Obsah

Kapitola 1

Úvod a ciele diplomovej práce

Ako poznanie človeka preniká do väčších hĺbok štruktúry hmoty, je potrebné zvyšovať energie interagujúcich častíc. Nahliadnutie do nepreskúmaných oblastí umožňujú stále výkonnejšie urýchľovače.

V roku 2006 bude v Európskom stredisku jadrového výskumu (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire - CERN) pri Ženeve dokončený Veľký hadrónový kolajder (Large Hadron Collider - LHC) [1]. Tento urýchľovač umožní hlbšie preniknúť do štruktúry hmoty a poznávať svet na menšej škále ako to umožňovali doterajšie urýchľovače. V ťažiskovej sústave bude poskytovať 5,5 TeV/nukleón pri vysokej luminozite ($10^{27}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ pre zrážky olovo - olovo). Okrem experimentov na skúmanie zrážok protón - protón v TeVovej oblasti energií (experimety ATLAS, CMS) a štúdia narušenia CP parity (experimet LHCb) sú naplánované zrážky ťažkých iónov. Štúdium kreácie novej formy hmoty, kvark-gluónovej plazmy (QGP), ktorej vznik sa pri týchto zrážkach predpovedá, má zabezpečiť experiment ALICE (A Large Hadron Collider Experiment).

Na experimente ALICE sa očakáva 10^4 zrážok (eventov) za sekundu (na experimente NA49 na urýchľovači SPS v CERNe sa dosahuje pri energii 160 GeV/nukleón produkcia 2000 častíc na jednu čelnú zrážku olovo - olovo [2]). Centrálne zrážky, ktoré predstavujú niekoľko percent z nich, budú vyberané triggerom. Na jednu zrážku olovo - olovo pri energiách 5,5 TeV/nukleón sa predpokladá produkcia až 8.10^3 nabitých častíc na jednotku rapidity.

Detekčný systém experimentu ALICE sa preto musí vysporiadať s extrémnymi podmienkami, plynúcimi z požiadavky spoľahlivého fungovania v prostredí vysokých radiačných polí. Rovnako požiadavky na presnosť a kvalitu dát, ktoré bude poskytovať sú na hranici súčasných technických možností. Pre rekonštrukciu stôp a identifikáciu nabitých častíc podľa ionizačných strát bola zvolená cylindrická časovo-projekčná komora (Time Projection Chamber - TPC).

Produkcia častíc očakávaná na experimente ALICE vedie k 3.10^4 stopám v driftovom priestore časovo-projekčnej komory na jednu zrážku. Z nich približne polovica má byť rekonštruovaná pre dE/dx merania [1].

Primárnym problémom pri takejto hustote produkcie častíc je zabrániť efektu starnutia TPC komory. Tá musí poskytovať spoľahlivé dáta počas najmenej desiatich rokov predpokladaného fungovania LHC. Typickým riešením spomaľujúcim starnutie je zníženie plynového zosilnenia. Pri nízkom plynovom zosilnení predstavuje problém nízky pomer signál/šum, ktorý má negatívny vplyv na určovanie polohy častíc. Tento pomer je možné zvýšiť pri nezmenenom napätí na anódových vláknach proporcionálnych komôr modifikovaním padov do tvaru C (tzv. C-pady). Nevýhodou C-padov je potreba vysokého bránovacieho a fokusovacieho napätia na bránovacích pásikoch a ich náročné mechanické vyhotovenie. Pre ALICE TPC bolo ale nakoniec vybrané prevedenie mnohovláknových proporcionálnych komôr s rovinnými padmi, ktoré sú na konštrukciu menej náročné. Na zvýšenie pomeru signál/šum boli vykonané úpravy v podobe vylúčenia poleformujúcich vlákien a výber nezvyčajne malej vzdialenosti anódovej roviny od padovej roviny. Keďže sa výsledná amplitúda signálu ukázala nedostatočnou, pristúpilo sa k zvýšeniu anódového napätia na úkor starnutia komory. Pri vysokom pracovnom napätí navyše hrozí formovanie výbojov v prostredí s takou vysokou produkciou častíc ako sa očakáva na experimente ALICE.

Ďalším problémom pri získavaní dát z TPC komory je určenie veľkosti náboja indukovaného na pade pre identifikáciu nabitých častíc podľa ionizačných strát. Na elektródach, na ktorých sa nezbiera náboj vzniknutý pri plynovom zosilnení (takými sú aj pady v prípade, že lavína neobaľuje anódové vlákno), časový priebeh signálu indukovaného na nich prechádza rýchlo do záporných hodnôt (10 μs) a vykazuje podkmit s amplitúdou na úrovni promile amplitúdy pozitívneho signálu. Takýto priebeh je nevýhodný pre určovanie náboja indukovaného na pade, lebo hrozí viacnásobné nakladanie impulzov (pile-up efekt). Tak by sa pre identifikáciu nabitých častíc podľa ionizačných strát použila skreslená hodnota náboja indukovaného na pade. Iónový chvost s malou amplitúdou podkmitu a rýchlym podkmitom, ktorý vzniká pri rovinnej geometrii padov, prakticky vylučuje možnosť elektronického odfiltrovania. Pre C-pady vykazuje signál podkmit do záporných hodnôt v neskoršom čase. Kladná časť priebehu signálu klesá ako 1/t a nakladanie ďalších signálov na takýto tvar je možné elektronicky odfiltrovať. Pre ALICE TPC bola zvolená koncepcia rovinných padov v kombinácii s procesorovým filtrovaním podkmitov on-line pomocou digitálneho spracovania signálov (Digital Signal Processing - DSP).

Najdôležitejšou úlohou konštrukcie TPC je dosiahnuť dobré dvojstopové rozlíšenie za účelom zvládania vysokých početností, ktoré priamo súvisí so šírkou odozvovej funkcie padu. V prípade ALICE TPC je nevyhnutné zlepšiť rozlíšenie klasických TPC.

Bratislavská skupina na Ústave fyziky sa zaoberá minimalizáciou parametrov znižujúcich dvojstopové rozlíšenie, maximalizáciou amplitúdy signálu indukovaného na pade a optimalizáciou jeho tvaru pre ďalšie spracovanie elektronikou. V rámci diplomovej práce bolo mojou úlohou podieľať sa na návrhu, optimalizácii a testovaní proprocionálnych komôr pre ALICE TPC, konkrétne:

1. Optimalizácia napätí na elektródach tvoriacich mnohovláknové proporcionálne počítače a návrh alternatívnych tvarov týchto elektród pomocou počítačových simulácií. Cieľom bolo zníženie napätí na elektródach pri súčasnom zachovaní ich funkcií.

2. Určenie odozvovej funkcie padu pre geometriu mnohovláknových proporcionálnych komôr takú, aká bude použitá vo vnútornej komore ALICE TPC.

3. Odmeranie tvaru signálu z anódy a padu s vysokou presnosťou a porovnanie výsledkov s počítačovými simuláciami. Určenie pomeru veľkosti signálu z padu a z anódy.

4. Ďalšou úlohou bolo nastavenie správneho zloženia zmesi plynu pre novú TPC komoru experimentu NA49 a monitorovanie driftovej rýchlosti elektrónov v tomto plyne s vysokou presnosťou (na úrovni promile). Takýmto spôsobom sa kontroluje zloženie pracovného plynu v TPC komore. Ďalej sa takto určená driftová rýchlosť používa aj ako východzí bod na určenie jednej zo súradníc na stope častice v komore. Pre dosiahnutie spomenutej presnosti je nevyhnutné pochopenie všetkých efektov vznikajúcich pri meraní driftovej rýchlosti pomocou monitora driftovej rýchlosti, ktoré na presnosť merania vplývajú.

Očakáva sa, že zrážky ťažkých iónov na LHC poskytnú podstatne lepšie prostredie pre štúdium silne interagujúcej hmoty ako už existujúce urýchľovače. Dosiahnuté hustoty energie budú 4-10 krát väčšie ako na Super Proton Synchrotróne (SPS) v CERNe, ktorý bol zdrojom väčšiny doterajších dát v oblasti štúdia QGP a fázového prechodu zodpovedajúceho jej vzniku. Je potrebné, aby detekčný systém nielen spoľahlivo fungoval, ale aby boli aj detailne známe všetky jeho vlastnosti a charakteristiky. K tomu má dopomôcť aj moja diplomová práca.

Kapitola 2

Fyzikálna motivácia štúdia zrážok ťažkých iónov v rámci experimentu ALICE

Kvark-gluónová plazma (QGP) je stav hmoty pozostávajúci z voľných kvarkov a gluónov. Predpokladá sa, že prechod kvark-gluónovej hmoty na hadrónovú hmotu (tzv. hadronizácia) nastal 10^{-5} sekundy po Veľkom Tresku (Big Bang). Opačný prechod sa môže odohrávať aj v súčasnosti v jadrách neutrónových hviezd. Štúdium QGP má preto význam nielen pre pochopenie a výskum novej fázy hmoty vo fyzike vysokých energií, ale aj pre kozmológiu a astrofyziku.

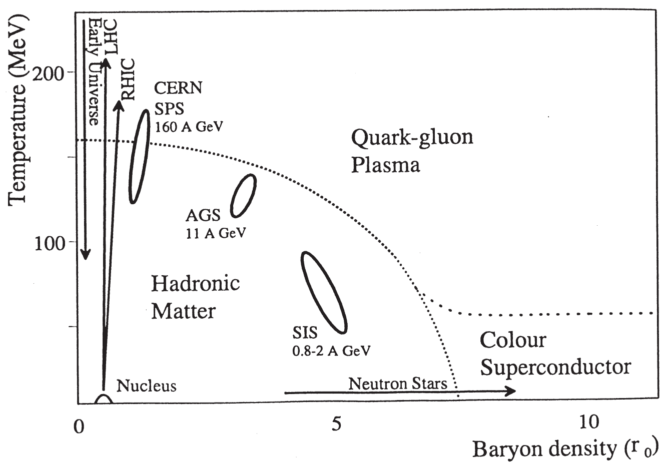
Teórie predpovedajú fázový prechod prvého druhu pri kritickej teplote okolo 170 MeV a hustote hmoty 4 - 10 krát vyššej ako je hustota normálnej jadrovej hmoty [3]. Dosiahnutie takýchto extrémnych podmienok sa predpokladá v zrážkach ultrarelativistických ťažkých iónov na urýchľovačoch (obr. 2.1).

Pri zrážke dvoch Lorentzovsky kontrahovaných jadier nastáva čiastočný prekryv ich hmôt. Nukleóny zrážajúcich sa jadier potom delíme na účastníkov (participants) v oblasti prekyvu a ostatné nazývame pozorovateľmi (spectators).

Fázový prechod uvoľnenia kvarkov (deconfinement) sa predpokladá pri hustote energie 1 - 3 GeV/fm^3. V dôsledku vysokého tlaku v oblasti novej fázy nastáva po jej vytvorení expanzia a ochladzovanie. Po dostatočnom znížení teploty sa začnú tvoriť hadróny a rezonancie, ktoré potom interagujú v pružných a nepružných zrážkach. A napokon okamih, od ktorého sú už dostatočne ďaleko od seba a neovpyvňujú sa, nazývame vymrazením. Pomocou detektorov môžeme pozorovať výsledné hadróny, produkty rozpadov rezonancií, leptóny a fotóny pochádzajúce zo zrážky.

2.1 Signatúry kvark-gluónovej plazmy

Kvark-gluónovú plazmu nie je možné detekovať priamo. Preto je treba určiť nejaké veličniny, na základe priebehu ktorých môžeme rozhodnúť, či k decon-



Obrázok 2.1: Fázový diagram hmoty [3].

finementu prišlo. Signatúrou nazývame charakteristickú zmenu takejto veličiny predpovedanú teóriou. Kľúčový význam má veličina, v závislosti od ktorej správanie študovanej veličiny určujeme.

To, čo skutočne hľadáme je niečo ako 'parameter usporiadania' v štatistickej mechanike: premenná, ktorá zostáva konštantná v rozsahu rôznych podmienok, ale ktorá sa potom v istom okamihu začne meniť. To môže byť dôsledok kritického bodu alebo bodu prechodu. Doteraz nie je známe, či skutočne existuje takýto parameter pre deconfinement [4].

Signatúry delíme podľa konečného stavu častíc na:

- **Hadrónové sondy:** sú ľahko merateľné. Ich výhodou je vysoký účinný prierez pre formovanie. Nevýhodou je evolúcia hadrónov cez reinterakcie v období medzi formovaním a detekciou.

- **Elektromagnetické sondy:** sú priamymi signálmi a navyše majú zanedbateľný účinný prierez interakcie s hadrónovou hmotou. Nevýhodou sú nízke účinné prierezy ich produkcie. Avšak ich detekcia v prostredí s vysokým hadrónovým pozadím je veľmi náročná.

2.2 Hadrónové sondy

2.2.1 Potlačenie produkcie charmónií (charmonium suppression)

Ako charmóniá označujeme stavy viazaného systému charmovaného kvarku a antikvarku (napr. ψ', χ_c, J/ψ). Táto klasická hadrónová sonda je aj skeptikmi považovaná za jedinú prístupnú signatúru v súčasnosti. Vďaka malému polomeru (0,2 fm) je tento systém citlivý na zmeny na malých škálach.

V mechanizme potlačenia hrá dôležitú úlohu zložitosť QCD vákua oproti QED vákuu. Na základe Heisenbergovej teórie neurčitosti môžu vo vákuu vznikať časticovo - antičasticové páry za podmienok daných vzťahmi neurčitosti. V QED má priebeh potenciálnej energie páru taký tvar, že ich energia je v ľubovoľnej vzájomnej vzdialenosti kladná a monotónne klesajúca s touto vzdialenosťou. V dôsledku toho anihilujú v typickom čase danom $1/\mathrm{E}_{pot}$.

Priebeh potenciálnej energie páru kvark - antikvark vznikajúcich v QCD vákuu nielen že nie je monotónnny, ale navyše vykazuje záporné minimum pre vzájomnú vzdialenosť približne 1 fm [3]. V dôsledku toho je prázdne QCD vákuum nestabilné, lebo existuje konfigurácia s nižšou energiou ako je nulová. Páry sa stávajú reálnymi. QCD vákuum je teda naplnené vákuovým kondenzátom: kvark - antikvarkovými pármi a pármi gluónov v typickej vzdialenosti 1 fm. Dôsledkom toho je vznik javu analogického elektrostatickému tieneniu. Vzniknutý pár charmovaných kvarkov nemôže vytvoriť viazaný stav vo vzdialenosti väčšej ako takzvaný tieniaci polomer r_s (0,3 - 0,5 fm). Pri vzďaľovaní kvarkov ich potenciálna energia rastie s ich vzdialenosťou r ako

$$E_{pot} = \sigma r \tag{2.1}$$

kde σ je konštanta (string constant). Kým sa kvarky dostanú do dostatočnej vzdialenosti aby rezonovali, objavia sa medzi nimi iné kvarky z vákuového kondenzátu, ktoré tienia farebný náboj.

$$E_{pot} = \sigma r \frac{1 - exp(-\frac{r}{r_s})}{\frac{r}{r_s}} \tag{2.2}$$

Namiesto vzniku viazaného stavu charmované kvarky fragmentujú do mezónov. Na základe tejto teórie by sa malo pozorovať potlačenie produkcie charmónií v zrážkach, kde prišlo k deconfinementu oproti zrážkam, kde k deconfinemetu neprišlo.

Problémom je, že aj v čisto hadrónovom scenári sa predpokladá pokles produkcie charmónií v dôsledku interakcie a následného rozbitia stavu piónmi. Zaujíma nás teda anomálne potlačenie vzhľadom na *normálne* vznikajúce podľa hadrónového scenára. Prvý pokles produkcie J/ψ častíc sa objavuje pri hustote energie 2,1 GeV/fm^3 (čo zodpovedá približne 100 zúčastneným nukleónom) a druhý pri hustote 3,2 GeV/fm^3 (zodpovedá 300 zúčastneným nukleónom) [3].

2.2.2 Zvýšenie produkcie podivnosti (strangeness enhancement)

Ďalšou hadrónovou sondou je zvýšenie produkcie podivných častíc. V hadrónových zrážkach pri nižších energiách je produkcia párov podivných kvarkov potlačená oproti produkcii párov up a down kvarkov. Je to spôsobené veľkým rozdielom ich hmotností. Up a down kvarky majú hmotnosť niekoľko MeV, kým podivný kvark okolo 150 MeV. Pri takých vysokých teplotách a hustotách energie ako sa predpokladajú pre tvorbu QGP je predpovedané obnovenie chirálnej symetrie, ktorá je pri nižších energiách iba približnou. Následkom toho klesnú hmotnosti kvarkov na nulu a páry podivných kvarkov by mali byť produkované s rovnakou pravdepodobnosťou ako páry up a down kvarkov. Očakáva sa zvýšenie produkcie podivnosti faktorom 2 [3]. Opäť je zvýšenie produkcie podivnosti predpovedané aj čisto hadrónovým scenárom pri nepružných procesoch pri reinterakcii hadrónov. Preto je treba určiť niečo ako *normálne zvýšenie produkcie podivnosti*, ktoré nie je vo vzťahu ku QGP.

V prípade podivných častíc mechanizmus, ktorý spôsobuje potlačenie charmónií funguje odlišne. Keď sa po vytvorení páru podivných kvarkov tieto vzdialia natoľko, aby mohli vytvoriť viazaný stav, je vysoká pravdepodobnosť, že sa vo vákuovom kondenzáte medzi nimi objavia kvarky, ktoré budú tiež podivné. Preto sa očakáva zvýšenie produkcie ϕ mezónov.

Objavil sa názor [5], že tou správnou veličnou, v závislosti od ktorej treba študovať produkciu podivnosti a charmónií je hustota energie. Teda neexistuje nič také ako kritický objem, ktorý by vylučoval zrážky protón - antiprotón z uvažovaných prostredí, kde by mohla QGP vznikať ak bola dosiahnutá dostatočná hustota energie. Potom každé potlačenie produkcie podivnosti by bolo prejavom QGP a neexistuje nič ako *normálne potlačenie*, teda každé potlačenie je anomálne.

2.2.3 Kinematické sondy

Kinematické sondy tvoria zvláštnu kategóriu [3]. Počítajú s určením termodynamických premenných, ktorými sú jednotlivé fázy hmoty charakterizované: teplota T, hustota energie ϵ, tlak p a hustota entropie s. .

$$\epsilon = \frac{g}{30}\pi^2 T^4 \tag{2.3}$$

$$p = \frac{\epsilon}{3} = \frac{g}{90}\pi^2 T^4 \tag{2.4}$$

$$s = \frac{\sigma p}{\sigma T} = \frac{2g}{45}\pi^2 T^3 \tag{2.5}$$

Odtiaľ je potom možné určiť faktor degenerácie g,

$$g = n_{bozonov} + \left(1 - \frac{1}{2^3}\right) n_{fermionov} \tag{2.6}$$

kde $n_{bozonov}$ je počet stupňov voľnosti bozónov a $n_{fermionov}$ je počet stupňov voľnosti fermiónov. Faktor degenerácie prudko rastie pri prechode od hadrónového plynu k QGP, lebo rastie počet stupňov voľnosti.

2.3 Elektromagnetické sondy

Medzi elektromagnetické sondy patrí detekcia priamych termálnych fotónov, ktorých spektrum by malo slúžiť ako teplomer pre médium, z ktorého sú emitované [3].

Termálne dileptóny vznikajú z rozpadov mezónov ako ω a ϱ. Ak tieto mezóny vznikli v chirálne symetrickej fáze, mohli by mať nižšiu hmotnosť. Pri doteraz dosiahnutých energiách vykazujú elektromagnetické sondy malý výťažok s veľkým pozadím. Doposiaľ neboli dosiahnuté podstatné výsledky, lebo detekcia na vysokom hadrónovom pozadí je veľmi obtiažna.

Medzi ďalšími signatúrami kvark-gluónovej plazmy môžeme spomenúť brzdenie jetov. Vzniká v dôsledku strát energie rýchlych kvarkov prechádzajúcich deconfinovaným médiom. Navrhnutých bolo aj niekoľko iných signatúr [3].

2.4 Otázky a predmet výskumu

Na jar roku 2000 vydalo Európske centrum jadrového výskumu CERN vyhlásenie [7], v ktorom sa hovorí, že bolo dokázané vytvorenie nového stavu hmoty s hustotou energie 20 krát vyššou ako je hustota normálnej jadrovej hmoty. Mohla by to byť QGP, lebo vykazuje mnoho charakteristík teoreticky predpovedanej QGP. Dôkaz je to nepriamy, ale žiadne iné hypotézy založené na konvenčnejších hadrónových interakciách neboli schopné simultánne vysvetliť získané dáta konzistentným spôsobom.

Napriek intenzívnemu záujmu existuje v oblasti QGP veľa nezodpovedaných otázok:

- Aké je *normálne* správanie študovaných veličín a ktoré prejavy môžeme prísúdiť prítomnosti kvark-gluónovej plazmy?
- Aká je premenná v závislosti od ktorej treba študovať správanie signatúr?
- Aká je príčina druhého poklesu v pozorovanom anomálnom potlačení produkcie J/ψ častíc?

Presnejšie informácie, lepšie podmienky, väčšiu štatistiku a rôznorodosť dát by mali poskytnúť nové experimenty:

- V lete 2000 bol zahájený zber dát v programe Relativistického kolajdera ťažkých iónov (Relativistic Heavy Ion Collider - RHIC) v Národnom laboratóriu v Brookhavene (Brookhaven National Laboratory - BNL) v USA. Celý jeho program je vyhradený na štúdium zrážok ťažkých iónov. Zahŕňa štyri experimenty, ktoré by mali pokryť všetky navrhované signatúry [8].

- V CERNe pri Ženeve bude v roku 2006 dokončený urýchľovač LHC ktorý bude umožňovať dosiahnuť hustoty energie 4 - 10 krát väčšie ako na Super Proton Synchrotróne (SPS), ktorý bol zdrojom väčšiny doterajších dát a 4-5 krát väčšie ako na RHIC. Na tomto urýchľovači bude pre štúdium zrážok ťažkých iónov vyhradený experiment ALICE.

2.5 Experiment ALICE

Experiment bol navrhnutý tak, aby poskytoval podmienky pre vytvorenie QCD objemnej hmoty a QGP [1] a pokrýval štúdium čo najväčšieho množstva signatúr a tak umožnil analyzovať existenciu QGP [1]. Všetky parametre dôležité pre formovanie QGP: hustota energie, veľkosť a čas života systému, by sa mali vylepšiť v porovnaní so zrážkami olovo - olovo na SPS typicky o rád. Oblasť centrálnej rapidity bude mať takmer nulovú hustotu baryónov - podobne ako tomu bolo v rannom vesmíre.

Cieľom je študovat a testovať kvantovú chromodynamiku na jej prirodzenej škále, konkrétne [1]:

- **Počiatočné podmienky**, ktoré majú na základe počtu zrážajúcich sa nukleónov dať informáciu o dosiahnutej hustote enrgie.

- **QGP**. Produkcia charmu bude testovať kinematiku kvarkov v skorom štádiu, účinné prierezy hadrónov s vysokými priečnymi hybnosťami sú citlivé na straty energie partónov v plazme. Rýchle fotóny charakterizujú tepelné vyžarovanie plazmy. Produkcia J/ψ a Υ častíc bude testovat deconfinement.

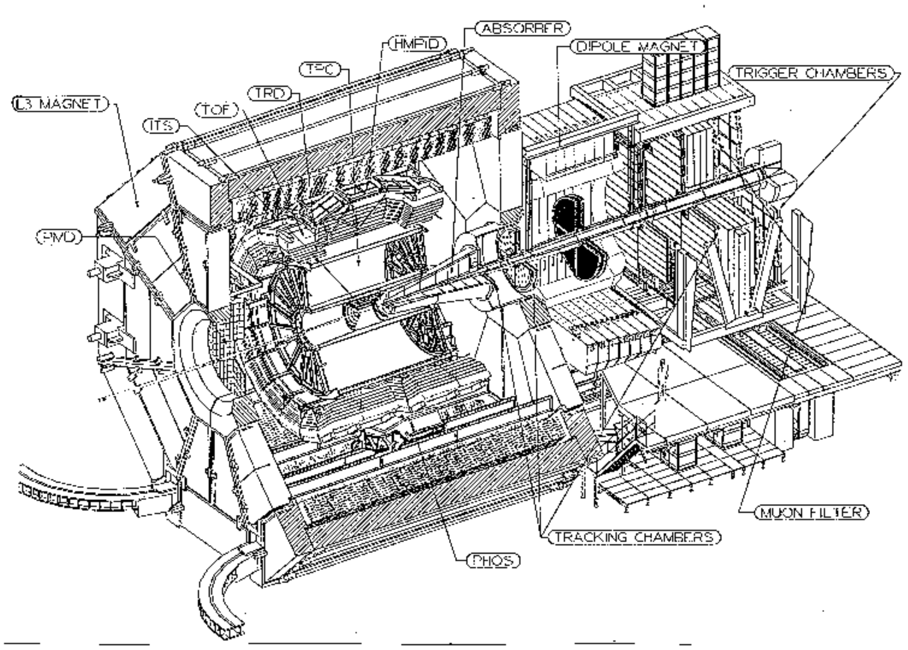
- **Fázový prechod**. Produkcia podivnosti je citlivá na veľkú hustotu podivných kvarkov očakávanú od obnovenia chirálnej symetrie. Časticová interferometria meria čas expanzie v zmiešanej fáze. Tento čas sa očakáva veľký v prípade fázového prechodu prvého druhu.

- **Hadrónová hmota**. Parametre tvaru rezonancií sú citlivé na dynamickú evolúciu hadrónovej fázy. Interferometria umožňuje meranie polomeru vymrazenia.

Navyše sa budú študovať zrážky iónov s nižšou hmotnosťou (tak sa dosiahne zmena hustoty energie). Zrážky protón - protón a protón - jadro budú poskytovať referenčné dáta pre zrážky jadro - jadro.

Okrem fyziky kvark-gluónovej plazmy sa bude experiment zaoberať štúdiom fotón-fotónových reakcií a množstvom protón-protónových procesov s veľkými účinnými prierezmi neprístupných experimentom vyhradeným na štúdium protón-protónových zrážok.

Experiment je navrhnutý tak, aby zvládol najväčšie početnosti častíc očakávané pre zrážky olovo - olovo (8000 častíc na jednotku rapidity). Priemerná početnosť zrážok takéhoto typu bude rádu 10^4 /s. Niekoľko percent z nich ($\sim$ 100



Obrázok 2.2: Detekčný systém experimentu ALICE [1]: vnútorný systém pre zobrazenie stôp - Inner Tracking System - ITS, cylindrická časovo-projekčná komora - Time Projection Chamber - TPC, pole detektorov identifikujúcich častice - Particle Identification Detectors - PID), detektory založené na meraní času preletu - Time-Of-Flight - TOF, detektory na identifikáciu častíc s vysokými hybnosťami - High Momentum, particle Identification Detector - HMPID, fotónový spektrometer - PHOton Spectrometer - PHOS, miónový spektrometer - Forward dimuon spectrometer a zostava je zakončená poľom kalorimetrov a detektorom početnosti.

zrážok/s) zodpovedá najzaujímavejším - centrálnym s maximálnou produkciou častíc. Návrh detektora smeroval k veľkej geometrickej akceptancii v kombinácii s vysokou rýchlosťou zberu dát.

Na obr.2.2 je zobrazený detekčný systém experimentu ALICE. Centrálne detektory pokrývajúce 1,8 jednotiek pseudorapidity budú umiestnené v solenoidovom magnete s priemerom 12 metrov. Tento bude poskytovať slabé magnetické pole veľkosti 0,2 T.

Kapitola 3

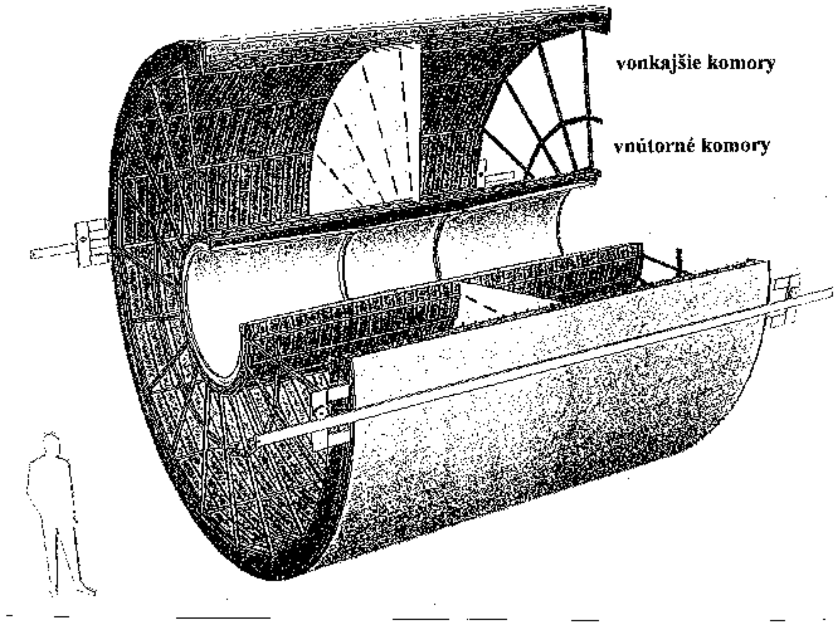
Časovo-projekčná komora experimentu ALICE

Časovo-projekčná komora (obr. 3.1) je hlavým detektorom experimentu na určovanie stôp nabitých častíc. Je určená na meranie hybnosti častíc a ich identifikáciu meraním ionizačných strát s presnosťou lepšou ako 10%.

3.1 Princípy funkcie časovo-projekčnej komory

Keďže ide o experiment na kolajderi, bolo prirodzené použiť cylindrickú geometriu aj pre TPC. Driftový priestor dĺžky 5 metrov tvorí objem ohraničený dvomi súosími valcami s polomermi 90 cm a 250 cm. Je naplnený pracovným plynom a v strede je rozdelený vysokonapäťovou platňou na dva podpriestory. Koncové podstavy valca sú uzemnené, na nich sa nachádzajú štruktúry mnohovláknových proporcionálnych komôr. Na vysokonapäťovú platňu je privádzané také napätie zápornej polarity, aby veľkosť intenzity elektrického poľa v driftovom pristore komory dosahovala požadovanú veľkosť (200 až 400 V/cm). Klietku zabezpečujúcu homogénne elektrické driftové pole (field cage) tvoria mylarové pásiky potiahnuté hliníkovou vrstvou napnuté na konštrukcii (obr. 3.1). Pomocou odporového deliča je na ne privádzaný potenciál lineárne sa meniaci so vzdialenosťou pozdĺž osi valcovej komory. Úlohou tejto konštrukcie je zabezpečiť homogenitu elektrického poľa v driftovom priestore a zamedziť tak okrajovým efektom.

Rozdelenie koncových podstáv valca na segmenty je zrejmé z obr. 3.1. Na každom konci komory je 18 segmentov označovaných ako vnútorná komora (inner chamber) a 18 označovaných ako vonkajšia komora (outer chamber). Segmenty týchto skupín sa nelíšia len tvarom a veľkosťou, ale aj geometriou proporcionálnych komôr (readout structures), ktoré nesú (obr. 3.2). Na Ústave fyziky FMFI UK v Bratislave bude vyrobených a testovaných 18 vnútorných komôr. Nad rovinou pokovených plôšok - padov (s prekovením na druhú stranu a výstupom na elektroniku), sa nachádza rovina anódových vlákien. Nasledovaná je rovinou katódových vlákien na nulovom potenciáli a proporcionálne komory uzatvára brá-

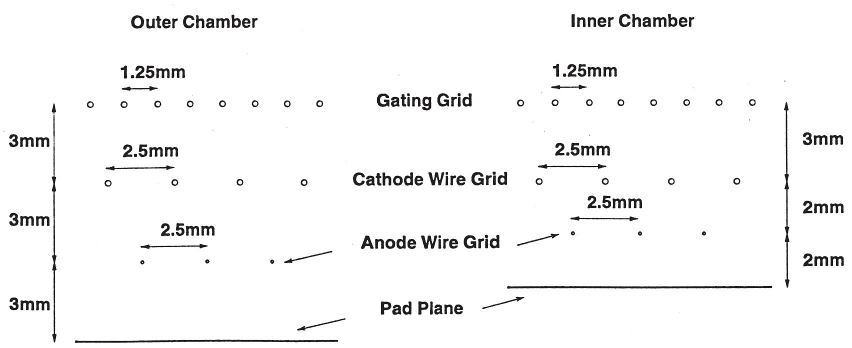


Obrázok 3.1: Schématické znázornenie pohľadu do driftového priestoru ALICE TPC [9]. Driftový priestor je v strede rozdelený vysokonapäťovou platňou. Do konštrukcie na koncových podstavách valca budú vložené segmenty jednotlivých mnohovláknových proporcionálnych počítačov pre vnútorné a vonkajšie komory.

novacia mriežka (gating grid).

Interakčný bod, kde sa urýchľované častice zrážajú, sa nachádza na osi valcovej štruktúry detektorov približne v strede. Častice vylietavajúce zo zrážky po prechode vnútorným detektorom (inner tracker) prelietavajú pracovným plynom TPC. Dráhy nabitých častíc sú zakrivované pôsobením magnetického poľa solenoidu (0,2 T). Vytvorené kladné ióny driftujú k vysokonapäťovej platni, elektróny smerom k proporcionálnym komorám. Počas ich driftu dochádza k difúzii. V oblasti proporcionálnych komôr získa elektrón od rastúceho nehomogénneho poľa pri približovní sa k anóde v čase od poslednej zrážky dostatočnú energiu na ionizáciu molekuly plynu pri zrážke nasledujúcej - vzniká plynové zosilnenie. Elektróny z lavíny sú neutralizované na anódovom vlákne, kladné ióny driftujú smerom späť do driftového priestoru komory. Týmto pohybom indukujú na padoch signál, ktorý sa ďalej elektronicky spracováva.

Bránovacia mriežka slúži na uzavretie priestoru proporcionálnych komôr od driftového priestoru. Zabraňuje príchodu elektrónov k anódam, keď je to nežiadúce a zachytáva odchádzajúce ióny z lavín.



Obrázok 3.2: Geometria proporcionálnych komôr vnútorných a vonkajších komôr ALICE TPC [1]. Pozostávajú (postupne zospodu) z padovej roviny (Pad plane), anódovej mriežky (Anode wire grid), Frischovej mriežky (Cathode wire grid) a bránovacej mriežky (Gating grid). Driftový priestor sa nachádza nad proporcionálnymi komorami.

3.2 Meranie stôp nabitých častíc a ich identifikácia pomocou TPC

Časovo-projekčná komora je zložitý plynový detektor, ktorý sa využíva vo fyzike vysokých energií na určovanie stôp nabitých častíc v trojrozmernom priestore a na identifikáciu týchto častíc na základe ionizačných strát.

Na určenie súradnice stopy v rovine r,θ, kolmej na os valcov, bude v ALICE TPC použitý len signál indukovaný na padoch. Presnejšie určenie súradnice umožní váhovanie signálu. Súradnica z, v smere intenzity elektrického poľa, sa bude určovať z doby driftu elektrónov z daného bodu stopy k proporcionálnym komorám zo známej driftovej rýchlosti elektrónov v plyne. Po rozhodnutí triggera, že zrážka, ktorá práve nastala je pre nás zaujímavá, sa driftový priestor rozdelí imaginárnymi rovnako vzdialenými rezmi kolmými na os valca na niekoľko stoviek vrstiev. V každej z nich sa určí súradnica stôp v rovine r,θ a z doby driftu vrstvy sa určí jej z-ová súradnica. Pre presnejšie určenie súradnice stopy sa používa váhovanie rovnako aj v smere osi z.

Keď odmeriame ionizačné straty častice (pomocou merania náboja indukovaného na padoch), môžeme určiť rýchlosť tejto častice použitím Bethe-Blochovej formuly. Pomocou hybnosti určenej na základe zakrivenia dráhy častice v magnetickom poli určíme hmotnosť častice, čím ju identifikujeme. Na tento účel sa používa magnetické pole, ktorého vektor intenzity je rovnobežný s intenzitou elektrického poľa v driftovom priestore.

Kapitola 4

Optimalizácia napätí na elektródach vytvárajúcich proporcionálne komory

Časovo-projekčná komora pozostáva z dvoch základných častí :

1. **Driftový priestor**, v ktorom zanechávajú študované častice stopu vo forme ionizácie plynu. Táto potom driftuje pod vplyvom elektrického poľa k druhej časti, ktorou sú
2. **Proporcionálne komory**. Tam vzniká plynové zosilnenie a na padoch sa indukuje signál, ktorý ďalej postupuje elektronikou.

Základnou myšlienkou konštrukcie proporcionálnych komôr je, aby tvorili sústavu malých proporcionálnych počítačov, analogicky ako pri mnohovláknových proporcionálnych počítačoch.

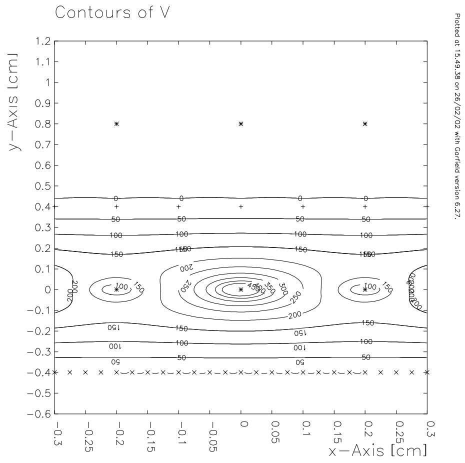
4.1 Proporcionálne komory s rovinnými padmi

Klasickým riešením je zloženie z rovinných padov (ktoré sú na nulovom potenciáli), roviny striedajúcich sa anódových (vysoké kladné napätie) a pole formujúcich katódových vlákien (na nulovom potenciáli). Nasleduje rovina katódových vlákien - tzv. Frischova mriežka, ktorá oddeľuje driftový priestor od proporcionálnych komôr, pôsobí ako tienenie. Každá anóda obklopená elektródami na nulovom potenciáli tvorí malý proporcionálny počítač. Typickým príkladom takejto geometrie sú komory experimentu NA49 v CERNe (pozri stať 7.2 o GTPC experimentu NA49) [10] (pozri tab. 4.1, obr. 4.1a)).

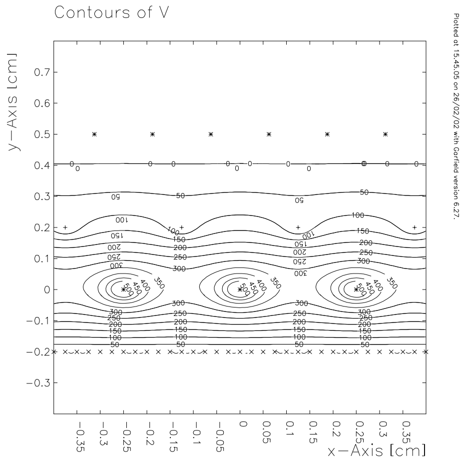
V prípade ALICE TPC bude použitá netradičná geometria proporcionálnych komôr. Poleformujúce katódové vlákna striedajúce anódy boli úplne vylúčené, bola zmenšená vzdialenosť anóda - pad a katódová mriežka bola zriedená (viď tabuľka 4.1 a obr. 4.1b)). Táto zmena bola urobená za účelom zvýšenia pomeru

	vnútorná komora ALICE TPC	vonkajšia komora ALICE TPC	GTPC
vzdialenosť roviny anódových vlákien od roviny padov [mm]	2	3	4
vzdialenosť roviny poleformujúcich vlákien od roviny padov [mm]			4
vzdialenosť roviny Frischovej mriežky od roviny padov [mm]	4	6	8
vzdialenosť roviny bránovacej mriežky od roviny padov [mm]	7	9	12
krok anódových vlákien [mm]	2,5	2,5	4
krok katódových vlákien [mm]	2,5	2,5	4
krok vlákien Frischovej mriežky [mm]	2,5	2,5	1
krok bránovacích vlákien [mm]	1,25	1,25	2
napätie na padoch [V]	0	0	0
napätie na anódach [V]	1000	1000	1000
napätie na katódach a Frischovej mriežke [V]	0	0	0
napätie na bránovacej mriežke v otvorenom stave[V]	-60	-60	-90
bránovacie napätie [V]	50	50	50

Tabuľka 4.1: Vzdialenosti elektród a napätia na nich pre rôzne geometrie proporcionálnych komôr (vnútorná komora ALICE TPC, vonkajšia komora ALICE TPC, GTPC experimentu NA49). Napätia boli optimalizované pomocou programu Garfield. Geometrie proporcionánych komôr boli nekonečné.



Obrázok 4.1a) Elektrické pole v okolí vlákien proporcionálnych komôr pre klasickú rovinnú geometriu - GTPC z experimentu NA49. Anódové vlákno sa nachádza v strede, po jeho stranách sú katódové vlákna. Simulácia z programu Garfield.



Obrázok 4.1b) Elektrické pole v okolí vlákien proporcionálnych komôr pre netradičnú rovinnú geometriu - vnútorné komory ALICE TPC. Obrázok zachytáva tri anódové vlákna. Simulácia z programu Garfield.

signálu indukovaného na pade k signálu na anóde. Odstránením pole-formujúcich vlákien došlo k deformácii ekvipotenciálnych hladín oproti kasickej geometrii.

Oba typy proporcionálnych komôr sú od driftového priestoru oddelené bránovacou mriežkou.

4.1.1 Význam a realizácia bránovania v TPC

Úlohou bránovacej mriežky je uzavrieť proporcionálne komory od driftového priestoru tak, aby elektróny neprichádzali na anódy, keď je to nežiadúce. Účelom bránovania je zabrániť kladným iónom vzniknutým v lavínach, aby prenikali do driftového priestoru komory. Aj keď je veľká časť kladných iónov neutralizovaná na katódach, ak by sme nepoužili bránovanie, ostatné ióny by dosiahli driftový priestor. Tieto ióny predstavujú kladný náboj mnohonásobne väčší ako je ten, ktorý vznikol ionizáciou primárnymi časticami (ALICE TPC bude pracovať s plynovým zosilnením až 20000). Ióny pomaly driftujúce k centrálnej vysokonapäťovej elektróde predstavujú veľký priestorový náboj, ktorý by narušoval homogenitu driftového elektrického poľa. Logickým dôsledkom by bola zmena driftovej rýchlosti, ak pracujeme v oblasti nesaturovanej driftovej rýchlosti, a tým chyba v určení súradnice kolmej na roviny padov. ALICE TPC bude pracovať pri driftových poliach do 400 V/cm, kde driftová rýchlosť elektrónov ešte nie je saturovaná [1].

Navyše to, že zabránime príchodu elektrónov na anódy ak sa práve neudiala žiadna zrážka, ktorá by bola pre nás zaujímavá, má výrazne pozitívny vplyv na starnutie komory.

Preto je zrejmé, že dôležitosť bránovania vyniká najmä v prostrediach s vysokými početnosťami a u detektorov pracujúcich s vysokým plynovým zosilnením. Takou je aj ALICE TPC. Bránovanie sa realizuje privádzaním vhodného napätia na bránovaciu mriežku. Požadujeme, aby sa brána zatvárala s použitím čo najmenšieho napätia, čo minimalizuje presluchy do elektroniky. Prítomnosť bránovacej mriežky v otvorenom stave takmer nenarušuje pôvodné pole. Je na nej napätie zodpovedajúce jej polohe, alebo o niečo viac záporné, aby nezachytávala elektróny driftujúce do oblasti proporcionálnych komôr a nespôsobovala tak straty signálu. Všetky tieto požiadavky boli zohľadnené v prevedených simuláciách.

Bránovacie módy

1. **Monopolárny mód.** O monopolárnom móde hovoríme, ak je na všetky vlákna bránovacej mriežky privádzaný rovnaký potenciál. Ak je potenciál dostatočne veľký a kladný, je takáto mriežka zatvorená pre elektróny prichádzajúce a kladné ióny opúšťajúce oblasť proporcionálnych komôr. V tomto prípade sa na ostatných elektródach indukuje neprípustne vysoký náboj [12]. Preto sa na potlačenie tohto indukovaného náboja vkladá medzi anódy a bránovaciu mriežku tieniaca - Frischova mriežka.

2. **Bipolárny mód.** Tento mód sa realizuje zmenou statického napätia na mriežke tak, že na každom druhom vlákne sa spína kladný potenciál a na ostatných vláknach záporný. Pritom napätie na susedných vláknach sa zmení o rovnakú hodnotu, len s opačným znamienkom. V tomto prípade sa celkový náboj na bránovacej mriežke nemení a v prvom priblížení sa neindukuje náboj na iných elektródach komory.

   V magnetickom poli sa pohyb nabitých častíc riadi parametrom $\omega\tau = \mu B$, ktorý vstupuje z rovnice popisujúcej ich pohyb v elektromagnetickom poli s trením [12]. Pre kladné ióny má malú hodnotu, preto sa pohybujú pozdĺž elektrických siločiar a sú zachytené na bránovacej mriežke už pri malom bránovacom napätí. Na druhej strane majú elektróny hodnotu tohto parametra vysokú, preto sa ich pohyb riadi priebehom magnetických indukčných čiar a ich zastavenie vyžaduje väčšiu hodnotu bránovacieho napätia. Pre toto správanie sa jednotlivých nosičov náboja môže **bipolárna brána v magnetickom poli** pracovať ako dióda, ktorá po aplikovaní nízkeho bipolárneho napätia neprepúšťa kladné ióny, ale je otvorená pre prichádzajúce elektróny [13].

Módy triggerovania brány

1. Bipolárna brána v magnetickom poli pri vhodnom napätí nemusí byť triggerovaná. Nevýhodou je, že všetky elektróny z driftového priestoru môžu

spôsobiť lavínu. Preto je toto riešenie nevýhodné v prípade, že chceme zamedziť starnutiu.

2. **Asynchrónny trigger.** Brána sa otvorí po pozitívnom rozhodnutí triggera o dôležitosti zrážky a otvorená je po dobu rovnú času driftu elektrónov z najvzdialenejších miest detektora k proporcionálnym komorám. Rozhodnutie triggera je založené na signále z detektorov umiestnených mimo TPC. V závislosti na časovom intervale medzi momentom zrážky a momentom otvorenia brány T strácame časť citlivého objemu komory dĺžky

$$L = T.v \tag{4.1}$$

Jeho veľkosť závisí aj od rýchlosti driftu elektrónov v. Tento triggerovací mód bude použitý aj pri ALICE TPC, lebo obmedzenie starnutia patrí k prioritným požiadavkam na túto TPC.

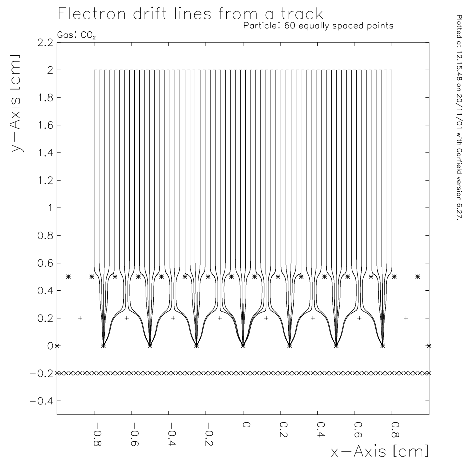
3. **Synchrónny trigger.** Strate citlivého objemu zabraňuje riešenie v podobe synchrónneho triggera. Brána sa otvára niekoľko mikrosekúnd pred každým pretnutím zväzkov (bunch - crossing). V prípade, že zrážka, ktorá nastala nie je zaujímavá, brána sa opäť zavrie. Takto je celkovo brána otvorená kratší čas ako bez triggera, ale zároveň dlhšie, ako pri asynchrónnom triggeri, čo má negatívne dôsledky na starnutie.

4.1.2 Optimalizácia napätí a bránovanie pri proporcionálnych komorách s rovinnými padmi

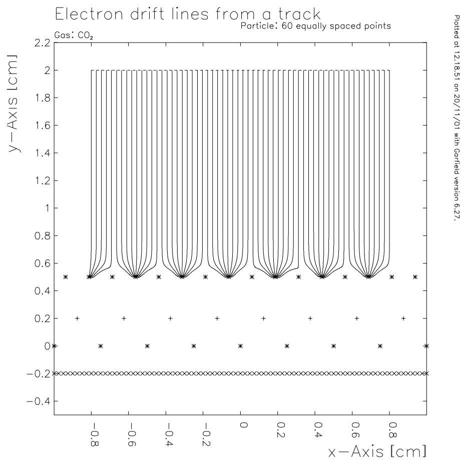
Pred každou simuláciou je nevyhnutné optimalizovať pomery vzdialeností a napätí v komore tak, aby spĺňali reálne predpoklady: dostatočné plynové zosilnenie (závisí od napätia na anódach), intenzitu elektrického poľa v driftovom priestore (od nej závisí driftová rýchlosť elektrónov). Snažili sme sa aby výsledný efekt zodpovedal požiadavkám, ako sú úplné uzavretie komory alebo fokusácia elektrónov na anódy, pričom vyhovieť všetkým požiadavkam nemusí byť vždy možné.

Snahou je spínať minimálne napätia. Okrem toho, že spínanie vysokých napätí spôsobuje presluchy do elektroniky a indukuje napätie na susedných elektródach, predstavuje náročný technický problém pri požadovanej ostrosti nábehovej hrany (menej ako 150 ns). Nevyhnutnosť takto krátkeho času plynie z požiadavky strácať minimálny citlivý objem komory.

Pokúsili sme sa minimalizovať aj statické napätia. Tie rovnako spôsobujú technické problémy pri spínaní. Pri aplikácii statického vysokého napätia na vodivé štruktúry treba počítať s výbojmi na nehmogenitách povrchu (hranách a hrotoch). Ak aj pri konštrukcii a výrobe takéto miesta obmedzíme, vytvoria sa ako dôsledok starnutia. Navyše nánosy vzniknuté v dôsledku starnutia sú izolantmi, ktoré sa budú nabíjať, a tak rušiť elektrické pole.



Obrázok 4.2a) Drift elektrónov zo stopy k anóde pre geometriu vnútorných komôr. Brána je v otvorenom stave.



Obrázok 4.2b) Drift elektrónov zo stopy k bránovacej mriežke pre geometriu vnútorných komôr. Brána je v zatvorenom stave.

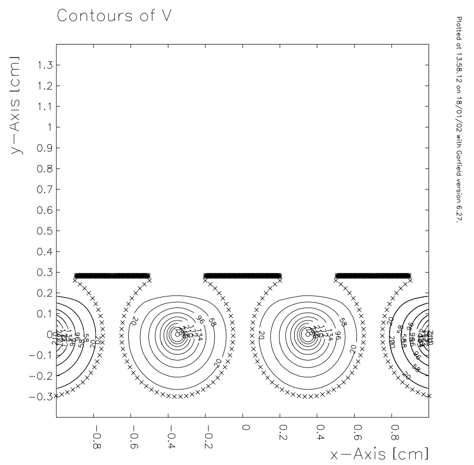
Pri simuláciách bol použitý program Garfield[1] verzia 6.27. Drift elektrónov pre geometriu vnútorných komôr pri otvorenej aj zatvorenej bráne je zobrazený na obrázkoch 4.2a) a 4.2b). Obrázky pre geometriu vonkajších komôr vyzerajú analogicky. Získané hodnoty statických a bránovacích napätií spolu s geometrickými údajmi pre geometriu vnútorných a vonkajších komôr sú uvedené v tabuľke 4.1.

Pri geometrii ALICE TPC sme určili napätie na bránovacej miežke v otvorenom stave -60 V. V GTPC je to -90 V, pretože bránovacia mriežka je od padovej roviny v tomto prípade vzdialenejšia. Na bránovanie vo všetkých uvažovaných prípadoch postačuje 50 V.

[1] Garfield [14] je program umožňujúci simulovať v dvoch rozmeroch procesy prebiehajúce v plynových detektoroch. Pre mnohé prípady zložitých geometrií sú priebehy elektrických a magnetických polí veľmi ťažko analyticky riešiteľné, preto sa používajú simulácie.

Treba zadať geometriu a potenciály na jednotlivých rovinách a vláknach, stopu častice a počet elektrónov, ktoré vytvorí na jednotke dráhy. Ďalej je možné definovať zmes pracovného plynu alebo vybrať si z preddefinovaných. Je možné zadať aj rôzne iné vstupy podľa požadovaných výstupov programu.

Z najčastejšie používaných výstupov v našich simuláciách môžeme menovať vykreslenie driftových trajektórií elektrónov a iónov a časový priebeh signálu indukovaného iónmi na padoch. Je možné dať vypisovať intenzitu elektrického poľa v ľubovoľnom bode uvažovaného priestoru a zobrazovať priebeh ekvipotenciálnych hladín. K dispozícii je mnoho ďalších výstupov prístupných ako vstupy aj pre iné programy.



Obrázok 4.3: Geometria proporcionálych komôr pre C-pady a zobrazenie ekvipotenciálnych hladín v okolí anódy.

4.2 Proporcionálne komory s padmi tvaru C

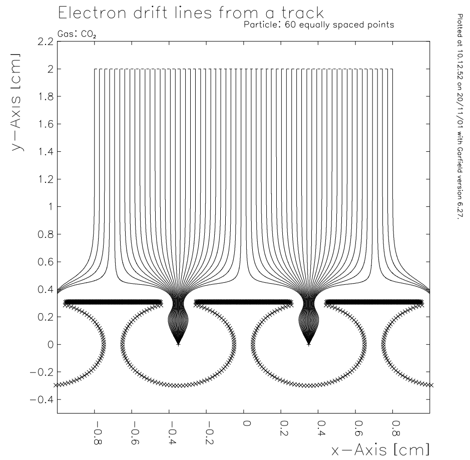
Konštrukcia C-padových proporcionálnych komôr sa vysporiadava s požiadavkou analógie poľa v okolí anódy s poľom v proporcionálnom počítači iným spôsobom. Geometria C-padov proporcionálny počítač aj viac pripomína (obr. 4.3). Podstatnou výhodou tejto štruktúry je zvýšenie pomeru signálu z padu k signálu z anódy v dôsledku uzatvorenia C-padov okolo anódy. Ďalšou prednosťou tejto geometrie je výhodný tvar signálu v porovnaní s rovinnou geometriou (pozri stať 6.3). Nevýhodami sú vysoké bránovacie a fokusujúce napätie a náročné mechanické vyhotovenie C-padov, lebo technika ich výroby je ešte v začiatkoch, zatiaľ čo s technikou ťahania vlákien existujú už dlhoročné skúsenosti.

4.2.1 Bránovanie v prípade C-padov

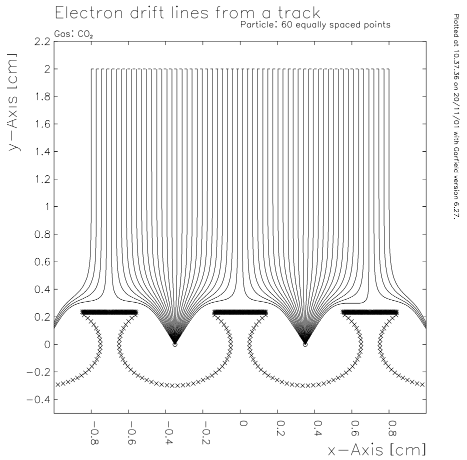
V tejto geometrii sa bránovanie rieši pomocou bránovacích pásikov (stripov) oddeľujúcich susedné C-pady. Bránovacie napätie sa spína analogicky s bipolárnym spínaním v prípade geometrie rovinných padov. Opäť je snahou spínať minimálne napätie. V otvorenom stave brány musí byť na bránovacích pásikoch také napätie, ktoré bude fokusovať prichádzajúce elektróny do štrbín C-padov, aby sme nestrácali amplitúdu signálu. Bolo vyšetrovaných šesť geometrií C-padov s uhlami otvorenia 36 ° - 90 ° s rovnakým polomerom 3 mm. Vo všetkých prípadoch bolo napätie na anódach 1000 V, uzemnené pady a intenzita elektrického poľa v driftovom priestore 200±2 V/cm. Pre simulácie bol použitý plyn CO_2. Dosiahnuté hodnoty najnižších možných fokusujúcich a bránovacích napätí na bránovacích pásikoch (stripoch) sú uvedené v tabuľke 4.2. Je zrejmé, že s rastúcim uhlom otvorenia padu postačuje na fokusáciu nižšie napätie, vtedy ale klesá pomer veľkosti signálov indukovaných na pade a anóde. Bránovacie napätie je pri všetkých otvoreniach rovnaké. Pri C-padovej geometrii je bránovacie napätie

uhol otvorenia	šírka vstupnej štrbiny [mm]	fokusujúce napätie [V]	bránovacie napätie [V]
36 °	1,85	-430	190
50 °	2,54	-290	190
60 °	3,00	-220	190
70 °	3,44	-140	190
80 °	3,86	-90	190
90 °	4,24	-50	190

Tabuľka 4.2: Fokusujúce a bránovacie napätia pre rôzne uhly otvorenia C-padov.



Obrázok 4.4a) Drift elektrónov pre geometriu s uhlom otvorenia 36 ° a otvorenou bránou.

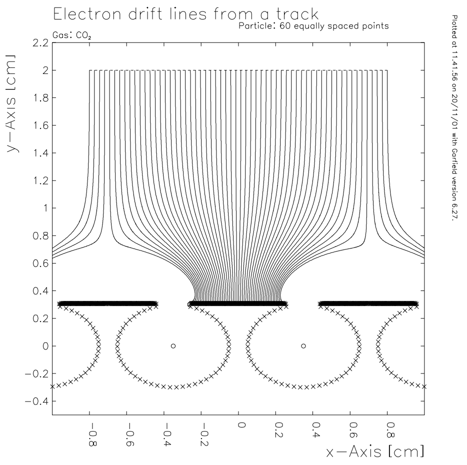


Obrázok 4.4b) Drift elektrónov pre geometriu s uhlom otvorenia 90 ° a otvorenou bránou.

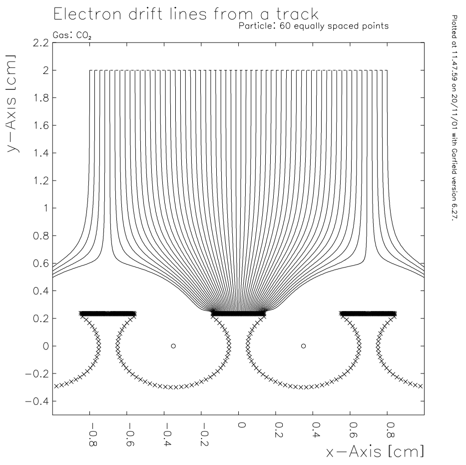
(190 V) omnoho väčšie ako pri rovinných geometriách (50 V). Je to spôsobené odlišným spôsobom bránovania.

U C-padov by nebolo možné použiť bránovacie pásiky, ktoré sú priamo na padoch, lebo na nich spínané napätie by indukovalo na padoch veľký signál. Preto sa používa uzemnený pásik tesne nad padmi. Ten je od nasledujúceho pásika na ktorom sa spínajú napätia oddelený vrstvou izolantu. Navyše je pri tejto konštrukcii nevyhnutné, aby bolo spínanie bránovacieho napätia na pásikoch symetrické s presnosťou na 10 ns.

Pre porovnanie je na obr. 4.4a) a 4.4b), 4.5a) a 4.5b) zobrazený drift elektrónov pre najmenší (36 °) a najväčší (90 °) uhol otvorenia padu s otvorenou a zatvorenou bránou.



Obrázok 4.5a) Drift elektrónov pre geometriu s uhlom otvorenia 36 ° a zatvorenou bránou.



Obrázok 4.5b) Drift elektrónov pre geometriu s uhlom otvorenia 90 ° a zatvorenou bránou.

4.2.2 Členenie bránovacích pásikov (stripov) za účelom zníženia bránovacieho napätia

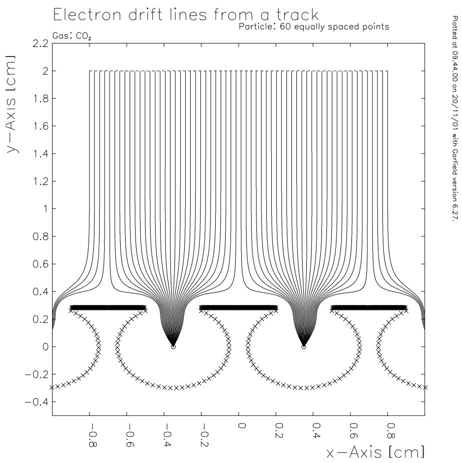
Pre prevádzku komory je výhodnejšie, ak sa pri bránovaní spínajú nižšie napätia. Vtedy sa zmenšujú náboje indukované po zopnutí na elektródach. Rovnako sú nižšie nároky na použitú elektroniku. Preto boli navrhnuté členenia bránovacích pásikov. Na nich boli optimalizované napätia tak, aby bolo dostačujúce nižšie napätie na bránovanie. Na obr. 4.6a) až 4.8b) je zobrazená pôvodná geometria a alternatívne geometrie bránovacích pásikov (schodovitá a sendvičová geometria) pre uhol otvorenia (60 °). V tabuľke 4.3 sú uvedené dosiahnuté bránovacie napätia. Vo všetkých prípadoch bolo napätie na anódach 1000 V a uzemnené pady. Pre simulácie bol použitý plyn CO_2.

V nasledujúcej časti uvádzame možné geometrie členených bránovacích pásikov, pri ktorých sa nám podarilo znížiť bránovacie napätie oproti C-padovej štruktúre s doteraz používanými rovinnými (nečlenenými) bránovacími pásikmi.

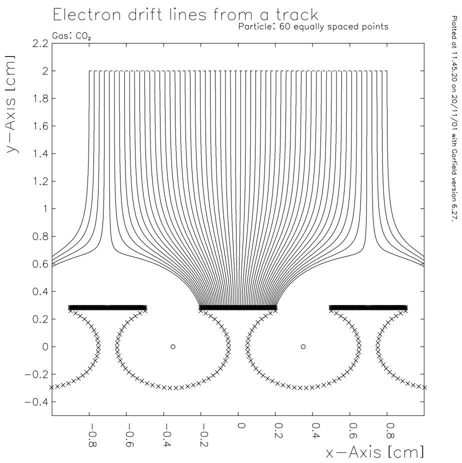
Môžeme povedať, že sa nám podarilo znížiť bránovacie napätie o 90 -70 V. Pásiky sa realizujú nanesením kovu alebo vrstvením kovu medzi izolanty. Na prvý pohľad je zrejmé, že výroba takýchto štruktúr je oproti klasickému prípadu rovinných bránovacích pásikov zložitejšia. Statické fokusujúce napätie sa nám znížiť nepodarilo. Pri sendvičovej geometrii na obr. 4.8a) je dokonca statické fokusujúce napätie na pásikoch vyššie ako pri jednoduchej geometrii rovinného pásiku. Preto ako najlepšie z uvažovaných usporiadaní sa ukazuje schodovitá geometria na obr. 4.7a) a 4.7b).

geometria	fokusujúce napätie na pásikoch [V]	bránovacie napätie [V]	intenzita el. poľa v driftovom priestore [V/cm]
obr. 4.6a), 4.6b)	-220	190	200
schodovitá geom. obr. 4.7a), 4.7b)	vrchný pásik -220 spodné pásiky 0	100 120	204
sendvičová geom. obr. 4.8a), 4.8b)	vrchný pásik -500 stredný pásik -300 spodný pásik 100	100 100 0	201

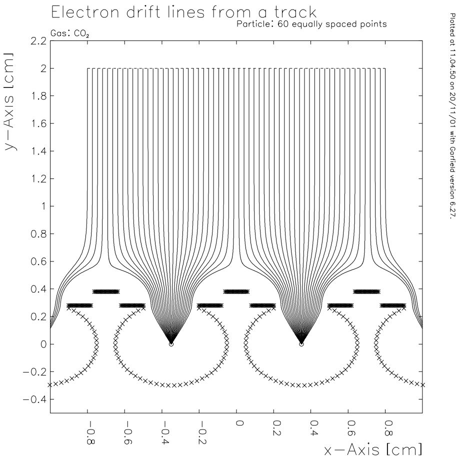
Tabuľka 4.3: Fokusujúce a bránovacie napätia pre rôzne geometrie bránovacích pásikov.



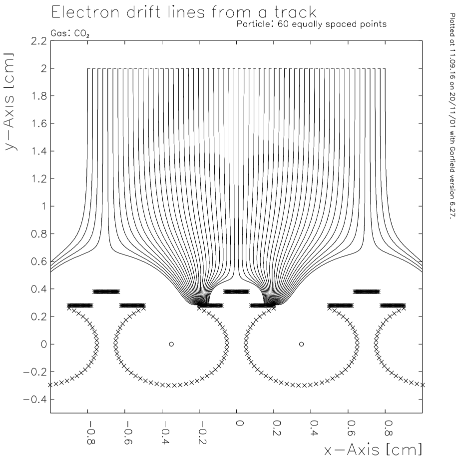
Obrázok 4.6a) Drift elektrónov pre geometriu s uhlom otvorenia 60 ° a otvorenou bránou.



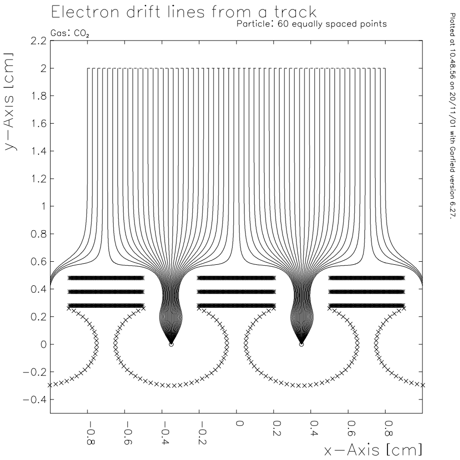
Obrázok 4.6b) Drift elektrónov pre geometriu s uhlom otvorenia 60 ° a zatvorenou bránou.



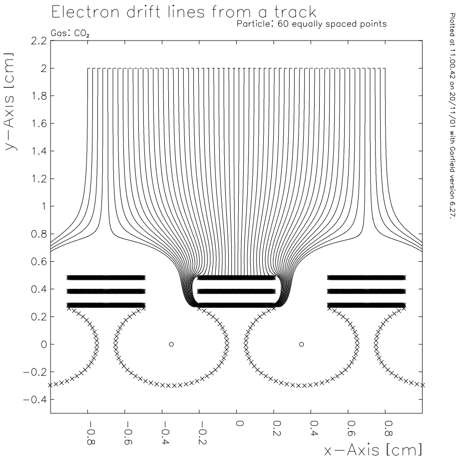
Obrázok 4.7a) Drift elektrónov pre schodovitú geometriu s uhlom otvorenia 60 ° a otvorenou bránou.



Obrázok 4.7b) Drift elektrónov pre schodovitú geometriu s uhlom otvorenia 60 ° a zatvorenou bránou.



Obrázok 4.8a) Drift elektrónov pre sendvičovú geometriu s uhlom otvorenia 60 ° a otvorenou bránou.



Obrázok 4.8b) Drift elektrónov pre sendvičovú geometriu s uhlom otvorenia 60 ° a zatvorenou bránou.

Kapitola 5

Odozvová funkcia padu - PRF

Voľné nosiče náboja, ktoré vznikli v lavíne v procese plynového zosilnenia, indukujú na padovej rovine rozdelenie náboja $Q(x,y)$. Náboje integrované cez plôšky padov Q_i sa používajú na určenie bodu na dráhe častice. Tá sa určí váhovaním ako

$$\overline{x} = \frac{\sum_i Q_i x_i}{\sum_i Q_i} \tag{5.1}$$

kde x_i sú súradnice stredu padu. Analogické váhovanie sa prevádza aj pri súradniciach y a z. Pre väčšiu presnosť sa používajú korekcie (napr. do výpočtu sa zahŕňajú len indukované náboje väčšie ako určitá diskriminačná hodnota).

Odozvová funkcia padu (pad response function - PRF) je definovaná ako

$$PRF(x,y) = \int_P Q(x,y)dS, \tag{5.2}$$

kde sa integrácia prevádza cez plôšku padu. Odozvová funkcia padu je odozvou na lavínu spôsobenú jedným elektrónom po tvarovači (závisí na geometrii komory a šume elektroniky) Prakticky sa získa priemerovaním cez mnoho lavín, pretože tieto sú objektom fluktuácií (spôsobených fluktuáciami plynového zosilnenia).

Pre bodovú lavínu uprostred platní nekonečného kondenzátora, ktoré sú obe uzemnené, má indukovaný náboj na padovej rovine v prvom priblížení gaussovský priebeh v priestore [12], aj keď skutočná PRF konverguje k nule vo väčších vzdialenostiach pomalšie ako gaussovské rozdelenie:

$$\sigma(x) \sim \frac{1}{cosh(\pi x/d)}, \tag{5.3}$$

kde d je vzdialenosť platní kondenzátora.

Šírka rozdelenia indukovaného náboja σ_{PRF} je dôležitou charakteristikou proporcionálych komôr časovo-projekčnej komory. Determinuje dvojstopové rozlíšenie komory - to je najmenšia vzdialenosť dvoch stôp, ktoré vieme rozlíšiť ako dve. Spolu so štatistickými fluktuáciami primárnej ionizácie určuje aj jednostopové rozlíšenie - to je presnosť s akou vieme určiť dráhu častice v priestore. Tým vplýva šírka rozdelenia indukovaného náboja na padoch na presnosť určenia hybnosti častíc.

Šírka PRF sa vo všeobecnosti mierne líši pre meranie pozdĺž a naprieč anódami [15]. Dôvodom je neizotrópnosť v štruktúre anódovej roviny. Výsledkom je rozdelenie s gaussovským tvarom

$$PRF(x,y) = Ke^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}} \tag{5.4}$$

kde K je konštanta.

V praxi sa volí vzdialenosť roviny anód od padovej roviny taká, aby sa signál indukoval na dvoch až troch susedných padoch v rámci dynamického rozsahu elektroniky. Pri menšom počte trpí určenie ťažiska nedostatočným počtom bodov. Pri väčšom počte bodov vplýva na určenie ťažiska malý pomer signál/šum. Optimálnu vzdialenosť anóda - pad vzhľadom na túto požiadavku dostaneme, ak je vzdialenosť anóda - pad polovicou šírky padu [13]. Malá vzdialenosť anóda - pad teda implikuje malú šírku odozvovej funkcie padu, ale aj malú šírku padu a tým veľkú hustotu elektroniky.

Vpraxi je dôležité optimalizovať rozmiestnenie padov tak, aby sa minimalizoval padový uhlový efekt. Ten vzniká ak priemet stopy častice do roviny padov križuje dĺžku padu pod nenulovým uhlom. Prejavuje sa zmenou gaussovkého tvaru PRF. Tá potom vykazuje ploché maximum, čo je nežiadúce. Preto sa pady usporiadavajú tak, aby ich dĺžka bola rovnobežná s dotyčnicou k stope častice v danom bode, a tak sa stopa rozdelila na maximálny počet padov [10].

Rovnako je výhodné, aby boli anódy kolmé na smer stôp častíc premietnutých do roviny anód. Ak tomu tak nie je, náboj zozbieraný na anóde vykazuje rozptyl pozdĺž vlákna, čo sa premieta do rozšírenia PRF. Tento efekt sa nazýva anódovým padovým efektom [13].

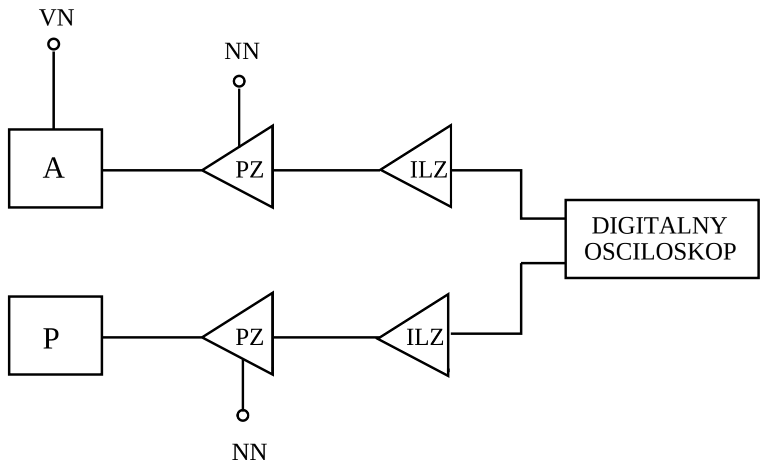
Ďalšie efekty vplývajúce na určenie šírky PRF vznikajú ak nie sú rady padov rovnobežné s anódami a ak stopa častice zviera s rovinou padov nenulový uhol [13].

5.1 Určenie šírky PRF z nameraného rozdelenia náboja indukovaného na padoch

Skutočné rozdelenie indukovného náboja na padoch spôsobené lineárnou nekonečne úzkou stopou má gaussovký tvar so šírkou

$$\sigma^2 = \sigma_{PRF}^2 + \sigma_{diff}^2 + \sigma_w^2 + \sigma_p^2 \tag{5.5}$$

kde σ_w a σ_p udávajú vplyv vláknového a padového uhového efektu [13].



Obrázok 5.1: Zapojenie modelu vnútornej komory ALICE TPC do elektronického reťazca na meranie odozvovej funkcie padu. Signál z anódy a padu prechádza predzosilňovačom, inštrumentálnym zosilňovčom (pozri stať 6.4) a je registrovaný digitálnym osciloskopom. Merali sme na signále z padu, anódový signál sme použili ako triggerovací.

Vplyv difúzie elektrónov počas driftu k proporcionálym komorám na rozšírenie stopy určuje

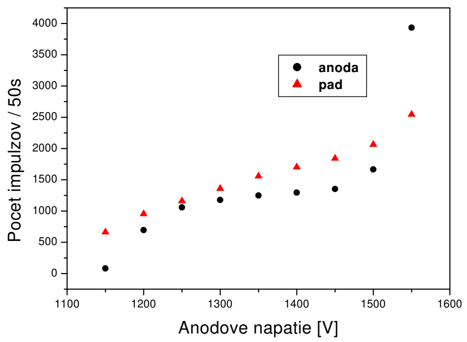
$$\sigma_{diff} = \frac{2D_T}{v_d}\frac{l_d}{\cos\alpha_2} \tag{5.6}$$

kde D_T je koeficient priečnej difúzie, l_d je dĺžka driftu elektrónov od miesta vzniku po registráciu, v_d je driftová rýchlosť elektrónov v plyne a α je uhol, ktorý zviera stopa s kolmicou na anódy v rovine anód.

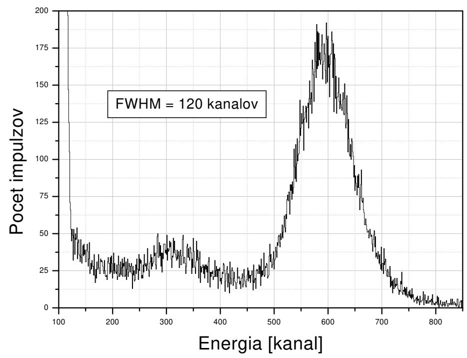
5.2 Merania PRF na modeli vnútornej komory ALICE TPC

Rozdelenie náboja indukovaného na pade sme merali na modeli TPC komory (rozmer padovej roviny 6 cm x 6 cm, driftový priestor dĺžky 6 cm) s vnútornou štruktúrou proporcionálnych komôr zloženou z padovej roviny (rozmer padu 3,9 mm x 7,4 mm), anódových a katódových vlákien rozmiestnených ako vo vnútornej komore ALICE TPC (obr. 6.7a), 3.2).

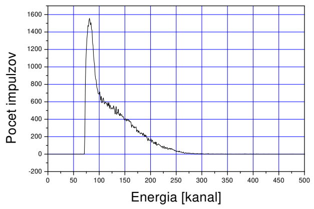
Použili sme nábojovo citlivé predzosilňovače s tvarovacou konštantou 100 ns, zosilnením 1 V/pC na anóde a 2 V/pC na pade a s ekvivalentným šumovým nábojom 1500 elektrónov. Napájané boli štandardným nízkonapäťovým ±5 V symetrickým zdrojom napätia so stabilizáciou lepšou ako 5 mV. Napätie na anóde poskytoval zdroj vysokého napätia HVS 3kV vyrobený na Ústave fyziky FMFI sa stabilizáciou lepšou ako 0,1%. Napätie zabezpečujúce drift elektrónov k proporcionálnym komorám poskytoval zdroj vysokého napätia Polon 1904 Warszawa. Na meranie amplitúdy signálu sme použili digitálny 500 MHz osciloskop Hewlett Packard 54616B.



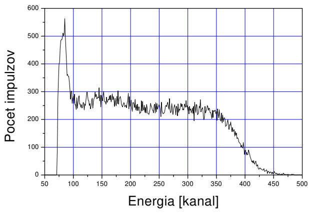
Obrázok 5.2: Voltampérová charakteristika detektora nameraná pomocou 5,9 keV gama kvánt zo žiariča ^{55}Fe.



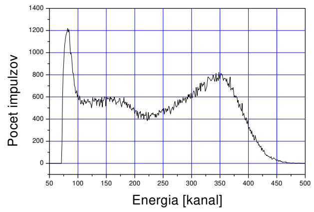
Obrázok 5.3: Spektrum gama kvánt vyžiarených žiaričom ^{55}Fe, merali sme na anóde.



Obrázok 5.4: Spektrum namerané pri vzdialenosti žiariča 4 mm od stredu padu v smere anód.



Obrázok 5.5: Spektrum namerané pri vzdialenosti žiariča 1 mm od stredu padu v smere anód.



Obrázok 5.6: Spektrum namerané pri polohe žiariča nad stredom padu.

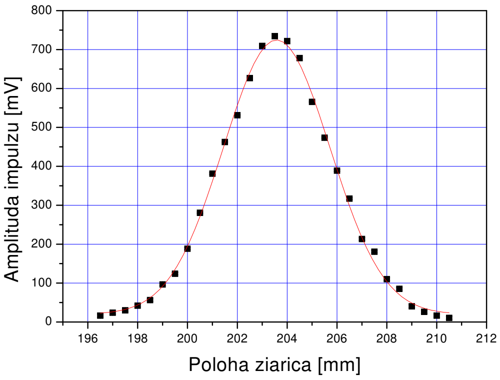
Stanovili sme voltampérovú charakteristiku modelu komory (obr. 5.2). Pri určovaní odozvovej funkcie padu sme merali pri napätí na anódach 1400 V a intenzite driftového poľa 117 V/cm. Zapojenie komory do elektronického reťazca je zobrazené na obr. 5.1. Použili sme fotóny s energiou 5,9 keV emitované žiaričom ^{55}Fe. Ako pracový plyn sme použili hotovú zmes Ar/CH_4 (90/10). Čistota argónu bola 99,998% a čistota metánu 99,95%. Keďže účinný prierez záchytu elektrónov molekulami kyslíka dosahuje pre danú zmes a saturovanú drifovú rýchlosť elektrónov minimum, čistota plynu nespôsobovala žiadne problémy.

Spektrometrické vlastnosti detektora dokladuje obr. 5.3, na ktorom je zobrazené spektrum žiariča ^{55}Fe namerané na anóde. Pre energiu gama kvánt 5,9keV detektor dosahuje energetické rozlíšenie 20%.

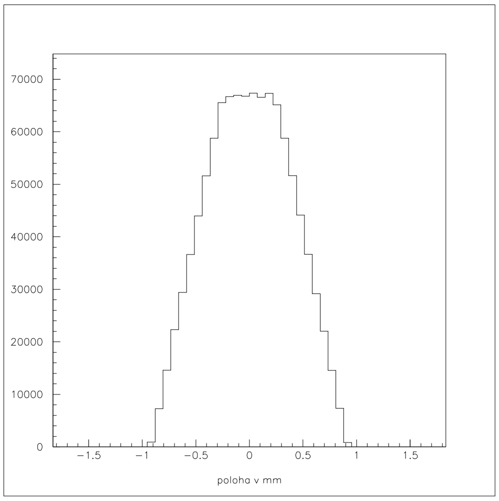
Obrázky 5.4, 5.5 a 5.6 ukazujú zmenu nameraného spektra z padu pri pohybe žiariča nad padom rovnobežne s anódami. Pri meraní sme použili ADC Le Croy 2249A.

Amplitúdu signálu indukovaného na pade pri meraní odozvovej funkcie padu sme určili pomocou osciloskopu. Triggerovali sme sa na veľké signály z anód nad padom. Závislosť amplitúdy signálu z padu od polohy žiariča nad padom je zobrazená na obr. 5.7.

Šírka rozdelenia indukovaného náboja (vzťah 5.5) pre náš prípad gama kvánt vyžiarených rovnobežne s rovinou padov, kolmo na anódy, bez prítomnosti mag-



Obrázok 5.7: Namerané rozdelenie indukovaného náboja na padovej rovine od zväzku 5,9 keV gama kvánt rovnobežného s rovinou padov, smerujúceho kolmo na anódy. Geometria proporcionálnych komôr: vnútorná komora ALICE TPC.



Obrázok 5.8: Rozdelenie fotónov v kolimovanom zväzku nad padom, simulácia.

netického poľa sa dá vyjadriť ako

$$\sigma_{mer}^2 = \sigma_{PRF}^2 + \sigma_{diff}^2 + \sigma_{rozd}^2 \tag{5.7}$$

Členy popisujúce anódový a padový uhlový efekt sú pre náš prípad nulové. Navyše pristupuje člen pochádzajúci zo šírky rozdelenia zväzku gama kvánt nad padom σ_{rozd}. Simuláciou sme zistili priebeh rozdelenia gama kvánt nad padom v jednom rozmere (obr. 5.8). Numerickou intergráciou sme určili jeho šírku ako

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 f(x) dx \tag{5.8}$$

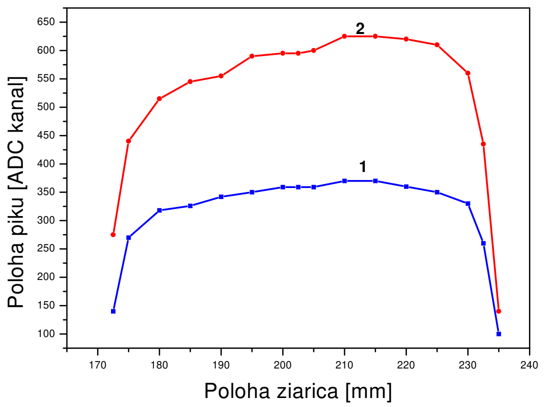
kde $f(x)$ je hustota pravdepodobnosti prislúchajúca rozdeleniu na obr. 5.8. Takto určená šírka rozdelenia je 0,479±0,034 mm. Od šírky obdĺžnikového rozdelenia (0,529 mm) resp. trojuholníkového rozdelenia (0,370 mm) s rovnakou základňou sa líši v podstate zanedbateľne.

Koeficient udávajúci difúziu na jednotkovej dĺžke $\mathcal{D}$ má pre Ar/CH_4 (90/10) hodnotu 600 $\mu m\sqrt{cm}$ (pre E/p = 100 V/(cm.atm)) [16]. Pre driftovú vzdialenosť 3 cm a stopy rovnobežné s rovinou padov dostávame podľa vzťahu

$$\sigma_{diff} = \mathcal{D}\sqrt{l} \tag{5.9}$$

príspevok k šírke rozdelenia pochádzajúci od difúzie 1,039±0,088 mm. Vplyv šírky zväzku v smere kolmom na pad je eliminovaný priemerovaním.

Pre nameranú hodnotu šírky rozdelenia náboja na padovej rovine (obr.5.7) 2,231±0,003 mm sme určili šírku odozvovej funkcie padu 1,915±0,093 mm. Simulácie vykonané pre geometriu ALICE TPC na základe jednoparametrovej Gattiho parametrizácie [15] udávajú 2,0 mm [9].



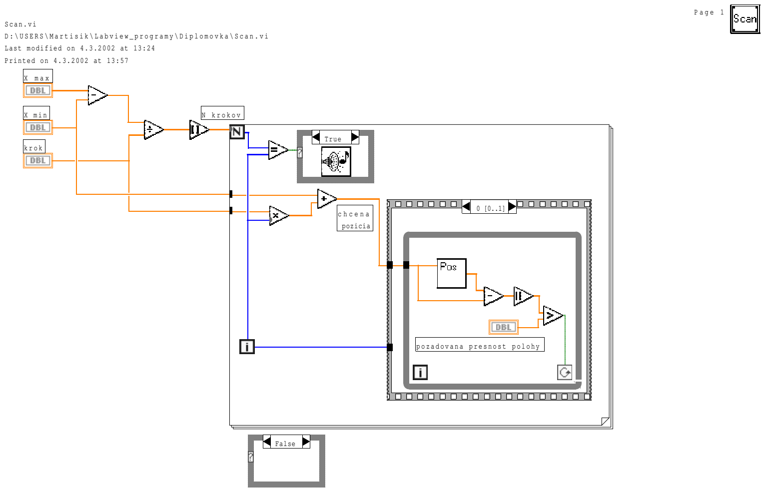
Obrázok 5.9: Príklad priebehu veľkosti nameraného anódového signálu pozdĺž anód testovacej komory. Vzdialenosť anódovej od padovej roviny 2,5 mm. Priebeh 1 ukazuje na paralelitu rovín, v prípade 2 roviny neboli paralelné.

5.3 Meranie homogenity plynového zosilnenia pozdĺž anódových vlákien

Presnosť prevedenia navrhovanej geometrie (v ALICE TPC sa vyžaduje presnosť uloženia vlákien 10 μm) je nevyhnutnou podmienkou správneho fungovania TPC komory. Presnosť geometrie sa odráža v presnosti elektrických polí v okolí elektród. Preto jedným spôsobom ako túto geometriu preveriť je meranie amplitúdy signálu z anódy. Veľkosť vytvorenej lavíny priamo závisí od intenzity elektrického poľa v okolí anódy.

Na základe meraní amplitúdy signálu z anódy pozdĺž vlákien testovacej komôrky (obr. 5.9) sme zistili, že toto v niektorých prípadoch nebolo konštantné.

Na koncoch komory elektrické pole je ovplyvnené okrajovými efektami (príliš blízko poľovej klietky), ale v strede by malo byť pozdĺž vlákien homogénne (teda zosilnenie konštantné). To, že zosilnenie nie je pozdĺž vlákien rovnaké, svedčí o neparalelnosti rovín vlákien s rovinou padov alebo jednotlivých vlákien v rovinách navzájom. Nesprávna geometria je spôsobená samotnou konštrukciou modelu, ktorý má roviny vlákien na tenkých rámikoch, ktoré sú na sebe pripevnené skrutkami. Výhodou je nastaviteľnosť vzdialeností rovín vlákien a možnosť výmeny vlákna alebo jednej roviny vlákien pri poruche. Nevýhodou je nemožnosť reprodukovania presnej geometrie modelu po jeho rozobratí a následnom zložení. Navyše v dôsledku pnutí, ktoré vznikajú na tenkých rámikoch nesúcich vlákna následkom dotiahnutia skrutiek ktoré ich držia, môže vznikať zmena v mechanickom napätí vlákien (20 μm anódové vlákna sa štandartne napínajú ťahom 40 cN). Samotné vlákna pôsobia na rámiky tiež nezanedbateľnou silou.Anódové vlákna sú po privedení vysokého napätia na ne priťahované k uzemnenej rovine padov a navzájom odpudzované. Ak sú povolené, môžu si nájsť rovnovážnu polohu, ktorá sa líši od pôvodne zamýšľanej geometrie. Štandardne sa vlákna napínajú na mohutné rámy, ktoré sú na seba postupne nalepované alebo priskrutkované, pričom



Obrázok 5.10: Schéma labview programu *Scan* na automatické testovanie komôr meraním spektier pozdĺž anódových vlákien. Na obrázku sú len niektoré z okien cyklov.

každý koniec vlákien je na samostatnom ráme.

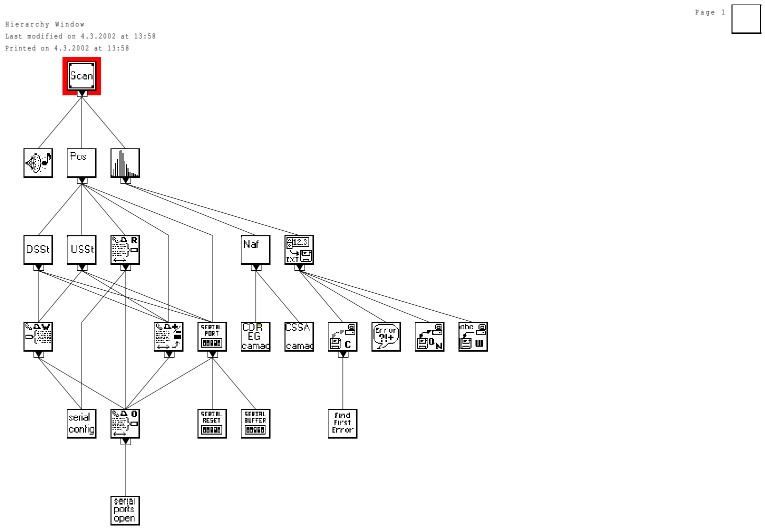
Pre nameranie šírky PRF je nevyhnutné mať model so zodpovedajúcou geometriou.

5.4 Testovanie správnej geometrie komôr

Geometria komôr pre ALICE TPC sa bude testovať rovnakým spôsobom ako bolo uvedené v predchádzajúcej časti. Pozdĺž vlákien sa bude pohybovať žiarič a výsledné anódové spektrá namerané komorou sa budú porovnávať. Pri správnej geometrii by mali byť rovnaké pozdĺž všetkých vlákien. Keďže je treba takýmto spôsobom otestovať veľké plochy veľmi detailne, bol vytvorený program *Scan* realizovaný v Labview, ktorý umožní automatizáciu meraní. Jeho schéma je zobrazená na obrázku 5.10.

Vstupmi programu sú východzia a koncová pozícia, požadovaný krok pozdĺž anódy, požadovaná presnosť nastavenia polohy, očakávaná maximálna amplitúda signálu, počet meraní v jednom spektre a počet binov na ktoré je spektrum rozdelené. V spolupráci s programom pre posun je potom nastavená poloha žiariča s požadovanou presnosťou. Následne je vytvorené jednorozmerné pole, ktorého veľkosť závisí od zvoleného počtu binov. Aktuálna amplitúda signálu je potom určovaná pomocou ADC (10 bitové 12 kanálové ADC Le Croy 2249A), ktorého výstup je konvertovaný pomcou systému CAMAC do PC. V laboratóriu sa používa crate controller KK11K s kartou do PC AT VV19, ktoré boli vyrobené v SÚJV Dubna.

Komunikačný program sprístupní nameranú amlitúdu signálu. Podľa jej veľkosti sa následne zvýši hodnota príslušného členu poľa. Namerané spektrum je potom zobrazené na prednom paneli na obrazovku. Spektrá pozdĺž anódy sú ukladané pod zadaným menom, ku ktorému je doplnené číslo merania. Koniec



Obrázok 5.11: Schéma hierarchie podprogramov zahrnutých do programu *Scan*.

merania je ohlásený zvukovým signálom. Posun naprieč anódami program nevykonáva, preto je nevyhnutné pred meraním celý mechanizmus nad danú anódu nastaviť.

Kapitola 6

Signál

6.1 Identifikácia nabitých častíc podľa ionizačných strát

Časovo-projekčná komora je v súčasnosti najzložitejším plynovým detektorom, ktorý je schopný podať rozsiahlu informáciu o časticiach vylietavajúcich zo zrážky. Poskytuje trojrozmernú informáciu o stope častice. Z polomeru zakrivenia stopy v priestore r môžeme zistiť veľkosť hybnosti častice p pomocou známej veľkosti indukcie magnetického poľa B zo vzťahu

$$p = rqB \tag{6.1}$$

platného aj pre relativistický prípad.

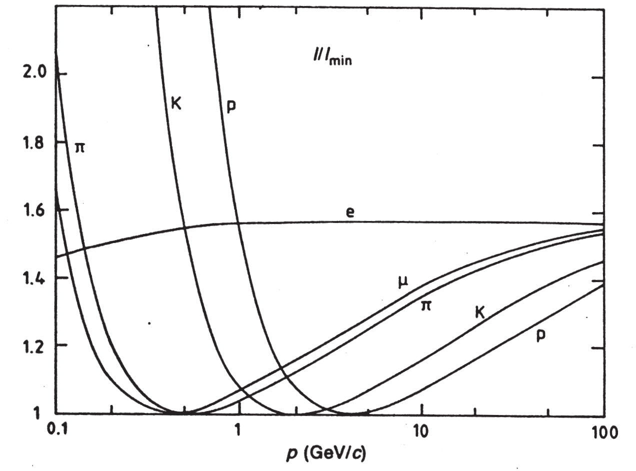
Ak poznáme rýchlosť častice, môžeme ju identifikovať, teda určiť jej hmotnosť, z relativistického vzťahu

$$v = \frac{c^2p^2}{E} = \frac{c^2p}{\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}} \tag{6.2}$$

Rýchlosť častice môžeme určiť z ďalšej informácie poskytovanej komorou - ionizačných strát dE/dx. Častice letiace cez plynovú náplň detektora strácajú energiu v ionizáciach a excitáciach plynu. Energia primárnych elektrónov sa spotrebováva v sekundárnych nepružných zrážkach s molekulami plynu. Energia každej nasledujúcej generácie elektrónov je nižšia ako predchádzajúcej. Až nakoniec poklesne tak, že stačí len na uvoľnenie elektrónov z najvyšších energetických vrstiev atómov. Ionizačné straty nabitej častice sa riadia Bethe-Blochovou formulou

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2e^4}{m_ev^2}nZ\left(\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2}\right) \tag{6.3}$$

kde z je náboj častice v jednotkách elementárneho náboja, Z je protónové číslo prostredia, m_e je hmotnosť elektrónu, n_a je hustota atómov prostredia, v je rýchlosť častice a δ je korekcia na dielektrické tienenie atómami prostredia. Teda pri



Obrázok 6.1: Najpravdepodobnejšie hodnoty ionizačných strát (normalizované na minimálnu hodnotu) v argóne pri normálnej hustote ako funkcia hybnosti pre rôzne nabité častice [12].

známom zložení prostredia (pracovného plynu) závisia ionizačné straty častice v prostredí len od jej rýchlosti (obr. 6.1). Častice môžeme identifikovať v oblasti monotónneho priebehu závislosti ich ionizačných strát od rýchlosti. Používa sa oblasť relativistického rastu.

Ionizačné straty sa určujú z veľkostí signálov indukovaných na jednotlivých radoch padov, ktoré sú približne kolmé na dráhu častice. Takéto merania ionizačných strát sú s dobrým priblížením nezávislé, malý vplyv difúzie a presluchov (v ALICE TPC sa očakávajú presluchy menšie ako 0,3%) môžeme zanedbať [12]. Ionizačné straty sa riadia Landauovým rozdelením pravdepodobnosti, teda vykazujú nesymetrický pík s dlhým chvostom smerom k vysokým hodnotám energie. Aby sme určili najpravdepodobnejšiu hodnotu, teda maximum rozdelenia, používa sa orezaný aritmetický priemer, ktorý je jedným z možných postupov na určenie maxima [17]. Signály indukované na jednotlivých radoch padov Q_i sú zoradené podľa veľkosti a do výpočtu priemeru sa zahrnie len n najmenších signálov (typicky 50% z nameraných hodnôt).

$$\frac{dE}{dx} = konst \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} Q_i \tag{6.4}$$

Rolíšenie takto určených ionizačných strát je úmerné

$$\sigma_{\frac{dE}{dx}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{6.5}$$

N je celkový počet radov padov na ktorých častica zanechala signál [18].

Častica môže byť identifikovaná ak jej prislúchajúci bod v závislosti ionizačných strát od logaritmu jej hybnosti vieme v rámci chyby jednoznačne priradiť k jednej z kriviek na obr. 6.1. Ionizačné straty netreba určovať absolútne, na identifikáciu stačí relatívne určenie. Straty sú potom normalizované na ionizáciu minimálne ionizujúcej častice (pri $\beta\gamma \approx 4$). Výsledné krivky majú pre všetky častice rovnaký tvar, len sú navzájom posunuté v logaritmickej škále o podiel hmotností častíc. Keďže je tento posun malý, je zrejmé, že ionizačné straty treba určovať s vysokou presnosťou (v experimente ALICE sa budú identifikovať častice s presnosťou lepšou ako 7% aj v oblastiach s najvyššou hustotou stôp). Aj podkmit signálu z padu na úrovni promile môže spôsobiť zlú identifikáciu pri mnohonásobnom naložení nasledujúcich signálov na podkmit signálov predchádzajúcich.

Preto je snahou umožniť čo najpresnejšie určenie ionizačných strát už pri konštrukcii (voľba geometrie padov vzhľadom na prevažujúci smer stôp, geometria padov). Efekty, ktorým sa nedá predísť, vyžadujú následné korekcie (ako korekcia na uhol stopy k šírke padu).

6.2 Vznik signálu

Nech je usporiadanie elektród v proporcionálnych komorách akékoľvek, v bezprostrednom okolí vláknovej anódy je veľkosť intenzity elektrického poľa nepriamo úmerná vzdialenosti od nej [19]. Preto pri dostatočnom napätí na anódach elektróny prichádzajúce k nim z driftového priestoru tvoria lavíny pôsobením dostatočne silného poľa. Počet elektrónov dN, ktoré získame v dôsledku plynového zosilnenia pri prechode N elektrónov vzdialenosťou dy je

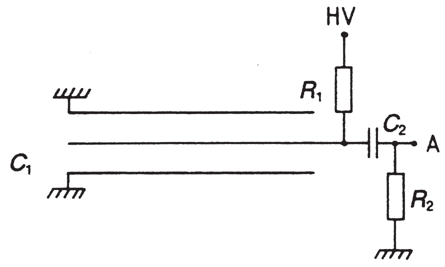
$$dN = \alpha N dy \tag{6.6}$$

kde α je prvý Townsendov koeficient. Celkový koeficient plynového zosilnenia pri prechode elektrónov dráhou x (teda od ich vzniku pri ionizácii po ich registráciu) získame ako

$$M(x) = exp \int_0^x \alpha(y) dy \tag{6.7}$$

Uvedený vzťah platí aj pre nehomogénne pole.

Lavína vzniká za normálnych podmienok veľmi rýchlo (rádovo za zlomky nanosekúnd [12]) a takmer celá je lokalizovaná v oblasti okolo vlákna do vzdialenosti niekoľkých polomerov vlákna. Rýchly nárast jej rozmerov v priestore pri veľkých plynových zosilneniach spôsobujú fotóny, ktoré sú hojne produkované pri procese plynového zosilnenia. Tieto môžu spôsobiť ionizáciu plynu aj v relatívne veľkej vzdialenosti od vlákna [12]. Spôsobujú to, že detektor pri ďalšom zvyšovaní napätia prechádza do prierazu. Pri malých plynových zosilneniach (10^5 elektrónov v lavíne) je lavína lokalizovaná na tej strane vlákna, odkiaľ prišiel pôvodný elektrón. Pri počte 10^7 elektrónov v lavíne začína lavína obopínať vlákno po celom obvode. V smere pozdĺž vlákna je stále dobre lokalizovaná v oblasti okolo 0,5 mm [20].



Obrázok 6.2: Schématické znázornenie princípu zapojenia proporcionálnych komôr na príklade zapojenia proporcionálneho detektora, ktorý predstavujú [12]. C_1 predstavuje kapacitu detektora, R_1 vnútorný odpor zdroja vysokého napätia, C_2 oddeľovací kondenzátor, R_2 odpor na ktorom sa vytvára napäťový impulz a A predzosilňovač.

Všetky voľné náboje v priestore komory, ako tie ktoré tvoria lavínu, indukujú na vodivých elektródach proporcionálnych komôr náboje. Pohybom nábojov lavíny sa veľkosti indukovaných nábojov menia a elektródami preteká prúd. Tento prúd vytvára na pracovných odporoch napäťový impulz, ktorý sa ďalej elektronicky spracováva a vyhodnocuje (obr. 6.2).

Na pohyb náboja veľkosti Q cez potenciálový rozdiel ΔV je potrebná práca $Q\Delta V$, ktorú vykonáva elektrické pole. Týmto pohybom sa na vlákne, ktoré je na konštantnom potenciále V_0, indukuje náboj ΔQ. Keďže elektróny vznikajú prakticky na povrchu anódy, signál indukovaný na elektródach pochádza takmer celý z pohybu kladných iónov. Pri veľkých zosilneniach môže žiarenie z deexcitácií molekúl plynu ionizovať plyn aj ďaleko od vlákna, a tak zväčšovať rozmer lavíny. Vtedy sa môže signál vznikajúci v dôsledku pohybu elektrónov k anóde stať nezanedbateľným. Reálny signál vzniká časovým prekryvom signálov od lavín, ktoré nasledujú rýchlo za sebou. [20].

Na anóde, kde bola vytvorená aktuálna lavína sa vytvára záporný signál, na ostatných elektródach sa indukuje zodpovedajúci kladný signál. Elektródy, na ktorých sú náboje zozbieravané, majú nenulový časový integrál signálu. Elektródy, na ktorých sa náboj len indukuje, majú časový integrál na nich indukovaného signálu nulový. Amplitúda signálu a jeho časový vývoj závisí na polohe lavíny vzhľadom na elektródu [12], [19].

Lavína na anódovom vlákne vzniká za krátky čas (rádovo zlomky nanosekúnd) a vzniknuté elektróny sú stiahnuté na anódu (v čase rádovo nanosekundy). To spôsobuje strmú, rádovo nanosekundovú nábehovú hranu signálu od jedného elektrónu.

Elektróny z anódy neodtekajú okamžite, zostávajú na nej v mieste pôvodnej lavíny. Ako sa kladné ióny lavíny od vlákna vzďaľujú, pôsobia na tieto elektróny stále menšou silou. Odtekajúce elektróny spôsobujú napäťový impulz na pracovnom odpore anódy, ktorý meriame. Signál na anóde je záporný, lebo elektróny z nej len odtekajú.

Na pade je mechanizmus vzniku signálu odlišný. Elektróny po vzniku lavíny pritekajú na uzemnený pad - indukuje sa na ňom signál v dôsledku kladných iónov lavíny, ktoré sú voči padu tienené elektrónmi na anóde. Pritekajúce elektróny vytvárajú na pracovnom odpore padu signál kladný. Indukovaný náboj na pade sa zmenšuje, keď sa kladné ióny dostatočne vzdialia od padu. To pozorujeme ako podkmit signálu do záporných hodnôt po 10 - 70 μs. Rýchlosť odtekania náboja z padu je maximálna pri maxime záporného podmitu. Tento bod zodpovedá okamžiku opustenia priestoru anód kladnými iónmi - teda prechodu Frischovou mriežkou, prípadne otvorom C-padu.

Namerané trvanie nábehovej hrany rádovo 70 ns je spôsobené hlave rozdifunfovaním elektrónov zo stopy v smere driftu. Prispieva aj rôzny čas driftu elektrónov cez oblasť proprocionálnych komôr. Táto vlastnosť sa nazýva časová neizochronita proporcionálnych komôr.

V našom prípade je kapacita detektora na úrovni 5 pF a pracovný odpor na pade 500 Ω. Výsledná časová konštanta detektora je 2,5 ns. Preto samotný detektor nepôsobí tvarovanie signálu na časových škálach rádovo 100 ns o ktoré sme sa zaujímali.

Na výpočet nábojov a prúdov indukovaných na elektródach proporcionálnych komôr ALICE TPC bol použitý rovnaký prístup ako pre mnohovláknové proporcionálne komory [9], [22], lebo tvarom sú týmto najviac podobné. Uvažovali sa ideálne komory nekonečné v smere pozdĺž anód. Indukované náboje a prúdy na anódach a padoch katód vznikajúce v dôsledku pohybu bodového kladného náboja môžeme vypočítať podľa Greenovej teorémy reciprocity. Ten hovorí, že dve sady nábojov na elektródach daného systému (q, q') a potenciálov na nich (V, V') súvisia ako

$$\sum q'V = \sum qV' \tag{6.8}$$

Za prvú konfiguráciu vyberieme kladný náboj (aproximovaný sférou so zanedbateľne malým polomerom nabitú nábojom Q) v mieste s potenciálom V. Anódy sú uzemnené ($V_m = 0$) a na m-tej anóde je náboj Q_m. V druhej konfigurácii je nenabitá sféra (Q'=0) na mieste s potenciálom V'. Nenabité anódy (Q'_m=0) sú na potenciáli V'_m okrem k-tej anódy ($k \neq m$), ktorá je nabitá nábojom Q'_k a je na potenciáli V'_k. Katódy (teda aj pady) sú v oboch prípadoch na nulovom potenciáli. Tieto konfigurácie spolu súvisia podľa 6.8 ako

$$QV' + \sum_m Q_m V'_m = Q'V + \sum_m Q'_m V_m = 0 \tag{6.9}$$

kde sa sumácia prevádza cez všetky anódy. Tento vzťah nám umožňuje vypočítať náboje indukované na anódach Q_m. Náboj na padoch Q_{pad} získame ako súčet náboja indukovaného pôvodným nábojom Q umiestneným v z_Q a náboja indukovaného nábojom na anódach Q_m:

$$Q_{pad}(z_Q) = Qp(z_Q) + \sum_m Q_m p(z_m) \tag{6.10}$$

Anódy sú umiestnené v z_m, $p(z)$ je pomer indukovaného náboja na jednotku dĺžky na padovej rovine k lineárnemu náboju na jednotku dĺžky umiestnenému v z.

Pre časovú deriváciu platí

$$\dot{Q}_{pad}(z_q) = Q\dot{p}(z_Q) + \sum_m \dot{Q}_m p(z_m) \tag{6.11}$$

Celkový priemerný náboj indukovaný na padoch v čase t sa určí integrovaním cez všetky možné uhly α pod ktorými lavíny opúšťajú anódové vlákna. Poloha lavíny v čase t je $z_Q(t,\alpha)$. Rozdelenie lavín okolo anódy udáva $\omega(\alpha)$.

$$\hat{Q}_{pad}(t) = \int_0^{2\pi} Q_{pad}[z_q(t,\alpha)]\omega(\alpha)d\alpha \tag{6.12}$$

Výsledný prúd je časovou deriváciou náboja

$$\hat{I}_{pad}(t) = \int_0^{2\pi} \dot{Q}_{pad}[z_q(t,\alpha)]\omega(\alpha)d\alpha \tag{6.13}$$

Všeobecný spôsob výpočtu prúdov indukovaných na elektródach lavínami poskytuje Ramova teoréma [12]. Popisuje situáciu, keď sa náboj pohybuje medzi elektródami na rôznom potenciáli, pripojenými k nekonečnému zdroju náboja (v praxi dostatočne veľký kondenzátor). Prúd tečúci i-tou elektródou v dôsledku pohybu náboja q rýchlosťou v sa podľa Ramovej teorémy dá vypočítať ako

$$I_i = -q\frac{vE_i(x')}{V_i} \tag{6.14}$$

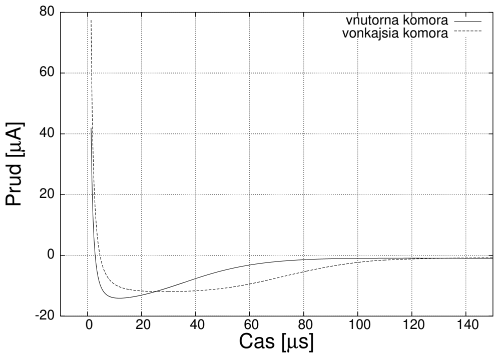
kde $E_i(x')$ je intenzita elektrického poľa v mieste x', ktorú dostaneme tak, že na i-tu elektródu privedieme potenciál V_i a všetky ostatné elektródy uzemníme.

6.3 Simulácie tvaru signálu

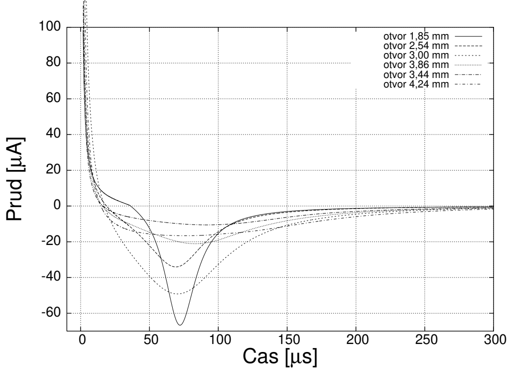
Program Garfield verzia 6.27, ktorý sme použili na simulácie tvarov signálov, počíta priebeh priameho alebo indukovaného signálu na elektródach pre dvojrozmerné komory [14].

Najprv vypočíta rozdelenie polôh a veľkosti clusterov pozdĺž stopy častice v plyne zo známych parametrov. Potom vypočíta závislosť driftovej rýchlosti elektrónov zo stopy v plyne charaktrizovanom mobilitou elektrónov μ podľa

$$\vec{v}(x,y) = \mu(E)\vec{E}(x,y) \tag{6.15}$$



Obrázok 6.3a) Tvar signálov pre rovinnú geometriu vnútornej a vonkajšej komory ALICE TPC. Napätie na anóde 1400 V, plyn Ar/CH_4 (90/10).



Obrázok 6.3b) Tvar signálov pre C-padovú geometriu proporcionálych komôr. Priemer C-padu 3 mm, rôzne otvorenia padov. Napätie na anóde 1400 V, plyn Ar/CH_4 (90/10).

Závislosti $x(t)$ a $y(t)$ program určí výpočtom z diferenciálnych rovníc 6.16. Opisujú pohyb elektrónov v elektromagnetickom poli v plyne spôsobujúcom analógiu trenia. Koeficient K popisuje treciu silu úmernú rýchlosti pohybujúcej sa častice $\vec{v}$.

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e(\vec{v} + \vec{B}) - K\vec{v} \tag{6.16}$$

Ak vypočítané dráhy smerujú do citlivého priestoru komory, program uvažuje pre ne difúziu, formovanie lavíny nad vláknom, vznik elektrónového impulzu a náboja indukovaného na základe pohybu kladných iónov - takzvaného *iónového chvosta*. Výpočet indukovaných signálov prevádza na základe Ramovej teorémy [22], 6.14. Neuvažuje vplyv indukovaného náboja na elektródach na zmenu elektrického poľa, a tým na rýchlosť pohybu iónov a späť na indukovaný signál, lebo tieto korekcie sú zanedbateľné.

My sme sa zaujímali o čas podkmitu signálu do záporných hodnôt a o amplitúdu podkmitu signálu indukovaného na pade pohybom kladných iónov. Výsledky simulácií pre geometriu vnútorných komôr ALICE TPC a geometriu C-padov s priemerom 3 mm a pre rôzne otvorenia sú zobrazené na obr. 6.3a) a 6.3b). Simulácie zodpovedajú napätiu na anódach 1400 V. Vo všetkých prípadoch bol na simuláciu použitý plyn Ar/CH_4 pri atmosférickom tlaku. Geometria proporcionálnych komôr bola v smere naprieč anódami nekonečná.

Z výsledkov simulácií na obr.6.3a) a 6.3b) môžeme vidieť, že signál z rovinných geometrií prechádza do záporných hodnôt v čase 6 μs. Čas zberu náboja z celého objemu komory bude 100 μs, preto je nutné spracovávať signál tak, aby sa korigovalo nakladanie signálov na predošlé signály. U C-padov pozorujeme tým ostrejší podkmit, čím je otvorenie padu menšie. Pri najväčších otvoreniach padu je signál podobný signálu z rovinného padu. Signál z C-padov s najmenším otvorom prechádza nulou v čase 35 μs, potom klesá pomalšie ako signál z rovinného padu. drží na tejto úrovni do času 100 μs. Tvar signálu pred podkmitom je analogický priebehu 1/t.

Simulácie dávajú pomer amplitúdy podkmitu k amplitúde signálu 0,15%. Aj táto hodnota by spôsobovala chyby v identifikácii častíc v prostrediach s takou početnosťou častíc aké sa očakávajú na experimente ALICE. Požadovaná presnosť v identifikácii častíc je do 7% aj pre najvyššie hustoty častíc.

6.4 Meranie tvarov signálov

Pri meraní tvarov signálov sme sa zaujímali hlavne o čas podkmitu padového signálu do záporných hodnôt ako ho ukazujú simulácie. Poznanie tvaru signálu je pri odstraňovaní nakladania podkmitov pomocou digitálneho spracovania signálu v prípade rovinných padov nevyhnutné. Len pri známej amplitúde podkmitu a času od príchodu predošlého signálu (prípadne viacerých signálov) je možné určiť, ako treba korigovať amplitúdu signálu tak, aby zodpovedala skutočnému jednotlivému nenaloženému signálu.

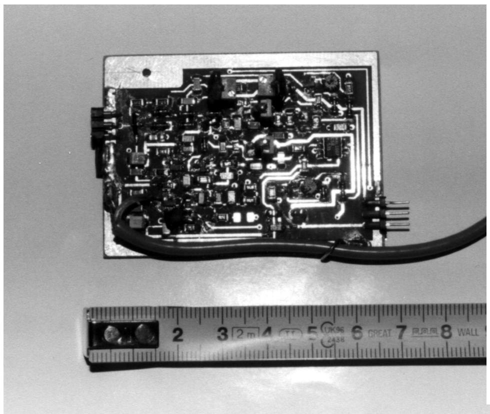
Rovnako nás zaujímalo, či meranie potvrdí simulovaný tvar signálu z C-padov. Ten sa z hľadiska nakladania signálov ukazuje ako veľmi výhodný.

Meranie priebehu signálu s takou presnosťou, aby sme mohli vidieť na signáli s amplitúdou 1 V podkmit rádovo 1 mV je veľmi náročné. Bolo na to potrebné splniť vysoké požiadavky na vlastnosti a kvalitu zosilňovačov na padoch i anódach, ktoré museli signál prenášať verne a nespôsobovať jeho tvarovanie, ktoré by sa mohlo zamieňať s podkmitmi signálov vznikajúcimi v dôsledku fyzikálnych procesov v detektore.

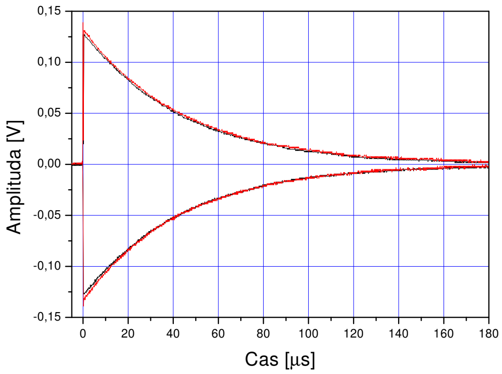
Preto sme použili inštrumentálny zosilňovač (obr. 6.4) so vstupnou aj výstupnou impedanciou 50 Ω a zosilnením 5, ktoré je symetrické pre kladné aj záporné impulzy (obr. 6.5). Zosilňovač má jednosmernú väzbu a umožňuje kaskádovanie viacerých zosilňovačov tohto typu za sebou. Je širokopásmový, signál prenáša bez skreslenia v rozsahu 0 - 300 MHz.

Ďalšou nevyhnutnou podmienkou úspešného odmerania tvarov signálov bolo odstránenie všetkých rušivých signálov indukovaných či už v samotnom detektore alebo na častiach elektronickej trasy signálu od padu či anódy až po vstup osciloskopu.

1. Bol minimalizovaný vplyv zdrojov elektromagnetického žiarenia
   - Umiestnenie meracej aparatúry do miest s najmenším vplyvom televíznych vysielačov.
   - Vypnutie možných zdrojov signálov v blízkosti meracej aparatúry (klimatizácia, počítače).
   - Použitie nízkošumového zdroja napätia zosilňovačov, prípadne batérie. Tie poskytovali napájanie zosilňovačov napätím 6 V.



Obrázok 6.4: Zosilňovač použitý na meranie tvarov signálov.



Obrázok 6.5: Porovnanie tvaru testovacieho impulzu po zosilnení zosilňovačom a impulzu na jeho vstupe vynásobeného zosilnením zosilňovača, rozdiel prakticky nie je pozorovateľný.

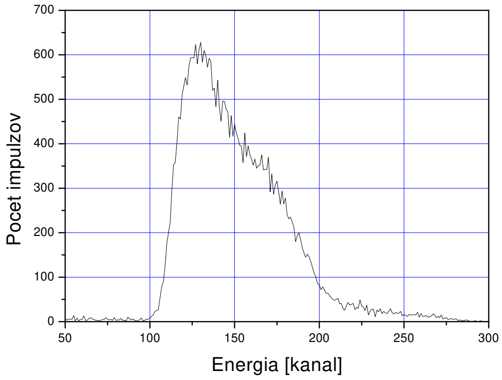
2. Minimalizovanie možností indukcie rušivých signálov na jednotlivých častiach aparatúry, menovite:

   - Umiestnenie prvých zosilňovačov tesne k padu a anóde.
   - Použitie krátkych a hrubých vodičov (zabezpečujúcich napájanie zosilňovačov) v maximálnej možnej miere tak, aby predstavovali minimálny odpor, na ktorom by sa mohol rušivý signál indukovať.
   - Použitie elektromagnetického tienenia zosilňovačov ako aj celého obsahu testovacieho boxu (obr.6.8).
   - Spojením uzemnených častí jednotlivých elektronických dielov (testovacieho modelu a zosilňovačov) v jednom bode ich konštrukcie.

Týmito postupmi boli odstránené brumy a píly, na ktoré sa signál nakladal a šumy boli minimalizované pod 1 mV. Podľa [24] sme určili pre použité zosilňovače ekvivalentný šumový náboj 1000 elektrónov.

Na meranie sme ďalej použili zdroj vysokého napätia HVS 3kV, vyrobený na Ústave fyziky FMFI UK, so stabilizáciou lepšou ako 0,1%, ktorý poskytoval napätie na anóde. Napätie zabezpečujúce drift elektrónov k proporcionálnym komorám poskytoval zdroj vysokého napätia Polon 1904 Waršava. Na meranie tvarov signálov sme použili digitálny 500 MHz osciloskop Hewlett Packard 54616B.

Na meranie tvarov i pomerov signálov sme použili žiarič ^{241}Am, pretože v driftovom priestore detektora vytvorí približne 900 x viac elektrónov ako žiarič ^{55}Fe použitý na meranie odozvovej funkcie padu. Namerané spektrum alfa žiarenia emitovaného ^{241}Am je zobrazené na obr. 6.6.



Obrázok 6.6: Spektrum alfa žiarenia emitovaného ^{241}Am namerané pomocou modelu vnútorných komôr ALICE TPC. Poklesová hrana zodpovedá alfa časticiam križujúcim citlivý objem komory pod nenulovým uhlom vzhľadom k rovine padov.

6.4.1 Tvar signálu z padu pri geometrii proporcionálnych komôr s rovinnými padmi a C-padmi

Zaujímal nás tvar signálu z padu pri rovinnej (obr.6.7a)) a C-padovej (obr.6.7b)) geometrii proporcionálnych komôr. Zo známeho tvaru signálu sa dá usudzovať na výhody skúmaných geometrií vzhľadom na účel ich použitia.

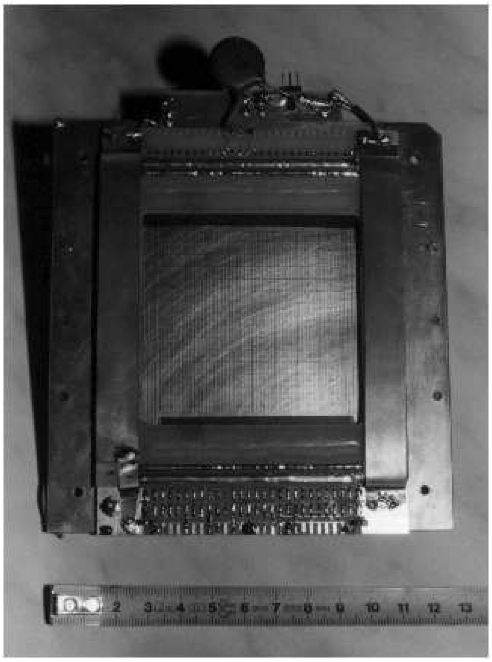
Použité experimntálne zariadenie je zobrazené na obr. 6.7a), 6.7b), 6.8 a 6.9. Zapojenie jednotlivých súčastí je zrejmé z obr. 6.10. V prípade oboch geometrií sme merali pri napätí 1400 V na anódach, driftovom poli intenzity 100 V/cm a atmosférickom tlaku. V obidvoch prípadoch sme použili signál z troch spojených padov, pretože signál sa indukuje na dvoch až troch sudedných padoch. V geometrii C-padov sme na bránovacích pásikoch nastavili fokusujúce napätie 180 V, ktoré zodpovedá nasýtenej amplitúde signálu z anódy (v závislosti od fokusujúceho napätia).

Nameraný tvar signálov je zobrazený na obr. 6.11a) a 6.11b).

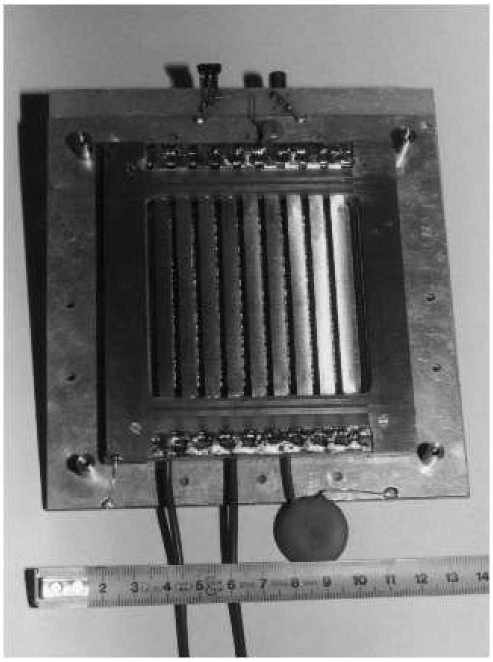
Merania tvarov signálov kvalitatívne zodpovedajú simuláciám. Potvrdzujú rôzny tvar podkmitov pre rovinnú a C-padovú geometriu proporcionálnych komôr. Namerané časy podkmitu signálu do záporných hodnôt so simuláciami nesúhlasia. Namerali sme časy približne 8 μs pre rovinnú a 70 μs pre C-padovú geometriu padov, kým zo simulácií je to 6 μs a 35 μs. Dôvodom je použitie konštantnej mobility iónov pri simuláciách, kým skutočná hodnota mobility je pre pohyb v poliach s veľkou intenzitou nižšia ako pre pohyb v poliach s intenzitou menšou. Preto simulácia nesúhlasí s nameraným priebehom pre časy pohybu iónov v poli v bezprostrednom okolí anód.

Teda z meraní vidíme, že signál z C-padu až do 70 μs zodpovedá tvaru 1/t, preto je vhodným kandidátom na odstaňovanie nakladania signálov elektronickou filtráciou.

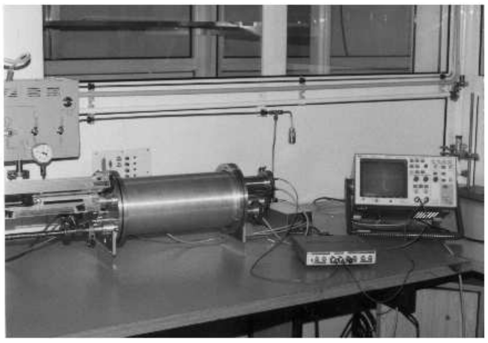
Obidve merania nie sú celkom porovnateľné kvôli rôznej vzdialenosti anóda - pad.



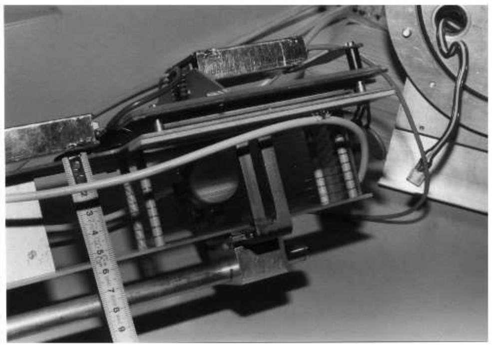
Obrázok 6.7a) Model rovinnej geometrie vnútorných komôr ALICE TPC použitý na merania tvaru signálu z padu a pomerov integrálov signálov z padu a anódy. Bol použitý aj na meranie odozvovej funkcie padu. Viditeľné sú pady, nad nimi sú umiestnené roviny anód a katód.



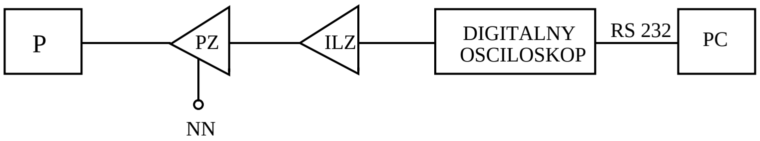
Obrázok 6.7b) Model C-padovej geometrie komory s polomerom 3 mm a šírkou otvorov 1,85 mm Bol použitý na merania tvaru signálu z padu a pomerov integrálov signálov z padu a anódy. Viditeľné sú bránovacie pásiky, v štrbinách medzi nimi sú C-pady.



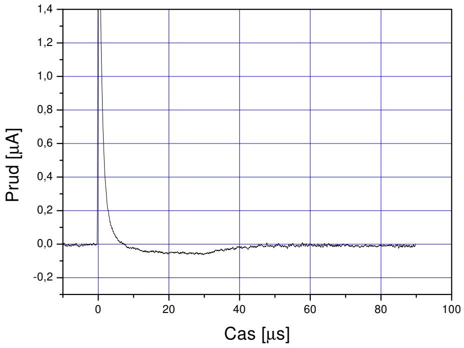
Obrázok 6.8: Zostava na meranie tvarov signálov. Na obrázku sú postupne zľava testovací box, v ktorom sa nachádza model komory, žiarič a predzosilňovače. Na jej ľavom konci je posuvné zariadenie. Ďalej vpravo mierne vzadu je zdroj na napájanie predzosilňovačov. V popredí je zosilňovač obsahujúci štyri jednotky už spomenutých zosilňovačov, my sme používali dve. Úplne vpravo je digitálny osciloskop.



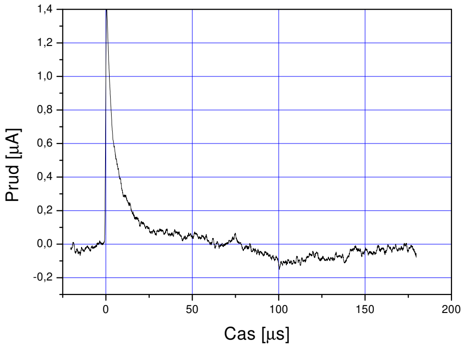
Obrázok 6.9: Na tomto obrázku je zobrazený obsah testovacieho boxu. Postupne zospodu je to rameno posuvného zariadenia, na ktorom je uchytený žiarič. Ten môžeme vidieť v bielom kolimátore vzadu za poľovou klietkou driftového priestoru. Ďalej smerom hore sú upevnené doštičky nesúce roviny vlákien a padová rovina. Nad touto rovinou je padový, naľavo od neho anódový zosilňovač, umiestnené v tieniacich obaloch.



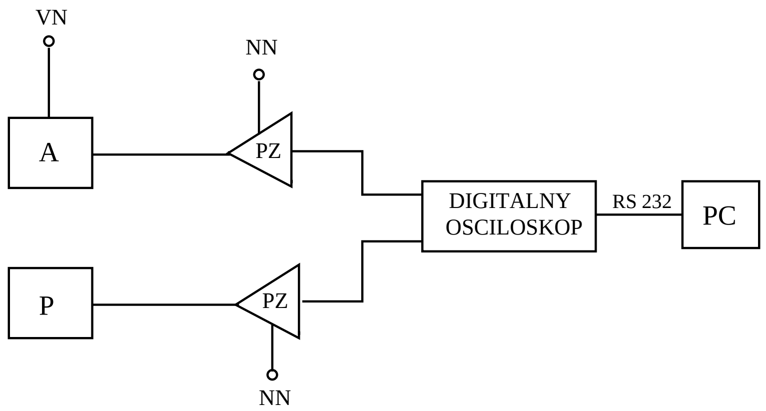
Obrázok 6.10: Zapojenie pre meranie tvaru signálu. Prvý zosilňovač sa nachádza priamo v testovacom boxe nad padmi.



Obrázok 6.11a) Tvar signálu z padu na vstupe predzosilňovača pre rovinnú geometriu vnútorných komôr ALICE TPC.



Obrázok 6.11b) Tvar signálu z padu na vstupe predzosilňovača pre C-padovú geometriu proporcionálnych komôr s polomerom C-padu 3 mm a otvorom 1,85 mm.



Obrázok 6.12: Zapojenie modelu vnútornej komory ALICE TPC na meranie tvarov signálov z anódy a padu. Vyberali sme len signály, ktorým prislúchali najväčšie amplitúdy signálu indukovaného na pade.

6.4.2 Pomer náboja indukovaného na pade k náboju indukovanému na anóde pre proporcionálne komory s rovinnými padmi a C-padmi

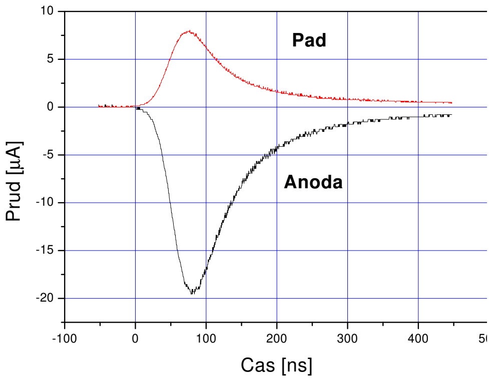
Pomer náboja indukovaného na pade k náboju indukovanému na anóde je dôležitou charakteristikou proporcionálnych komôr časovo-projekčnej komory. Je výhodné, ak sa amplitúdu signálu indukovaného na pade podarí zvýšiť zmenou geometrie proporcionálnych komôr, bez nutnosti zvýšenia napätia na anóde tak, aby sme dosiahli požadovanú hodnotu pomeru signál/šum. To pozitívne ovplyvní starnutie komory.

Na ALICE TPC budú použité nábojovo-citlivé predzosilňovače, ktoré budú mať spolu s tvarovačmi tvarovaciu konštantu 200 ns. Preto budú poskytovať signál, ktorý je prakticky integrálom niekoľko sto prvých nanosekúnd trvania prúdového signálu z padu. Preto sme sa zaujímali o pomery náboja indukovaného na pade k náboju indukovanému na anóde pri rovinnej a C-padovej geometrii proporcionálnych komôr v prvých stovkách nanosekúnd.

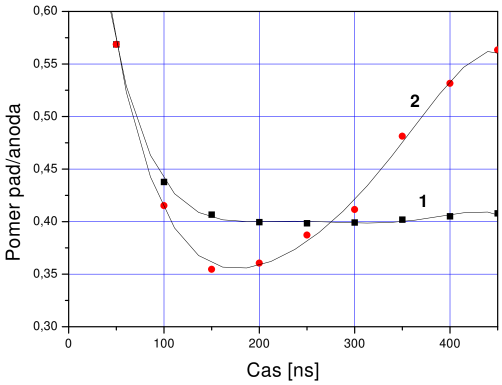
Merali sme v zapojení podľa obr. 6.12. Namerali sme priebehy signálu z anódy a padu zobrazené na obr. 6.13 a 6.15.

Na základe týchto meraní pre rovinnú geometriu môžeme povedať, že spomínaný pomer je rovný 40% v čase, ktorý je pre nás zaujímavý. Toto naše meranie dobre súhlasí so simuláciami [9], ktoré udávajú pre pomer signálu pad/anóda 40%, pre pomer signálu Frishova mriežka/anóda 30% a pre pomer signálu susedné anódy/anóda 15%.

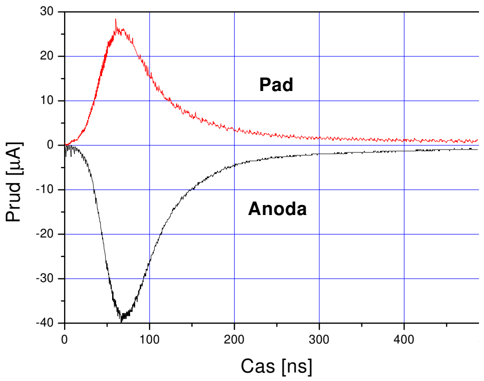
Pre C-padovú geometriu sme namerali dramatické zväčšenie spomínaného pomeru oproti rovinným štruktúram - na 70%. Keďže uhol otvorenia použitých C-padov je 36%, maximálna amplitúda, ktorá by sa na pade mohla indukovať je 90% anódového signálu, v prípade, keď by lavína homogénne obopínala vlákno. Lavína je ale lokalizovaná nad vláknom, preto je výsledný nameraný pomer signálu menší.



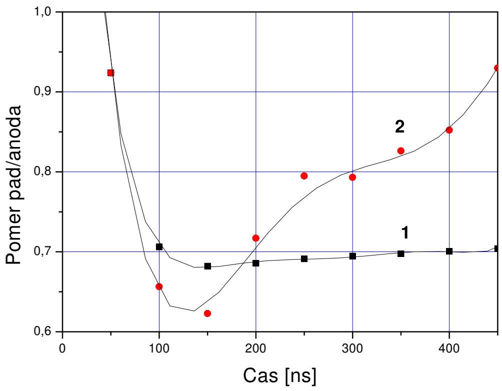
Obrázok 6.13: Tvar signálov z anódy (záporný) a padu (kladný) na vstupe predzosilňovača pre rovinnú geometriu vnútorných komôr ALICE TPC.



Obrázok 6.14: Na obrázku sú zobrazené hodnoty pomerov časových integrálov signálov z padu/anódy pre geometriu vnútorných komôr. Integrály v pomere získané integrovaním signálu od času 0 po danú hodnotu sú označené ako 1. Integrály v pomere získané integrovaním signálu po 50 ns v danom čase sú označené ako 2. Čiary sú slúžia len na zvýraznenie trendov vývoja pomerov v čase.



Obrázok 6.15: Tvar signálov z anódy (záporný) a padu (kladný) na vstupe zosilňovača pre geometriu C-padov s polomerom 3 mm a otvorom 1,85 mm.



Obrázok 6.16: Na obrázku sú zobrazené hodnoty pomerov časových integrálov signálov z padu/anódy pre C-padovú geometriu. Integrály v pomere získané integrovaním signálu od času 0 po danú hodnotu sú označené ako 1. Integrály v pomere získané integrovaním signálu po 50 ns v danom čase sú označené ako 2. Čiary sú slúžia len na zvýraznenie trendov vývoja pomerov v čase.

Merania pri týchto geometriách nie sú úplne porovnateľné, keďže sa líšia vzdialenosťou anóda - pad (2 mm pri rovinnej geometrii a 3 mm pri C-padovej geometrii)

V oboch prípadoch sa v časoch nad 200 ns pomer signálu indukovaného na pade zvyšuje (pozri závislosti označené ako 2 na obr. 6.14 a 6.16). Je to spôsobené znižovaním tienenia náboja anódami pri pohybe iónov smerom od anódy.

V obidvoch prípadoch sme použili na meranie rovnaký postup. Aby sme vybrali len stopy alfa častíc , ktorých priemety do padovej roviny smerujú kolmo na anódy, nastavili sme trigger na maximálne amplitúdy signálov z padu (v rámci rozumne dlhého meracieho času). Tak sme sa pokúsili vybrať len tie stopy, z ktorých sa ionizácia zozbierala len na jednom rade padov. Tým sme chceli zabrániť započítaniu signálov, z ktorých sa len časť indukovala na sledovaných padoch[1]. Týmto spôsobom sme ale nemohli vylúčiť stopy, ktoré s rovinou padov zvierajú nenulový uhol. Od nich sa nad daným padom zozbiera väčšia ionizácia ako od stôp paralelných s padovou rovinou.

Meranie by sa preto dalo vylepšiť inštalovaním malej proporcionálnej komôrky oproti žiariču (analogicky ako tomu bolo pri monitore driftovej rýchlosti). Tá by registrovala len častice, ktoré by mali požadovaný smer a jej signál by sme mohli použiť ako triggerovací. Potom by sme museli celé meranie prevádzať pri tlaku zníženom tak, aby alfa častice emitované ^{241}Am mali možnosť preletieť driftový priestor šírky 4 cm. Tým by sa meranie značne skomplikovalo, bolo by treba použiť špeciálne vybavenie schopné udržať potrebný podtlak, čím by sa zvýšili náklady na meranie.

Merania tvarov ako i pomerov signálov sa líšia od podmienok v ALICE TPC napätím na anóde (použili sme[2] 1400 V, kým reálne bude na anóde 1450 V) a pracovným plynom (použili sme Ar/CH_4 (90/10) namiesto Ne/CO_2 (90/10)). Ar/CH_4 sa vyznačuje väčšou driftovou rýchlosťou elektrónov, väčšou difúziou a menším záchytom elektrónov prímesou O_2. V Ne/CO_2 90/10 je mobilita iónov väčšia v porovnaní s Ar/CH_4 (90/10). Signál preto prekmitne do záporných hodnôt skôr.

[1]Signál sme zbierali z troch spojených padov
[2]Pri napätí vyššom ako 1400 V hrozil prieraz pri C-padovej geometrii

Kapitola 7

Meranie driftovej rýchlosti elektrónov v plynoch

7.1 Driftová rýchlosť elektrónov

Pohyb nabitej častice v elektrickom poli intenzity $\vec{E}$ je charakterizovaný mobilitou

$$\mu = \frac{v_d}{|\vec{E}|} \tag{7.1}$$

kde v_d je veľkosť driftovej rýchlosti častice. Pri pohybe elektrónu plynom v elektrickom poli je elektrón na jednej strane urýchľovaný elektrickým poľom, na druhej strane stráca energiu v zrážkach s molekulami plynu a je pri tom rozptyľovaný. Makroskopická driftová rýchlosť, ktorou sa elektrón pohybuje proti smeru intenzity elektrického poľa je výsledkom ustrednenia týchto procesov.

Difúzia elektrónov ϕ závisí od koeficientu difúzie D a doby driftu t ako

$$\phi = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2Dx}{v_d}} \tag{7.2}$$

Pre ideálny plyn súvisí koeficient difúzie s mobilitou vzťahom

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \tag{7.3}$$

Rýchlosť, ktorú elektrón získa od elektrického poľa za dobu od poslednej zrážky τ je rovná

$$v_d = \frac{e|\vec{E}|\tau}{m} \tag{7.4}$$

kde m je hmotnosť elektrónu, e je elementárny náboj [12]. Ak je výsledná makroskopická driftová rýchlosť konštantná, potom musí existovať rovnováha medzi energiou elektrónu, ktorú získa od poľa na dráhe x (rovnou eEx) a energiou, ktorú odovzdá molekulám plynu pri zrážkach s nimi (rovnou n$\lambda\epsilon$),

$$eEx = n\lambda\epsilon, \tag{7.5}$$

kde ϵ je stredná energia elektrónu a λ udáva časť energie, ktorú elektrón odovzdal pri zrážke. Stredný počet zrážok elektrónu n na dráhe x je určený ako

$$n = \frac{x}{v_d \tau} \tag{7.6}$$

Stredná doba medzi zrážkami τ je daná ako

$$\frac{1}{\tau} = N\sigma u \tag{7.7}$$

kde N je koncentrácia molekúl plynu, σ je účinný prierez zrážky a u je celková rýchlosť elektrónu.

Potom kinetická energia elektrónu je daná ako súčet energie získanej od poľa a energie tepelného pohybu elektrónu

$$\frac{1}{2}mu^2 = \epsilon + \frac{3}{2}kT \tag{7.8}$$

Energiu tepelného pohybu elektrónu môžeme pri bežných izbových podmienkach zanedbať. Z uvedených vzťahov potom pre driftovú rýchlosť a celkovú rychlosť dostávame

$$v_d = \frac{eE}{mN\sigma}\sqrt{\frac{\lambda}{2}} \tag{7.9}$$

$$u = \frac{eE}{mN\sigma}\sqrt{\frac{2}{\lambda}} \tag{7.10}$$

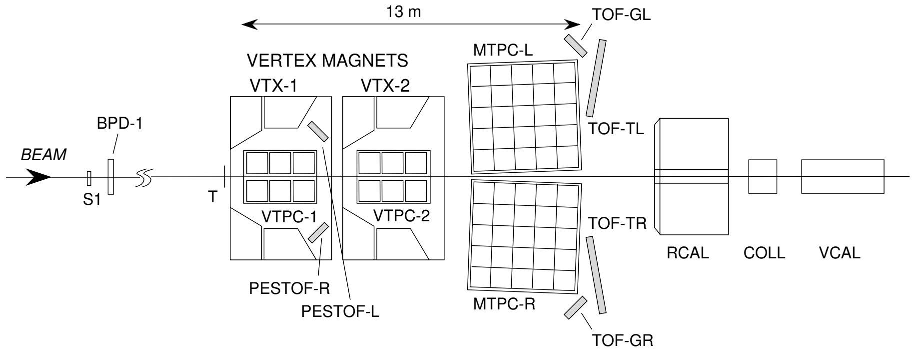
Podiel odovzdanej energie aj účinný prierez v týchto vzťahoch závisia od energie ϵ. Podrobnejšie vysvetlenie driftovej rýchlosti elektrónov môžeme nájsť v [25]a [12].

Meranie driftovej rýchlosti elektrónov v TPC slúži na určenie jednej súradnice stopy častice v TPC. Zo známej driftovej rýchlosti a odmeranej doby driftu sa v TPC určuje jedna zo súradníc. Driftová rýchlosť sa využíva aj na monitorovanie zloženia plynu vchádzajúceho a vychádzajúceho z detektora.

7.2 GTPC v experimente NA49

Experiment NA49 [10] v CERNe pri Ženeve študuje zrážky protón - protón, protón - jadro a jadro - jadro s hybnosťami v rozsahu 100 - 200 GeV/c na nukleón. Je to experiment s pevným terčom. Hlavnými detektormi jeho detekčného systému sú štyri veľkoobjemové TPC komory (obr.7.1).

Tento experiment je v blízkom vzťahu k experimentu ALICE. Jeho detektory musia zvládať podobné nároky na vyhľadávanie stôp častíc a identifikáciu ako tomu bude u ALICE TPC, čo plynie z podobnosti predmetu štúdia. Navyše mnohé poznatky a skúsenosti z konštrukcie TPC komôr v tomto experimente budú použité pri stavbe ALICE TPC.



Obrázok 7.1: Usporiadanie experimentu NA49. Hlavnými detektormi sú štyri veľkoobjemové TPC komory: dve vertexové (VTPC-1 a VTPC-2 umiestnené v supravodivých magnetoch) a dve hlavné (MTPC-L, MTPC-R) [18].

Na začiatku septembra 2001 bola na experimente NA49 inštalovaná a uvedená do prevádzky nová malá TPC komora - Gap TPC (GTPC) (obr.7.2, 7.3). Bola umiestnená medzi dve vertexové komory VTPC-1 a VTPC-2 (viď obr. 7.1).

Jej úlohou je zvýšiť akceptanciu detektora a hybnostné rozlíšenie pre častice s vysokou hybnosťou pre protónový zväzok [26]. Komora bola použitá len na meranie stôp častíc, lebo sedem bodov na dráhe častice, ktoré poskytuje, je na identifikáciu častice podľa ionizačných strát príliš málo. GTPC má plynový systém úplne oddelený od ostatných detektorov v experimente. Preto bolo potrebné pre ňu inštalovať a uviesť do prevádzky nový monitor driftovej rýchlosti. Merania neboli zahrnuté do systému pomalej kontroly ostatných detektorov (slow control system), realizovaného pomocou programu v Labview. Meralo sa manuálne pomocou osciloskopu. Časť nasledujúcich meraní bola urobená pre pochopenie funkcie a vlastností monitora driftovej rýchlosti a vlastností plynov. Uvedené sú aj merania získané počas monitorovacej periódy.

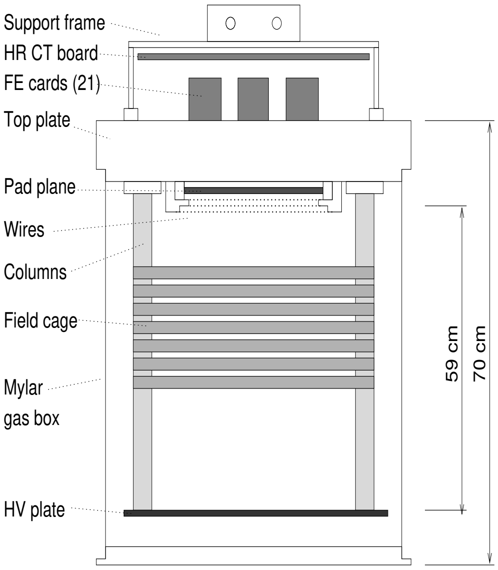
V GTPC bola použitá zmes plynov Ne/CO_2 (90/10), rovnaká ako bude použitá v ALICE TPC.

7.3 Princíp merania driftovej rýchlosti s vysokou presnosťou

Driftová rýchlosť sa mení v závislosti od redukovaného elektrického poľa E/N, kde N je hustota počtu molekúl plynu [27]. Táto veličina je úmerná pomeru veľkosti intenzity elektrickeho poľa $\vec{E}$ a tlaku plynu p korigovanému na teplotu T, ktorý nazývame E/p, nasledovným spôsobom:

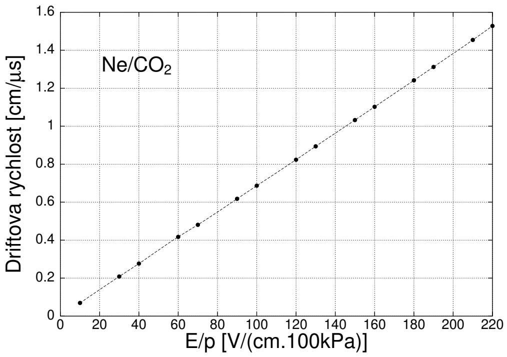
$$\frac{E}{p} = \frac{E}{p}\frac{273,15 + T[^\circ C]}{293,15} \sim \frac{E}{\varrho} \sim \frac{E}{N} \tag{7.11}$$

Tento pomer je úmerný pomeru veľkosti elektrického poľa a hustoty plynu ϱ. Na obrázkoch 7.4a). a 7.4b). sú namerané závislosti driftovej rýchlosti elektrónov v

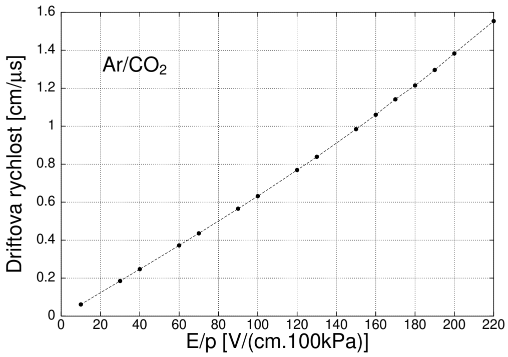


Obrázok 7.2: Schématický náčrt pohľadu zboku na GTPC, v obrázku nie sú zachované skutočné pomery vzdialeností.

Obrázok 7.3: Stavba GTPC - naťahovanie pásikov (stripy) zabezpečujúcich homogénne driftové pole.



Obrázok 7.4a) Driftová rýchlosť elektrónov v Ne/CO_2 (90/10) ako funkcia E/p.



Obrázok 7.4b) Driftová rýchlosť elektrónov v Ar/CO_2 (90/10) ako funkcia E/p.

plyne od E/p pre Ne/CO_2 (90/10) a Ar/CO_2 (90/10). Vidíme, že závislosti sú v prvom priblížení lineárne. V GTPC bola použitá zmes plynov Ne/CO_2 (90/10) pri redukovanom elektrickom poli v oblasti 180 V/(cm.100kPa). Z nameranej závislosti je viditeľné, že v tejto oblasti driftová rýchlosť silno závisí od redukovaného elektrického poľa. Z tohto dôvodu je driftová rýchlosť v tejto zmesi závislá na zmenách tlaku a teploty. Preto pri každom meraní je driftová rýchlosť určená pre inú hodnotu E/p. Na porovnanie nameraných hodnôt je preto nevyhnutná ich extrapolácia k referenčnej hodnote E/p_{ref} [11]. Táto extrapolácia sa nazýva aj korekciou na teplotu a tlak.

Ako referenčná hodnota bola vybratá 178,8 V/(cm.100kPa) stanovená na základe hodnoty driftového elektrického poľa v GTPC 173,3 V/cm a štandardných podmienok: teplota 20 °C, priemerný tlak v oblasti Ženevy 970 hPa.

Extrapolácia bola urobená podľa nasledujúceho vzťahu

$$v_{d_{korig}} = v_{d_{mer}}(1 + \frac{S\Delta\frac{E}{p}}{\frac{E}{p}}) \tag{7.12}$$

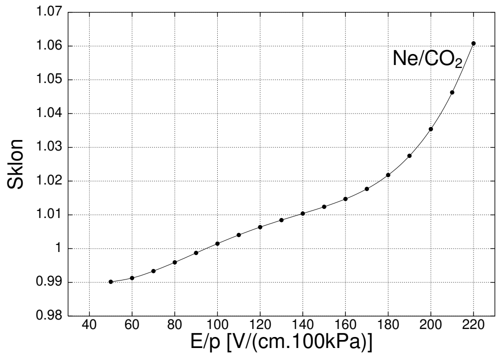
kde

$$\Delta\left(\frac{E}{p}\right) = \left(\frac{E}{p}\right)_{ref} - \left(\frac{E}{p}\right)_{mer} \tag{7.13}$$

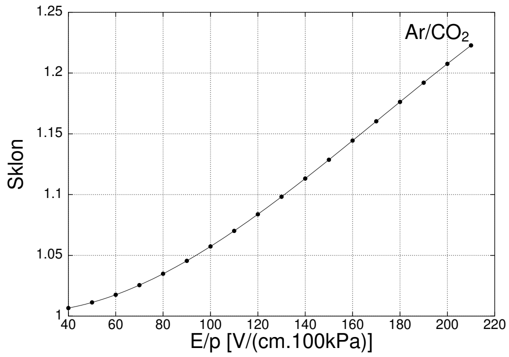
Veličina sklon S je definovaná ako

$$S = \frac{\frac{\Delta v_d}{v_d}}{\frac{\Delta\frac{E}{p}}{\frac{E}{p}}} \tag{7.14}$$

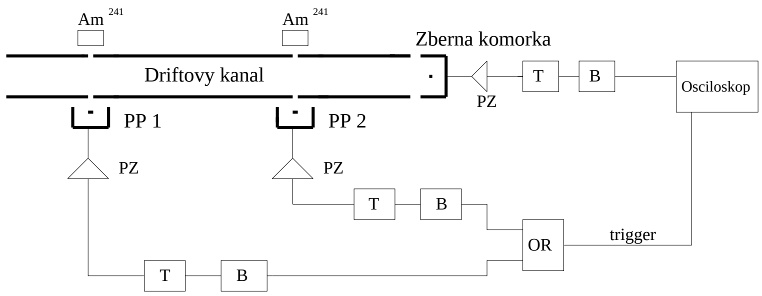
Priebehy závislosti sklonu od redukovaného elektrického poľa pre Ne/CO_2 (90/10) a Ar/CO_2 (90/10) sme určili experimentálne (obr. 7.5a), 7.5b)). Ak by bola driftová rýchlosť priamo úmerná redukovanému elektrickému poľu, hodnota sklonu by sa rovnala konštantne jednej.



Obrázok 7.5a) Sklon driftovej rýchlosti nameraný pre zmes Ne/CO_2 (90/10).



Obrázok 7.5b) Sklon driftovej rýchlosti nameraný pre zmes Ar/CO_2 (90/10).

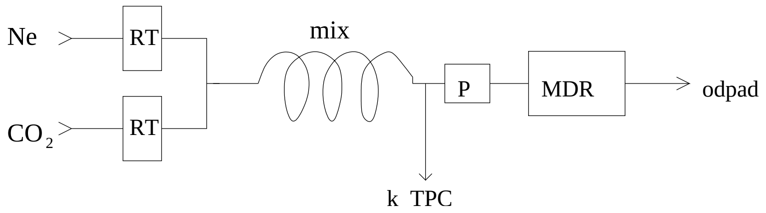


Obrázok 7.6: Vnútorná konštrukcia a elektronika monitora driftovej rýchlosti. Signál zo zbernej proporcionálnej komôrky je po prechode predzosilňovačom, tvarovačom a zosilňovačom s vyrovávacou pamäťou (buffer) privádzaný na vstup digitálneho osciloskopu. Triggerovací signál bol braný z referenčných proporcionálnych komôrok 1 a 2.

7.4 Experimentálne usporiadanie na meranie driftovej rýchlosti

Monitor driftovej rýchlosti [28] pozostáva z valcovej nádoby, ktorou preteká študovaný plyn a štruktúry do nej vloženej (obr. 7.6). Driftový priestor je vymedzený dvomi platničkami - tlačenými spojmi vzdialenými 8 mm. Každá z nich nesie na vnútornej strane 94 medených pásikov (1,2 mm x 30 mm) vzdialených 0,2 mm. Pásiky sú spojené odporovým deličom pozostávajúcim z 500 kΩ odporov. Pomocou nich je na pásiky privádzané také napätie, aby vzniknuté elektrické pole v driftovom objeme bolo homogénne.

Oproti dvom zdrojom alfa častíc (Am^{241}) sú umiestnené dve malé referenčné proporcionálne komôrky (označené ako 1 a 2). Dierky s priemerom 0,5 mm v platničkách vymedzujúcich driftový objem slúžia na kolimáciu. Emitované alfa častice prechádzajú plynom v driftovom priestore, ktorý ionizujú a sú registrované v referenčných proporcionálnych komôrkach. Elektróny uvoľnené pri ionizácii



Obrázok 7.7: Zapojenie monitora driftovej rýchlosti do plynového systému TPC. **RT**-regulátor prietoku, **P**-prietokomer, **MDR**-monitor driftovej rýchlosti.

driftujú pod vplyvom homogénneho elektrického poľa do zbernej komôrky. Tam vzniká plynové zosilnenie a výsledný signál po prechode elektronikou je registrovaný osciloskopom. Signálom, získaným z referenčných proporcionálnych komôrok vyberáme len tie stopy alfa častíc, ktoré smerujú kolmo na platničky. Čas driftu elektrónov na dráhe určenej vzdialenosťou dierok kolimátora určíme z časového rozdielu signálov prichádzajúcich od dvoch zdrojov alfa častíc.

Zo známej driftovej dĺžky 9,999 cm a takto odmeranej doby driftu určíme driftovú rýchlosť.

Elektronika pozostáva z predzosilňovača nasledovaného tvarovačom, ktorý eliminuje charakteristickú odozvu proporcionálnej komory úmernú 1/t a nakoniec zosilňovač s vyrovnávacou pamäťou poskytuje 50 Ω výstup.

Zapojenie monitora driftovej rýchlosti do plynového systému GTPC je zobrazený na obr.7.7. Neón a oxid uhličitý prechádzajú cez regulátory prietoku, ktoré sú nastavené v pomere 9:1. Plynové zložky sú zmiešavané a časť zmesi smerujúcej do GTPC je odoberaná na analýzu v monitore driftovej rýchlosti.

7.5 Presnosť merania a chyby driftovej rýchlosti

Našim cieľom bolo dosiahnuť presnosť niekoľko promile. Preto sme analyzovali vplyv presnosti merania vstupujúcich veličin na vyslednú presnosť driftovej rýchlosti. Zmena driftovej rýchlosti 0,1% znamená pri dĺžke driftu 60 cm v GTPC zmenu v určení súradnice 0,6 mm (veľké komory v experimente dosahujú rozlíšenie v oboch smeroch 250 - 270 μm).

7.5.1 Meranie tlaku

Použité hodnoty tlaku sú priemerom hodnôt tlakov indikovaných dvomi tlakomermi (PTB 200ADD). Typický rozdiel medzi nimi je 0,1 hPa. Tlak v monitore driftovej rýchlosti sa nelíši od takto stanoveného tlaku o viac ako 0,3 hPa. Táto zmena tlaku spôsobí zmenu 0,03% v určení driftovej rýchlosti.

7.5.2 Meranie doby driftu

Na meranie doby driftu elektrónov medzi dvomi zdrojmi alfa častíc bol použitý osciloskop Le Croy 9450A dual 300 MHz. Aby sme dosiahli väčšiu presnosť, merali sme na derivovanom signáli. Prechod derivovaného signálu nulou sa dá určiť presnejšie ako vzdialenosť píkov pôvodných signálov.

Meria sa na signáli získanom ako priemer z približne 200 meraní. Odchýlky nameranej driftovej rýchlosti od priemernej hodnoty, spôsobené presnosťou merania doby driftu elektrónov, sú v rámci 0,1%. Štúdium tohto efektu sme robili pri nízkom driftovom napätí zodpovedajúcom intenzite elektrického poľa v monitore 56,7 V/cm. Vtedy je totiž možné zanedbať vplyv teplotného efektu vznikajúceho v dôsledku ohrevu plynu od odporov odporového deliča (viď stať 7.5.5).

7.5.3 Nastavnie dritového napätia a kalibrácia zdroja vysokého napätia

Vysoké napätie pre drift elektrónov poskytoval zdroj FLUKE 415B, ktorý reprodukuje nominálne hodnoty s presnosťou 0,05% v oblasti použitých hodnôt (2444 V). To vplýva na určenie driftovej rýchlosti mierou 0,05%.

7.5.4 Určenie sklonu

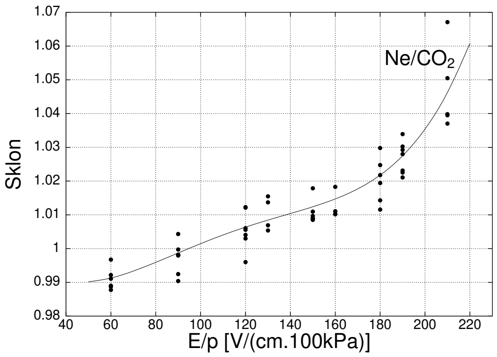
Z nameraných závislostí driftovej rýchlosti od E/p boli určené hodnoty sklonu. V programe pre korekcie (podla vzťahu 7.12) bol použitý priemer z hodnôt získaných v siedmich meraniach extrapolovaných k najbližšiemu celočíselnemu násobku 10 V/(cm.100kPa).

Rozptyl získaných hodnôt zobrazených na obr.7.8a) a 7.8b) je spôsobený presnosťou merania času driftu elektrónov. Pre porovanie je zobrazený fit polynómom štvrtého stupňa. Rozptyl hodnôt sklonu 1% od strednej hodnoty má vplyv 0,02% na korigovanú driftovú rýchlosť - je teda veľmi malý v porovnaní s vplyvmi ostatných faktorov.

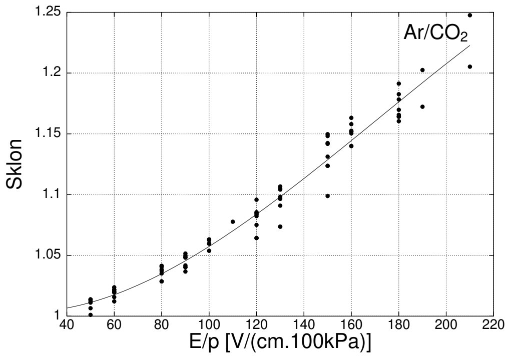
7.5.5 Meranie teploty

Na meranie teploty plynu vnútri monitora driftovej rýchlosti bol použitý odpor Pt 100. Tento odpor bol pripojený k meniču Phoenix contact MCR-PT100/4/U/100/DC, ktorý bol schopný dosiahnuť presnosť 0,01 °C. Pre porovnanie neistota teploty 0,1 °C spôsobuje neistotu driftovej rýchlosti len 0,03%. Napriek tomuto faktu je meranie teploty plynu v monitore jedným z najproblematickejších aspektov určenia driftovej rýchlosti.

Pri vyšších výkonoch odporového deliča pripojeného k poleformujúcim elektródam monitora (zodpovedajúcich driftovému poľu 70 V/cm a viac) bol pozorovaný *teplotný efekt*. Je spôsobený ohrevom plynu od reťaze odporov pri prechode prúdu týmito odpormi. Tak vzniká nehomogenita v rozdelení teploty plynu v monitore a termistor umiestnený nad platničkami driftové ho priestoru (obr. 7.6)



Obrázok 7.8a) Sklon driftovej rýchlosti v Ne/CO_2 (90/10) a jeho rozptyl v meraných hodnotách.



Obrázok 7.8b) Sklon driftovej rýchlosti v Ar/CO_2 (90/10) a jeho rozptyl v meraných hodnotách.

neindikuje skutočnú teplotu vnútri driftového priestoru. Na druhej strane tepelná vodivosť kovových kontaktov termistora je omnoho väčšia ako tepelná vodivosť plynu, preto je meranie teploty do určitej miery ovplyvňované teplotou okolitého prostredia. Miera vplyvu týchto dvoch efektov na nameranú hodnotu teploty nie je známa [11]. Tento efekt sa prejavuje nesprávnou korekciou na teplotu a teda aj závislosťou nameranej hodnoty driftovej rýchlosti na dobe od zapnutia napätia na monitori.

Predpokladalo sa, že na elimináciu teplotného efektu by mohla mať vplyv veľkosť prietoku plynu cez monitor. Preto sa skúmala maximálna zmena teploty a rozdiel korigovanej driftovej rýchlosti od počiatočných hodnôt nameraných tesne po zapnutí. Ďalším skúmaným parametrom bola časová konštanta zmien korigovanej driftovej rýchlosti. Použili sme Ar/CO_2 (90/10) pri hodnotách prietoku plynu 3 l/h, 10 l/h, 20 l/h. Merali sme pri najvyššom možnom driftovom napätí poskytovanom zdrojom (3000 V) zodpovedajúcom intenzite driftového poľa 212,8 V/cm a výkonu odporov 0,2 W. Použili sme vysoké napätie, lebo zmena teploty rastie s výkonom odporov a ten je úmerný druhej mocnine napätia. Pri vyššom napätí sa teplotný efekt prejaví výraznejšie.

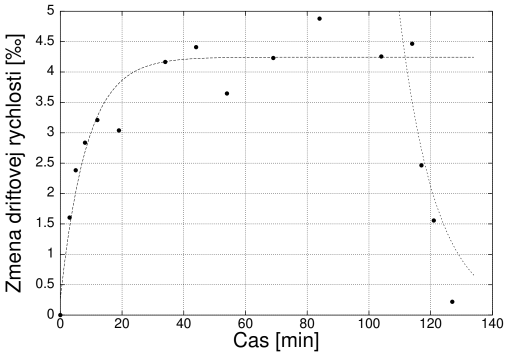
Meralo sa nasledujúcim spôsobom. Po zapnutí driftového napätia bola urobená séria meraní driftovej rýchlosti, teploty a tlaku. Po dosiahnutí rovnovážneho stavu teploty (prejavuje sa ako saturácia driftovej rýchlosti) bolo napätie vypnuté a priebeh veličín bol sledovaný sériou krátkych meraní, pri ktorých bolo treba driftové napätie zapnúť. Tým boli merania ovplyvnené.

Získané výsledky sú zrejmé z tabuľky 7.1. Viditeľný je vplyv prietoku plynu na rozdiel teplôt pred zapnutím a po dosiahnutí rovnováhy po zapnutí. Veľmi malý vplyv je badateľný na hodnotu konštanty nárastu driftovej rýchlosti τ. Táto je definovaná ako doba, za ktorú narastie driftová rýchlosť e-krát. Zmena driftovej rýchlosti je od prietoku plynu prakticky nezávislá.

Nakoniec bol vybratý prietok plynu 5 l/h. Rovnaké meranie teplotného efek-

pretok plynu [l/h]	Δ T[°C]	Δ v_d [%]	τ [min]
3	1,54	0,16	25
10	1,36	0,14	23
20	0,91	0,14	20

Tabuľka 7.1: Maximálna zmena teploty a driftovej rýchlosti spôsobená teplotným efektom v závislosti od prietoku plynu. Merané v Ar/CO_2 (90/10). Časová konštanta ohrevu τ vykazuje slabú závislosť na prietoku plynu.



Obrázok 7.9: Závislosť zmeny driftovej rýchlosti spôsobenej teplotným efektom od času.

tu bolo urobené s použitím Ne/CO_2 (90/10) (pri rovnakej intenzite elektrického poľa ako bola v GTPC 173,3 V/cm). Na obr. 7.9 je zobrazená zmena korigovanej driftovej rýchlosti v závislosti od doby merania. Z nameranej závislosti bolo získané vyjadrenie pre korekciu na teplotný efekt v tvare

$$v_{d_{korig}} = v_d - A(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \tag{7.15}$$

kde t je doba od začiatku merania, časová konštanta nárastu τ je 8,5 min a hodnota konštanty A je pre náš prípad rovná 0,005. Časová konštanta nárastu závisí od tepelnej vodivosti plynu a materiálov použitých na stavbu monitora, konštanta A závisí od výkonu odporového deliča. Pre dobu merania počas každodenného monitorovania (2 minúty) narastie driftovná rýchlosť v dôsledku teplotného efektu o 0,08%. Pri priemerovaní výsledkov teda dostávame chybu 0,04% smerom nahor.

Najväčšia neistota v určení driftovej rýchlosti pochádza z presnosti určenia doby driftu elektrónov. Ak by sme ju chceli zmenšiť, bolo by potrebné použiť priemernú hodnotu z mnoho meraní počas dňa. Vtedy by sme nemohli zanedbať teplotný efekt a bolo by potrebné spraviť zmenu v konštrukcii monitora. Menší výkon odporov deliča (a tým aj menší tepelný výkon) by sa dal dosiahnuť výberom odporov s väčšou nominálnou hodnotou. Na druhej strane táto hodnota nesmie byť príliš veľká, kvôli požadovanej stabilite driftového napätia.

7.5.6 Zhrnutie vplyvu spomenutých efektov na presnosť merania driftovej rýchlosti

Meranie tlaku, presnosť intenzity elektrického poľa, určenie sklonu a teplotný efekt spôsobujú neistoty určenia driftovej rýchlosti 0,05% a menej. Driftová dĺžka 9,999 cm je známa s dostatočnou presnosťou (0,01%), ktorá vplýva na určenie driftovej rýchlosti 0,014%. Rozptyl nameranej driftovej rýchlosti na úrovni 0,1% od strednej hodnoty má pôvod v presnosti merani doby driftu. Na elimináciu tejto neistoty sa driftová rýchlosť určuje tri krát denne a používa sa priemerná hodnota. Ak by sme chceli použiť do počítaného priemeru mnoho meraní denne, bola by nevyhnutná zmena v konštrukcii monitora kvôli vplyvu teplotného efektu. Tento spôsobuje pri súčasných podmienkach systematickú chybu každého merania 0,04% smerom nahor.

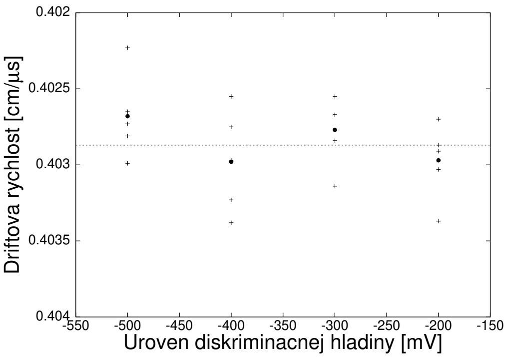
7.5.7 Monitorovacie podmienky a výsledky

V GTPC bola ako pracovný plyn použitá zmes Ne/CO_2 (90/10). Na referenčných komôrkach (obr. 7.6) bolo napätie 800 V, diskriminácia na triggerovacom kanáli -400 mV. Vplyv výšky tejto diskriminácie na driftovú rýchlosť nebol pozorovaný (obr. 7.10), rozptyl nameraných hodnôt je v rámci presnosti merania času driftu, tak ako sa očakávalo. Na anóde zberného proporcionálneho detektora bolo napätie 860 V.

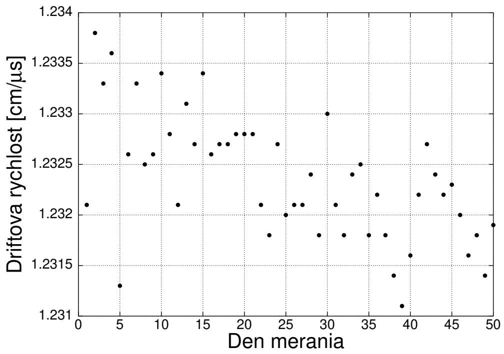
Na začiatku zberu dát bola driftová rýchlosť elektrónov v plyne použitá na nastavenie zmesi plynu pre GTPC. Prietokomery boli jemne doladené tak, aby výsledná veľkosť driftovej rýchlosti elektrónov v plyne GTPC bola rovnaká ako v plyne vertexových komôr Ne/CO_2 (90/10) - 1,4 cm/μs pri rovnakej intenzite elektrického poľa v monitore a vertexových komorách - 202,4 V/cm.

Počas zberu dát bola meraná driftová rýchlosť trikrát denne pri intenzite elektrického poľa v monitore 173,3 V/cm, rovnakej ako v GTPC. Jedenkrát denne bolo robené meranie pri intenzite 202,4 V/cm na porovnanie s výsledkami nameranými pri dlhodobom monitorovaní vo vertexových komorách (obr.7.1). Intenzita elektrického poľa v GTPC bola vybratá tak, aby sa citlivý priestor komory využil čo najefektívnejšie. Pri príliš nízkej intenzite elektrického poľa by za dobu jedného zberu ionizácie nestihli pridriftovať najvzdialenejšie elektróny k proporcionálnym komorám. Tak by sme časť citlivého objemu komory strácali. Pri vysokej intenzite elektrického poľa by elektróny pridriftovali naopak prirýchlo, boli by rozdelené do malého počtu časových vrstiev a strácali by sme rozlíšenie. Preto bolo optimálne napätie nastavené tak, že sa celá ionizácia rozdelila do 245 z 256 časových vrstiev, ktoré boli k dispozícii. Ostatné boli ponechané ako rezerva, ktorá bude využitá pri variáciách tlaku v komore, ktoré by mohli spôsobiť zníženie driftovej rýchlosti elektrónov.

Driftová rýchlosť sa meria sa signáli spriemerovanom z približne 200 meraní. Táto hodnota bola vybratá po uvážení vplyvu štatistiky na jednej strane a vplyvu teplotného efektu na strane druhej. Vývoj driftovej rýchlosti počas monitorovacej



Obrázok 7.10: Rozdiel driftovej rýchlosti od strednej hodnoty ako funkcia diskriminačnej hladiny na triggerovacom kanáli osciloskopu. Odchýlky od strednej hodnoty pri jedndnotlivých diskriminačných hladinách sú označené ako +, ich stredná hodnota (pri danej diskriminačnej hladine) je označená ako •.



Obrázok 7.11: Vývoj priemernej dennej driftovej rýchlosti v GTPC experimentu NA49 počas zberu dát od 14.9.2001 do 2.11.2001. (Prvých desať dní som merala ja, ostatné merania urobil Michal Kreps.)

periódy je zobrazený na obr. 7.11.

Driftová rýchlosť určená týmto spôsobom bude použitá len na monitorovanie zloženia plynu a ako východiskový bod pre určenie ypsilonovej súradnice stopy častice v GTPC (v smere kolmom na padovú rovinu). Konečná súradnica bude posunutá tak, aby výsledná stopa plynule prechádzala do stôp získaných z veľkých TPC komôr. Preto môžeme povedať, že presnosť merania všetkých parametrov je dostačujúca pre naše účely.

7.6 Použitie a podmienky použitia nameraných hodnôt driftovej rýchlosti elektrónov v analýze experimentálnych dát

Namerané hodnoty driftovej rýchlosti budú použité nasledujúcim spôsobom: z troch nameraných hodnôt driftovej rýchlosti denne korigovaných na teplotu a tlak sa určí hodnota driftovej rýchlosti v daný deň. Tak sa eliminuje vplyv neistoty merania času driftu na určenie driftovej rýchlosti a zároveň slúži na určenie *zloženia plynu v daný deň.* Takéto pomalé zmeny môžu nastať malými zmenami v nastavení prietokomerov jednotlivých plynov. Veľké zmeny, pozorovateľné na prvý pohľad porovnaním so skôr nameranými hodnotami, nastávajú pri poruchách.

Pri analýze dát sa potom hodnota driftovej rýchlosti extrapoluje k aktuálnej hodnote redukovaného elektrického poľa v GTPC pomocou nameraných hodnôt teploty a tlaku pre GTPC. Z takto určenej driftovej rýchlosti a doby driftu elektrónového oblaku zo stopy v TPC sa určí jedna zo súradníc stopy častice. Nevyhnutné pre správne určenie stopy častice v komôrke sú korekcie na neparalelitu elektrického a magnetického poľa v oblasti komôrky - tzv. E x B efekt.

Tieto korekcie nepresahujú v žiadnom bode citlivého objemu komôrky 2 cm [26], sú teda menšie ako v rohoch vertexových komôr, kde dosahujú až 3 cm.

Jednou z podmienok pre správnu extrapoláciu je dostatočne presné a správne určenie tlaku. Experiment NA49 má centrálne meranie tlaku pomocou niekoľkých tlakomerov, nie sú použité sondy priamo v komorách. Takéto určenie tlaku sa ukazuje ako dostatočne presné, lebo hodnota tlaku v GTPC a priemerného tlaku indikovaného tlakomermi neprevyšuje 0,5 hPa. Takýto rozdiel by spôsobil chybu v určení driftovej rýchlosti 0,05%.

Dalšou dôležitou podmienkou pre určenie súradnice z doby driftu je zabezpečiť konštantnú teplotu v celom driftovom objeme komory. To zahŕňa požiadavky na

- chladenie prvého stupňa elektroniky
- odporový delič pre napätie na klietke zabezpečujúcej homogenitu driftového poľa (field cage).
- požiadavky na veľkosť prietoku a spôsob cirkulácie plynu

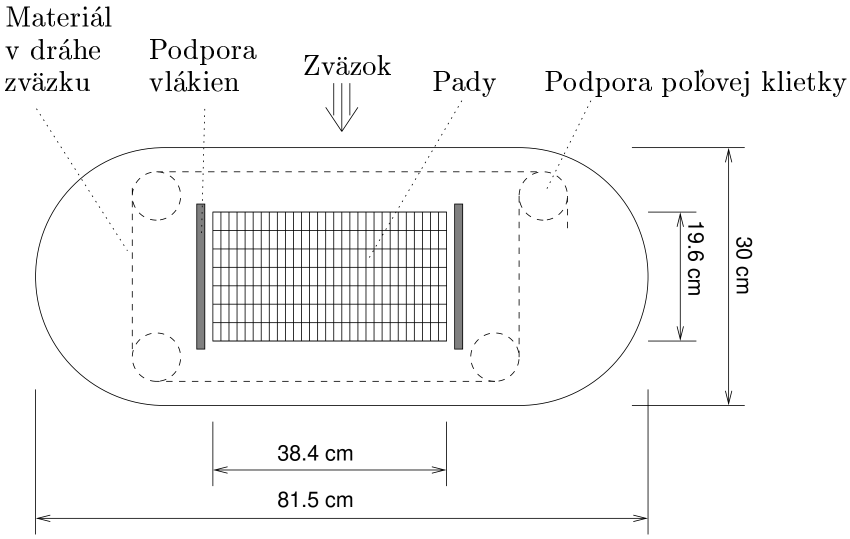
Pri GTPC je použité chladenie elektroniky vzduchom a rozdiel teplôt vrchnej platne (nesúcej pady) pred a po zapnutí elektroniky nebol zistený väčší ako 1,7 °C s chladením (2,5 °C bez zapnutia chladenia).

Dôležitý je výber odporov takých, aby ich výkon pri použitom driftovom poli 173,3 V/cm (napätie na vysokonapäťovej platni je 10,22 kV) zahrieval plyn v takej miere, aby bola cirkulácia plynu schopná zabezpečiť homogenitu teploty plynu v horizontálnom smere. Opäť použtie priveľkých odporov by spôsobovalo nedostatočnú tvrdosť zdroja napätia a tým kolísanie napätia pri vysokej hustote ionizácie.

Plyn vchádza do komory otvormi v podporných stĺpikoch nesúcich mylarové pásiky na zabezpečenie homogénneho driftového poľa tak, že fúka do driftového priestoru. Z komory plyn vychádza otvormi v podpornej platni padov, ktoré sú umiestnené mimo driftového priestoru (obr. 7.12).

Predpokladá sa, že prietok plynu, pri ktorom sa za hodinu vymení 20% objemu komory pri tomto spôsobe cirkulácie plynu, zabezpečí dostatočnú turbulentnosť prúdenia, aby nebola možnosť ustálenia teplotného gradientu a to či už vo vertikálnom smere (spôsobeným ohrevom od platne ohriatej od elektroniky) alebo v smere horizontálnom (spôsobenom ohrevom od odporového deliča poľovej klietky). Správnosť tohto predpokladu bude overená analýzou dát získaných bez magnetického poľa. Stopy by mali byť priame, bez pokrútenia.

Dôležité je aj umiestnenie termistora na meranie teploty v TPC komore. Aj keď konštrukcia neposkytuje príliš veľa možností, v tomto prípade nebol umiestnený vhodne, lebo je na vrchnej platni na strane odporového deliča mimo driftového priestou (obr.7.12). Ak nebude dostatočná turbulentnosť prúdenia, t.j. ak sa utvoria uzavreté cirkulujúce víry, bude indikovať teplotu vyššiu ako je teplota v driftovom priestore.



Obrázok 7.12: Pohľad z driftvého priestoru na hliníkovú platňu nesúcu pady. Náčrt nie je v reálnej mierke.

Meraním driftovej rýchlosti elektrónov v plyne môžu byť zistené aj niektoré zmeny v zložení pracovného plynu. Zámena inertného plynu iným inertným plynom nie je príliš pozorovateľná (ako je zrejmé z podobnosti obrázkov 7.4a) a 7.4b)). Driftová rýchlosť závisí silne od koncentrácie molekulárnych plynom ako CO_2. Nárast koncentrácie CO_2 o 0,1% znamená pokles driftovej rýchlosti elektrónov o 0,1%.

7.7 Výber plynu

Z hľadiska určenia koordinát stopy častice v TPC je veľmi dôležitým aspektom výber pracovného plynu. Požiadavkami z hľadiska driftu elektrónov zo stopy k proporcionálnym komorám sú hlavne nízky koeficient difúzie, vysoká driftová rýchlosť a malé straty elektrónov počas driftu v dôsledku ich záchytu na molekulách plynov. Keďže mnohovláknové proporcionálne komory TPC predstavujú malé proporcionálne počítače, podstatnými kritériami na výber plynu sú aj nízke pracovné napätie, vysoké zosilnenie, dobrá proporcionalita a v neposlednom rade dlhá životnosť detektora [25].

Tradičným výberom pre splnenie týchto požiadaviek je zmes vzácneho plynu s molekulárnym. U vzácnych plynov postačuje na formovanie lavíny nízke elektrické pole, ale už pri malých zosilneniach (pri argóne 10^3 - 10^4) dochádza k formovaniu výboja. Po pridaní malého množstva molekulárnych plynov je možné dosiahnuť väčsie zosilnenie (10^6), pretože majú zhášací účinok. Excitované stavy molekúl plynov majú veľa blízkych hladín a sú schopné absorbovať vyžiarené fotóny a potom sa zbavujú tejto energie disociáciou alebo pri pružných zrážkach [25].

Pre GTPC bola vybratá zmes Ne/CO_2, rovnako ako pre ALICE TPC, ako najlepšia z pohľadu určovania dráh častíc [10]. Je to pracovný plyn s nízkym priečnym a pozdĺžnym koeficientom difúzie a strednými driftovými rýchlosťami. Nízke koeficienty difúzie sú dôležité pre dobré určovanie dráh častíc, podobné hodnoty pre koeficient difúzie v pozdĺžnom a priečnom smere spôsobujú izotrópnosť difúzie [29]. Intenzita magnetického poľa rovnobežná s intenzitou elektrického poľa spôsobuje zníženie difúzie v smere kolmom na drift elektrónov. Pridanie CO_2 ako zhášadla má za následok pokles driftovej rýchlosti. Pri malých koncentráciách je zmena driftovej rýchlosti priamo úmerná zmene koncentrácie CO_2. Nevýhodou je silný záchyt elektrónov molekulami O_2 v prítomnosti CO_2, 10 - 20 krát väčší v porovnaní so zmesou Ar/CH_4 [2]. Ďalšou nevýhodou v porovnaní s klasickou zmesou Ar/CH_4 (90/10) je nevyhnutnosť vyššieho driftového poľa potrebného na dosiahnutie porovnateľných driftových rýchlostí [16].

Výhodou anorganickej zhášacej prímesy CO_2 v porovnaní s organickým CH_4 je zvýšená životnosť detektora. Za starnutie detektora je všeobecne považovaná zmena plynového zosilnenia spôsobená depozitmi na vláknach [13]. Pri organických plynoch bola v prítomnosti vysokého poľa žiarenia pozorovaná polymerizácia [30]. Ak tieto molekuly získajú elektrický náboj, driftujú k vláknam a vytvárajú na nich nánosy. Tak dochádza k starnutiu komory. Pri anorganických plynoch k polymerizácii nedochádza.

Nízky záchyt elektrónov počas doby driftu zo stopy k proporcionálnym komorám sa dosahuje neprítomnosťou elektronegatívnych plynov, najmä O_2. Ten sa dostáva do komory hlavne difúziou cez 125 μm hrubú mylarovú fóliu, ktorá obaľuje komoru. V GTPC bola dosiahnutá koncentrácia O_2 pod 10 ppm. Táto hodnota je vyššia v porovnaní s 2 ppm a 4 ppm dosiahnutými pre veľké komory použité v experimente NA49. Dôvodmi sú malý pomer povrchu k objemu a len jednoduchá obálka v porovnaní s dvojitou mylarovou obálkou veľkých komôr. Medzi stenami tejto obálky je napustený N_2. Toto predstavuje ekonomické riešenie problému s difúziou atmosférického O_2 do pracovného plynu komôr.

Obsah vodných pár v pracovnom plyne má na driftovú rýchlosť elektrónov malý vplyv [31], [28]. Pri zvýšení koncentrácie vody o 10 ppm poklesne driftová rýchlosť o 0,2% [32]. Obsah kyslíka a vodných pár v plyne majú teda význam len pre záchyt elektrónov a GTPC je použitá len na určovanie stôp častíc (nie na identifikáciu podľa ionizačných strát dE/dx). Preto komora GTPC nemá ani stále monitorovanie obsahu H_2O a O_2. Požadovaný maximálny podiel H_2O a O_2 v pracovnom plyne sa dosahuje dostatočným prietokom plynu.

Rýchle plyny, ako klasická zmes Ar/CH_4 (90/10) majú v oblasti redukovaného elektrického poľa 200 V/(cm.100kPa) plató. Tu sa driftová rýchlosť málo mení so zmenou redukovaného elektrického poľa, preto sa nemení s malými zmenami tlaku a teploty. Uvedené korekcie na tlak a teplotu nie sú potrebné. Ostatné výhody zmesi Ne/CO_2 (90/10) sú tak veľké, že pri výbere plynu prevážili.

Kapitola 8

Diskusia a Záver

Prvá časť tejto diplomovej práce sa zaoberá vlastnosťami proporcionálnych komôr časovo-projekčnej komory vzhľadom na vyhľadávanie stôp a identifikáciu častíc v prostredí s vysokými tokmi nabitých častíc. Vyšetrovali sme netradičnú rovinnú geometriu, ktorá bude použitá vo vnútorných komorách ALICE TPC a alternatívnu geometriu C-padov.

V kapitole o optimalizácii napätí na jednotlivých elektródach tvoriacich proporcionálne komory sa nám podarilo splniť všetky požiadavky kladené na komoru. Simulácie ukazujú elektrické pole v proporcionálnych komorách a drift elektrónov zo stopy pre otvorené a zatvorené proporcionálne komory rovinných aj C-padových geometrií.

Pokúsili sme sa navrhnúť také členenie bránovacích pásikov pri C-padoch, aby bolo na bránovanie postačujúce spínať nižšie napätia ako pri rovinných pásikoch. Spínanie napätia amplitúdy 200 V na základnom napätí 220 V pri rýchlosti spínania pod 150 ns predstavuje náročný technický problém. Najlepšie sa nám to podarilo pri geometrii s bránovacími pásikmi rozčlenenými na tri časti, pričom stredný pásik je položený vyššie (schodovitá geometria). Pri tejto geometrii postačuje na bránovanie 100 V (stredný pásik) a 120 V (bočné pásiky), čo znamená zníženie bránovacieho napätia o 70 V. Fokusujúce napätie pri otvorenej bráne sa nám znížiť nepodarilo, zostalo nezmenené.

Odmerali sme odozvu padu na zväzok kvánt gama a jej šírku pre geometriu vnútorných komôr ALICE TPC. Po prevedení príslušných korekcií zodpovedajúcich nášmu usporiadaniu (šírka zväzku kvánt gama a difúzia elektrónov) sme určili šírku odozvovej funkcie padu 1,915±0,093 mm. Jej hodnota súhlasí so simuláciami, ktoré udávajú 2 mm. Malá šírka PRF je dôležitým predpokladom použitia komory na určovanie stôp častíc v prostredí s vysokou hustotou častíc.

Pre meranie odozvovej funkcie padu, ale aj pre iné merania sme navrhli v budúcnosti nepoužívať modely TPC komôr ktoré sú rozoberateľné, lebo hrozí, že nezodpovedajú požadovanej geometrii.

Urobili sme program na automatické kontrolovanie paralelnosti anódových vlákien s padovou rovinou TPC komôr meraním homogenity zosilnenia pozdĺž anód. Keďže zatiaľ nebolo dostupné ostatné vybavenie, k testovaniu nevyhnutné, nemali sme možnosť program vyskúšať. Preto bude nutné otestovať ho.

Pri meraní tvarov signálov sa nám pomocou inštrumentálnych zosilňovačov spĺňajúcich požiadavky na nízky šum a neskreslený prenos signálov podarilo odmerať tvar podkmitov signálov z padov pre rovinné pady aj C-pady. Tieto tvary kvalitatívne zodpovedajú simuláciám tvarov signálov, ktoré sme previedli. Časová škála celkom nezodpovedá nameraným priebehom, lebo v simuláciách bola použitá konštantná hodnota mobility iónov, čo v skutočnosti nie je prípustné. Rozdiel sa prejavuje v dobe driftu v elektrických poliach vysokej intenzity.

Z výsledkov meraní vidíme, že signál z C-padu až do 70 μs zodpovedá tvaru 1/t, preto je vhodným kandidátom na odstaňovanie nakladania signálov na poklesovú hranu predchádzajúcich signálov elektronickou filtráciou. Doba zberu signálu z komory je ale 100 μs, preto by bol na na takúto filtráciu potrebný signál, ktorý podkmitáva až po 100 μs. To by bolo možné dosiahnuť pri nižšom anódovom napätí, kedy je drift iónov od anódy pomalší. Následné zníženie plynového zosilnenia by nespôsobovalo problémy s veľkosťou pomeru signál/šum, lebo pomer signálu indukovaného na C-padoch k signálu na anóde je v porovnaní s rovinnou geometriou väčší, ako sme ukázali. Zníženie plynového zosilnenia by malo pozitívny vplyv na starnutie komory.

Na merania tvaru signálu sme používali plyn Ar/CH_4, ale v TPC ALICE bude použitý Ne/CO_2. V tomto plyne je pohyblivosť iónov väčšia, preto sa aj podkmit signálu objaví skôr. Na jeho oddialenie by sa dali použiť C-pady s menším uhlom otvorenia.

Použitie C-padov spolu s elektronickou filtráciou nakladania impulzov na spádovú hranu 1/t by jednoduchým spôsobom riešilo problematiku nakladania impulzov v prostrediach s takou vysokou hustotou stôp, ako sa očakáva na ALICE TPC.

Amplitúdy podkmitu signálov sú na úrovni promile amplitúdy kladnej časti signálu.

Meraním pomerov signálov indukovaných na pade k signálom na anóde sme potvrdili očakávanie, že na C-pade sa indukuje väčší náboj ako na rovinnom pade. Konkrétne na C-pade je to 70% v porovnaní so 40% na rovinnom pade. Hodnota nameraná pre rovinné pady vnútorných komôr ALICE TPC súhlasí so simuláciami.

Na základe prevedených meraní a simulácií môžeme prednosti jednotlivých geometrií vyhodnotiť nasledovne:

- Výhodami rovinnej geometrie sú
  1. nižšie bránovacie napätie
  2. jednoduchšie vyhotovenie. S výrobou rovinných padov a s ťahaním vlákien existujú dlhoročné skúsenosti.

  Pri takejto konštrukcii hrozí preskupenie vlákien v dôsledku odpudivých elektrostatických síl medzi anódami po privedení vysokého napätia na ne [11], najmä pri dlhých vláknach, ktoré budú použité vo vonkajších komorách.

- Výhodou C-padov je
  1. vyšší pomer signálu indukovaného na pade k signálu na anóde
  2. tvar signálu z padu, u ktorého je možné odstrániť nakladanie signálov elektronickým odfiltrovaním.
  3. výhodou je aj úzka odozvová funkcia padu. Pri rovinnej geometrii vzdialenosti anóda - pad rovnej 2 mm zodpovedá šírka PRF 2 mm, kým pre C-padovú geometriu s polomerom C-padu 3 mm je šírka PRF 2,1 mm [33].

  Nevýhodou tejto geometrie je vysoké fokusujúce a najmä bránovacie napätie oproti rovinnej geometrii, spínanie ktorého predstavuje technický problém.

V poslednej časti sme zmerali závislosti driftovej rýchlosti elektrónov od E/p v Ne/CO_2 (90/10) a Ar/CO_2 (90/10). Ohodnotili sme vplyvy presnosti merania tlaku, teploty, času driftu elektrónov, geometrie a teplotného efektu na presnosť merania driftovej rýchlosti elektrónov v spomenutých plynoch. Na základe týchto výsledkov sme nastavili zmes plynu Ne/CO_2 v pomere 90/10 pre nový detektor - GTPC experimentu NA49. Aj keď sme boli schopní merať driftovú rýchlosť elektrónov v plyne na úrovni promile, výsledky získané počas monitorovania sa ukázali byť pri spracovaní dát nepoužiteľné. Driftová rýchlosť elektrónov bola v priebehu zberu dát určovaná aj iným spôsobom: každý deň sa určitú dobu zberali dáta vyberaním častíc zväzku (beam trigger). Keďže poloha zväzku je známa, zo stôp týchto častíc v GTPC bolo možné určiť driftovú rýchlosť [34]. Takto určená hodnota driftovej rýchlosti - okolo 1,14 cm/μs sa od hodnoty meranej pomocou monitora driftovej rýchlosti - okolo 1,233 cm/μs podstatne líši. Predpokladá sa, že je to spôsobené tenkou, len jednoduchou obálkou GTPC, ktorá plyn v komore nedostatočne chráni od vplyvu atmosférickej vlhkosti a difúzie O_2 do komory, a tak je pracovný plyn v komore do veľkej miery ovplyvnený vonkajším prostredím. GTPC je jedinou TPC v experimente, ktorá má jednoduchú obálku. Preto by bolo dobré overiť tento predpoklad monitorovaním driftovej rýchlosti elektrónov v plyne na výstupe komory.

Literatúra

[1] ALICE Collaboration: ALICE Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. CERN/LHCC/95-71 edition, LHCC/P3, december 1995.

[2] Wenig, S. a kol.: Performance of the large-scale TPC system in CERN heavy ion experiment NA49. Nucl. Instr. and Meth. A 409:100-104, 1998.

[3] Šafařík, K.: Heavy-ion physics. 1999 European school of high-energy physics, Casta-papiernicka, Slovak Republic, CERN Yellow Report, jún 2000.

[4] Satz, H.: The search for the QGP: A Critical Appraisal. Universität Bielenfeld, Germany, september 2000.

[5] Kabana, S.: A (re)interpretation of the QCD phase transition and of strangeness as QGP signature. Preprint, Laboratory for High Energy Physics, University of Bern, máj 2001.

[6] Shuryak, E. V.: The QCD Phase diagram, Equation of state and heavy ion collisions. State University of New York, október 2001.

[7] Jacob, M., Heinz, M.: A New State of Matter: Results From the CERN Lead Beam Program. Február 2000.

[8] http://www.bnl.gov/RHIC/

[9] ALICE Collaboration: Technical Design Report of the Time Projection Chamber. CERN/LHCC 2000-2001, ALICE TDR7, CERN, január 2000.

[10] Afanasiev, S. a kol.: The NA49 Large Acceptance Hadron detector. Nucl. Instr. and Meth. A 430:210-224, 1999.

[11] Fischer, H. G.: súkromná komunikácia.

[12] Blum, W., Rolandi, L.: Particle detection with Drift chambers. Springer-Verlag, 1993.

[13] Lohse, T., Witzeling, W.: The Time Projection Chamber, CERN, 1993.

[14] Veenhof, R.: Garfield, a drift-chamber simulation program (Progam number W5050). User's guide, version 5.25, máj 1996.

[15] Mathieson, E.: Cathode charge distributions in multiwire chambers: 4. Empirical formula for small anode-cathode separation. Nucl. Instr. and Meth. A270:602-603, 1988.

[16] Kühmichel, A. a kol.: New developments in high precision, high particle density tracking with time projection chambers. Nucl. Instr. and Meth. A 360:52, 1995.

[17] Merzon, G. I.: Basic processes in particle detection. Proceedings of the III ICFA School on instrumentation in elementary particle physics, Rio de Janeiro, Brazília, júl 1990.

[18] Braciník, J.: Plynové polohovocitlivé detektory vo fyzike vysokých energií. Dizertačná práca, 2000.

[19] Fabjan, C. W., Fischer, H. G.: Particle detectors. Rep. Prog. Phys. Vol. 43, CERN, 1980.

[20] Fernow, R.: Introduction to experimental particle physics. Cambridge University Press, 1986.

[21] Labview tutorial manual, National Instruments Corporation, Austin, január 1996.

[22] Erskine, G. A.: Charges and current induced by moving ions in MWPCs. Nucl. Instr. and Meth. 198:325-336, 1982.

[23] Walenta, A. H.: Left-right assignment in drift chambers and MWPC's using induced signals. BNL Upton, New York, september 1977.

[24] Inaba, S. a kol.: Development of the hybrid charge-sensitive preamplifier with shaper QAS100 for MSGC. Preprint.

[25] Leo, W.: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: a how-to approach. Berlin, Springer-Verlag, 1994.

[26] Kreps, M.: Plány na vylepšenie experimentálneho zariadenia v experimente NA49, téma seminára z 8. febr. 2001, nepublikované.

[27] Fischer, H. G.: Lecture series for postgraduate students - Gaseous detectors. CERN, december 1996.

[28] Cattai, A., Fischer, H. G., Morelli, A.: Drift velocity in Ar+CH_4+water vapours. Internal Report DELPHI 89-63, júl 1989.

[29] Alber, T. a kol.: Study of argon, neon and helium based gas mixtures for improving the spatial resolution in time projection chambers. Nucl. Instr. and Meth. A 349:59, 1994.

[30] Sitar, B. a kol.: Ionisation Measurements in High Energy Physics. Springer-Verlag, 1993.

[31] Biagi, S. F.: A Multi-term Boltzman Analysis of Drift Velocity, Diffusion, Gain in magnetic fields in Argon-Methane-Water Vapour mixtures. Nucl. Instr. and Meth. A 283:716-722, 1989.

[32] Fischer, H. G.: CERN (nepublikované).

[33] Saller, E.: TPC pre meranie stôp pri vysokých tokoch častíc. Diplomová práca. Matematicko - fyzikálna fakulta UK, Bratislava 1988.

[34] Kreps, M.: súkromná komunikácia.