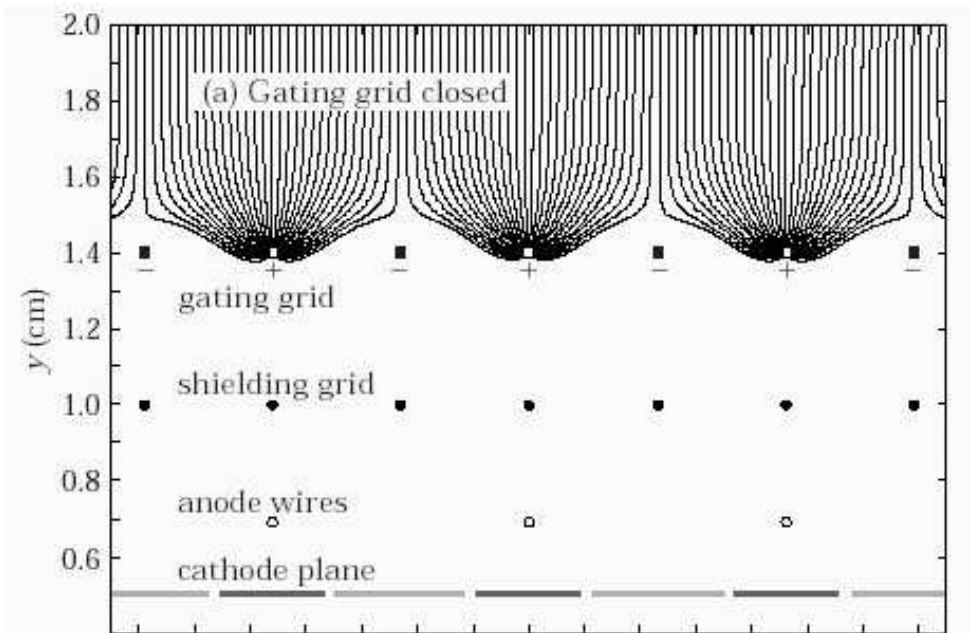
bületéből azok impulzusa meghatározható lesz, másrészt pedig így az elektronok driftelése során bekövetkező oldalirányú diffúzió mértéke csökkenthető. [8]



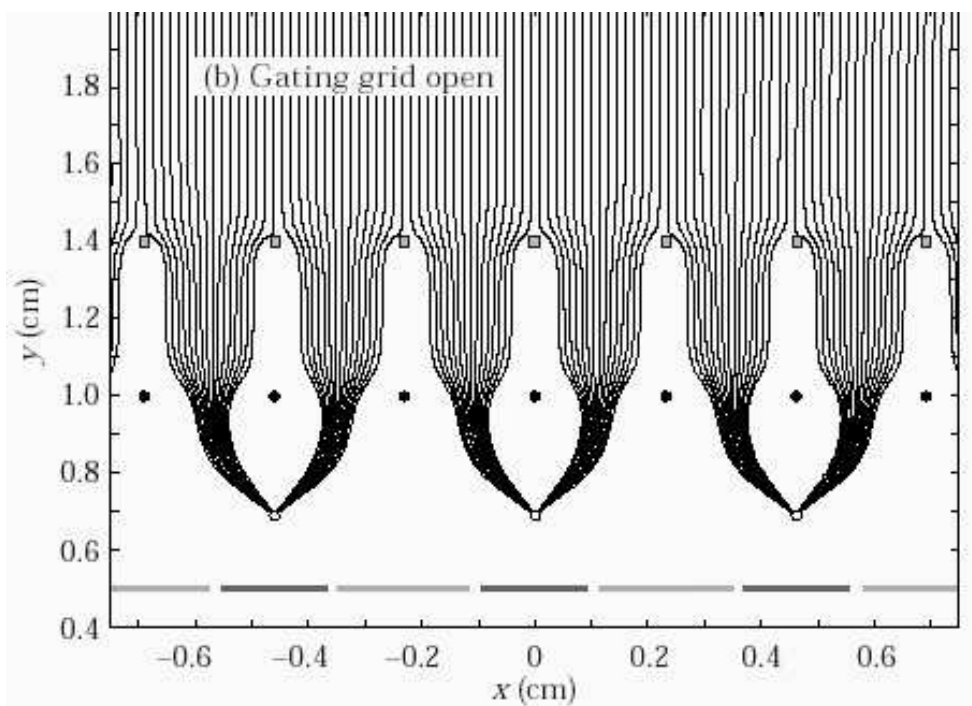
2.1. ábra. Az időprojekciós kamra főbb alkotórészei

2.2. Az időprojekciós kamra szál-rendszere

Az elektronok sokszorozódása során nagyon sok töltés jelenik meg a kamrában, amik megváltoztathatják a kamrában szükséges homogén elektromos teret. Ezért az alsó szál-sík fölé, ami felváltja tartalmazza az érzékelő (sense wire) és a megfelelő tér kialakításáért felelős szálakat (field wire), egy másik, árnyékoló szál-síkot (ez definiálja a nulla potenciált), efölé pedig egy kapuzó rácsot helyeznek el. Ha a kapuzó rács szálaira váltakozó előjelű feszültséget kapcsolunk, akkor a kapu zárva van (2.2 ábra). Ekkor a sodródó elektronokat a kapuzó rács gyűjti össze, az árnyékoló rács pedig lezárja a sodródási régiót. Így a kiolvasás ideje alatt, amikor a kapu zárva van, nem történik sokszorozódás, és nem keletkeznek ionok. Amikor egy részecske, amit detektálni szeretnénk, áthalad a kamrán, egy triggerjel hatására a kapu kinyílik, és az elektronok, a kapun áthaladva, az anód-szálakon sokszorozódnak (2.3 ábra). A lavinákban keletkező pozitív ionokat a jól szegmentált katódlapok detektálják, ami pontos helymérést tesz lehetővé. A kapuzó rács ismételt bezárása megakadályozza, hogy a lassú pozitív ionok a drift térfogatba jussanak. [7]



2.2. ábra. A szálak környékén kialakuló térerősség a "kapu" zárt állapotában [7]



2.3. ábra. A szálak környékén kialakuló térerősség a "kapu" nyitott állapotában [7]

2.3. Az időprojekciós kamrában használt gáz tulajdonságai

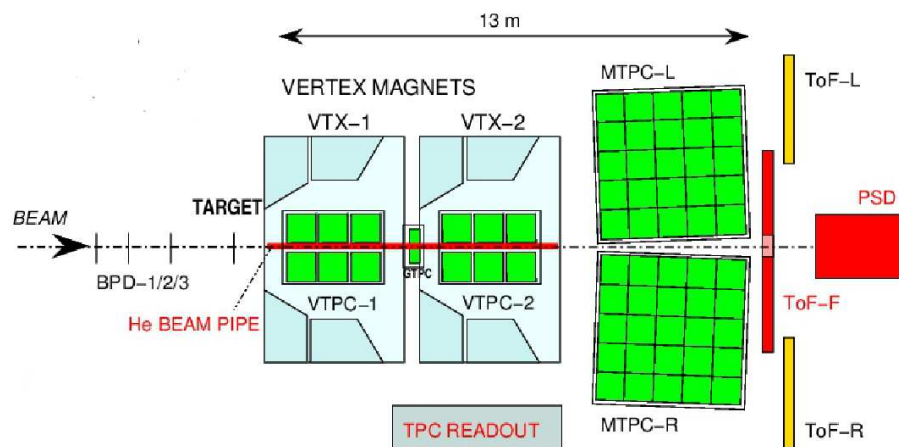
A kamrában alkalmazott gáz általában nemesgáz (pl. argon, neon) és valamilyen kis mennyiségű adalékanyag keveréke. A nemesgázok előnye, hogy az elektronok főleg rugalmasan tudnak ütközni velük, így alacsonyabb feszültség is elegendő a sokszorozódáshoz. Az adalékanyagra azért van szükség, hogy a lavinában keletkező UV fotonokat elnyeljék, így megakadályozzák, hogy szikra alakulhasson ki a kamrában. Az adalékok általában valamilyen nagy, összetett molekulák, (pl. C_3H_8 , C_4H_{10} , CO_2).

A kamrát általában vékony, kettős fal veszi körül. A két fal között megfelelő gázt, például nitrogént áramoltatva, elérhető, hogy a falon keresztül diffúzióval csak kevés oxigén jusson be a kamrába. Ez azért fontos, mert az elektronok az oxigénnel találkozáskor negatív ionokat képeznek, így a szabad elektronok száma lecsökken. Az ilyen típusú, vékony falú kamrákban a gáz nyomása körülbelül megegyezik a külső légnyomással. A ritkábban használt vastagabb falú kamrák esetén azonban a belső nyomás a kinti többszöröse is lehet. Ennek előnye, hogy a nyomással arányosan növekszik a keletkező elektronok száma. [9]

3. fejezet

Centralitás detektor a CERN NA61 kísérletéhez

3.1. A CERN NA61 kísérlete



3.1. ábra. Az NA61 kísérlet jelenlegi detektorai [10]

Az NA61/SHINE a CERN SPS gyorsítójánál egy fix céltárgyas kísérlet. Célja a proton-proton, proton-atommag, hadron-atommag, valamint atommag-atommag ütköztetések során keletkező hadronok vizsgálata, az ütközés középponti energiájának, a nyaláb típusának, valamint a céltárgy tömegszámának függvényében. [11] 14 ország és 24 intézmény körülbelül 120 fizikusa dolgozik az NA61-ben Marek Gazdzicki vezetésével. Az LHC (Large Hadron Collider) elindulásáig ez volt a CERN második legnagyobb kísérlete.

Az NA61 detektorainak nagyrészt elődjétől, az NA49 kísérlettől örökölte. Az NA49 kísérlet részletes leírása a [12]-ben olvasható. A jelenlegi detektorok elhelyezkedését a 3.1 ábra mutatja. A fő detektor 4 darab, nagy térfogatú időprojekciós kamra, amik a vizsgált reakciók során keletkező töltött részecskék közel 70% -át képesek detektálni. Ezek közül kettő, az úgynevezett vertex TPC-k (az ábrán VTPC-1 és VTPC-2) a két szupravezető mágnes (VTX-1 és VTX-2) mágneses terében vannak, a másik kettő pedig (MTPC-L és MTPC-R) a mágnesek mögött, a nyaláb irányára szimmetrikusan helyezkedik el. Egy ötödik, kis időprojekciós kamra, az úgynevezett gap-TPC található a nyaláb vonalán, a két vertex TPC között. Ezeken kívül a kísérleti összeállítás része még három repülési idő detektor (ToF-L, ToF-R és ToF-F), amikkel körülbelül 60 ps -os időfelbontás érhető el. [10]

3.2. Az NA61 kísérletben vizsgált ütközések

Az NA61 kísérletben vizsgált ütköztetések három csoportra oszthatók. Az atommag-atommag ütköztetések célja a fluktuációk és a hosszútávú korrelációk kimérése, az erősen kölcsönható anyag kritikus pontjának vizsgálatának céljából. A proton-proton és proton-atommag ütköztetések referencia adatokat szolgáltatnak az atommag-atommag reakciók jobb megértéséhez. Az ütköztetések harmadik csoportja pedig a hadron-atommag ütköztetések.

A kvarkbezárás jelensége miatt, a hadronok között nincsenek olyanok, amik egyedi kvarkokat tartalmaznának. A legegyszerűbb hadronok a két kvarkból (pontosabban egy kvarkból és egy antikvarkból) álló mezonok, de ezek nem stabilak. Technikailag a protont tekinthetjük "stabil elemi" hadronnak, jóllehet ebben is három valenciakvark található.

Ha tehát elemi hadron-hadron ütközésről beszélünk, akkor is sok kvark ütközik sok kvarkkal. Erre a kölcsönhatásra az NA49/NA61 kísérlet által használt energiákon, az erős kölcsönhatás nagyon nagy csatolási állandója miatt a kvantum-színdinamika nem tud jóslatot adni. Az 1970-1980-as években nagyon sok fenomenologikus elmélet született az ilyen folyamatok megértésére, több-kevesebb sikerrel.

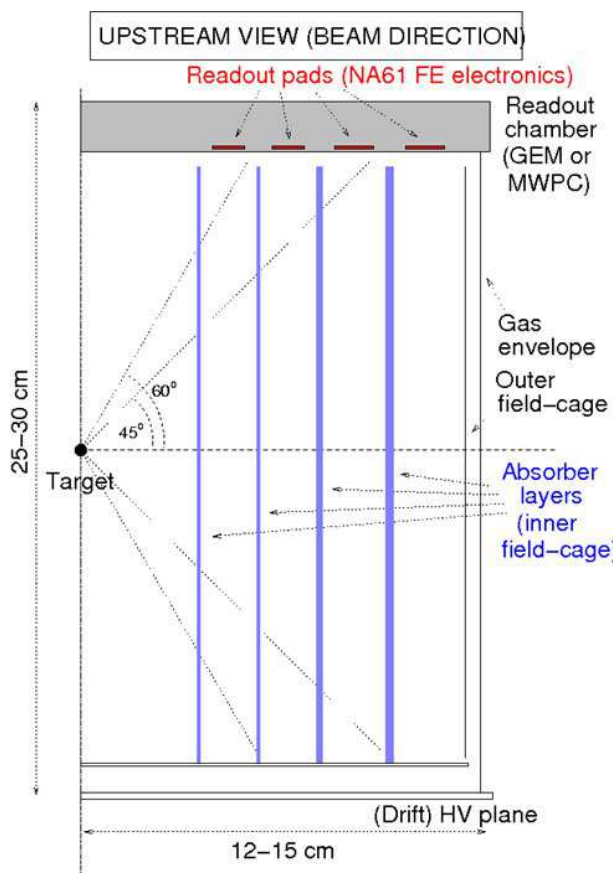
Egy hadron-atommag ütközést úgy képzelhetünk el, mintha a beérkező hadron először eltalálna egy nukleont, majd továbbhaladna, és közben újabb és újabb nukleonokat találna el (ólom céltárgy esetén átlagosan 5-öt). A folyamat végén ismét stabil hadronok keletkeznek. Ez lehetőséget ad arra, hogy közvetlenül az "első ütközés" után keletkező hadronokat

vizsgáljuk, hiszen a "második" ütközés érzékeny az "első ütközés" utáni állapotra. Az egyes fenomenologikus modellek nagyon különböznek egymástól, még abban is, hogy van-e egyáltalán értelme egyedi ütközésekről beszélni a beérkező hadron és az atommag nukleonjainak találkozásakor. A hadron-atommag ütközések tehát a fenomenologikus leírások (pl. parton-modell alkalmazhatósága ezeken a kis energiákon) nagyon erős ellenőrzési lehetőségét jelentik.

A hadron-atommag ütközések fontosak még két másik szempontból is. Ezek egyike az atommag-atommag ütközésekkel való összehasonlítás, ahol az "elemi" hadron-hadron ütközések nem elegendőek minden folyamat megértéséhez (legfontosabb a fent említett egymás után többször való ütközés hatása). A másik szempont, hogy hadron-atommag ütközések zajlanak le a magaslégkörben, amikor nagy energiás kozmikus részecskék érik el a Földet. Az ezekben a folyamatokban keletkező neutrínók száma kritikus a neutrínó-oszcilláció vizsgálatának szempontjából. Az erre specializált kísérletek, mint a T2K neutrínó-kísérlet, valamint a Pierre Auger Observatórium és a KASCADE kozmikus sugárzást vizsgáló kísérlet számára tehát fontos ismerni a hadron-atommag kölcsönhatásokban keletkező stabil részecskéket.

3.3. A tervezett centralitás detektor

Az NA61 kísérlethez tervezett centralitás detektor egy kis időprojekciós kamra, ami közvetlenül a céltárgy körül fog elhelyezkedni, a nyaláb vonalára szimmetrikusan. A detektor a céltárgyból, azaz az atommag "szétrobbanásából" származó lassú részecskéket fogja detektálni. Feladata a hadron-atommag ütközések során a keletkező alacsony impulzusú részecskék azonosítása és energiájuk mérése, az atommag-atommag ütközések során pedig a visszaszóródó részecskék multiplicitásának vizsgálata lesz. A visszaszóródó részecskék mérésének a hadronikus kölcsönhatások vizsgálata szempontjából az a legfontosabb motivációja, hogy az ilyen részecskék száma érzékeny a proton-atommag kölcsönhatás centralitására. Azaz, ha az ütközés centrális, vagyis ha a proton középen találja el az atommagot, akkor több kisenergiás részecske keletkezik, ha pedig perifériális, vagyis ha az atommag "szélét" találja el, akkor kevesebb. Siklér Ferenc összefoglaló munkájában [13] kísérleti szempontból vizsgálja azt a kérdést, hogy a fenti fogalmak mennyire használhatóak a proton-atommag szórásfolyamatban, és milyen összefüggés van a részecskeszám és a centralitás között.

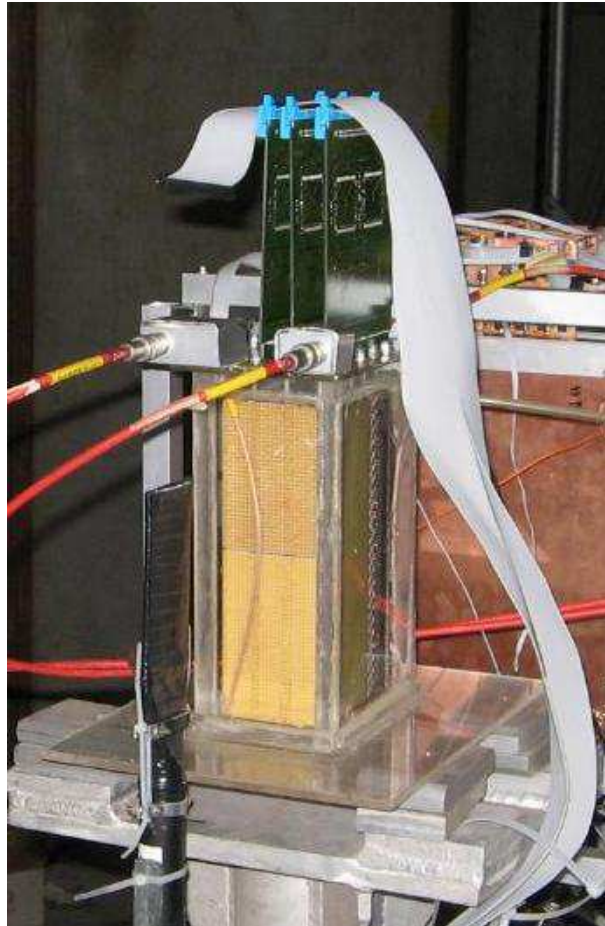


3.2. ábra. A tervezett centralitás detektor felépítése [14]

A tervezett detektor felépítésének vázlatát a 3.2 ábra mutatja. A kiolvasó kamra a drift térfogat felső részén található, az ionizáció során keletkező elektronok a függőleges elektromos tér hatására ide fognak sodródni. A kamra tetején a pad-ek több sorban helyezkednek el, ezeket az NA61 kísérlet többi időprojekciós kamrájánál is használt, időmérésre is alkalmas elektronikával olvassuk ki. A sodródási térfogatban a pad-sorok között abszorber síkok találhatók, amik a kamrán áthaladó alacsony impulzusú részecskék egy részét elnyelik. A differenciális energiavesztés és a hatótávolság (azaz hogy hányadik rétegig jutott el a részecske) méréséből a részecskék energiája és típusa meghatározható lesz, felhasználva, hogy a Bethe-Bloch görbe alapján egy adott hatótávolságú részecske annál nagyobb ionizációjú, minél nagyobb a tömege.

A centralitás detektor prototípusát tavaly ősszel építettük meg Varga Dezső vezetésével a REGARD csoporttal. A kiolvasó detektor egy sokszálas proporcionális kamra. A pad-ek 3 sorban helyezkednek el, mindegyik sorban 32 darab, 2,5mm x 8mm nagyságú pad van.

A detektálási síkok távolsága 2 cm. A sodródási régió hossza 17 cm, a kamra fala pedig mylar-fóliából készült. Az épített prototípus a 3.3 ábrán látható. A prototípus működését az RMKI-ban egy béta-forrás segítségével, majd egy CERN-beli tesztmérés során nagyenergiás töltött hadron-nyalábbal (5 GeV-es pion-nyaláb) vizsgáltuk.



3.3. ábra. A centralitás detektor épített prototípusa

4. fejezet

A centralitás detektor prototípus működésének vizsgálata

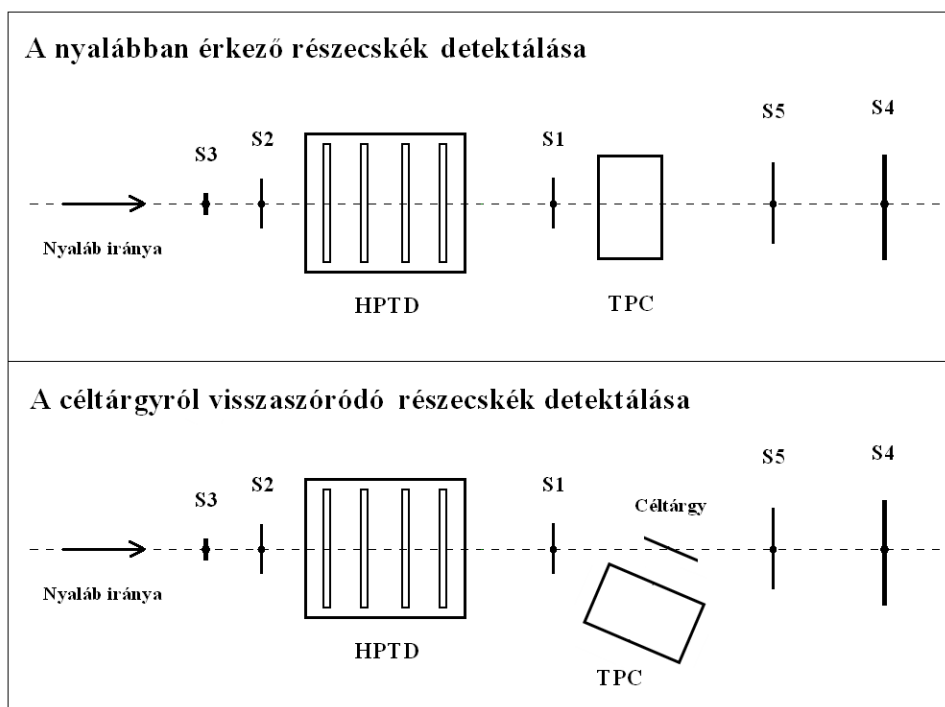
4.1. Tesztmérés a CERN-ben



4.1. ábra. A mérési elrendezés a CERN-beli tesztmérés során

A tervezett centralitás detektor prototípusának tulajdonságait lehetőségünk volt a CERN PS (Proton Synchrotron) gyorsítójának teszt-területén vizsgálni. A REGARD csoporttal 2009. október 27. és november 12. között, egy körülbelül 2 hetes mérést tudtunk végezni, ami során a centralitás detektor mellett az ALICE kísérlet VHMPID detektorához készített HPTD prototípust is teszteltük. A kapott nyaláb 5 GeV energiájú pionnyaláb volt.

A két hét alatt különböző beállítások mellett vettünk fel adatokat a kamrával. A végzett mérések lényegében két csoportra oszthatók. A közvetlenül a nyalábból érkező részecskék mérésekor különböző feszültségeknél, valamint a triggerként használt szcintillátorok különböző helyzetei mellett tanulmányoztuk a TPC működését, különböző gázösszetételek esetén. A mérés másik részében a céltárgyról visszaszóródó, alacsony impulzusú részecskék detektálását vizsgáltuk. A kétfajta mérési elrendezés a 4.2 ábrán látható.



4.2. ábra. A kétfajta mérési elrendezés felülnézetben. Az ábra felső részén a közvetlenül a nyalábból érkező részecskék detektálásához, az alsó részén pedig a visszaszóródó részecskék detektálásához tartozó elrendezés látható.

A nyaláb részecskéinek detektálása esetén a TPC-t a nyaláb vonalában, arra körülbelül szimmetrikusan helyeztük el. A nyaláb, mielőtt elérte a kamrát, több szcintillátoron (S3, S2, S1), valamint további detektorokon is keresztülhaladt. A TPC triggerjelét a célnak megfelelően kiválasztott szcintillátorok koincidenciája adta. A kamra vízszintes, illetve függőleges irányú "letapogatásához" az S1 szcintillátort használtuk. Ez egy vékony, 5cm x 10cm x 2mm nagyságú szcintillátor, amit a megfelelő irányba forgatva, élével a kamra felé raktunk a TPC mögé, ami így egy vékony, 2 mm-es vízszintes, illetve függőleges vonalban érkező részecskékre volt csak érzékeny.

A használt feszültségértékek általában a következők voltak: a katódé $U_C = -5000V$, a vastagabb (field wire) szálaké $U_F = -455V$, a vékonyabb érzékelő szálaké (sense wire) pedig $U_S = 1100V$ (vagy $U_S = 1050V$). A mérések többségénél a gáz összetétele 90% argon és 10% szén-dioxid volt, de vizsgáltuk a kamra működését 80% argont és 20% szén-dioxidot tartalmazó gázkeverék mellett is. Ekkor a feszültségek értékét úgy módosítottuk, hogy a kamra erősítése az eddigiekhez hasonló legyen. Ennél a gázkeveréknél alkalmazott feszültségek: $U_C = -5000V$, $U_F = -500V$, $U_S = 1230V$.

A "fizikai mérések" esetén, azaz amikor a visszaszóródó részecskéket akartuk detektálni, a TPC-t elforgattuk és úgy helyeztük el, hogy közvetlenül a nyalábból minél kevesebb pion menjen át rajta. A méréshez használt target, amit az 4.2 ábrán látható módon a TPC elé a nyaláb útjába tettünk, egy 60 mm széles, néhány mm vastag rézlemez volt. Ennél a beállításnál a kamra akkor kapott triggerjelet, ha a céltárgy előtt lévő szcintillátorokon (S3, S2, S1) átment egy részecske, de a céltárgy utáni szcintillátoron (S5) már nem. A "fizikai méréseknél" 90% argont és 10% szén-dioxidot tartalmazó gázkeveréket használtunk. A katód feszültsége $U_C = -5000V$, a szálaké pedig $U_F = -455V$, illetve $U_S = 1050V$ vagy $U_S = 1000V$ volt.

4.2. A mérési adatok feldolgozása

Az adatok kiolvasása a kamrából a mérés során az NA61 kísérlet kiolvasókártyáival történt. Az így kapott adatfájlok feldolgozása során először egy klaszter-kereső programot kell rajtuk végigfuttatni. A László András által készített klaszter-kereső program egy fájlba kiírja az egyes síkokon az áthaladó részecske pályájának x és z koordinátáját, a leadott töltést, valamint a klaszter kiterjedését, az összes kapott triggerjel után. Az x koordinátát a megszólaló pad-ek határozzák meg, a z koordinátát pedig a részecske átha-

ladásától az elektronlavina keletkezéséig eltelt idő adja. A pálya harmadik koordinátáját a kiolvasási síkok távolsága adja. Így minden eseményben, azaz minden triggerjel után, elvileg 3 pontban ismerjük a részecske pályájának mindhárom koordinátáját, ami ezzel elvileg teljesen meghatározottá vált.

Azonban a detektálás és a kiolvasás hatásfoka nem 100%, így néhány pont hiányozhat, valamint a zaj miatt olyan pontokat is kaphatunk, amik nem tartoznak a részecske pályájához. Emellett ha egy esemény során több részecske is áthaladt a kamrán, akkor a pályák meghatározása tovább bonyolódik, hiszen az egyes síkokon mért koordináták bármelyik részecskéhez tartozhatnak. A klaszter-kereső program eredményeként kapott fájlokon egy másik, László András és általam írt programot lefuttatva, a legkisebb négyzetek módszerével meghatározhatjuk, hogy melyik pontok esnek legjobban egy egyenesre (azaz melyiknek tartoznak ugyanahhoz a részecskéhez) az egyes események során.

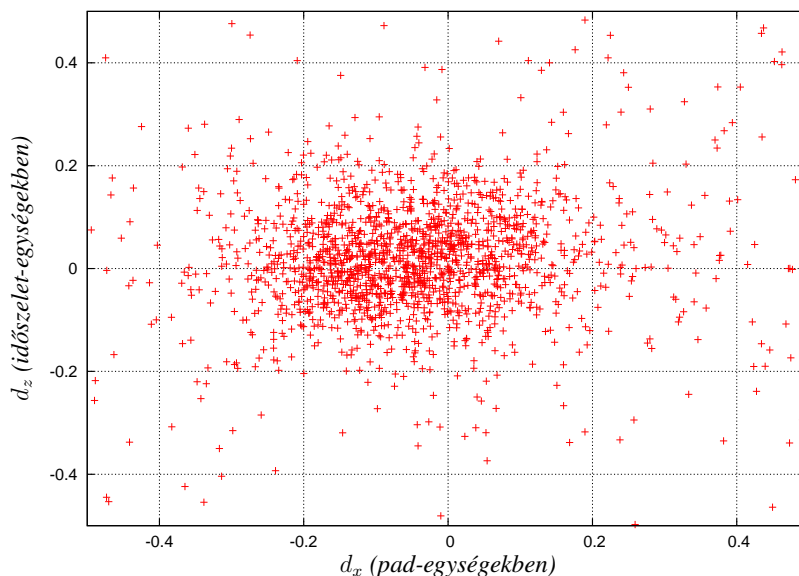
Ez a pálya-kereső ("tracking") program a klaszter-fájlokat eseményenként olvassa be és dolgozza fel. A program hátulról, azaz az utolsó, harmadik síktól előrefelé haladva keresi meg először a 3 pontos, aztán a 2 pontos trackeket. Ehhez megnézi, hogy az adott esemény során melyik síkokon találhatóak klaszterek. Ha mindhárom síkon talál pontokat, akkor a lehetséges kombinációkra kiszámítja a rájuk illeszthető egyenes egyenletét, valamint a mérési és az illesztésből számított pontok eltérését. Ha ez az eltérés elegendően kicsi, akkor valószínű, hogy az adott három pont valóban egy részecske pályája mentén helyezkedik el. Ebben az esetben a program egy fájlba kiírja az illesztett egyenes és az első sík metszéspontját (x_0 és z_0 koordinátáját), az egyenes meredekségét mindkét irányban, azaz azt, hogy hány pad-del, illetve hány időegységgel arrébb metszi az egyenes a következő síkot (m_x és m_z), valamint a mérési és illesztett pontok távolságát x és z irányokban, illetve ezek négyzetösszegének gyökét (d_x , d_z , illetve d). A program a továbbiakban a márt feldolgozott pontokkal nem foglalkozik.

Miután az összes három pontos tracket megtalálta, áttér a kétpontos trackek keresésére. Ha az első két síkon találunk pontokat, akkor azok származhatnak egy olyan részecskétől, ami a második abszorberben elnyelődött. Ha az első és a harmadik, vagy a két utolsó síkon vannak a pontok, akkor az vagy zaj, vagy amiatt van, hogy az egyik síkon nem detektáltuk a részecskét. Azokra a pont-párookra, mikor az egyik pont a második, a másik pont pedig az első síkhoz tartozik, egyenest illesztünk. Mivel bármelyik két pontra illeszthető egyenes, ezért itt nem lehet az előzőhöz hasonlóan kiválasztani a jó pontokat. Ebben az esetben az egyenes meredeksége határozza meg a jó trackeket.

Miután az összes jó kétpontos tracket is megtaláltuk, még mindig maradnak pontok, amiket eddig nem vizsgáltunk. Ezek nagyrésze valamilyen zaj. Az első síkon levő klaszterek egy része abból származik, hogy a részecske rögtön az első abszorberben elnyelődött, azonban ezeket nem lehet egyértelműen elválasztani a zajtól.

4.3. A jó trackek meghatározása a illesztett egyenestől való eltérés alapján

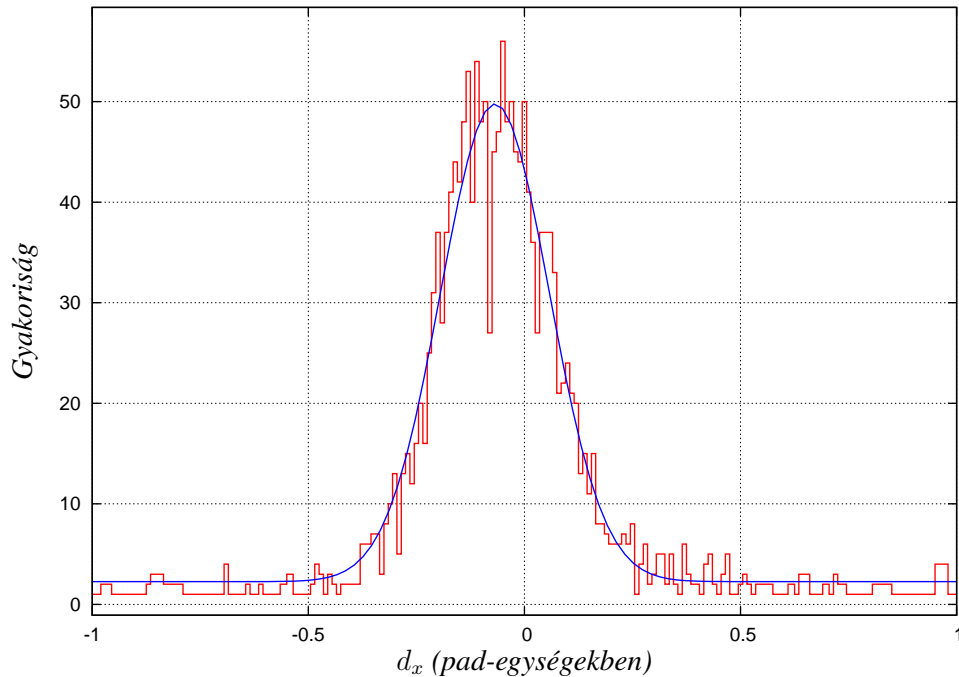
A 3 pontos trackek esetén a mérési és az illesztett pontok eltérésének "kicsisége" alapján mondjuk azt, hogy a pontok egy egyeneshez tartoznak vagy sem. Ehhez meg kell határoznunk, hogy pontosan mit is tekintünk elegendően kicsinek. Először vizsgáljuk meg x és z irányban az eltéréseket. A két eltérés egymás függvényében a 4.3 ábrán látható. A vízszintes tengelyen az x irányú mennyiségek egységének a pad-ek szélességét tekintem, ami 2,54 mm-nek felel meg. A mérés időegysége 200 ns volt, ezt az "időszeletet" tekintem a z irányú egységnek. Az idő és a tényleges függőleges koordináta közötti kapcsolatot a 4.6 fejezetben tárgyalom.



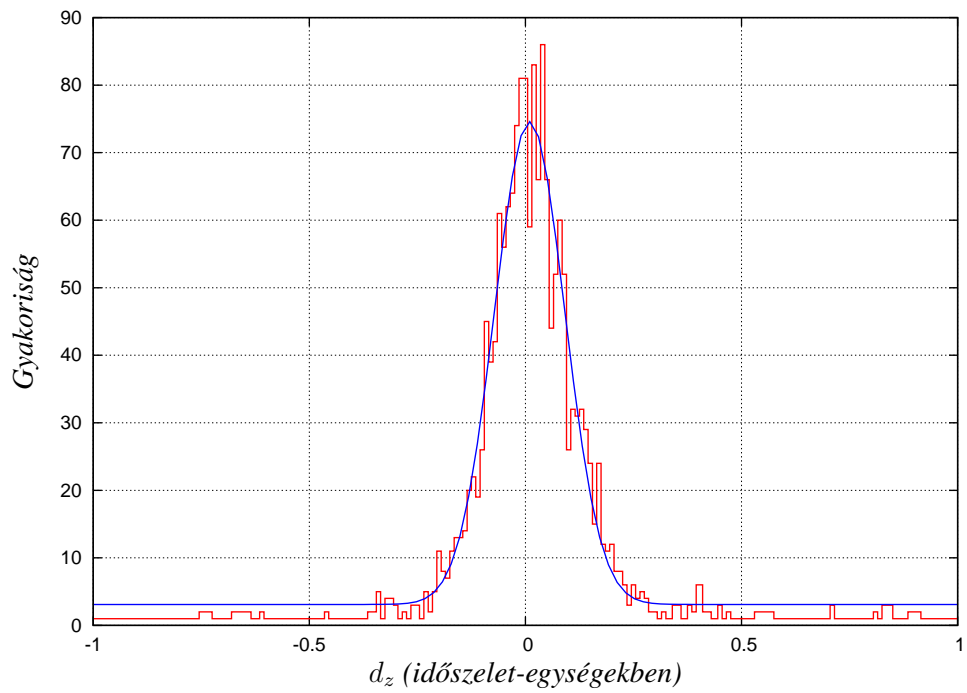
4.3. ábra. A három pontot tartalmazó részecskepályák esetén a középső pont d_x és d_z eltérése a két szélső pont által meghatározott egyenestől. A pontok a d_x - d_z síkon jól láthatóan középen helyezkednek el, az eltérés kisebb, mint 0,4 pad, illetve időszelet.

Ez alapján azt mondhatjuk, hogy az eltérés a "jó" egyenesek esetén mindkét irányban kisebb, mint 0,4 pad, illetve időegység. Ezt felhasználva, megnézhetjük d_x és d_z eloszlását külön-külön, úgy, hogy csak azokat az eseteket vizsgáljuk, amikor a másik irányban az eltérés kisebb 0,4-nél (a megfelelő egységben). Az egyes eloszlások a 4.4 és 4.5 ábrákon láthatóak. A pontokra Gauss-görbét illesztve, az eloszlás félértékszélessége meghatározható. Az illesztést gnuplottal végeztem. Ennek eredményeként azt kapjuk, hogy $\sigma_x \approx 0,18 \text{ pad}$, illetve $\sigma_z \approx 0,12 \text{ időszület}$.

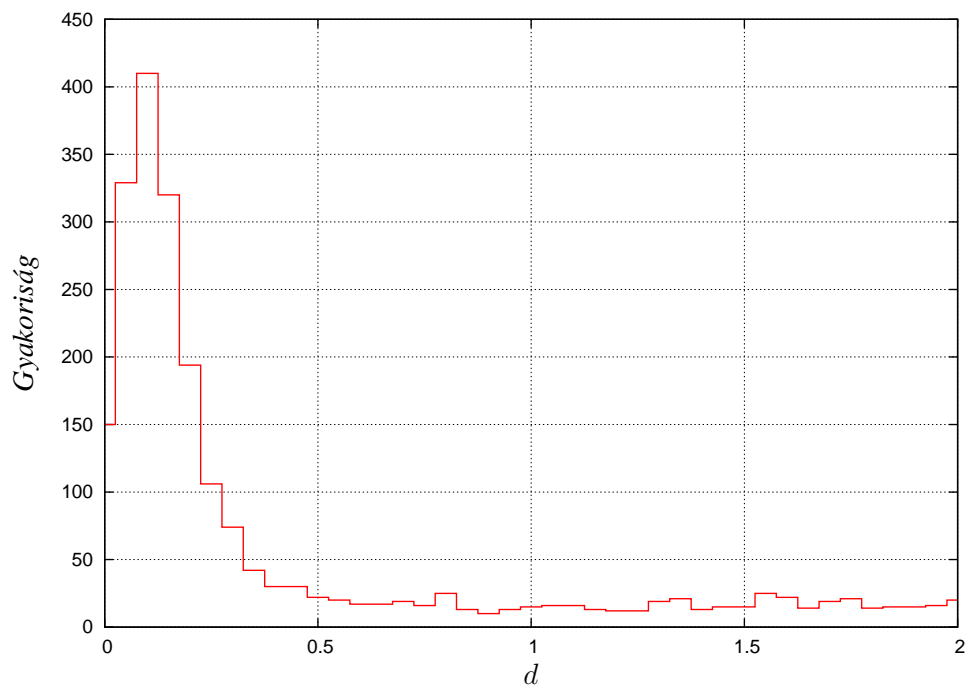
A kapott félértékszélesség-értékekkel leosztva az adott irányú eltéréseket, d korrigált értéke kiszámítható. Ennek eloszlása látható a 4.6 ábrán. Ez alapján azokat a ponthármasokat tekintjük egy adott részecske pályájának, melyekre az illesztett egyenes és a pontok távolsága $d \leq 1$.



4.4. ábra. Az x irányú eltérés (d_x) eloszlása $d_z \leq 0,4$ időszület esetén



4.5. ábra. A z irányú eltérés (d_z) eloszlása $d_x \leq 0,4$ pad esetén

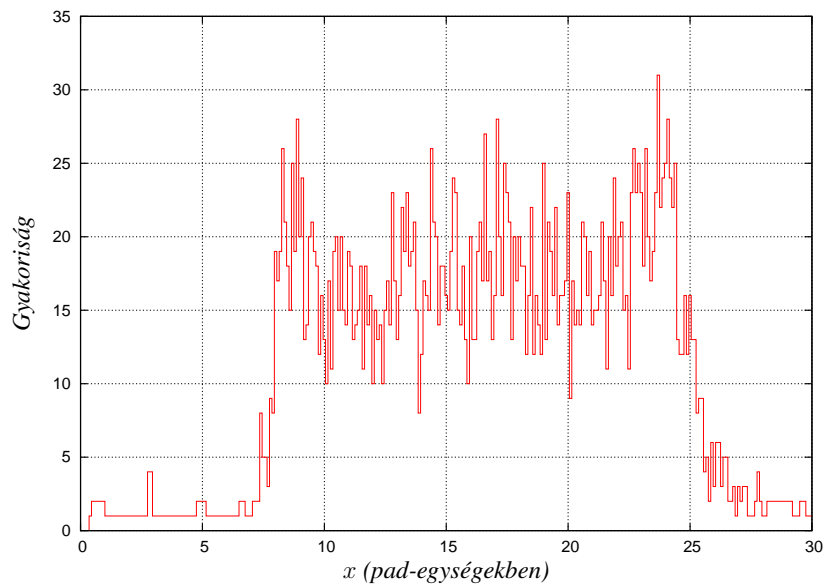


4.6. ábra. A mérési és az illesztésből származó pontok eltéréseinek eloszlása

4.4. A kamra torzításmentes részének meghatározása

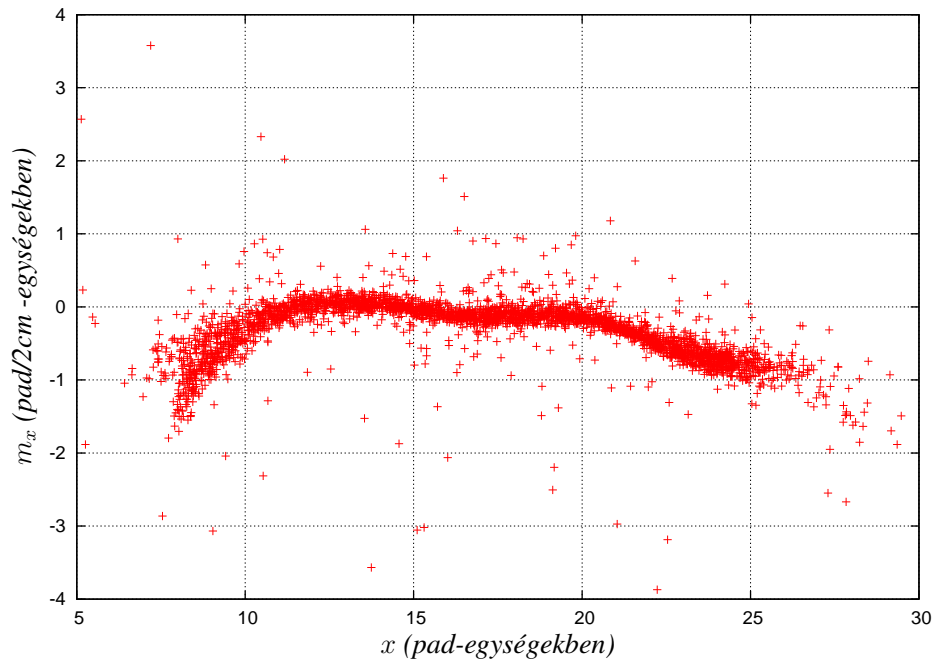
Ahhoz, hogy az időprojekciós kamra jól működjön, fontos, hogy benne az elektromos tér homogén legyen. Ez azonban a kamra szélének közelében nem teljesül, ezért innen torzított jeleket kapunk. Ahhoz, hogy ezek ne rontsák el később a fizikai analízist, meg kell határozni, hogy melyik az a tartomány, amelyen áthaladó részecskéket még torzításmentesen tudjuk detektálni.

A klaszterek x koordinátájának eloszlását a 4.7 ábra mutatja. Látható, hogy a klaszterek jelentős része a 8. és 24. pad közti intervallumba esik. Ha megnézzük, hogy az x irányban az egyenes meredeksége hogyan változik az x koordinátával, akkor körülbelül ugyanebben a tartományban egy konstans értéket tapasztalunk, ezen kívül pedig az $x - m_x$ függés elhajlik (4.8 ábra). Az ábra függőleges tengelyén az $m_x = 1$ egység $\frac{2,54mm}{2cm} = 0,12$ radiánnak felel meg (mivel a pad-ek szélessége 2,54 mm, a detektálási síkok távolsága pedig 2 cm).

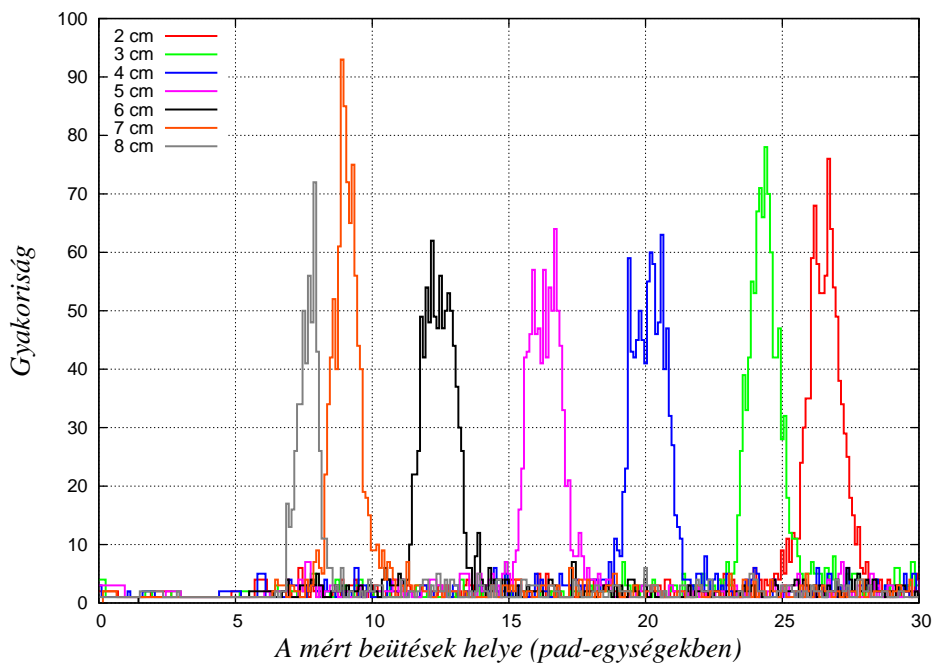


4.7. ábra. A klaszterek x koordinátájának eloszlása

A tér homogenitásának vizsgálatához a 4.2 ábrán S1-gyel jelölt szcintillátort függőleges helyzetben élével a kamra felé forgattuk, és csak azokat az áthaladó részecskéket detektáltuk, amik ezen szcintillátoron is átmentek. A szcintillátor kamra szélétől mért távolságát változtatva, vékony függőleges rétegekben vettünk fel adatokat. Az ezek során kapott x -eloszlások a 4.9 ábrán láthatók a szcintillátor különböző helyzetei esetén.



4.8. ábra. Az illesztett egyenes m_x meredeksége az x koordináta függvényében



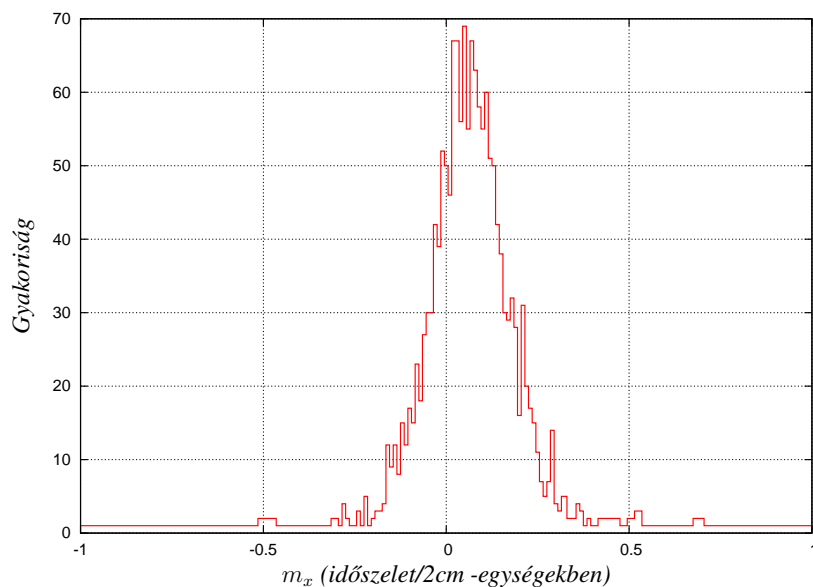
4.9. ábra. Az S1 szcintillátor függőleges helyzete esetén az x koordináta eloszlása, a szcintillátor kamra szélétől mért távolságának különböző értékeinél

Azt látjuk, hogy itt is körülbelül a 8. és a 24. pad közti tartományban, ha a szcintillátort 1 cm-rel odébb toltuk, akkor a kapott csúcs nagyjából 4 pad-del tolódott el, annak megfelelően, hogy a pad-ek szélessége 2,54 mm. Ezen a tartományon kívül azonban, ahogy azt a két szélső csúcs mutatja, ez már nem teljesül, a csúcsok helye kisebb mértékben változott a szcintillátor átrakásával.

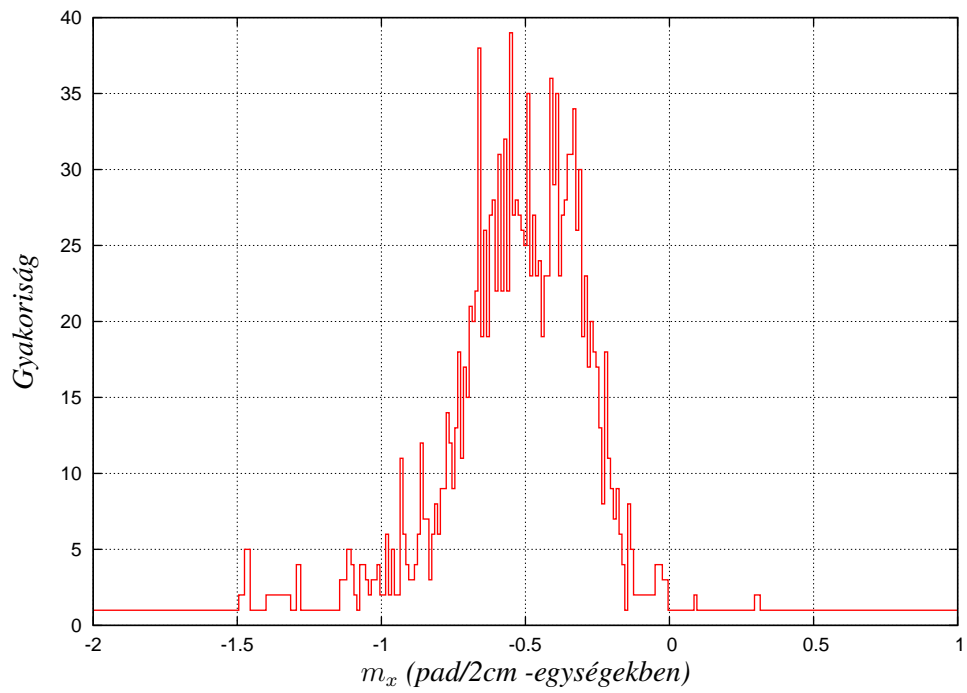
Tehát mindezek alapján azt mondhatjuk, hogy a kamra "jó", torzításmentes része a 8. pad-tól a 24. pad-ig tart, és a további analízis során csak az ebbe a tartományba eső pontokkal foglalkozunk.

4.5. Az irányeloszlás vizsgálata

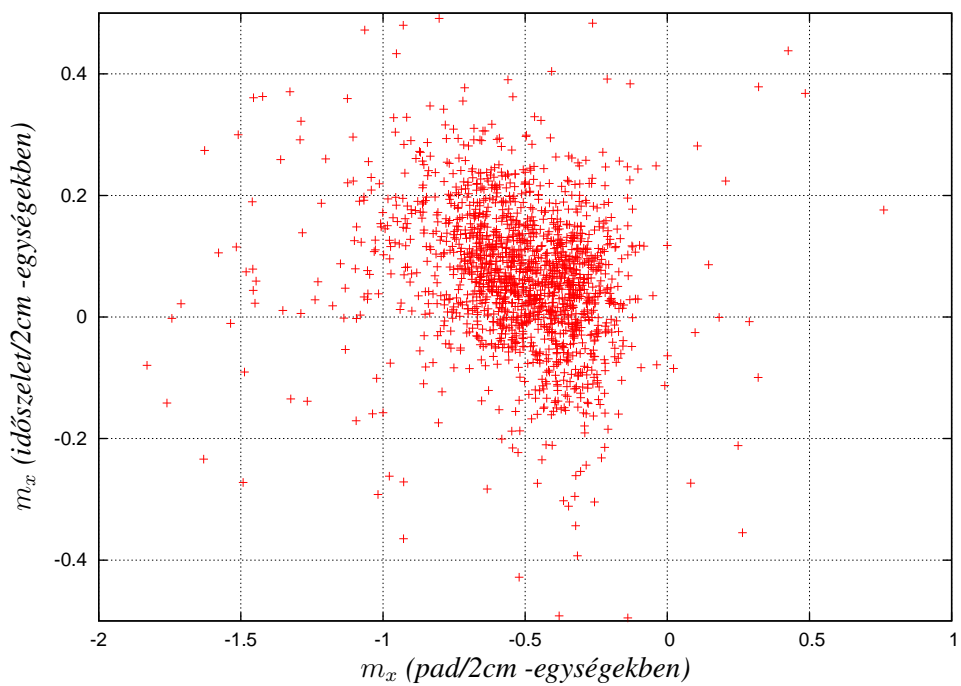
Az eddigiek alapján meghatározott három pontos trackek irányának eloszlását vizsgálva meghatározhatjuk azokat az értékeket, amik segítségével a két pontos trackek közül kiválaszthatjuk a "jókat". A közvetlenül a nyalábból érkező részecskék esetén a függőleges irányeloszlást a 4.10 ábra, a vízszintes eloszlást a 4.11 ábra, a két irány korrelációját pedig a 4.12 ábra mutatja. Az m_x és m_z mennyiségek egységeit az eddig használt egységek alapján definiáljuk. Az $m_x = 1$ tehát megfelel $\frac{2,54mm}{2cm} = 0,12$ radiánnak, mivel a pad-ek szélessége 2,54 mm, a detektálási síkok távolsága pedig 2 cm. Az m_z egysége hasonlóan van definiálva, időszelvény egységeiben mérve a függőleges távolságot.



4.10. ábra. A nyalábból érkező részecskék függőleges irányának eloszlása



4.11. ábra. A nyalábból érkező részecskék vízszintes irányának eloszlása

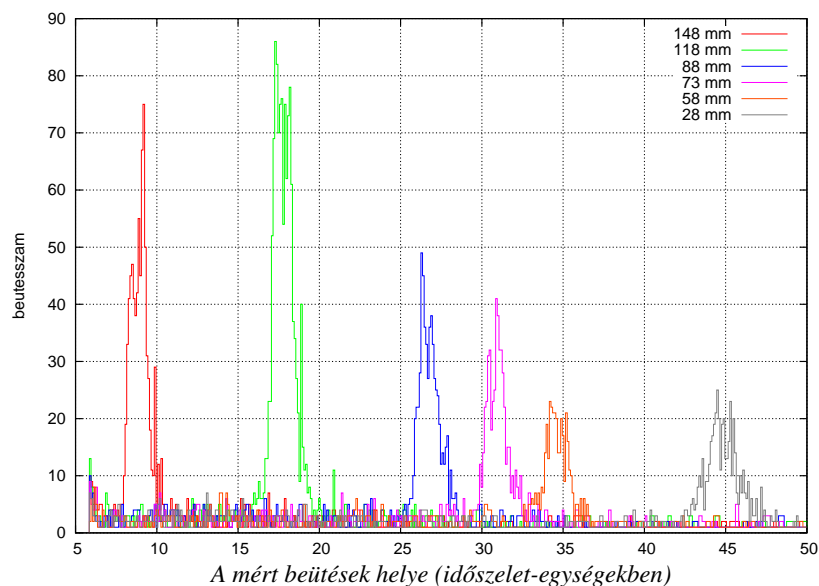


4.12. ábra. A nyalábból érkező részecskék vízszintes és függőleges irányának 2 dimenziós eloszlása

Látható, hogy mindkét esetben a trackek iránya egy jól meghatározott intervallumba esik. Függőleges (z) irányban ez a tartomány $-0,2 \leq m_z \leq 0,3$ között található, a csúcs helye $z \approx 0,05$, azaz ebben az irányban a nyaláb a vártak megfelelően, közel merőlegesen érkezett a kamrára. A vízszintes x irányban a kapott csúcs $-1 \leq m_x \leq 0$ közé esik, közepe pedig $x \approx 0,5$ -nél van, ami azt mutatja, hogy a kamrát nem sikerült teljesen a nyalábirányra merőlegesen beállítanunk.

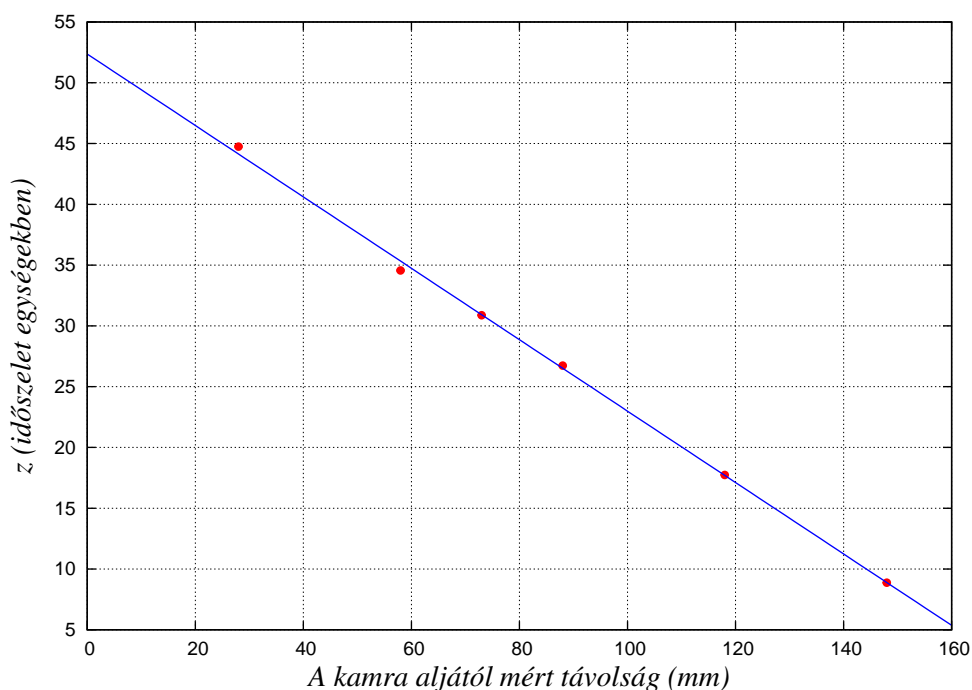
4.6. A driftsebesség vizsgálata

A TPC-ben a függőleges koordinátát a driftsebesség ismeretében tudjuk kiszámolni a mért beérkezési idő alapján. A mérés időbeli egysége az "időszelet", ami a jelen esetben 200 ns. A driftsebesség meghatározásához pontosan ismert függőleges koordinátájú részecskékre van szükség, amit úgy értünk el, hogy az S1 szcintillátort élével a kamra felé, vízszintes helyzetbe forgattuk. A szcintillátor kamra aljától mért távolságát változtatva mértük az adott sávban áthaladó részecskéket. Minél lentebb érkező részecskéket detektáltunk, azaz a szcintillátor kamra aljától mért távolsága minél kisebb volt, az ionizáció során keletkező elektronoknak annál hosszabb időre volt szükségük, hogy elérjék a kamra tetejét és ott sokszorozódjanak. A függőleges koordináta eloszlásai az adott távolságok esetén a 4.13 ábrán láthatók.



4.13. ábra. Az S1 szcintillátor vízszintes helyzete esetén a z koordináta eloszlása, a szcintillátor kamra aljától mért távolságának különböző értékeinél

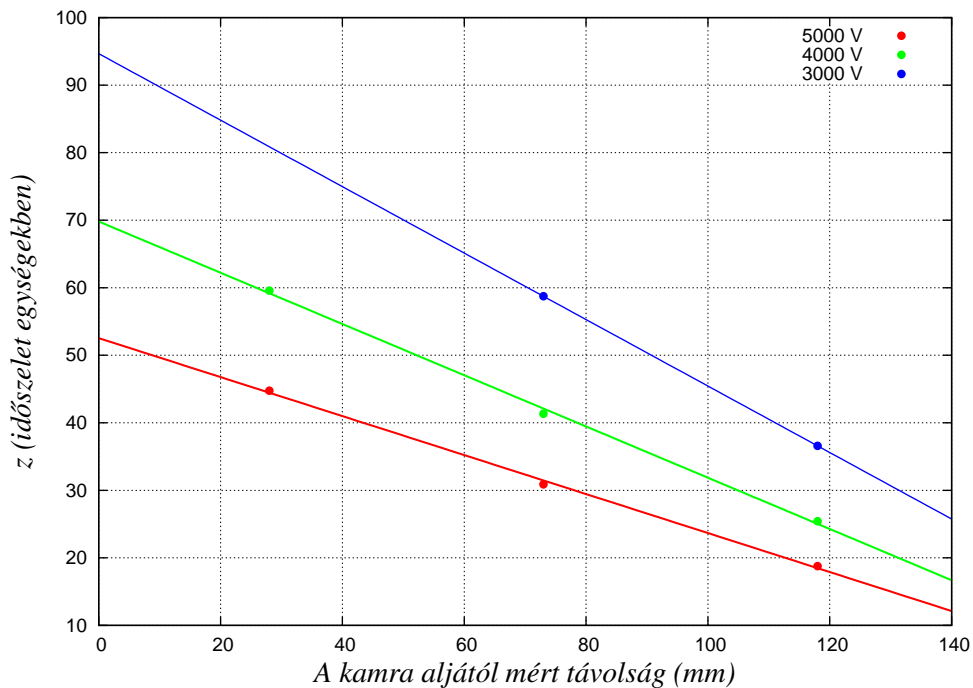
A csúcsok helyeit a szcintillátor kamra aljától mért távolságának függvényében ábrázolva (4.14 ábra), a pontok jól illeszkednek egy egyenesre, ami azt mutatja, hogy az elektronok sodródásának sebessége a kamrában állandó volt. Az egyenes m meredekségéből a v_d driftsebesség, a tengelymetszetből pedig a kamra aljának megfelelő z_{max} sodródási idő meghatározható. Az egyenesillesztés alapján a driftsebesség értéke, illetve a kamra aljának helyzete: $v_d = \frac{1}{m} = (3,40 \pm 0,06) \text{ mm/időszlet} = (1,70 \pm 0,03) \text{ cm}/\mu\text{s}$, $z_{max} = (52,36 \pm 0,48) \text{ időszlet} = (10,5 \pm 0,1) \mu\text{s}$.



4.14. ábra. Az elektronok driftsebességének meghatározása

Az elektronok sodródásának sebességét vizsgáltuk a katód feszültségének függvényében. A különböző feszültségértékek esetén az illesztett egyenesek a 4.15 ábrán láthatók. Az egyenesek meredekségének és tengelymetszetének értékei a 4.6 táblázatban szerepelnek. Látható, hogy a katód feszültségének csökkentésével az elektronok sodródásának sebessége a vártnak megfelelően csökken.

Mindezek alapján tehát elmondhatjuk, hogy a legfontosabb célkitűzést sikerült teljesíteni: az elkészült prototípus teljes térfogatában alkalmas részecskeedetektálásra, valamint mindkét irányban (x és z) elegendően pontos a felbontása.



4.15. ábra. A driftsebesség függése a katód feszültségétől

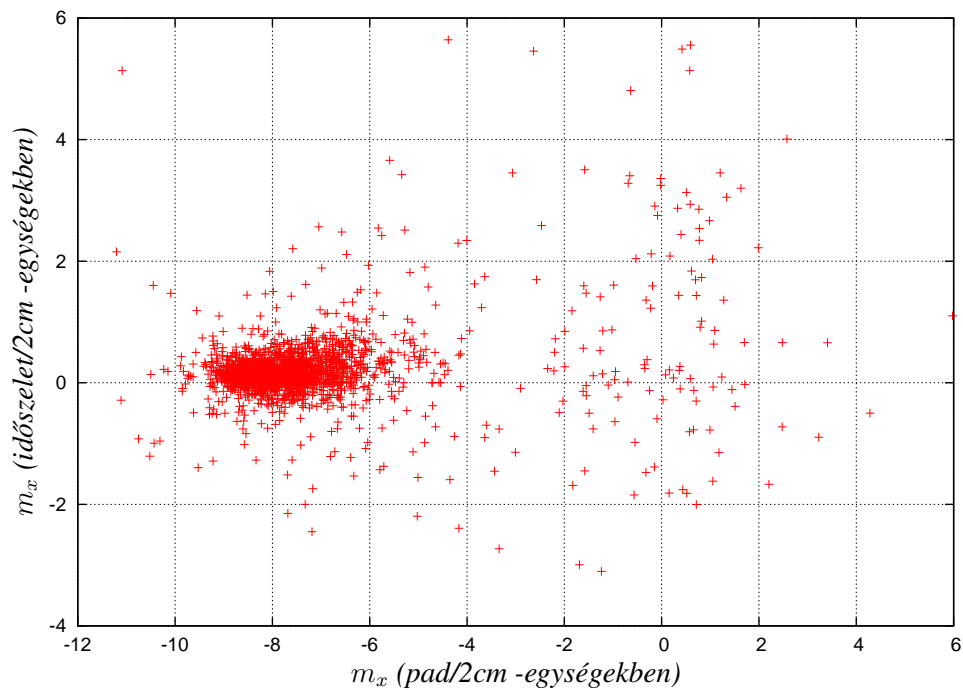
4.1. táblázat. Az elektronok sodródásának változása a katód feszültségével

Katód feszültsége (V)	Driftsebesség (cm/ μ s)	A kamra alja (μ s)
-5000	1,70 \pm 0,03	10,5 \pm 0,1
-4000	1,31 \pm 0,04	14,0 \pm 0,2
-3000	1	19

4.7. A céltárgyról visszaszóródó részecskék detektálása

A céltárgyról visszaszórt részecskék detektálásának vizsgálata esetén a mérési összeállítás a 4.2 ábra mutatja. A mérések során a kamrán áthaladó részecskék két csoportra oszthatók. Az egyik a targetról visszaszóródó részecskék csoportja, a másik pedig a közvetlenül a nyalábból érkező részecskék. Ezt a két csoportot az áthaladás iránya alapján szét lehet választani.

A 4.16 ábrán az áthaladás vízszintes és függőleges irányának korrelációja látható. A pontok két, jól elkülöníthető tartományba esnek. A közvetlenül nyalábból érkező részecskékhez a $-10 \leq m_x \leq -4$ és $-1 \leq m_z \leq 1$ tartomány tartozik, a visszaszóródókra pedig $-2 \leq m_x \leq 2$ és $-2 \leq m_z \leq 2$. A céltárgyról visszaszóródó részecskék elkülönítése után, azok további analizésére nyílik lehetőség. Ez a részletesebb vizsgálat már elkezdődött, de az analizis összetettsége miatt ez túlmutat a jelen dolgozat keretein.



4.16. ábra. A részecskék vízszintes és függőleges irányának 2 dimenziós eloszlása. A nyalábból érkező (bal oldali folt) és a visszaszóródó részecskék (jobb oldali pontok) jól elkülöníthetők

5. fejezet

Összefoglalás, további tervek és kitekintés

A dolgozatom alapvető célja az volt, hogy a CERN NA61 kísérlethez tervezett centralitás detektor prototípusának működését bemutassam, bizonyítva, hogy egész térfogatában alkalmas a részecskedetektálásra. Ez a centralitás detektor egy kis időprojekciós kamra, ami közvetlenül a céltárgy körül fog elhelyezkedni, feladata a targetról visszaszóródó, kis impulzusú részecskék detektálása, valamint a hatótávolságuk és a differenciális energialeadásuk mérése, amiből a Bethe-Bloch formula alapján a kamrán áthaladó részecskék azonosíthatók lesznek.

2009 őszén a REGARD csoporttal a CERN PS gyorsítójánál egy tesztmérés során vizsgáltuk a prototípus működését. Az itt felvett adatok analízise során megvizsgáltam a TPC felbontását, meghatároztam a kamra "jó" tartományát, azaz azt a térfogatot, amelyen áthaladó részecskéket még torzításmentesen tudjuk detektálni. A kamra függőleges "letapogatása" során gyűjtött adatokból meghatároztam az elektronok driftsebességét. Vizsgáltam a beérkező részecskék irányának eloszlását, mindkét mérési elrendezés (közvetlenül a nyalábból érkező, valamint a céltárgyról visszaszóródó részecskék mérése) esetén. Ez alapján megállapítottam, hogy a céltárgyas elrendezés esetén a kamrán áthaladó részecskék két csoportja, azaz a közvetlenül a nyalábból, nagy szögben érkezők, valamint a targetról visszaszóródók, jól elkülöníthetők egymástól. A visszaszóródó részecskék részletesebb vizsgálata, ami a centralitás detektor feladatát tekintve nagyon fontos, már elkezdődött.

A 2009-es mérés tapasztalatai alapján 2010 nyarán készítünk egy újabb prototípust, azzal az elsődleges céllal, hogy a részecskék azonosításának lehetőségét (a hatótávolság és az ionizáció mérésének kombinációjából) demonstráljuk. Az új prototípus geometriája pontosabb lesz, 8 rétegben lesz kiolvasva (azaz 3 helyett 8 pontban fogjuk mérni a kamrán átmenő részecskéket), amivel az áthaladó részecskék pályája egyértelműbben meghatározhatóvá válik, valamint megbízhatóbban lesznek detektálhatóak a detektorban megálló részecskék is. Nyáron ismét lehetőségünk lesz a CERN területén egy pár hetes tesztelésre, amiben ismét részt tudok majd venni (mivel közel 3 hónapon keresztül kint leszek a CERN-ben mint Summer Student).

Amennyiben az új prototípus sikeresnek mutatkozik, 2011 elejére készítjük el a végleges detektort, ami abban az évben és 2012-ben már az NA61 kísérletben fog adatokat gyűjteni.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőmnek, Varga Dezsőnek a dolgozatom megírásához szükséges elméleti és szakmai háttér biztosítását, továbbá László Andrásnak a kiértékelő program megírásában nyújtott segítséget, valamint Hamar Gergőnek a dolgozatom átolvasását és a hasznos megjegyzéseket, végül köszönettel tartozom családomnak a kitartó támogatásért.

A kutatást az OTKA NKTH CK 77719 és 77815 számú pályázata támogatta.

Irodalomjegyzék

- [1] D. R. Nygren, J. N. Marx, *The Time Projection Chamber*, Physics Today 31, 46 (1978)
- [2] Spencer Klein, *The time projection chamber turns 25*, CERN Courier 44 (Jan./Feb. 2004)
- [3] J. A. Lien, *Time projection chambers (TPC) in heavy ion experiments*, The European Physical Journal C 33, s1017-s1019 (2004)
- [4] M. Anderson et al., *The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Events at RHIC*, Nucl. Instrum. Meth. A 499, 659 (2003)
- [5] C. Grupen, *Physics of Particle Detection*, AIP Conference Proceedings 422 (1998)
- [6] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN 77-09 (1977)
- [7] Ferenc Siklér, *Részecskefizikai detektorok*, [<http://ion.elte.hu/magfiz/speci/detektorok.pdf>]
- [8] F. Sauli, *Instrumentation in high energy physics*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 81-146 (1993)
- [9] V. Lepeltier, *Review on TPC's*, Journal of Physics: Conference Series 65 (2007)
- [10] *The NA61/SHINE homepage*, [<http://na61.web.cern.ch>]
- [11] András László, *The NA61/SHINE Experiment at the CERN SPS*, arxiv:0907.4493v2 [nucl-ex]
- [12] S. Afanasiev et al., *The NA49 large acceptance hadron detector*, NIM A430, 210-244 (1999)

- [13] Ferenc Siklér, *Centrality control of hadron nucleus interactions by detection of slow nucleons*, arXiv:hep-ph/0304065
- [14] András László, *Low Momentum Multiplicity and Identification Detector*, NA61 Collaboration Meeting, 2009 November