

FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A
INFORMATIKY
UNIVERZITY KOMENSKÉHO V BRATISLAVE

Produkcia nestabilných častíc
v hadrón protónových zrážkach pri
 $158\text{ GeV}/c$

PROJEKT DIZERTAČNEJ PRÁCE

Mgr. Michal Kreps

Školiteľ: doc. RNDr. Vladimír Černý, CSc.

Bratislava 2002

Obsah

1	Úvod	2
2	Experiment NA49	3
2.1	Úvod	3
2.2	Akceptancia, trigger a určovanie centrality	5
2.3	TPC-plyn a jeho monitorovanie	7
2.4	Proporcionálne komory	8
2.5	Elektronika a zber dát	10
2.6	Rekonštrukčný software	11
2.7	Identifikácia častíc	12
3	V-korekcia	15
3.1	Čo je to V-korekcia	15
3.2	Didaktický model	16
3.2.1	Zostrojenie modelu	17
3.2.2	Správanie sa modelu	18
3.3	Výpočet V-korekcie v experimente NA49	20
3.3.1	Častice a reakcie v hre	20
3.3.2	Metóda	20
3.4	Produkcia V-častíc	23
3.4.1	pp zrážky	23
3.4.2	$\pi^\pm p$ zrážky	30
3.5	Výsledky	39
3.6	Záverečné poznámky	41
4	Projekt dizertačnej práce	45
4.1	Motivácia	45
4.2	Metóda	46
4.3	Ciele	47
A	Kinematické veličiny	49

1. Úvod

Fyzika vysokých energií je odvetvie, ktoré sa v posledných desaťročiach prudko rozvíja. Výrazným pokrokom v tejto oblasti bolo sformulovanie Štandardného modelu interakcie častíc, ktorý v sebe zahŕňa teóriu elektroslabých interakcií a teóriu silných interakcií. Práve v súvislosti s existenciou štandardného modelu možno pozorovať tri hlavné aktivity vo fyzike vysokých energií a to testovanie štandardného modelu, hľadanie nových javov, ktoré štandardný model nepopisuje a snaha o pochopenie javov, ktoré síce štandardný model popisuje, no súčasné vedomosti nám neumožňujú robiť detailné predpovede. Všetky tri okruhy štúdií potrebujú k svojmu rozvoju teoretickú ale aj experimentálnu prácu.

Príkladom experimentu v súčasnej fyzike vysokých energií môže byť aj experiment NA49, ktorý prispieva do oblasti, kde sa predpokladá, že štandardný model platí, no výpočty nevieme robiť. Je to hlavne oblasť mäkkých nepružných zrážok. Práve tieto zrážky sa tento experiment snaží komplexne študovať a tým prispieť k rozvoju oblasti. Treba povedať, že súčasné experimenty v odbore sú mimoriadne komplexné a na ich príprave, behu a spracovaní sa podieľajú veľké tímy ľudí.

Každý experiment pozostáva z niekoľkých častí a tými sú príprava experimentu, vyriešenie technických otázok súvisiacich s detektorom, či softwarom na spracovanie dát a samotného získavania fyzikálnych výsledkov. Výnimkou nie je ani experiment NA49, ktorého som členom, a teda aj moja práca bude pozostávať z technickej časti a fyzikálnej časti. Technickú časť začnem kapitolou 2, v ktorej popíšem experiment, ktorý už bol postavený v čase môjho príchodu, no pri poslednom rozširovaní o malú časovo projekčnú komoru som sa aktívne podieľal na stavbe tejto komory. V kapitole 3 sa venujem problému V-korekcie, čo je môj hlavný príspevok do experimentu po technickej stránke. Posledná kapitola je venovaná plánu a motivácii fyzikálnej práce, ktorú by som chcel robiť na experimente NA49.

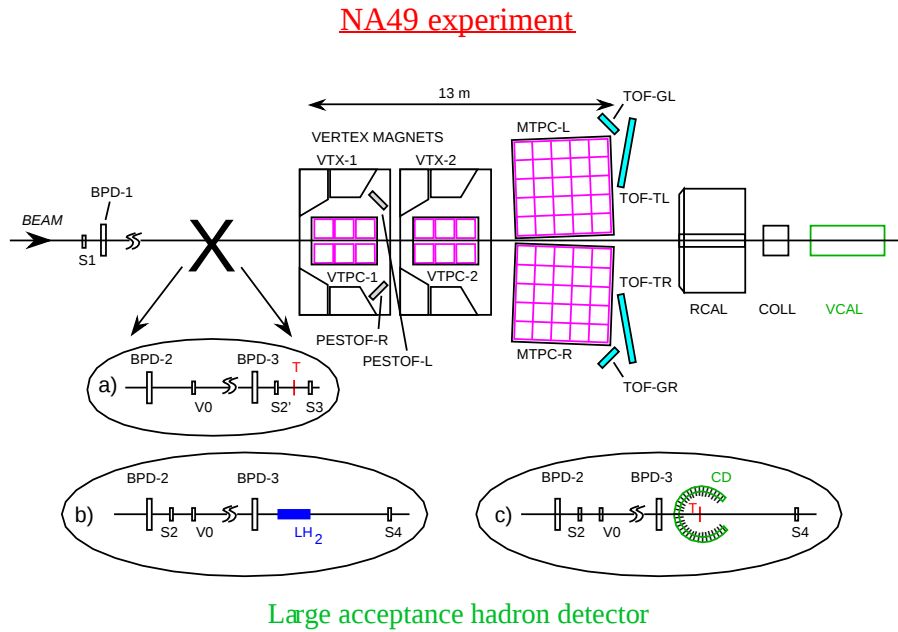
2. Experiment NA49

2.1 Úvod

Experiment NA49 [1] sa nachádza na urýchľovači *SPS* v Európskom centre jadrového výskumu CERN pri Ženeve. Je to experiment s pevným terčom, ktorého cieľom je študovať širokú paletu zrážok, počnúc hadrón-nukleónovými ($\pi^\pm p, pp, \dots$) zrážkami cez hadrón-jadrové zrážky až po zrážky ťažkých iónov ako napríklad zrážky olova na olove (*PbPb*). Zvlášť zaujímavými sú tu zrážky *dp*, ktoré sa vykonávajú s deuterónovým zväzkom a vďaka identifikácii neinteragujúceho nukleónu vieme tieto zrážky rozdeliť na *pp* a *np* zrážky. Zameriava sa na štúdium finálnych hadrónov v tomto širokom spektre možných zrážok, pričom využíva rôzne hybnosti projektilov. V súčasnosti je to v laboratórnej sústave $158 \text{ GeV}/c$ na nukleón a $40 \text{ GeV}/c$ na nukleón. Okrem týchto energií sa v rámci hľadania QGP robí aj štúdium závislosti produkcie niektorých častíc od energie nalietaujúcich jadier a tak pre *PbPb* má experiment aj dáta pri $p_{LAB} = 80 \text{ GeV}/c$ na nukleón a v pláne je ešte zber dát pri dvoch energiách a to 20 a 30 GeV/c . Výhodou experimentu je veľká akceptancia, schopnosť identifikácie častíc vo veľkej časti fázového priestoru ako aj možnosť kontroly centrality zrážky.

Experiment NA49 je magnetický spektrometer, založený na štyroch veľkoobjemových časovo projekčných komorách (TPC). Dve z nich (VTPC1 a VTPC2) sa nachádzajú v magnetickom poli dvoch supravodivých dipólových magnetov (viď obrázok 2.1). Ďalšie dve (MTPC), ktoré sú väčšie, sa nachádzajú mimo magnetického poľa. Rozmery komôr sú uvedené v tabuľke 2.1. Intenzita magnetického poľa v komore VTPC1 je $B = 1.5 \text{ T}$ a v komore VTPC2 je $B = 1.1 \text{ T}$ pre hybnosť projektilov $158 \text{ GeV}/c$. Pre nižšie hybnosti sa intenzita magnetického poľa zvyčajne znižuje tak, aby zostala zachovaná akceptancia. Informácia z týchto komôr sa používa na vyhľadávanie stôp nabitých častíc a meranie ich hybnosti ako aj na identifikáciu týchto častíc pomocou merania merných ionizačných strát.

V oblasti minimálnej ionizácie ($\beta\gamma \approx 3$) je identifikácia posilnená niekoľkými detektormi na meranie doby preletu (TOF). Tieto detektory sa taktiež používajú na zlepšenie identifikácie kaónov. Detektory označené na obrázku 2.1 ako TOF-TL a TOF-TR sú pixlové scintilačné detektory, ktoré dete-



Obrázok 2.1: Experiment NA49.

kujú častice s hybnosťami $3\text{--}12\text{ GeV}/c^1$. Detektory označené ako TOF-GL a TOF-GR sú mriežkové scintilačné detektory určené na detekciu častíc s hybnosťami $2\text{--}6\text{ GeV}/c$.

Experiment obsahuje dva kalorimetre, Ring kalorimeter [2] a Veto kalorimeter. Veto kalorimeter sa používa na triggerovanie v jadro-jadrových zrážkach. Ring kalorimeter bol pôvodne určený na meranie priecnej energie v jadro-jadrových zrážkach, no v posledných rokoch sa začal na experimente využívať aj v iných typoch zrážok. Tento detektor sa používa v zrážkach s hadrónovými zväzkami a deuterónovým zväzkom na detekciu rýchlych častíc, ktoré nie sú viditeľné v TPC komorách. Kvôli lepšiemu využitiu Ring kalorimetra boli v roku 1999 pridané dve proporcionálne komory (VPC), ktoré sa nachádzajú medzi MTPC a Ring kalorimetrom a slúžia na rozlišovanie nabitých a nenabitých častíc.

V roku 2001 zažil experiment ďalšie rozšírenie o malú TPC komôrku (GTPC), ktorá sa nachádza medzi VTPC1 a VTPC2 tak, aby vykryla medzeru v strede komôr.

Na záver ešte spomeňme detektory na kontrolu polohy zväzku (BPD) a detektory na určenie, či došlo k interakcii v terčíku (S1-S4, V0, Centrality detektor), o ktorých poviem viac slov pri popise triggerovania.

¹Uvedené hybnosti platia pre hybnosť projektilu $158\text{ GeV}/c$.

2.2 Akceptancia, trigger a určovanie centrality

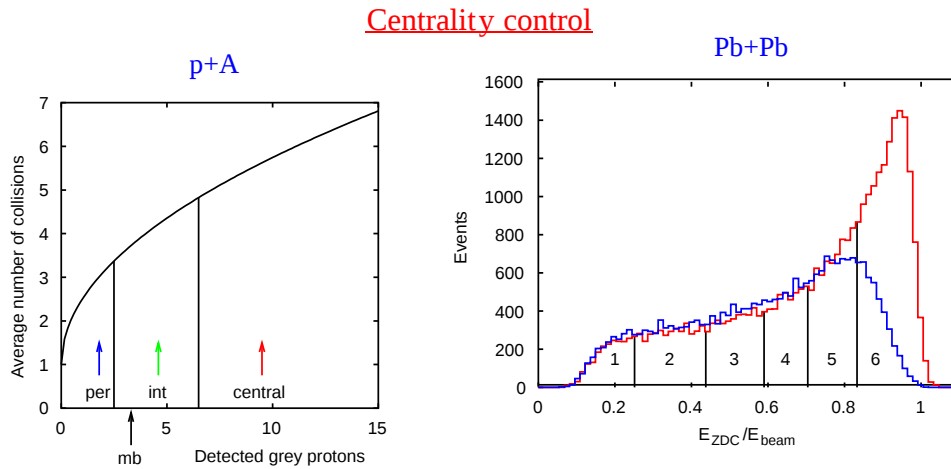
Experiment využíva geometriu experimentov na pevnom terčíku. V týchto experimentoch je stredný uhol emitovaných produktov vzhľadom na os zväzku okolo 100 mrad ⁱⁱ, vďaka čomu sú produkty sústredené do úzkeho kužela smerujúceho dopredu. Táto geometria je výhodná v spojení s TPC, keďže umožňuje, aby väčšina častíc letela kolmo na elektrické a magnetické pole. Pomocou TPC je možné nájsť dráhy až 80% nabitých častíc produkovaných pri hadrónovej zrážke pri hybnosti zväzku $158\text{ GeV}/c$. Straty častíc sú sústredené v zadnej hemisfére, keďže detektory nie sú schopné registrovať častice s $y^* \leq -1$.ⁱⁱⁱ Ďalšie straty sú v doprednej oblasti s pozdĺžnymi hybnosťami nad $80\text{ GeV}/c$. Vzhľadom na to, že olovo má vysokú mernú ionizáciu, bolo nutné komory rozdeliť, pretože olovený zväzok by spôsoboval zahľtenie komory. Z toho dôvodu detektor nie je symetrický v polárnom uhle. Táto medzera je tiež zodpovedná za straty v doprednej oblasti.

Za účelom aspoň mierneho vykrytia diery v akceptancii v doprednej časti bola do experimentu pridaná GTPC. Ide o časovo projekčnú komoru so siedmimi radmi padov, ktorá sa používa s hadrónovými zväzkami a nachádza sa priamo v dráhe zväzku. Jej hlavným cieľom je zlepšiť hybnostné rozlíšenie pre častice, ktoré vidieť iba v MTPC. Je taktiež snaha použiť túto komôrk v spolupráci s VPC a rozšíriť tak akceptanciu prakticky do celej prednej hemisféry.

Druh terčika a to, ktoré detektory sa nachádzajú v dráhe zväzku, je daný typom reakcie, ktorá sa práve skúma. Sú možné tri usporiadania a to pre hadrón-nukleónové zrážky, hadrón-jadrové zrážky a jadro-jadrové zrážky. V prípade zrážok hadrón-nukleón sa používa geometria zobrazená na obrázku 2.1b. Terčíkom je tu nádoba naplnená tekutým vodíkom (LH_2). V dráhe zväzku sa pre tieto zrážky nachádzajú detektory na kontrolu polohy zväzku (BPD1-BPD3). Okrem toho sa tu ešte nachádzajú scintilačné detektory S1, S2, S4. Tieto detektory sa používajú na triggerovanie, pričom trigger je definovaný ako koincidencia signálov z detektorov S1 a S2 v antikoincencii so signálom z detektora S4. Ešte sa používa detektor V0, ktorý má otvor v mieste zväzku. Tento detektor registruje časticu v prípade, že došlo k interakcii v S2 detektore, takže antikoincenciou tohto detektora s už spomínanými možno vylúčiť prípady interakcie v detektore S2. V takejto definícii interakcie sú vylúčené prípady, kedy sa nalietajúci protón málo vychýli od pôvodného smeru, čo spôsobí, že trafi detektor S4. Zo simulácií vychádza, že sa stráca

ⁱⁱTento uhol platí pre počiatočnú energiu 158 GeV

ⁱⁱⁱ y^* je rapidita v CMS systéme.



Obrázok 2.2: Určovanie centrality v experimente NA49.

80% elastického účinného prierezu a 50% difrakčného účinného prierezu.

Pre hadrón-jadrové zrážky sa ako terčik používa tenká fólia z daného materiálu. Doteraz sa ako terčikový materiál použilo olovo, kremík, uhlík a hliník. Geometrické usporiadanie je na obrázku 2.1c. V tomto usporiadaní sa používa prakticky rovnaký trigger ako v prípade hadrón-nukleónových reakcií, iba pribúda detektor centrality, ktorým možno kontrolovať centralitu týchto zrážok. Je to multielementný proporcionálny detektor, ktorý detekuje vyprodukované šedé protóny. Tento detektor má tvar cylindra, aby detekoval častice v čo možno najväčšom priestorovom uhle. Počet týchto protónov je korelovaný s centralitou zrážky. Pod šedými protónmi sa rozumejú protóny s hybnosťou v laboratórnej sústave v rozmedzí 0.15 až 1 GeV/c . Protóny s hybnosťou pod 0.15 GeV/c sú odseparované pomocou tenkej medenej fólie. Zhora sú ohraňované elektronicky pomocou diskriminátora. Do triggerovacej podmienky je možné zahrnúť minimálny požadovaný počet registrovaných šedých protónov. Počet zrážok, ktoré absolvuje projektil v jadre v závislosti od počtu detekovaných šedých protónov, bol určený pomocou simulácie. Na túto simuláciu bol použitý model VENUS [3], ktorý rozumne popisuje doteraz známe dáta o šedých protónoch. Na obrázku 2.2 vľavo je zobrazená závislosť stredného počtu zrážok od počtu detekovaných šedých protónov, ako aj rozdelenie do jednotlivých binov, ktoré experiment používa.

V prípade jadro-jadrových zrážok sa používa ten istý terčik ako pre hadrón-jadrové zrážky, rozdiel je v detektoroch, ktoré sa používajú na triggerovanie. Ich geometria je na obrázku 2.1a. Na určovanie centrality sa v tomto prípade používa informácia z Veto kalorimetra (VCAL). Tu platí, že čím je

centralita zrážky väčšia, tým menej energie sa pozoruje v tomto kalorimetri. Na základe tejto informácie sa potom rozdeľujú interakcie do šiestich binov v centralite, ktoré sú naznačené na obrázku 2.2 vpravo. Tu je na horizontálnej osi vynesovaný podiel energie uloženej v kalorimetri k maximálnej energii, ktorá sa tam môže uložiť. Počet participujúcich nukleónov pre každý bin v centralite sa získava z dát použitím zákona zachovania baryónového náboja. Tu sa počet protónov meria takmer v celom fázovom priestore, počet neutrónov sa určí z počtu protónov za pomoci modelov VENUS a FRITIOF [4] a počet hyperónov sa určí na základe zákona zachovania podivnosti a meraného počtu nabitých kaónov.

2.3 TPC-plyn a jeho monitorovanie

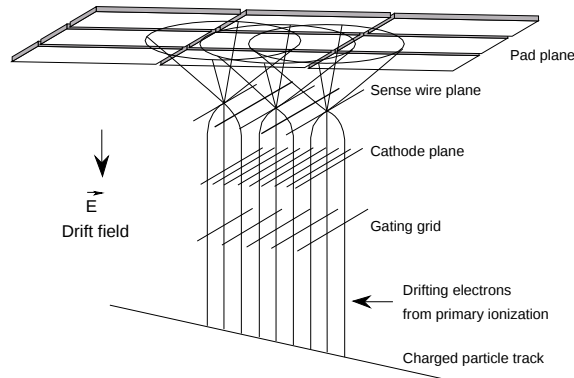
Najväčším problémom pre experiment pracujúci s TPC sú zrážky ťažkých iónov, kde vzniká obrovské množstvo nabitých častíc. Na urýchľovači *SPS* sa dosahujú pri zrážkach olovo-olovo hustoty častíc až 0.6 častice na cm^2 . Z toho dôvodu je nevyhnutné, aby sa v komorách dosahovalo veľmi dobré dvojstopové rozlíšenie. Taktiež je potrebné dosiahnuť dobré priestorové rozlíšenie, od ktorého závisí presnosť merania hybnosti.

Najdôležitejším parametrom ovplyvňujúcim dvojstopové rozlíšenie je difúzia v pracovnom plyne komory. V experimente NA49 sa používajú pomalé studené plyny, skladajúce sa z inertného plynu a prímеси CO_2 . Pre vertexové komory (VTPC) bola vybraná zmes $Ne+CO_2$ ($90 : 10$) ^{iv} a pre hlavné komory (MTPC) to bola trojkomponentná zmes $Ar+CH_4+CO_2$ ($90 : 5 : 5$). Driftové pole je nastavené na $200 V/cm$. Pri takomto nastavení sú difúzne koeficienty a driftové rýchlosti $\sigma_L = \sigma_T = 220 \mu m/\sqrt{cm}$, $v_d = 1.4 cm/\mu s$ pre vertexové komory a $\sigma_L = \sigma_T = 270 \mu m/\sqrt{cm}$, $v_d = 2.4 cm/\mu s$ pre hlavné komory.

Samozrejme, že život nie je jednoduchý a to, čo sa získalo na dobrých vlastnostiach plynu, sa stratilo niekde inde, a síce v tomto prípade na stabilite plynu. Komplikáciou je tu, že plyny sú pri zvolenom driftovom poli v nesaturovanom stave a tak je driftová rýchlosť silno závislá od E/p . Z toho dôvodu je potrebné neustále monitorovanie driftovej rýchlosti v závislosti od teploty a tlaku pracovného plynu. Okrem toho je dôležité sledovať presnosť miešania zmesi nielen kvôli driftovej rýchlosti, ale aj kvôli koeficientu plynového zosilnenia.

Okrem toho sa tu objavuje problém spojený so záchytom elektrónov neutrálnymi atómami (electron attachment). V zmesiach obsahujúcich CO_2 sa

^{iv}Neón má v porovnaní s argónom asi polovičný počet vytvorených elektrón-iónových párov, takže sú menšie problémy s akumuláciou priestorového náboja v komore. Z toho dôvodu je vhodný do miest s vysokou hustotou nabitých častíc.



Obrázok 2.3: Typická štruktúra TPC.

pravdepodobnosť elektrónového záchytu prudko zvyšuje už pri stopových množstvách O_2 alebo H_2O . Zachytený elektrón vytvorí spolu s atómom záporný ión, ktorý má podstatne menšiu driftovú rýchlosť ako elektróny, čo spôsobí, že bude vylúčený z elektrónového oblaku. Toto potom spôsobuje problémy pri identifikácii častíc. Z toho dôvodu je potrebná neustála kontrola koncentrácie týchto prímies v plynovej náplni. Na čistenie pracovného plynu sa používajú špeciálne filtre obsahujúce granulovanú meď.

2.4 Proporcionálne komory

Zber náboja z TPC komôr je realizovaný pomocou 62 proporcionálnych komôr (po 6 komôr pre každú VTPC a 25 komôr pre každú MTPC). Proporcionálne komory majú klasickú štruktúru, ktorú možno vidieť na obrázku 2.3. Proporcionálnu komoru oddeľuje od driftového priestoru vrátovacia mriežka (Gating grid) nasledovaná^v Frischovou mriežkou (Cathode plane). Ďalej sa nachádza anódová mriežka (Sense wire plane) a rovina padov (Pad plane). Zber náboja potom prebieha nasledovným spôsobom. Keď elektrón dodriftuje do proporcionálnej komory, vytvorí v okolí anódy lavínu. Elektrónová časť tejto lavíny je rýchlo zozbieraná na anódu. Kladné ióny pomaly driftujú k Frischovej mriežke, pričom na padoch indukujú signál, ktorý sa zbiera. Pady sú orientované tak, že ich dlhšia strana je kolmá na smer drôtov, ktoré sú kolmo na smer detekovaných častíc. Dve z meraných súradníc sa potom určia na základe toho, na ktorom pade vznikol signál a tretia sa určuje z doby driftu. Keďže signál vzniká na viacerých padoch, tak na presnejšie určovanie súradníc sa ráta ťažisko náboja. Doba driftu sa meria od momen-

^vVidené z driftového priestoru komory.

rozmery v <i>mm</i>	VTPC-1	VTPC-2	MTPC-L/R	materiál
šírka	2000	2000	3900	
dĺžka	2500	2500	3900	
výška	980	980	1800	
dĺžka driftu	666	666	1117	
dĺžka padu	16, 28	28	40	
šírka padu	3.5	3.5	3.6, 5.5	
uhol náklonu	12-55°	3-20°	0°, 15°	
vzdialenosť pad/anóda	3	2	2, 3	
priemer anód	0.02	0.02	0.02	W-Re
vzdialenosť anód	4	4	4	(pozlátené)
priemer katód	0.125	0.125	0.125	Cu-Be
vzdialenosť katód	4	4	4	(pozlátené)
Frich-priemer drôtu	0.075	0.075	0.075	Cu-Be
Frich-vzdial. drôtov	1	1	1	
Vrát.-priemer drôtu	0.075	0.075	0.075	Cu-Be
Vrát.-vzdial. drôtov	1	1	1	

Tabuľka 2.1: Parametre TPC komôr v experimente NA49.

tu, kedy nám prebehla interakcia, čiže od momentu, keď sa spustil trigger. Pre vysokú presnosť určenia súradnice bodu v smere driftu je dôležité presne poznať okrem času driftu aj rýchlosť driftu. Parametre jednotlivých komôr sú uvedené v tabuľke 2.1. Proporcionálne komory v experimente NA49 majú niekoľko zvláštností. Na určenie polohy aj na identifikáciu sa používa iba informácia z padov, čo je nevyhnutné pri hustote častíc dosahovanej v jadro-jadrových zrážkach. Dobrá rozlišovacia schopnosť si vyžaduje úzku funkciu odozvy^{vi} (PRF), čo sa dosahuje malou vzdialenosťou medzi anódovými vláknami a padmi. Aby bola PRF dobre navzorkovaná, sú potrebné úzke pady (približne 3 *mm*), čo vedie k vysokej hustote elektronických kanálov. Na jednu komoru, ktorá má plochu $72 \times 72 \text{ cm}^2$, pripadá okolo 4000 elektronických kanálov.

Koeficient plynového zosilnenia v proporcionálnych komorách je daný niekoľkými požiadavkami. Na jednej strane musí byť čo najmenší, aby sa zabránilo starnutiu detektora a prierazom. Na druhej strane je potrebné, aby bol kvôli identifikácii dostatočný odstup medzi signálom a šumom a teda vyšší koeficient plynového zosilnenia. Medzi týmito požiadavkami je ešte požiadavka čo najlepšieho využitia dynamického rozsahu elektroniky, aby sa využil celý rozsah a pritom bolo čo najmenej udalostí mimo dynamického rozsahu

^{vi}Pad response function

elektorniky. Po dôkladnej optimalizácii bol koeficient plynového zosilnenia v MTPC nastavený na zhruba 5×10^3 a vo VTPC na 2×10^4 (kvôli kratším padom).

Experiment NA49 má veľmi jednoduchú geometriu, keďže dráhy častíc sú viacmenej rovnobežné, pričom magnetické pole separuje dráhy pozdĺž osi x (smer drôtov) podľa hybnosti. Priestorové rozlíšenie komory sa prudko zhoršuje, keď častica neletí kolmo na drôty a pozdĺž padov. Z toho dôvodu je snaha prispôbiť geometriu tak, aby čo najviac zodpovedala smeru dráh častíc. S drôtmi je ťažké niečo urobiť, ale aspoň tvar padov je prispôbený optimálnym podmienkam. Preto majú pady v experimente NA49 rovnobežníkový tvar, pričom uhol náklonu sa volí tak, aby bol optimálny pre častice s nulovou priechnou hybnosťou [5].

2.5 Elektronika a zber dát

Vzhľadom na komplexný tvar signálu, ktorý sa v experimente spracúva, a potrebu analógového spracovania signálu za účelom identifikácie je štruktúra elektroniky dosť zložitá. Podrobný popis elektroniky a zberu dát je možné nájsť v článkoch [6], [7]. Tu sa pozrieme iba v stručnosti, ako elektronika vyzerá.

Začiatkom elektronickej trasy sú tzv. front-end karty. Každá karta má na sebe predzosilňovače a tvarovače pre 32 kanálov. Tieto karty sú pripojené priamo na pady. Signál je najprv zosilnený v predzosilňovači (koeficient zosilnenia je 50 mV/fC) a potom tvarovaný na tvar blízky gaussiánu. Potom sa signál navzorkuje a uloží do SCA obvodu (Switched Capacitor Arrays), pričom čas medzi dvoma vzorkami je $100 \mu\text{s}$. Odtiaľto sa signály čítajú analógovo-digitálnym prevodníkom, ktorým sa signál konvertuje do digitálnej podoby. Ide o ADC prevodník Wilkinsonovho typu a v NA49 sa používa 9 bitový rozsah.

Tieto dáta sa potom ďalej spracúvajú pomocou ďalšej karty (Control and Transfer board), ktorá sa taktiež nachádza na konštrukcii TPC komôr. Tu sú dáta zmultiplexované a posielané ďalej optickým vláknom na receiver kartu. Na jedno optické vlákno je zmultiplexovaných 24 front-end kariet, čo zodpovedá 768 elektronickým kanálom.

Receiver karty sa nachádzajú už v kontrolnej miestnosti, kde prebieha zvyšok spracovania. Receiver karta je VME karta s niekoľkými chipmi, ktoré sa starajú o odčítanie pedestálov, kompresiu dát a ich prípravu na zápis. Z tejto karty sa potom údaje ukladajú do pamäte, odkiaľ sú čítané hlavným VME zariadením, ktoré sa stará o to, aby sme pozbierali údaje zo všetkých detektorov a tieto uložili na pásku.

Keďže parametre TPC komôr sú veľmi citlivé na teplotu (teplotná stabilizácia je nutná na úrovni 0.1°C) a veľká časť elektroniky sa nachádza priamo na komore, je potrebnú túto elektroniku chladiť. Chladenie je zabezpečené pomocou vodného chladiaceho systému. Tento systém pracuje pri nižšom tlaku ako je atmosferický, aby sa zabránilo prípadnému úniku vody do priestoru TPC.

2.6 Rekonštrukčný software

Rekonštrukčný software experimentu NA49 je založený na klient-server filozofii, pričom server sa stará o načítavanie a ukladanie údajov a jednotliví klienti pristupujú k týmto dátam v pamäti a vykonávajú potrebné úlohy. V prípade, že urobíme klientské programy špecializované na konkrétnu úlohu, dostaneme tým systém, ktorý bude modulárny a teda bude ľahké prispôbiť rekonštrukciu rôznym podmienkam. Hlavne toto prispôbovanie rekonštrukcie rôznym podmienkam je pre experiment NA49 mimoriadne dôležité, keďže pracuje od zrážok hadrón protón, kde je hustota častíc v detektore nízka, až po zrážky ťažkých iónov, kde sú hustoty častíc v detektore obrovské.

V praxi sa využíva na strane servera programový balík DSPACK [8]. Jednotliví klienti potom adresujú požiadavku na sprístupnenie potrebnej pamäte, takže dáta sa načítajú raz a potom sa už v pamäti nekopírujú, iba sa na nich vykonávajú potrebné výpočty a zmeny. Na záver rekonštrukcie danej udalosti sa zapíšu dáta, pričom možno určiť, ktoré sa majú zapísať a ktoré nie. Samotná rekonštrukcia potom prebieha v niekoľkých krokoch, ktoré možno v stručnosti zhrnúť do nasledových bodov:

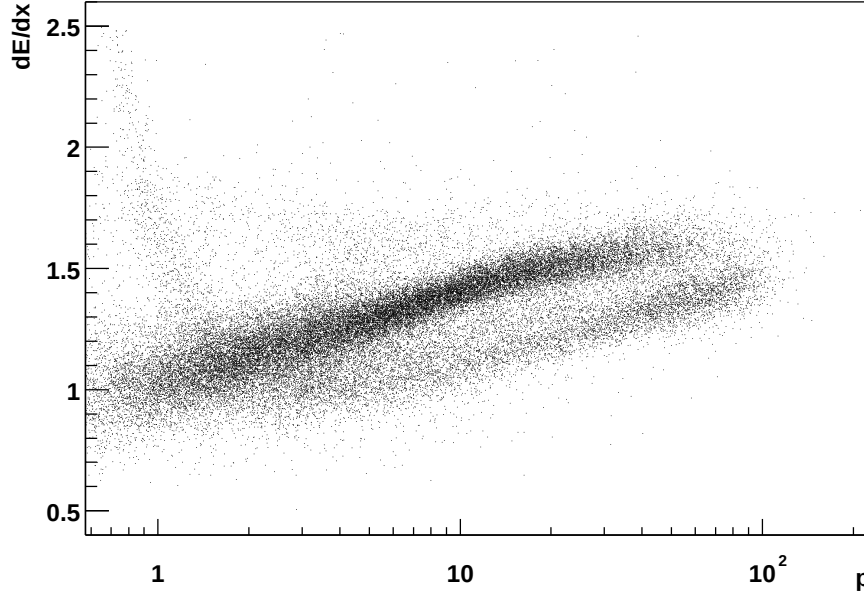
1. *Načítanie vstupných dát do pamäte.*
2. *Vyhľadávanie klastrov.* Najprv sa vyhľadávajú dvojrozmerné klastre pomocou veľkostí signálov na rade padov v rôznych časových vzorkách. Poloha každého klastra v smere drôtov aj v smere driftu je určená ako poloha ťažiska projekcie rozloženia náboja na príslušnú os. Celkové rozlíšenie polohy nelineárne závisí od dĺžky driftu (podľa elementárnej teórie by mala σ^2 závisieť priamoúmerne od dĺžky driftu). Pre MTPC je to v blízkosti proporcionálnych komôr $120\ \mu\text{m}$ a rastie až po $270\ \mu\text{m}$ pri maximálnej dĺžke driftu. Na záver tejto fázy sa vykonajú korekcie súvisiace s nehomogenitami elektrického a magnetického poľa, ako aj ich neparalelity.
3. *Konštrukcia lokálnych stôp.* Dráhy jednotlivých častíc sú v tomto kroku vyhľadávané nezávisle v jednotlivých komorách. Stopy častíc sú veľkoryse rozvíjané v smere pozdĺž drôtov, takže väčšina dráh je viac

menej rovnobežná. Toto má výhody pri vyhľadávaní a rozpoznávaní stôp. Vďaka optimalizácii TPC komôr v experimente NA49 tak, aby boli schopné rozlíšiť dve blízke dráhy, je vo väčšine fázového priestoru, ktorý komory pokrývajú, účinnosť vyhľadávania stôp častíc prakticky 100%. Straty častíc sú sústredené hlavne pri zrážkach olovo-olovo v blízkosti zväzku, kde je najväčšia okupancia. Účinnosť rozpoznávania stôp častíc je 100% v prípade, ak je vzdialenosť medzi dráhami častíc viac ako dva centimetre a klesá na zhruba 50% pre dráhy vzdialené jeden centimeter od seba. Pomocou podrobnej simulácie bolo zistené, že v centrálnych zrážkach $PbPb$ je celková účinnosť rozpoznávania stôp 95%. Najmenšia je v blízkosti zväzku, kde táto účinnosť klesá na zhruba 30%. Táto simulácia bola robená pomocou vkladania stôp častíc do reálnych dát a následného hľadania týchto stôp.

4. *Spájanie lokálnych stôp do globálnych.* V tomto kroku sa spájajú lokálne segmenty dráh, ktoré boli nájdené v jednotlivých komorách, do globálnych stôp. Táto procedúra kladie vysoké nároky na presnosť vzájomnej orientácie komôr a ich vzdialenosti. Tieto údaje je potrebné poznať na úrovni $100\mu m$. Takisto je potrebná aj presná znalosť rýchlosti driftu a referenčného času, podľa ktorého sa meria čas driftu. V prípade zlej synchronizácie komôr hrozí štiepenie stôp častíc.
5. *Fitovanie hybnosti a hlavného vertexu.* Na záver celej procedúry sa na základe zakrivenia dráhy v magnetickom poli priraduje jednotlivým dráham hybnosť. Po priradení hybností jednotlivým dráham sa hľadá hlavný vertex s využitím existujúcich dráh a informácie získanej z BPD detektorov, ktoré merajú polohu nalietajúcej častice pred interakciou. Následne po získaní hlavného vertexu sa ešte raz fitujú hybnosti, pričom tu sa už využíva aj informácia o mieste, kde nastala interakcia. Výsledné rozlíšenie hybnosti je zložitou funkciou zložiek hybnosti, ktorá sa nedá jednoducho parametrizovať. Typické hodnoty, ktoré sa dosahujú sa dajú parametrizovať v tvare $dp/p^2 = 7 \times 10^{-4}(GeV/c)^{-1}$ pre častice prechádzajúce iba VTPC1 (hybnosť v intervale $0.5 - 8 GeV/c$) a $dp/p^2 = 0.3 \times 10^{-4}(GeV/c)^{-1}$ pre častice prechádzajúce komorami VTPC2 aj MTPC (hybnosť v intervale $4 - 100 GeV/c$).

2.7 Identifikácia častíc

Jednou z dôležitých vlastností experimentu je presné meranie merných ionizačných strát dE/dx . Práve toto meranie sa používa na identifikáciu vo



Obrázok 2.4: Závislosť dE/dx od hybnosti pre kladné častice v experimente NA49.

veľkej časti fázového priestoru. Stredné ionizačné straty sa dajú popísať nasledovným vzťahom [9]

$$-\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z\rho}{A\beta^2} \left[\ln \frac{2mc^2\beta^2 E_m}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right] \quad (2.1)$$

kde

$$K = \frac{2\pi N_A z^2 e^4}{mc^2}$$

V tomto vzťahu je N_A Avogadrova konštanta, m a e sú hmotnosť a náboj elektrónu, Z , A , ρ sú protónové číslo, nukleónové číslo a hustota prostredia detektora, I je efektívny ionizačný potenciál, z je náboj a β^{vii} rýchlosť detekovanej častice. Veličina E_m predstavuje maximálnu energiu, ktorú môže častica s hmotnosťou M stratiť v jednej zrážke, ktorú možno vyjadriť vzťahom

$$E_m = \frac{2mc^2\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma m/M + (m/M)^2} \quad (2.2)$$

No a keďže častice s rovnakou hybnosťou a rôznou hmotnosťou majú rôznu rýchlosť β , majú aj iné stredné ionizačné straty, na základe čoho ich

^{vii} Je to rýchlosť v jednotkách rýchlosti svetla.

možno rozlíšiť. Samozrejme, že to nie je také jednoduché, vzhľadom na veľké fluktuácie ionizačných strát. Hodnota ionizačných strát sa v experimente získava ako orezaný priemer hodnôt nameraných v jednotlivých bodoch dráhy. Orezaný priemer sa získa tak, že najprv zahodíme 50% najväčších hodnôt a potom sa robí iba priemer z ostatných hodnôt. Výsledné rozlíšenie je potom funkciou počtu bodov v ktorých bola zmeraná ionizácia a dá sa parametrizovať v tvare [1],

$$\sigma_{dE/dx} = \frac{38\%}{\sqrt{N_c}} \quad (2.3)$$

kde N_c je celkový počet bodov na dráhe častice. Príklad závislosti merných ionizačných strát od hybnosti pre kladné častice v experimente NA49 je na obrázku 2.4.

3. V-korekcia

V tejto kapitole sa pozrieme na riešenie jedného technického problému experimentu NA49, ktorý je dôležitý z hľadiska prípravy finálnych inkluzívnych spektier protónov, antiprotónov a piónov.

Na začiatok najprv zdefinujeme problém V-korekcie a potom pomocou jednoduchého modelu ukážeme kvalitatívne správanie sa tejto korekcie. Ťažiskom potom bude vysvetlenie metódy, aká bola na výpočet V-korekcie použitá v experimente NA49, spolu so vstupmi do tohoto výpočtu. Na záver si ukážeme niektoré výsledky.

3.1 Čo je to V-korekcia

Pred tým, než naozaj zdefinujeme, čo je to V-korekciaⁱ, pozrime sa na to, ako možno rozdeliť častice z hľadiska experimentátora. Pre experimentátora existujú v podstate tri skupiny častíc, ktoré sa líšia dobou života. Prvou skupinou sú krátko žijúce častice, teda tie, ktoré v detektore nevidieť, keďže sa rozpadajú ešte pred vstupom do detektora a na ich vyhľadávanie sa najčastejšie používa metóda spektier invariantných hmotností. V tejto skupine sa nachádzajú hlavne silno sa rozpadávajúce rezonancie. Druhou skupinou sú tzv. stabilné častice, teda tie, ktoré v detektore vidíme v podstate všetky. Do tejto skupiny patria protóny, nabité pióny a kaóny. Poslednou skupinou sú dlhožijúce častice, teda také, ktoré sa môžu rozpadnúť aj pred detektorom, ale aj za ním. Zo známych častíc sú v tejto skupine hlavne tzv. V-častice ako Λ^0 , K_S^0 , $\Sigma^\pm$ a podobne. Tieto častice dostali názov V-častice v čase experimentov používajúcich bublinové komory, v ktorých boli Λ^0 a K_S^0 videné ako dve dráhy v tvare V, pričom vrchol tohoto V bol mimo miesta interakcie.

Rôzne skupiny častíc majú potom pre experimentátora rôzne dôsledky pre ich meranie. Ja sa v tejto práci pozriem na meranie tzv. stabilných častíc a konkrétne na jeden technický problém súvisiaci s ich meraním. Problém, na ktorý sa chcem zamerať, súvisí s tým, že V-častice sa rozpadajú práve na stabilné častice, o ktoré sa v experimente zaujímam, a teda V-častice ovplyvňujú merateľné výsledky pre stabilné častice. Pod V-korekciou k spektrám

ⁱV anglickej literatúre feeddown

stabilných častíc potom budem chápať príspevok k spektrám stabilných častíc pochádzajúcich z rozpadov V-častíc. Napríklad pre spektrum protónov do tejto korekcie prispievajú rozpady Λ^0 a Σ^+ . Tu treba zdôrazniť, že táto V-korekcia existuje aj v prípade spektier z iných skupín častíc, napríklad spektrum Λ^0 je ovplyvnené rozpadmi častíc Ξ .

V reálnom svete je rátanie V-korekcie komplexná problematika, keďže tu treba uvažovať odozvu detektora, ktorej vyšetrenie v súčasnom elektronickom experimente nie je jednoduchá úloha. No predtým ako sa budem venovať výpočtu V-korekcie pre experiment NA49, pokúsim sa v časti 3.2 vypracovať jednoduchý model, ktorý síce nemôže pre značné zjednodušenie popísať realitu, ale pomôže nám rádovo odhadnúť veľkosť efektu a jeho kvalitatívne správanie sa. Na modeli sa taktiež ukáže, že výpočet V-korekcie nie je jednoduchou záležitosťou. Z toho dôvodu sa v reálnom svete pri výpočtoch V-korekcie ťažko možno zaobiť bez techník počítačového modelovania experimentu.

Otázka, na ktorú ešte treba zodpovedať, je tá, prečo častice pochádzajúce z V-rozpadov odčítujeme od inkluzívnych spektier, keď častice zo silných a elektromagnetických rozpadov do inkluzívnych spektier zahrňame. Hlavný dôvod je ten, že pri prvých experimentoch robených za pomoci bublinových komôr bolo možné jednoducho produkty V-rozpadov odlíšiť od častíc produkovaných priamo, či v silných rozpadoch, a teda v týchto experimentoch produkty V-rozpadov do inkluzívnych spektier nezahrňali. Okrem toho po výpočtovej stránke je jedno, či chceme odčítať tieto produkty z inkluzívnych spektier, alebo ich tam zahrnúť, keďže výpočet akceptancie pre produkty V-rozpadov je rovnako náročná vec, ako výpočet V-korekcie.

3.2 Didaktický model

V tejto časti zostrojím jednoduchý model, na ktorom bude možné demonštrovať kvalitatívne správanie sa celého problému. Pokúsim sa odpovedať pomocou tohoto modelu na dve základné otázky. Prvou z nich je, akú veľkú V-korekciu možno rádovo pre situáciu experimentu NA49 očakávať. Druhou otázkou, na ktorú chcem modelom odpovedať, či produkty rozpadov V-častíc menia hybnostné spektrum častíc, o ktoré sa zaujímam, a teda hrubo aj odhadnúť závislosť korekcie od hybnosti. Tento model zároveň poslúži na rádovú kontrolu počítačového výpočtu, ktorý bol nakoniec na výpočet V-korekcie použitý.

3.2.1 Zostrojenie modelu

Na úvod zostrojovania modelu by som rád upozornil, že tento model má veľmi málo spoločné s realitou. Dôvodom pre všetky zjednodušenia, ktoré urobím, je to, že chcem mať možnosť všetko potrebné analyticky zapísať a následne z výsledných analytických vzťahov zodpovedať otázky, ktoré ma zaujímajú.

Priestor, v ktorom model vybudujem, bude mať jednu priestorovú súradnicu a jednu časovú. V modeli budem uvažovať častice dvoch typov. Prvými budú nestabilné častice A a druhými budú stabilné častice B, pričom nestabilná častica A sa bude rozpadáť na stabilnú časticu typu B. Pre jednoznačné odlíšenie toho, o ktorej častici hovorím, budem častice typu B pochádzajúce z rozpadov častíc typu A označovať C. Po kinematickej stránke bude tento rozpad prebiehať tak, že častica C získa konštantnú časť hybnosti materskej častice. Veličina, o ktorú sa budem, zaujímať je počet častíc B+C v danom mieste s danou hybnosťou.

Pre jednoduchosť situácie nech sa nám v bode 0 narodí n_A častíc typu A s rovnomerným hybnostným rozdelením v intervale $< 0; \overline{p_A} >$. Podobne častíc typu B nech je n_B a tiež nech majú rovnomerné rozdelenie v intervale $< 0; \overline{p_B} >$.

Keďže častice typu B sú stabilné, budú mať v ľubovoľnom mieste rovnaké hybnostné rozdelenie ako v mieste produkcie. V prípade častíc typu C toto už nebude platiť, vzhľadom na to, že častice s rôznymi hybnosťami majú rôznu strednú dĺžku života. Počet častíc typu A s hybnosťou p , ktoré možno nájsť vo vzdialenosti x od miesta produkcie je

$$N_A(x, p) = n_A e^{-M_A \Gamma_A x/p} \quad (3.1)$$

V tomto vzťahu M_A je hmotnosť rozpadajúcej sa častice a $\Gamma_A = 1/\tau_A$ je šírka rozpadu. Počet meraných častíc v mieste x potom môžeme zapísať ako súčet tých, ktoré sa narodili v mieste produkcie a tých, ktoré nám vznikli z rozpadov častíc A, pričom treba zobrať do úvahy, že keď chceme časticu C s hybnosťou p , pôvodná častica A musí mať hybnosť p/k . Tu k udáva, akú časť hybnosti častice A získa častica C. Výsledok bude teda

$$\frac{dN_{B+C}(p, x)}{dp} = \frac{n_B}{\overline{p_B}} F_1 + \frac{n_A}{k\overline{p_A}} F_2 (1 - e^{-M_A \Gamma_A xk/p}) \quad (3.2)$$

kde F_1 a F_2 sú faktory, ktoré určujú, či pre danú hybnosť príslušný člen prispieva. Dajú sa vyjadriť nasledovne:

$$F_1 = \begin{cases} 1 & p \leq \overline{p_B} \\ 0 & p > \overline{p_B} \end{cases} \quad (3.3)$$

$$F_2 = \begin{cases} 1 & p \leq k\overline{p}_A \\ 0 & p > k\overline{p}_A \end{cases} \quad (3.4)$$

Je zrejmé, že vo vzťahu (3.2) prvý člen vyjadruje pôvodne vyprodukované častice typu B. Druhý člen potom vyjadruje príspevok z rozpadov častíc typu A. Ak teda nameriame rozdelenie $dN_{B+C}(p, x)/dp$, potom V-korekcia k meranému rozdeleniu bude práve druhý člen vo vzťahu (3.2).

3.2.2 Správanie sa modelu

Jednou z vecí, ktoré nás v reálnom svete zaujímajú, je V-korekcia k protónom pochádzajúca z rozpadov Λ^0 . Pozrime sa teda, ako bude podľa nášho jednoduchého modelu vyzeráť V-korekcia pre tento rozpad v experimente NA49.

Okrem údajov charakterizujúcich rozpad Λ^0 potrebujeme aj zopár údajov, ktoré charakterizujú nejakým spôsobom produkciu častíc a údaje, ktoré hovoria niečo o detektore. Čo sa týka produkcie častíc, tu uvažujeme pp zrážky, v ktorých je pomer počtu vyprodukovaných Λ^0 k počtu vyprodukovaných protónov zhruba na úrovni 10%, čiže

$$n_A = 0.1n_B \quad (3.5)$$

Čo sa týka hybnostného rozdelenia, vychádzajme z toho, že hybnosť zväzku je $160 \text{ GeV}/c$ a teda nech $\overline{p}_B = 160 \text{ GeV}/c$. Pre hodnotu k možno z jednoduchej simulácie zistiť, že v rozpade

$$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$$

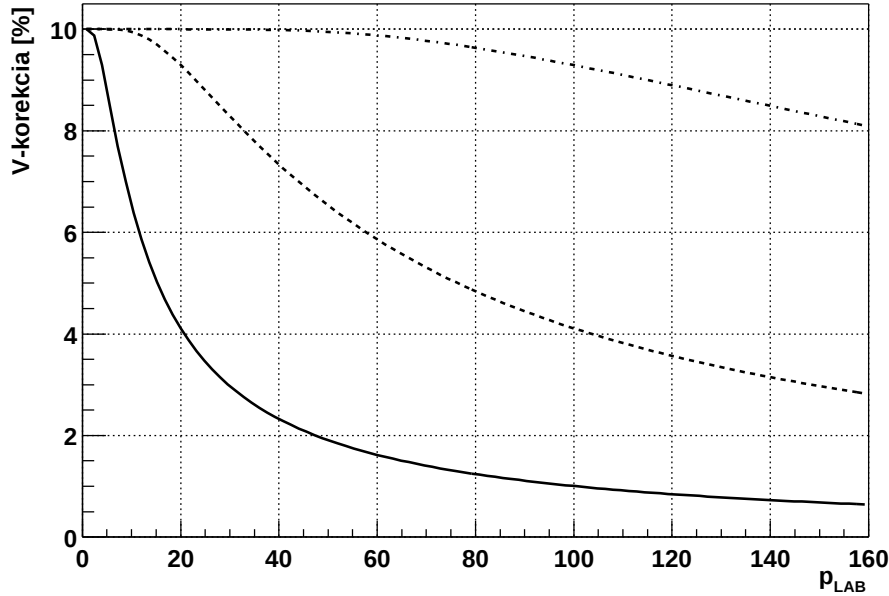
je stredná hodnota podielu hybnosti protónu k hybnosti Λ^0 približne 0.84 a teda uvažujeme $k = 0.84$. Ďalšou veličinou, ktorú potrebujeme je hodnota p_A , ktorá by mala byť v podstate rovnaká ako hodnota pre p_B . No keďže však model máme už značne nerealistický, pre jednoduchšie zobrazenie zoberme $p_A = p_B/k$.

Dosadením všetkých vymenovaných vzťahov medzi jednotlivými veličinami môžeme upraviť vzťah (3.2) na nasledovný tvar:

$$\frac{dN_{B+C}(p, x)}{dp} = \frac{n_B}{\overline{p}_B} F_1 + \frac{0.1n_B}{\overline{p}_B} F_2 (1 - e^{-M_A \Gamma_A x k/p}) \quad (3.6)$$

V tomto vzťahu už pre $p \leq \overline{p}_B$ je F_1 a F_2 rovné 1. Okrem toho faktor $n_B/\overline{p}_B$ je rovnaký pre obidva členy a tak pre jednoduchšie počítanie V-korekcie môžeme vzťah ďalej upraviť na

$$\frac{\overline{p}_B}{n_B} \frac{dN_{B+C}(p, x)}{dp} = 1 + 0.1(1 - e^{-M_A \Gamma_A x k/p}) \quad (3.7)$$



Obrázok 3.1: Predpoveď modelu V-korekcie podľa vzťahu (3.7). Na grafe máme priebeh pre tri vzdialenosti od miesta produkcie. Plná čiara zobrazuje V-korekciu pre $x = 1 m$, čiarkovaná čiara je pre $x = 5 m$ a bodkočiarkovaná pre $x = 25 m$.

Rozdelenie vyprodukovaných častíc typu B je $n_B/\overline{p_B}$, a teda vo vzťahu (3.7) prvý člen zodpovedá vyprodukovaným časticiam typu B a druhý vyjadruje V-korekciu, pričom v takto upravenom tvare nám udáva relatívnu predpoveď oproti rozdeleniu, ktoré by sme mali namerať.

Z grafu 3.1 možno vidieť, že čím ďalej sa nachádza náš detektor, tým je V-korekcia vyššia, no zároveň je menej závislá od hybnosti ako pri malých vzdialenostiach. Pre experiment NA49 je typická vzdialenosť, z ktorej sú protóny pochádzajúce z Λ^0 nájdené ako priamo produkované protóny zhruba okolo $1 m$. Uvedomiac si zároveň, že $x_F \approx 0$ zhruba zodpovedá $p_{LAB} \approx 10 GeV/c$, vidíme, že môžeme očakávať V-korekciu na úrovni 6 % pre $x_F \approx 0$. Taktiež tvar meraného spektra sa zmení oproti pôvodnému tvaru, pričom táto zmena nemusí byť zanedbateľná.

3.3 Výpočet V-korekcie v experimente NA49

V predchádzajúcej časti sme si zostrojili jednoduchý model, ktorým sme rádovo vyšetrili, čo môžeme očakávať pre V-korekciu k protónom spôsobenú rozpadmi Λ^0 . Svet je však omnoho zložitejší ako situácia, pre ktorú sme model vypracovali. Ľahko možno prísť na to, že akonáhle sa začneme snažiť upraviť tento model pre reálne podmienky, začneme mať problémy s jeho prílišnou zložitou. Model taktiež neberie do úvahy nič o reálnom detektore. Z týchto dôvodov si pomôžeme počítačovou simuláciou, ktorou sa pokúsime čo najlepšie popísať realitu.

3.3.1 Častice a reakcie v hre

Predtým ako sa začneme venovať samotnému výpočtu V-korekcie, pozrieme sa, aké častice a aké reakcie nás zaujímajú.

V-korekciu samozrejme potrebujeme pre všetky študované reakcie, no vzhľadom na fakt, že mojou úlohou bolo určenie V-korekcie v hadrón-protónových interakciách, v tejto práci sa budeme venovať iba týmto reakciám.

Častice, pre ktoré som rátať V-korekciu, sú tzv. stabilné častice. V-korekcia je samozrejme tiež potrebná aj pre iné častice, napríklad Λ^0 , no týmto sa v tejto práci taktiež nebudeme zaoberať. Ak si teda prezrieme tabuľky elementárnych častíc [9], nájdeme nasledovné rozpady, ktoré nás zaujímajú, aj s pravdepodobnosťami, že sa častica rozpadne daným módom:ⁱⁱ

Λ^0	$\rightarrow$	p	$+$	π^-	(63.90%)
Λ^0	$\rightarrow$	n	$+$	π^0	(35.80%)
$\bar{\Lambda}^0$	$\rightarrow$	$\bar{p}$	$+$	π^+	(63.90%)
$\bar{\Lambda}^0$	$\rightarrow$	$\bar{n}$	$+$	π^0	(35.80%)
Σ^+	$\rightarrow$	p	$+$	π^0	(51.57%)
Σ^+	$\rightarrow$	n	$+$	π^+	(48.31%)
$\bar{\Sigma}^-$	$\rightarrow$	$\bar{p}$	$+$	π^0	(51.57%)
$\bar{\Sigma}^-$	$\rightarrow$	$\bar{n}$	$+$	π^-	(48.31%)
K_s^0	$\rightarrow$	π^+	$+$	π^-	(68.61%)

3.3.2 Metóda

Je dobré si uvedomiť, že na výpočet V-korekcie potrebujeme dve veci, ktoré sú na sebe nezávislé. Prvou z nich je popis produkcie V-častíc. Tu po-

ⁱⁱKonvencia pre značenie antičastíc je taká, že $\bar{\Sigma}^-$ je antičastica Σ^+ . [9]

trebujeme aj absolútne hodnoty ich účinných prierezov aj rozdelenia v hybnostiach. Druhou vecou, bez ktorej sa pri výpočte nezaobídeme, je čo najvernejší popis detekčného zariadenia. Do tohoto spadá aj popis rekonštrukčného softwaru, takže je zrejmé, že výpočet V-korekcie je náročná úloha. Výpočet rozdělíme na dve časti, keďže detekcia a rekonštrukcia neutrálnych častíc sa líši od detekcie a rekonštrukcie nabitých častíc. Produkciou V-častíc sa budeme zaoberať v časti 3.4.

Neutrálne častice

Vzhľadom na fakt, že rekonštrukcia neutrálnych častíc je jednoduchšia, začneme s popisom metódy pre tieto častice. Keďže pre neutrálne častice nemáme dráhový detektor, jediná informácia, ktorú pre ne máme, je informácia z kalorimetra. Z toho dôvodu celá rekonštrukcia spočíva v nájdení polohy častice v kalorimetri a rekonštrukcie jej energie. Využívajúc ešte informáciu z detektorov, ktoré sa nachádzajú pred kalorimetrom, možno ešte určiť, či je častica nabitá, alebo neutrálna. Na základe pomeru energie uloženej v elektromagnetickej časti kalorimetra k energii uloženej v hadrónovej časti môžeme určiť, či išlo o hadrón, alebo elektromagnetickú časticu. Všetky spomínané činnosti sú takmer 100 % účinné a tak najdôležitejším faktorom je tu, či častica pochádzajúca z rozpadu V-častice, geometricky trafi detektor. Faktom, na ktorý netreba zabudnúť je, že v kalorimetri nevieme rozlíšiť časticu od antičastice a teda do V-korekcie treba zaradiť nielen neutróny pochádzajúce z V-rozpadov, ale aj antineutróny z V-rozpadov.

Nabité častice

V prípade nabitých častíc máme podstatne zložitejšiu situáciu a to hlavne v určení, či je dcérska častica zrekonštruovaná na hlavný vertex. Kým v prípade neutrálnych častíc je každá častica videná v kalorimetri zrekonštruovaná na hlavný vertex, pri nabitých časticách toto nie je pravda. Spôsobené je to hlavne tým, že pre nabité častice máme k dispozícii dráhový detektor, ktorý meria dráhu častíc bez použitia hlavného vertexu. Túto dráhu potom možno extrapolovať k hlavnému vertexu a rozhodnúť sa, či častica pochádza z tohto vertexu alebo nie. Z toho dôvodu bude pravdepodobnosť rekonštrukcie dcérskej častice V-rozpadu na hlavný vertex zložitou funkciou hybnosti tejto častice.

Celý výpočet bol z technických dôvodov rozdelený do dvoch krokov. V prvom kroku bolo preštudované správanie sa detektora a v druhom kroku sa výsledky pôsobenia detektora aplikovali pomocou jednoduchej simulácie na reálne spektrá V-častíc. Toto rozdelenie bolo dôležité hlavne preto, že štú-

dium správania sa detektora treba robiť simuláciou kompletných eventov. Je pravdou, že v princípe by stačilo použiť iba simuláciu na eventy, kde by bola iba jedna V-častica v evente, ale takáto simulácia nám nepreštuduje vplyv hľadania hlavného vertexu softwarom. Nutnosť zahrnutia aj tejto časti rekonštrukčného softwaru do simulácie vyplýva z faktu, že prítomnosť V-častice má tendenciu posúvať hlavný vertex a tým aj zvyšovať šancu, že produkt V-rozpadu bude rekonštruovaný na hlavný vertex.

V podstate existujú dva spôsoby, ako získať celé eventy na takúto simuláciu. Prvým z nich je generovať jednu V-časticu a túto vložiť do existujúceho eventu. Druhou možnosťou je využiť niektorý z modelov mnohočasticovej produkcie, ako napríklad FRITIOF alebo VENUS. Nevýhodou prvej metódy je, že protón-protónové eventy majú relatívne nízku multiplicitu a pridaním čo i len jednej častice riskujeme, že zmeníme charakter takéhoto eventu. Nevýhodou druhého spôsobu je, že v podstate neexistuje model, ktorý by naozaj zodpovedal realite, každý z modelov je len približný. Vzhľadom na fakt, že sa na experimente rozhodlo, že na štúdium účinnosti vyhľadávania Λ^0 v pp zrážkach sa použije model VENUS, využil som tento model aj ja pre výpočet V-korekcie. Výpočet V-korekcie je totiž komplementárny problém k hľadaniu V-častíc. Okrem toho je nezanedbateľné aj ušetrenie výpočtového časuⁱⁱⁱ, keďže na obe úlohy možno použiť tú istú simuláciu detektora. No keďže model nepopisuje dobre spektrá V-častíc doteraz nameraných, použil som simuláciu s týmto modelom iba na určenie pravdepodobnosti, že daná dcérska častica z V-rozpadu bude rekonštruovaná na hlavný vertex. Túto informáciu som potom využil v ďalšej simulácii, kde som pomocou parametrizácie nameraných údajov o produkcii V-častíc simuloval ich produkciu a rozpad.

Celý proces teda pozostával z dvoch krokov. V prvom kroku sa zistila pravdepodobnosť rekonštrukcie na hlavný vertex pre dcérsku časticu V-rozpadu. Táto pravdepodobnosť bola rátaná ako funkcia x_F dcérskej častice. V tomto štádiu som zanedbal závislosť na p_T , keďže na takúto závislosť nám nepostačovala štatistika simulácie. Toto sa dá urobiť za predpokladu, že model VENUS dostatočne dobre popisuje spektrá v priečných hybnostiach. Na tento výpočet boli použité eventy z modelu VENUS, ktoré slúžili ako vstup detailnej simulácie detektora. Výsledky simulácie detektora potom boli spracované rekonštrukčným softwarom, ktorý presne zodpovedal rekonštrukcii reálnych dát. V druhom kroku som potom v jednoduchej simulácii generoval príslušnú V-časticu, ktorú som nechal rozpadnúť izotropne v jej kludovej sústave. Na generovanie V-častíc som využil parametrizáciu existujúcich dát. Parametrizované boli v premenných y/y_{MAX} a p_T , pričom v polárnom uhle boli tieto V-častice rozdelené rovnomerne. Takáto parametrizácia má tú vý-

ⁱⁱⁱSimulácia a rekonštrukcia asi 2000 eventov trvá zhruba 6 hodín

hodu, že s celkom dobrou presnosťou dokáže popísať namerané údaje pre dosť široký interval $\sqrt{s}$. Z takejto simulácie som získal rozdelenia dcérskych produktov V-častíc, ktoré zodpovedajú reálnemu svetu. Získané rozdelenia som nakoniec váhoval pravdepodobnosťou rekonštrukcie príslušnej dcérskej častice s danou hybnosťou na hlavný vertex. Na záver som pre každú dcérsku časticu sčítal príspevky od všetkých V-častíc.

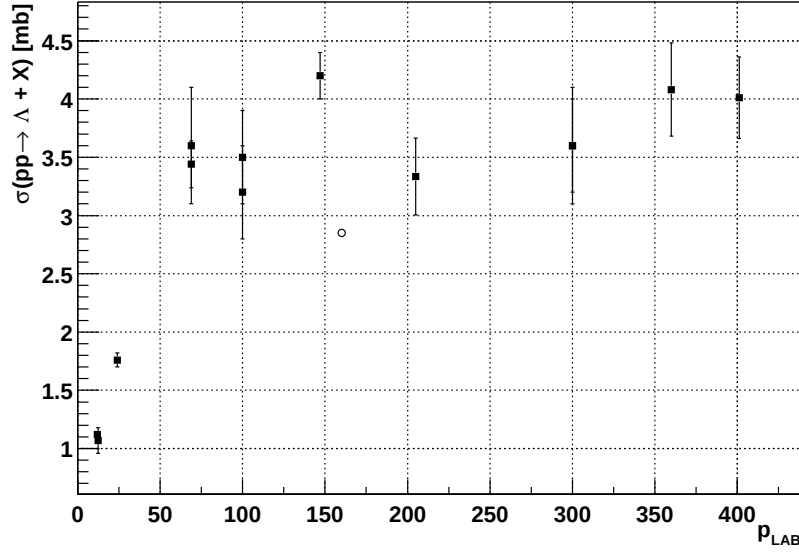
3.4 Produkcia V-častíc

Čo sa týka produkcie V-častíc, najlepšie by bolo použiť informáciu z vlastného experimentu. Tu máme dva problémy, prvým z nich je fakt, že v súčasnosti experiment nemá merané spektrá všetkých V-častíc, ktoré potrebujeme. Druhým problémom je, že experiment je schopný merať Λ^0 iba v intervale v rapidite od -1.5 do 1 [10], no na výpočet V-korekcie potrebujeme poznať kompletne spektrá V-častíc. Samozrejme, že nie o všetkých potrebných V-časticiach existujú merania. V prípadoch, kedy merania neexistujú, sme si nakoniec vypomohli istými predpokladmi. Pozrime sa teda, čo je známe z predchádzajúcich experimentov o produkcii V-častíc v pp a $\pi^\pm p$ zrážkach.

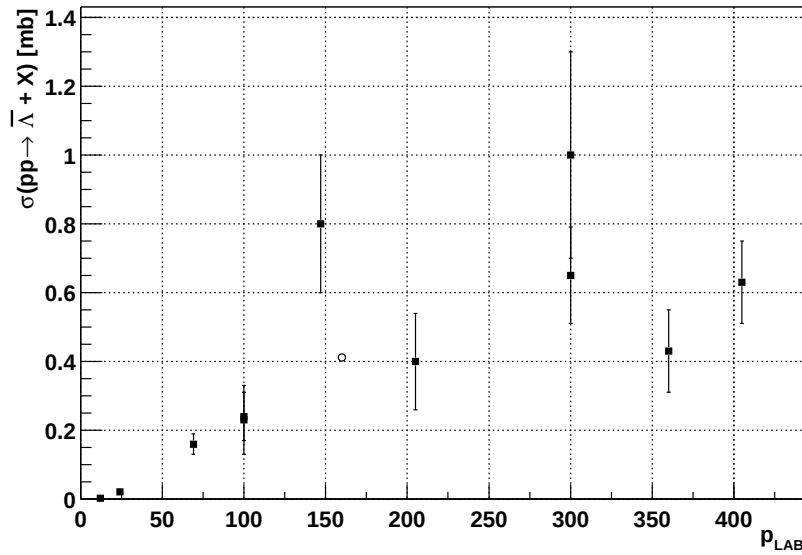
3.4.1 pp zrážky

Začnem prehľadom v protón-protónových zrážkach, nakoľko tu existuje najviac informácií. Na kompletný popis produkcie častíc potrebujem vedieť celkový inkluzívny účinný prierez danej častice, jej rozdelenie v priečnej hybnosti a rozdelenie v pozdĺžnej hybnosti.

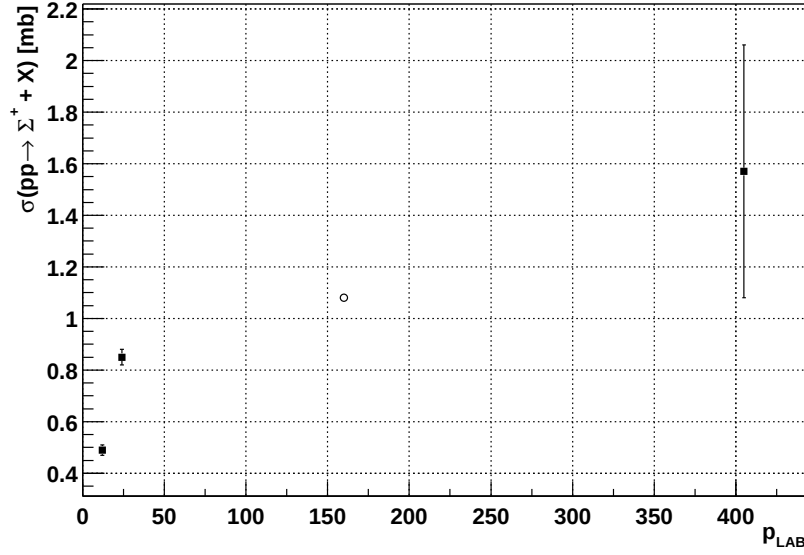
Začneme celkovým inkluzívnym účinným prierezom. Na grafe 3.2 je zobrazený účinný prierez produkcie Λ^0 v závislosti od počiatočnej hybnosti projektilu. Na grafe štvorčeky zobrazujú existujúce údaje [11–22] a krúžkom je naznačená hodnota $\sigma = 2.85 \text{ mb}$, čo je hodnota, ktorú som použil vo svojich výpočtoch. Na grafe 3.3 je potom znázornená závislosť účinného prierezu pre produkciu $\bar{\Lambda}^0$ od hybnosti projektilu [13–22]. Pre hybnosť experimentu NA49 je rozumná hodnota $\sigma = 0.41 \text{ mb}$. Závislosť účinného prierezu produkcie K_S^0 od hybnosti projektilu nájdeme na grafe číslo 3.5 [13–22]. Účinný prierez, ktorý potrebujeme pre výpočet V-korekcie, je odtiaľ $\sigma = 5.07 \text{ mb}$. Poslednou časticou, o ktorej existujú merania, je Σ^+ . Tu existujú iba dva experimenty [16, 22], ktoré merali účinný prierez pre túto časticu a ich výsledky sú na grafe 3.4. Pre moje výpočty pri hybnosti $158 \text{ GeV}/c$ som použil účinný prierez $\sigma = 1.08 \text{ mb}$. Ešte potrebujeme účinný prierez pre produkciu $\bar{\Sigma}^-$, ktorý však meraný nebol a preto využijeme predpoklad, že podiel účinných prierezov pre produkciu $\bar{\Lambda}^0$ a Λ^0 je rovnaký ako podiel pre produkciu



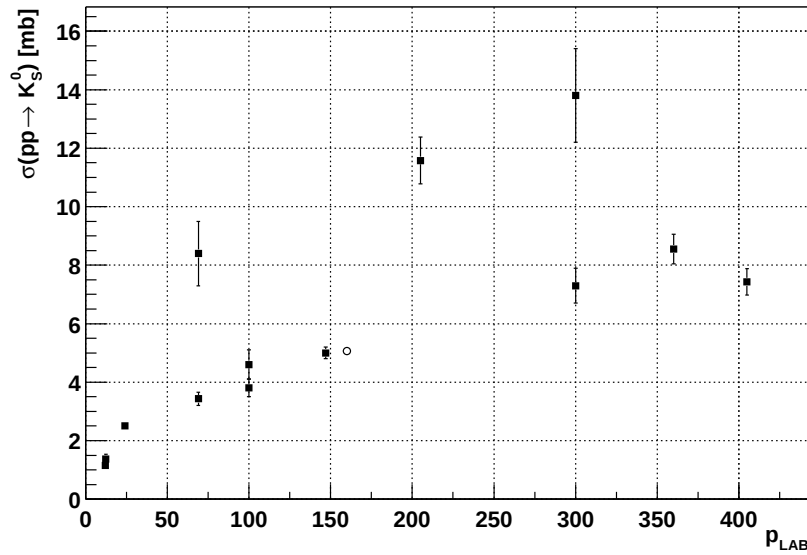
Obrázok 3.2: Inkluzívny účinný prierez produkcie Λ^0 v pp zrážkach. Štvorčeky znázorňujú merané údaje z prác [11–22] a krúžok znázorňuje hodnotu účinného prierezu, ktorú som použil na výpočet V-korekcie.



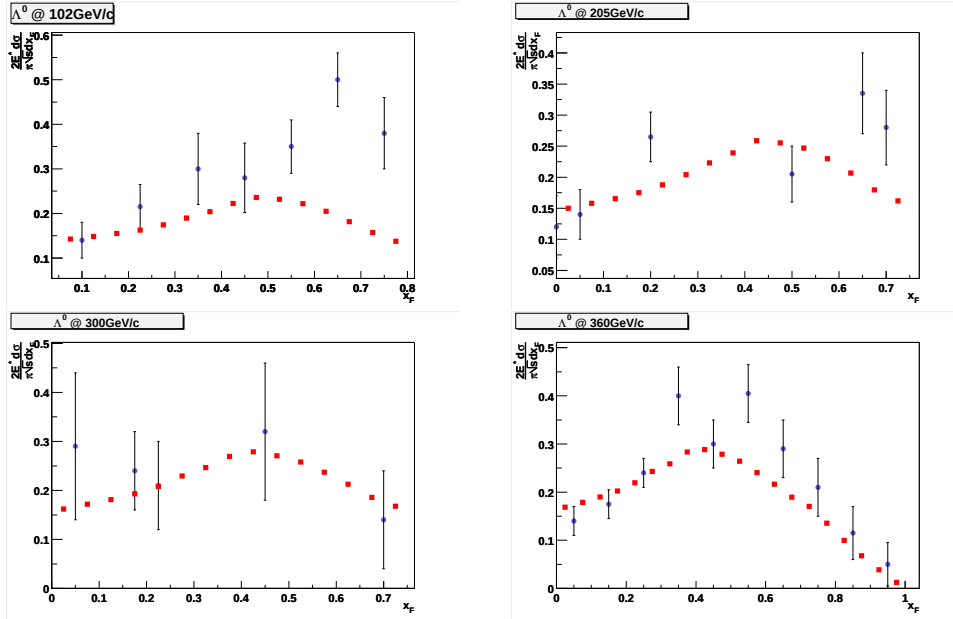
Obrázok 3.3: Inkluzívny účinný prierez produkcie $\bar{\Lambda}^0$ v pp zrážkach. Štvorčeky znázorňujú merané údaje z prác [13–22] a krúžok znázorňuje hodnotu účinného prierezu, ktorú som použil na výpočet V-korekcie.



Obrázok 3.4: Inkluzívny účinný prierez produkcie Σ^+ v pp zrážkach. Štvorčeky znázorňujú merané údaje z prác [16, 22] a krúžok znázorňuje hodnotu účinného prierezu, ktorú som použil na výpočet V-korekcie.



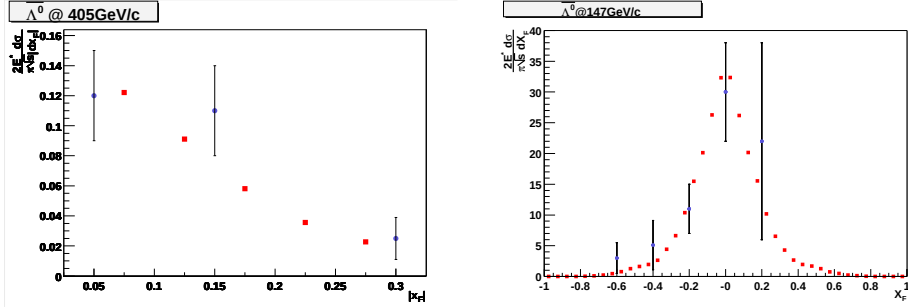
Obrázok 3.5: Inkluzívny účinný prierez produkcie K_S^0 v pp zrážkach. Štvorčeky znázorňujú merané údaje z prác [11–22] a krúžok znázorňuje hodnotu účinného prierezu, ktorú som použil na výpočet V-korekcie.



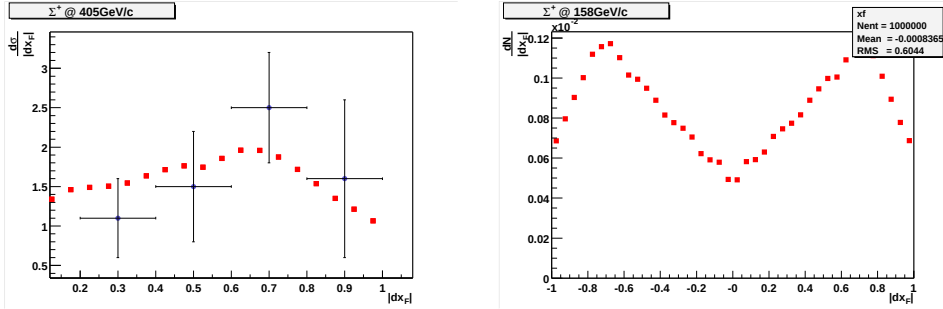
Obrázok 3.6: Porovnanie X_F rozdelenia Λ^0 z mojej y/y_{max} parametrizácie s existujúcimi dátami [21, 23]. Krúžky predstavujú existujúce údaje a štvoričky znázorňujú moju parametrizáciu.

$\bar{\Sigma}^-$ a Σ^+ . Z tohoto predpokladu dostaneme pre $\bar{\Sigma}^-$ $\sigma = 0.16 mb$.

Nasledujúcou veličinou, ktorú potrebujeme, je rozdelenie v pozdĺžnej hybnosti. Znova začneme Λ^0 , keďže pre túto časticu existujú najlepšie merania. Na grafe 3.6 je zobrazené porovnanie X_F rozdelenia, ako bolo merané niekoľkými experimentami [21, 23] a mojou parametrizáciou. Vybrané dáta majú podobnú hybnosť projektilu v laboratórnej sústave, ako má experiment NA49. Vidieť, že moja parametrizácia vcelku popisuje existujúce dáta. V prípade antičastice $\bar{\Lambda}^0$ je situácia horšia a prakticky možno povedať, že neexistujú dobré merania X_F rozdelenia $\bar{\Lambda}^0$. Dve z najlepších meraní boli urobené pri $p_{LAB} = 405 GeV/c$ [24] a pri $p_{LAB} = 147 GeV/c$ [20]. Obidve tieto merania možno popísať tou istou parametrizáciou v y/y_{MAX} a porovnanie tejto parametrizácie s dátami je na obrázku 3.7. Treťou časticou, ktorú potrebujeme, je Σ^+ . Táto častica sa veľmi ťažko detekuje, keďže v oboch významných rozpadových kanáloch má neutrálnu časticu. Ako som už spomínal, existujú iba dva experimenty, ktoré túto časticu detekovali a to pri $p_{LAB} = 405 GeV/c$ [22] a pri dvoch nižších energiách $p_{LAB} = 12 GeV/c$ a $p_{LAB} = 24 GeV/c$ [16]. Na grafe 3.8 je porovnanie mojej parametrizácie a dát pri $p_{LAB} = 405 GeV/c$ a X_F rozdelenie podľa mojej parametrizácie pri hybnosti $p_{LAB} = 158 GeV/c$. Poslednou časticou, o ktorej máme merania X_F rozdelenia, je K_S^0 . Tu existuje



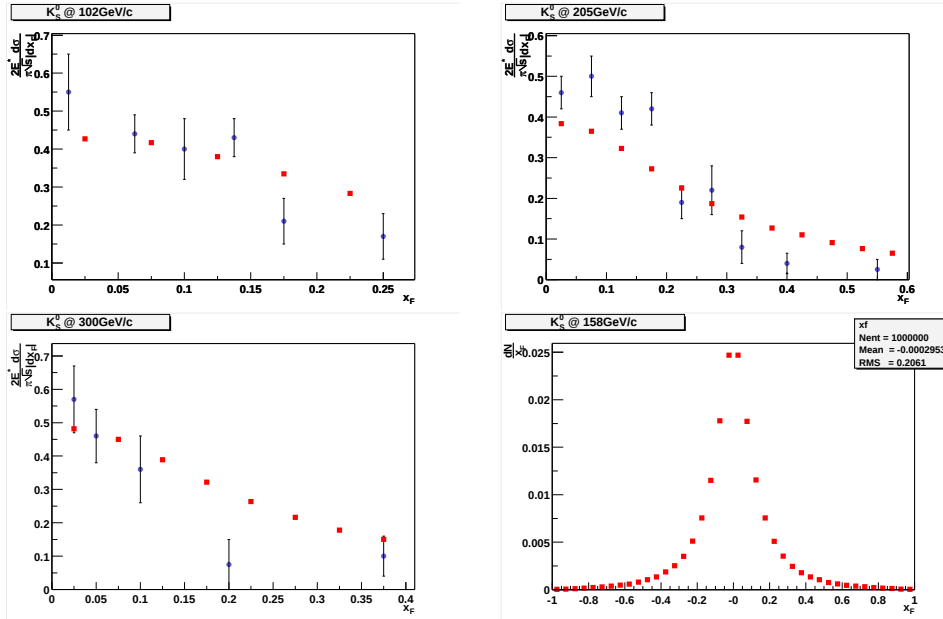
Obrázok 3.7: Porovnanie X_F rozdelenia Λ^0 z mojej y/y_{max} parametrizácie s existujúcimi dátami [20, 24]. Krúžky predstavujú existujúce údaje a štvorčeky znázorňujú moju parametrizáciu.



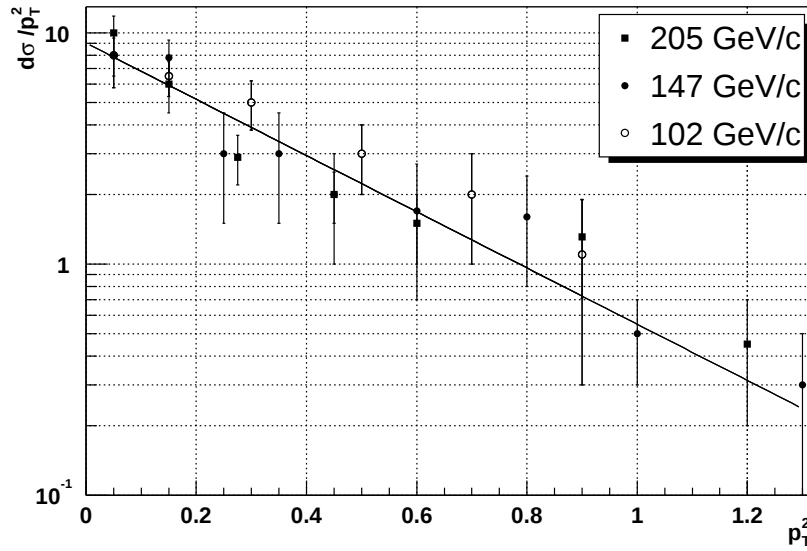
Obrázok 3.8: Porovnanie X_F rozdelenia Σ^+ [22].

viacero meraní, ja som pre porovnanie mojej parametrizácie vybral podobne ako v prípade Λ^0 merania pri hybnostiach blízkyh hybnosti experimentu NA49 [23]. Porovnanie X_F rozdelenia z existujúcich dát a mojou parametrizáciou je na obrázku 3.9. Poslednou časticou, pre ktorú potrebujeme X_F rozdelenie, je $\bar{\Sigma}^-$. Tu máme problém, keďže podobne ako v prípade Σ^+ , aj tu je veľmi ťažká detekcia kvôli neutrálnym časticiam v rozpadoch. Tento problém v kombinácii s nižším účinným prierezom pre produkciu má za následok, že merania produkcie tejto častice neexistujú a teda môžeme iba použiť nejaký predpoklad. Keďže ide o antičasticu, je prirodzené uvažovať X_F rozdelenie rovnaké ako pre $\bar{\Lambda}^0$.

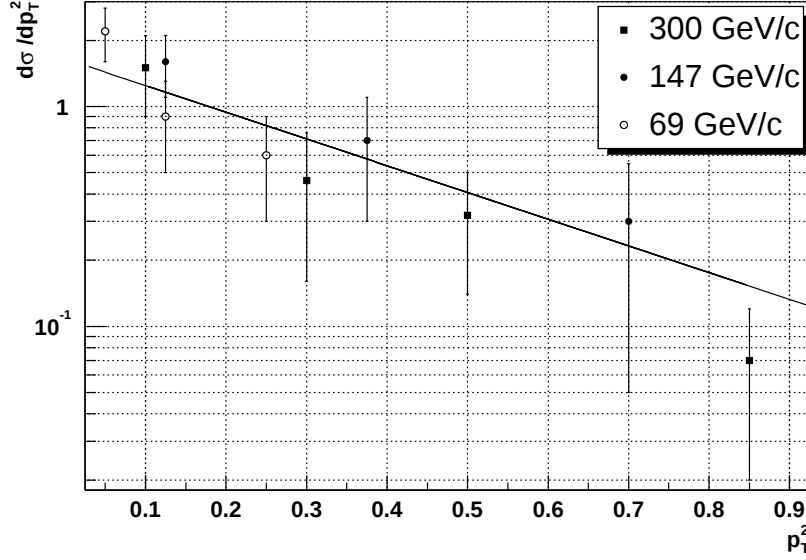
Poslednou vecou, ktorú potrebujeme parametrizovať, je rozdelenie v priechnej hybnosti. Túto som sa rozhodol parametrizovať pre každú časticu jednou krivkou pre všetky X_F , i keď v prírode sa toto sotva realizuje. Problémom pri parametrizácii je to, že neexistuje meranie, na základe ktorého by bolo možné urobiť podrobnejšiu parametrizáciu. Na parametrizáciu som využil



Obrázok 3.9: Porovnanie X_F rozdelenia K_S^0 medzi dátami [23] a mojou parametrizáciou.



Obrázok 3.10: Rozdelenie Λ^0 v priechnej hybnosti. Body predstavujú dáta z prác [13, 18, 20] a čiara parametrizáciu úmernú $\exp(-2.8p_t^2)$.



Obrázok 3.11: Rozdelenie $\bar{\Lambda}^0$ v priechnej hybnosti. Body predstavujú dáta z prác [14, 17, 20] a čiara parametrizáciu $\exp(-2.8p_t^2)$.

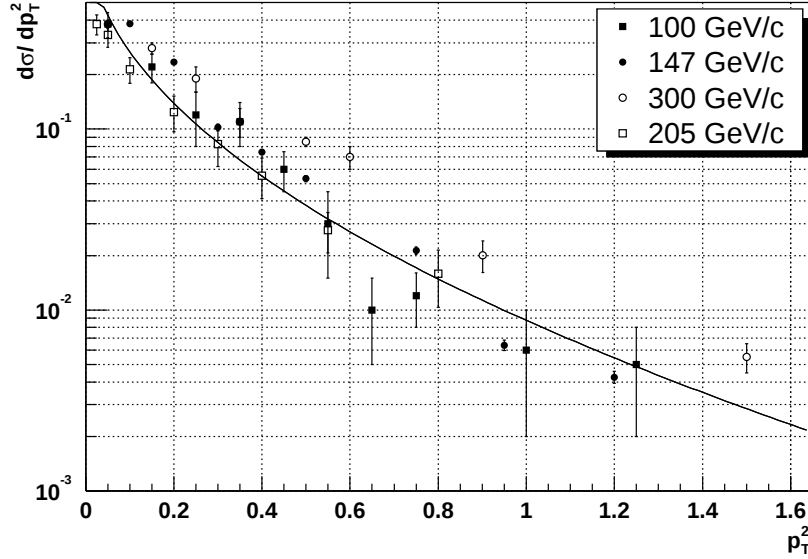
dve krivky a to

$$\frac{d\sigma}{dp_t} \approx p_t \cdot e^{-A \cdot p_t^2} \quad (3.8)$$

pre baryónové V-častice a

$$\frac{d\sigma}{dp_t} \approx p_t \cdot e^{-A \cdot p_t} \quad (3.9)$$

pre mezónovú V-časticu. Pre časticu Λ^0 som teda použil parametrizáciu (3.8) s parametrom $A = 2.8$. Táto parametrizácia je vynesená na grafe 3.10 spolu s dátami [13, 18, 20] v oblasti hybností experimentu NA49. Ako vidno, parametrizácia je konzistentná s týmito dátami. Okrem týchto meraní existujú aj ďalšie merania, ktoré ukazujú rovnaké p_T rozdelenia [12, 14–17, 21, 24–26]. Pre časticu $\bar{\Lambda}^0$ platí tá istá parametrizácia ako pre Λ^0 . Toto je podporené dátami [14, 17, 20] zobrazenými na grafe 3.11. Rovnaké p_T rozdelenia ukazujú aj ďalšie existujúce dáta [17, 24, 26]. Poslednou časticou, o ktorej máme informácie o p_T spektre, je K_S^0 . Merané spektrá [13, 14, 19, 20] sú zobrazené na grafe 3.12. Spolu s nimi je zobrazená aj moja parametrizácia, pre ktorú som využil funkciu (3.9) s $A = 5$. Okrem meraní zobrazených na grafe 3.12 existuje ešte niekoľko meraní [12, 15–18, 21, 24, 26], pričom ich výsledky sú podobné zobrazeným meraniam.



Obrázok 3.12: Rozdelenie K_S^0 v priechnej hybnosti. Body predstavujú dáta z prác [13, 14, 19, 20] a čiara parametrizáciu $\exp(-5.0 p_t)$.

3.4.2 $\pi^\pm p$ zrážky

V prípade $\pi^\pm p$ zrážok je situácia horšia, vzhľadom na menší počet experimentov s piónovými zväzkami. Existuje však niekoľko experimentov, ktoré urobili aspoň nejaké merania V-častíc v $\pi^\pm p$ zrážkach, takže sa na ne pozrieme.

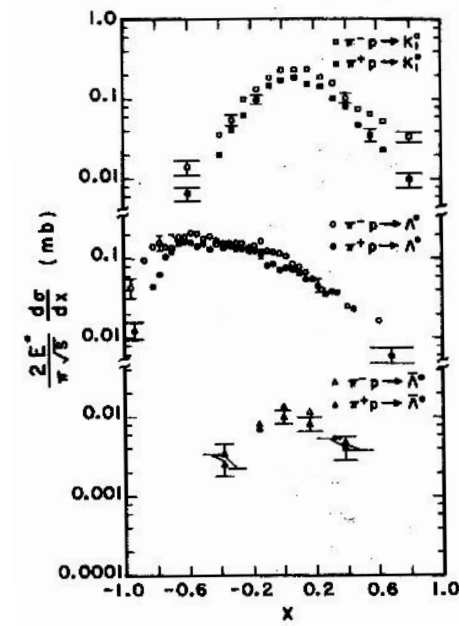
Podobne ako v prípade pp zrážok začnem celkovým účinným prierezom. Tu existujú merania pre Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ a K_S^0 . Pre zvyšné dve častice, o ktoré sa zaujímate, merania neexistujú. Ďalšou komplikáciou, ktorú tu máme je, že máme v počiatočnom stave dva rôzne nábojové stavy. Táto komplikácia však nie je priveľká vzhľadom na to, že účinné prierezy pre produkciu V-častíc v $\pi^+ p$ a $\pi^- p$ zrážkach sú zhruba rovnaké (viď obrázok 3.13). Drobný rozdiel v účinných prierezoch sa v podstate odstráni, ak budeme pracovať s multiplicitami namiesto s účinnými prierezmi, keďže celkový inelastický účinný prierez pre $\pi^+ p$ a $\pi^- p$ zrážky sú mierne odlišné [9]. Medzi multiplicitou a účinným prierezom platí vzťah

$$n = \sigma(V)/\sigma(inelastic) \quad (3.10)$$

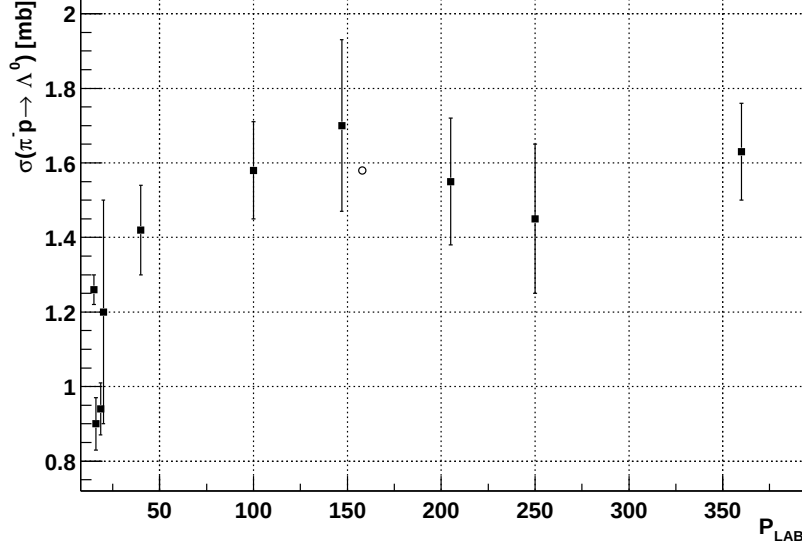
kde $\sigma(V)$ je účinný prierez pre produkciu V-častice a $\sigma(inelastic)$ je celkový nepružný účinný prierez. Na tomto mieste teda uvediem iba celkový účinný prierez pre produkciu V-častíc v $\pi^- p$ zrážkach, pričom pre zrážky $\pi^+ p$ budem používať tú istú multiplicitu ako pre $\pi^- p$ zrážky.

častica	$\sigma(pp)[mb]$	$\sigma(\pi^-p)[mb]$
Λ^0	2.85	1.58
$\bar{\Lambda}^0$	0.41	0.43
Σ^+	1.08	0.60
$\bar{\Sigma}^-$	0.16	0.17
K_S^0	5.07	3.40

Tabuľka 3.1: Inkluzívne účinné prierezy pre produkciu V-častíc v pp a π^-p zrážkach pri hybnosti $p_{LAB} = 158 \text{ GeV}/c$.



Obrázok 3.13: Porovnanie účinných prierezov pre produkciu V-častíc v π^+p a π^-p zrážkach pri $p_{LAB} = 18.5 \text{ GeV}/c$ [27].



Obrázok 3.14: Závislosť účinného prierezu produkcie Λ^0 od hybnosti nalieta-
vajúcej častice v π^-p zrážkach [28].

Na grafe 3.14 je zobrazená závislosť účinného prierezu produkcie Λ^0 od hybnosti nalieta-
vajúcej častice [28]. Takisto možno nájsť aj parametrizáciu multiplicity v závislosti od hybnosti projektilu. Táto má tvar

$$n_{\Lambda^0} = 0.060 + 0.0023 \ln s \quad (3.11)$$

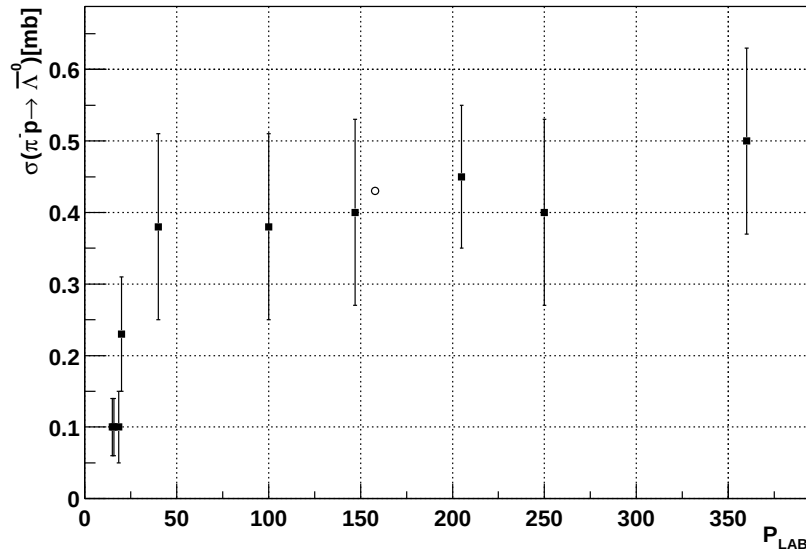
a teda $n_{\Lambda^0} = 0.072$ pre hybnosť NA49. Zodpovedajúci účinný prierez je v ta-
bulke 3.1. V prípade častice $\bar{\Lambda}^0$ je závislosť účinného prierezu od hybnosti
nalieta-
vajúcej častice na grafe 3.15 [28]. Podobne ako pre Λ^0 , aj tu máme
parametrizáciu pre multiplicitu $\bar{\Lambda}^0$ a to

$$n_{\bar{\Lambda}^0} = -0.025 + 0.0075 \ln s \quad (3.12)$$

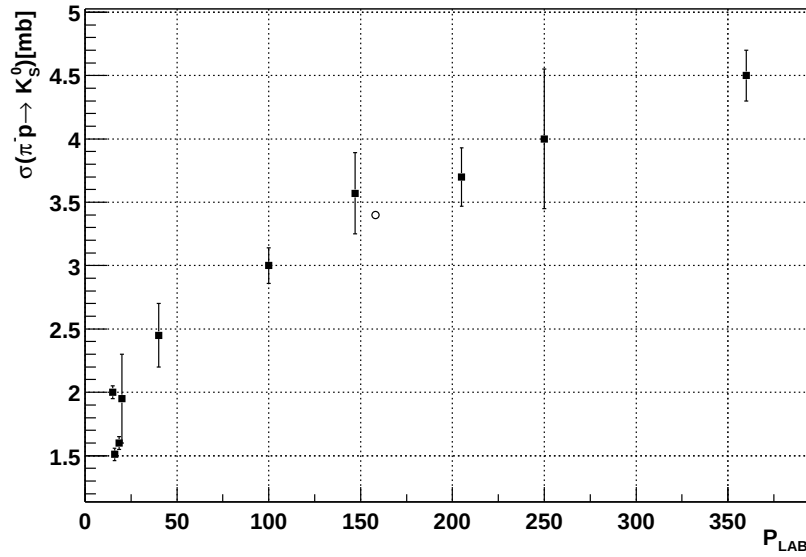
a teda $n_{\bar{\Lambda}^0} = 0.02$. Poslednou časticou, o ktorej existujú merania, je K_S^0 .
Závislosť tohoto účinného prierezu od hybnosti projektilu možno tiež nájsť
v [28] a ja ho zobrazujem na grafe 3.16. Tieto údaje sa dajú parametrizovať
nasledovne:

$$n_{K_S^0} = -0.051 + 0.0370 \ln s \quad (3.13)$$

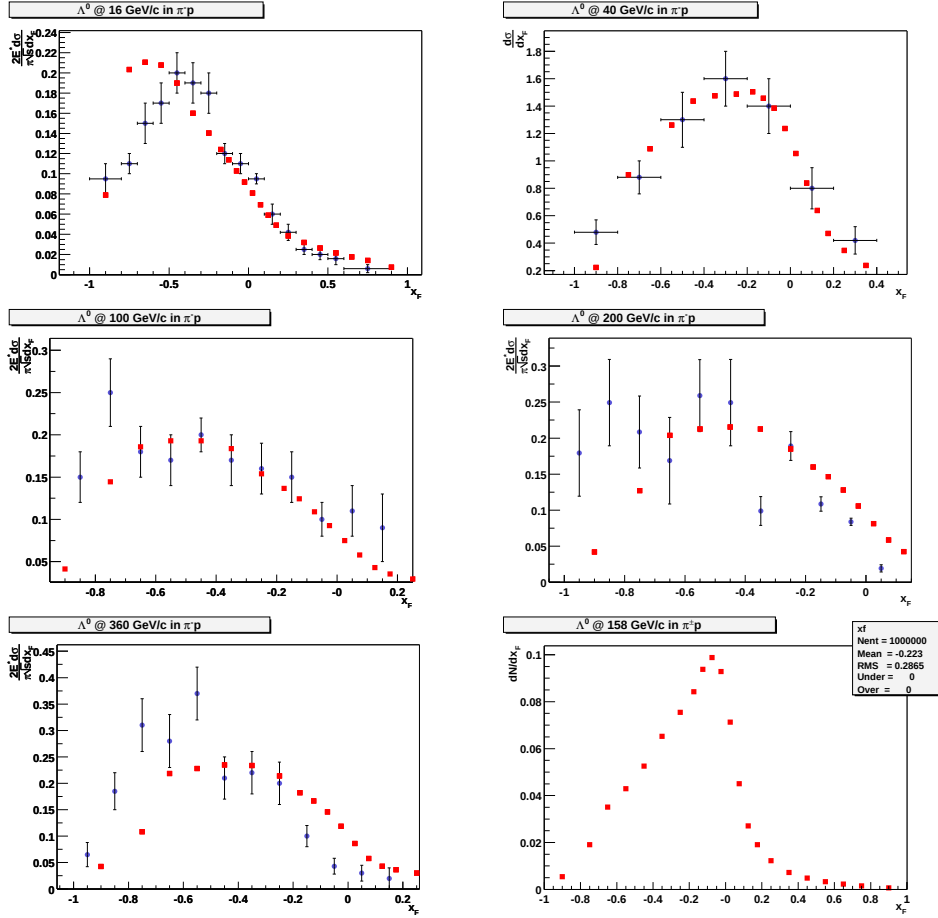
z čoho plynie pre $\sqrt{s}$ pre experiment NA49 $n_{K_S^0} = 0.156$. Pre posledné dve
častice merania neexistujú a preto si musíme vypomôcť predpokladmi. Pred-
poklad, ktorý som využil je, že $n_{\Sigma^+} = 0.38n_{\Lambda^0}$ a $n_{\bar{\Sigma}^-} = 0.38n_{\bar{\Lambda}^0}$. Tento pred-



Obrázok 3.15: Závislosť účinného prierezu produkcie $\bar{\Lambda}^0$ od hybnosti nalieta-
vajúcej častice v $\pi^- p$ zrážkach [28].



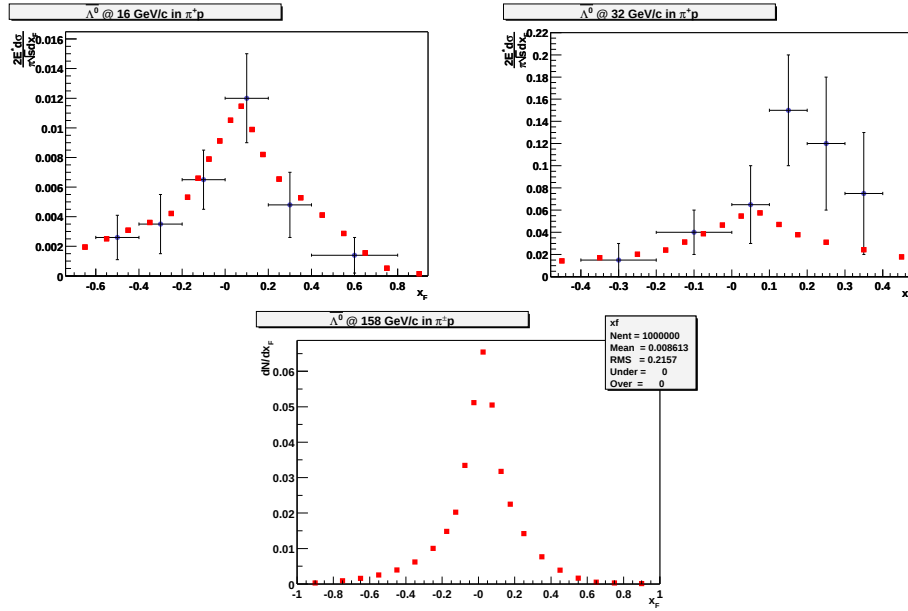
Obrázok 3.16: Závislosť účinného prierezu produkcie K_S^0 od hybnosti nalie-
tavajúcej častice v $\pi^- p$ zrážkach [28].



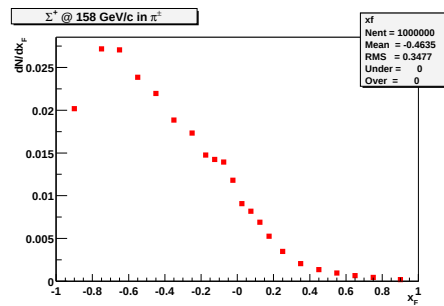
Obrázok 3.17: Porovnanie X_F rozdelení z mojej parametrizácie s meranými rozdeleniami [28–30] pre Λ^0 v π^-p zrážkach. Na grafoch štvorčky predstavujú moju parametrizáciu a krúžky merané dáta.

poklad vychádza z pomerov platných v pp zrážkach. Z tohoto predpokladu máme $n_{\Sigma^+} = 0.027$ a $n_{\Sigma^-} = 0.008$.

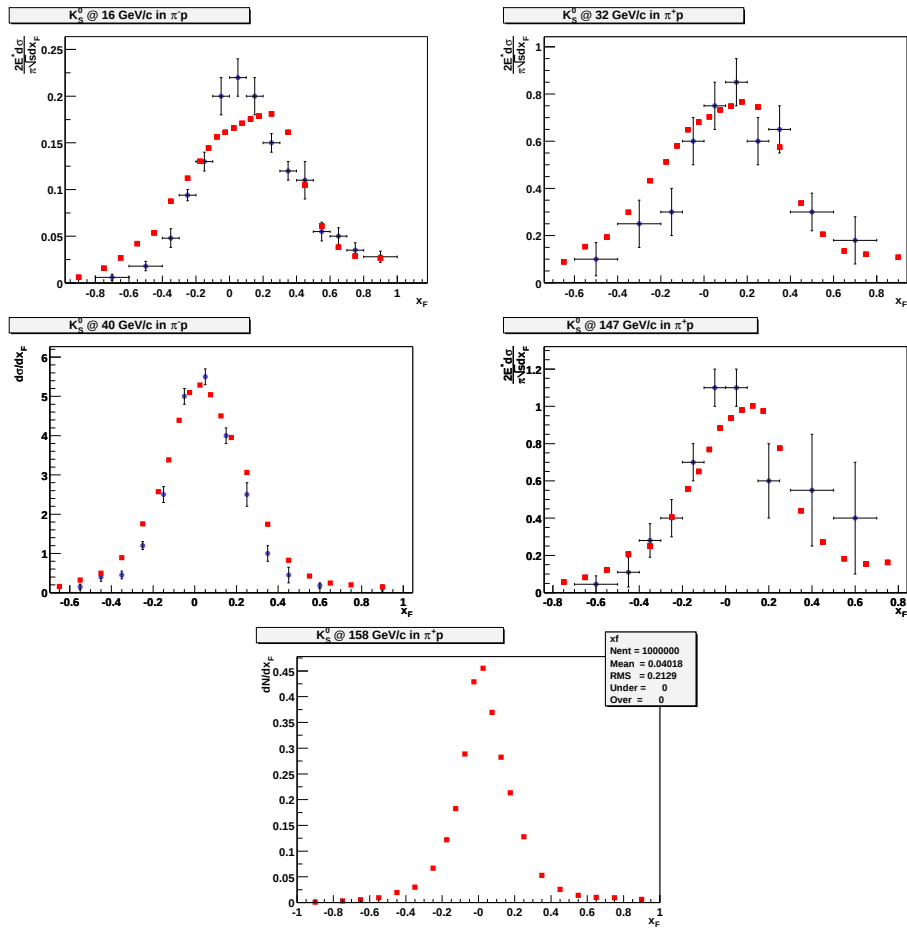
Na grafe 3.17 sú X_F rozdelenia Λ^0 z rôznych experimentov [28–30] spolu s mojou parametrizáciou týchto dát. Tu ešte existujú merania v dostatočne veľkom rozsahu počiatočných hybností, ako aj väčšej časti fázového priestoru. Pre $\bar{\Lambda}^0$ je situácia oveľa horšia, keďže meraní je podstatne menej. Tu som našiel len dve merania [29, 31] v π^+p zrážkach, ktoré sa dali použiť na parametrizáciu a tieto sú zobrazené na grafe 3.18. Poslednou časticou, pre ktorú existujú merania X_F rozdelenia v πp zrážkach je K_S^0 . Tu som použil údaje aj z π^+p aj z π^-p zrážok [20, 28, 29, 31]. Získanú parametrizáciu spolu s meranými rozdeleniami možno nájsť na grafe 3.20. Pre častice Σ^+ a Σ^-



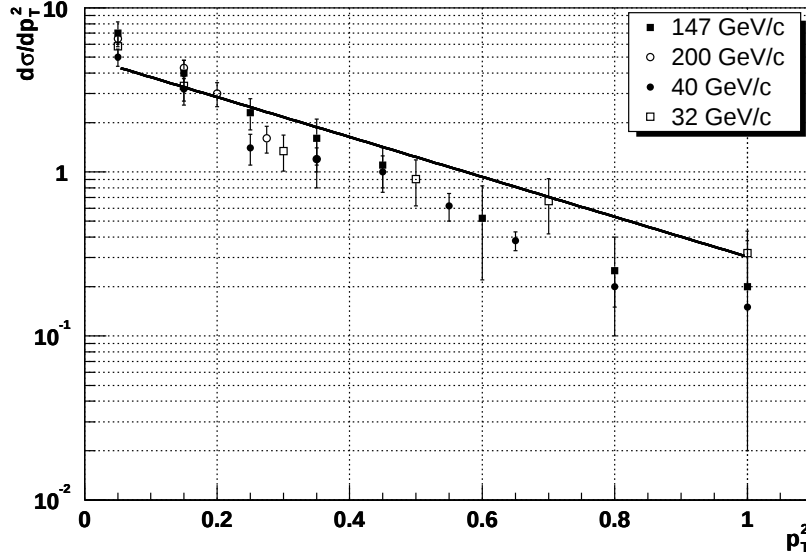
Obrázok 3.18: Porovnanie X_F rozdelení z mojej parametrizácie s meranými rozdeleniami [29, 31] pre Λ^0 v $\pi^+ p$ zrážkach.



Obrázok 3.19: X_F rozdelenie pre Σ^+ v $\pi^+ p$. Pre túto časticu v tejto interakcii neexistujú merania.



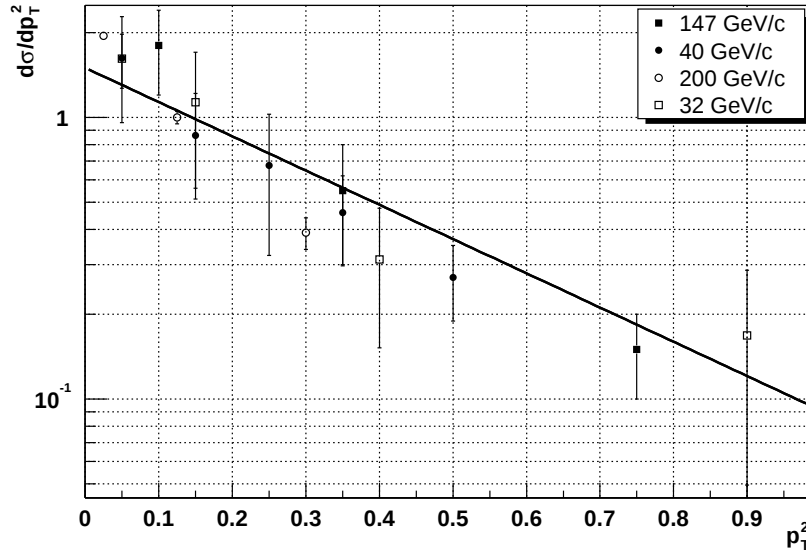
Obrázok 3.20: Porovnanie mojej parametrizácie X_F rozdelenia s existujúcimi dátami [20, 28, 29, 31] pre K_S^0 v $\pi^\pm p$ zrážkach.



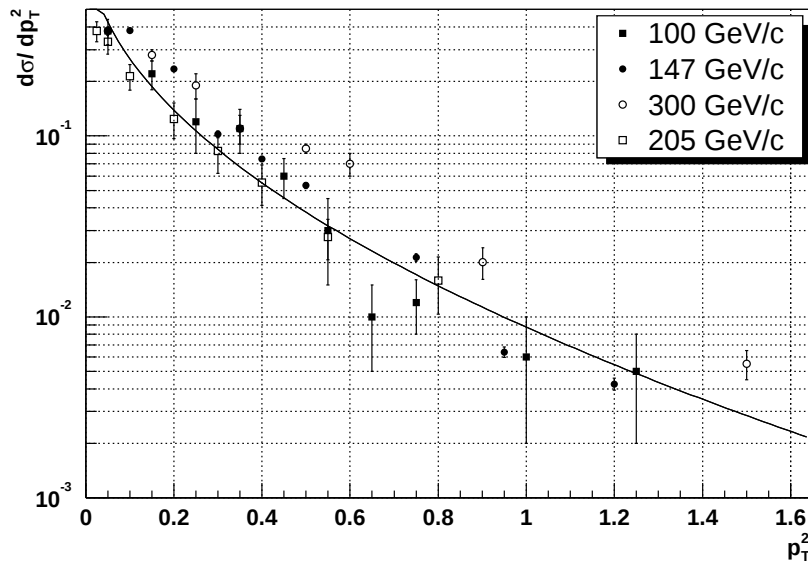
Obrázok 3.21: $d\sigma/dp_T^2$ pre Λ^0 v $\pi^\pm p$ zrážkach. Čiara predstavuje parametrizáciu úmernú $\exp(-2.8p_T^2)$. Na grafe sú porovnané rozdelenia pri viacerých energiách [20, 28, 30, 31].

merania neexistujú, takže na rad prichádzajú predpoklady. Pre $\bar{\Sigma}^-$ som zvolil rovnaký predpoklad, ako v pp zrážkach a teda X_F rozdelenie pre $\bar{\Sigma}^-$ v πp zrážkach som zobral rovnaké ako pre $\bar{\Lambda}^0$ v πp zrážkach. Pre Σ^+ som v zadnej hemisfére ($X_F < 0$) zobral rovnaké rozdelenie ako v pp zrážkach a v prednej hemisfére rozdelenie rovnaké ako pre Λ^0 v πp zrážkach. Výsledné rozdelenie pre Σ^+ je zobrazené na grafe 3.19.

Na záver sa ešte pozrime na p_T rozdelenia V-častíc v πp zrážkach. Hneď na začiatok uvediem, že pre častice, kde neexistujú merania, som použil predpoklady. V prípade Σ^+ som uvažoval rozdelenie v priečnej hybnosti rovnaké, ako má častica Λ^0 a pre $\bar{\Sigma}^-$ zase rozdelenie rovnaké ako v prípade častice $\bar{\Lambda}^0$. Na grafe 3.21 je rozdelenie $d\sigma/dp_T^2$ pre Λ^0 [20, 28, 30, 31]. Taktiež je tam zobrazená moja parametrizácia tohoto rozdelenia. Na parametrizáciu som použil funkciu (3.8) s parametrom $A = 2.8$. Okrem údajov vynesných na grafe možno nájsť ešte aj ďalšie merania, hlavne pri nízkych energiách [27, 29, 32] a dve práce [30, 33] pri vyšších energiách. Celkove možno povedať, že merania pri rôznych energiách ukazujú rovnaké p_T rozdelenia [30]. Pre časticu $\bar{\Lambda}^0$ je podobné rozdelenie na grafe 3.22. Taktiež je na ňom zobrazená moja parametrizácia, ktorá je rovnaká ako v prípade Λ^0 . Údaje na grafe sú z prác [20, 28, 30, 31]. Okrem zobrazených meraní ešte existujú merania pri níz-



Obrázok 3.22: $d\sigma/dp_T^2$ pre $\bar{\Lambda}^0$ v $\pi^\pm p$ zrážkach. Čiara predstavuje parametrizáciu úmernú $\exp(-2.8p_t^2)$. Na grafe sú porovnané rozdelenia pri viacerých energiách [20, 28, 30, 31].

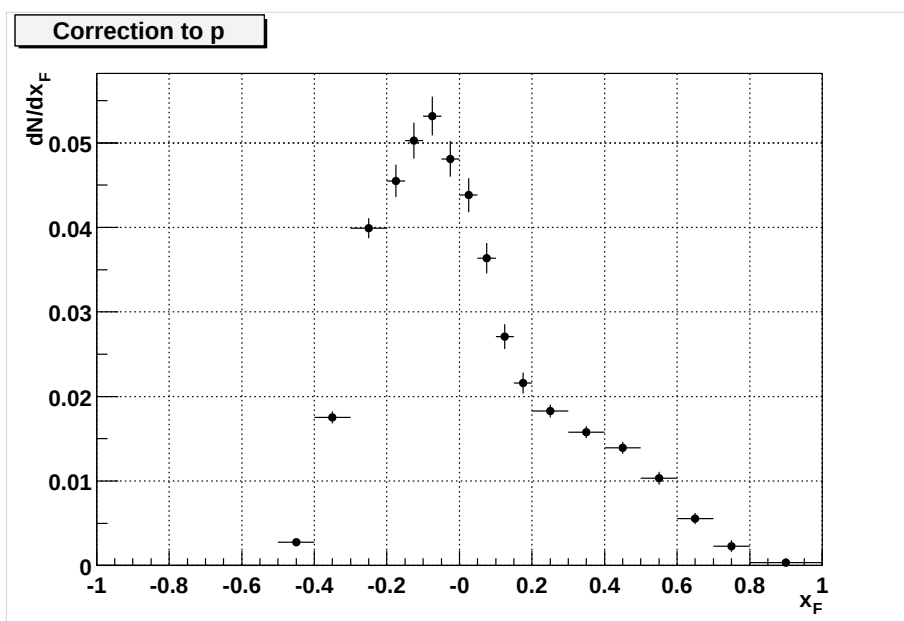


Obrázok 3.23: $d\sigma/dp_T^2$ pre K_S^0 v $\pi^\pm p$ zrážkach. Čiara predstavuje parametrizáciu úmernú $\exp(-5.0p_t)$. Na grafe sú porovnané rozdelenia pri viacerých energiách [20, 28, 30, 31].

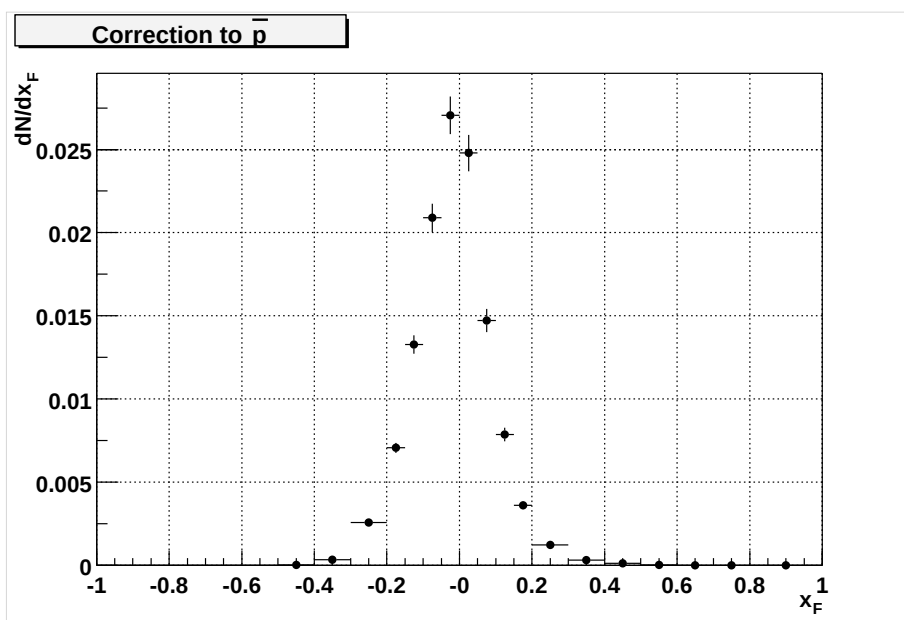
kých energiách [27, 29, 32] a merania pri vyšších energiách [30, 33], ktoré som nespomenul. V práci [30] možno nájsť merania pri niekoľkých energiách v tom istom experimente a výsledky ukazujú, že v našom energetickom rozsahu je p_T rozdelenie konštantné. Okrem toho je evidencia, že p_T rozdelenie v π^-p a π^+p zrážkach sú rovnaké [27]. Poslednou časticou, pre ktorú máme merania je K_S^0 . Na grafe 3.23 sú dáta pri štyroch rôznych energiách [20, 28, 30, 31]. Parametrizácia má tvar podľa rovnice (3.9) s $A = 5$. Aj pre túto časticu, podobne ako pre Λ^0 a $\bar{\Lambda}^0$, je evidencia, že p_T rozdelenia pri rôznych počiatočných energiách je rovnaké [30]. Taktiež máme náznak, že p_T rozdelenie je rovnaké pre obidva náboje počiatočného piónu [27]. Existuje niekoľko ďalších meraní, ktoré možno nájsť v prácach [19, 29, 32].

3.5 Výsledky

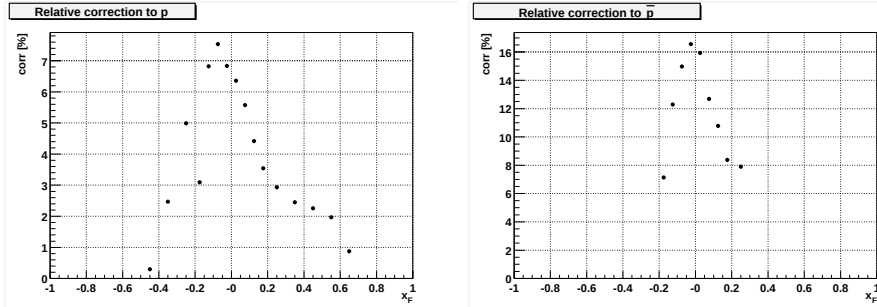
Na záver kapitoly by som ešte zosumarizoval výsledky. Samotné výsledky v princípe nie sú veľmi zaujímavé pre ľudí mimo experimentu NA49, ale čitateľ môže získať predstavu, o akých veľkých efektoch sa bavíme. Výsledky uvádzam v multiplicitate, keďže výpočty som robil v nej a vzťah medzi multiplicitou a účinným prierezom je jednoduchý a jednoznačný. Tento vzťah je vyjadrený rovnicou 3.10, kde $\sigma(inelastic) = 31.7 mb$ pre pp zrážky, $\sigma(inelastic) = 20.97 mb$ pre π^-p a $\sigma(inelastic) = 20.33 mb$ pre π^+p . Na grafe 3.24 je zobrazená absolútna hodnota V-korekcie pre protóny v závislosti od x_F detekovaného protónu. Celkove možno povedať, že v zadnej hemisfére je korekcia väčšia ako v prednej, čo zodpovedá naivným očakávaniam. Pokles V-korekcie pre $x_F < -0.1$ je spôsobený stratou akceptancie. Pre získanie predstavy o veľkosti tohoto efektu si treba uvedomiť, že $dN/dx_F(x_F = 0) \approx 0.6$, čiže korekcia je na úrovni zhruba 6.5% pre $x_F = 0$. Relatívnu veľkosť V-korekcie vzhľadom na inkluzívne x_F rozdelenie protónov pozri na grafe 3.26. Na ďalšom grafe 3.25 je V-korekcia pre antiprotóny v pp zrážkach. V tomto prípade je korekcia viac sústredená do oblasti okolo $x_F = 0$. Toto je spôsobené faktom, že V-častice, ktoré sa rozpadajú na antiprotóny, sú viac sústredené okolo $x_F = 0$. V relatívnom vzťahu k meraným antiprotónom je V-korekcia pre antiprotóny vyššia, keď pre $x_F = 0$ dosahuje 16%. Celú relatívnu V-korekciu k antiprotónom možno nájsť na grafe 3.26. V-korekciu k piónom zobrazovať nebudem. Pre ňu však možno povedať, že je sústredená výrazne do oblasti okolo $x_F = 0$, vzhľadom na fakt, že všetky rozpady, ktoré prispievajú, sú rozpady s malou hybnosťou dcérskych produktov v klúdovej sústave V-častice. Relatívna veľkosť V-korekcie k piónom je zhruba do tých 2% pre $x_F = 0$. Čo sa týka neutrónov, tu je relatívna korekcia vyššia ako v prípade protónov. Maximum v relatívnej mierke je zhruba 12%, čo je spô-



Obrázok 3.24: Absolútna hodnota V-korekcie pre protóny v pp zrážkach ako funkcia x_F protónu.



Obrázok 3.25: Absolútna hodnota V-korekcie pre antiprotóny v pp zrážkach ako funkcia x_F antiprotónu.



Obrázok 3.26: Relatívna hodnota V-korekcie pre protóny a antiprotóny v pp zrážkach. Získaná je ako absolútna V-korekcia podelená rozdelením protónov, prípadne antiprotónov meraných v experimente.

sobené tým, že všetky detekované neutróny sú automaticky rekonštruované na hlavný vertex. Taktiež treba prirátat aj príspevok antineutrónov, keďže tie nevieme od neutrónov odlíšiť.

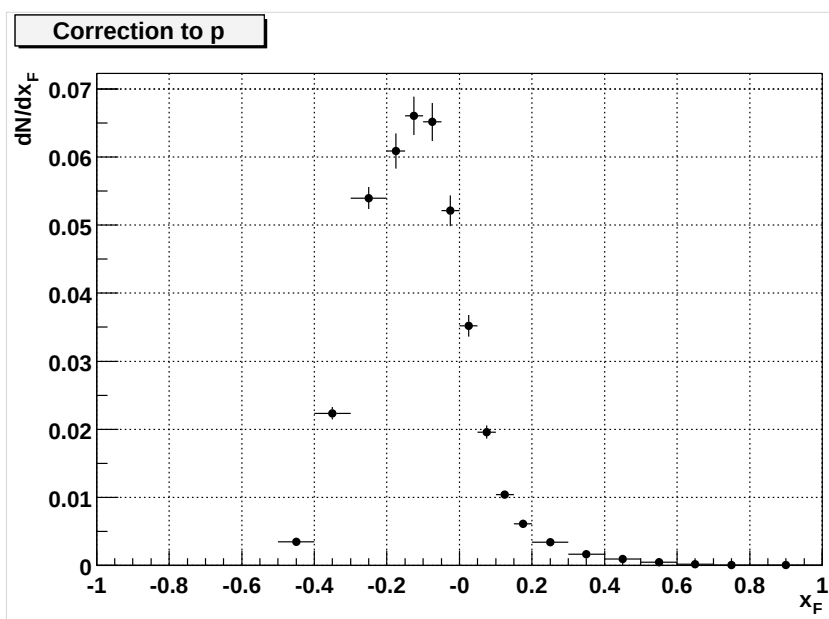
Podobne ako pre pp zrážky, aj pre πp zrážky uvádzam na grafe 3.27 absolútnu hodnotu V-korekcie v závislosti od x_F protónu a na grafe 3.28 absolútnu hodnotu V-korekcie pre antiprotóny. Vzhľadom na fakt, že som uvažoval v multiplicitách a tam možno povedať, že produkcia V-častíc je rovnaká pre π^-p a π^+p zrážky, aj absolútna hodnota V-korekcie pre obe tieto interakcie bude v multiplicitách rovnaká. Rozdiel je zato mierne viditeľný, ak sa začneme zaujímať o relatívnu hodnotu korekcie. Tieto sú na grafe 3.29 pre π^-p interakcie a na grafe 3.30 pre π^+p interakcie. Rovnako ako v prípade pp zrážok ani tu neuvádzam výslednú V-korekciu pre pióny, no tá je v relatívnom ponímaní na zhruba rovnakej úrovni, ako v pp zrážkach a teda maximum jej relatívnej hodnoty je okolo 2%. Taktiež máme zrátanú aj V-korekciu k neutrónom v $\pi^\pm p$ reakciách.

Celkove možno povedať, že správanie V-korekcie je veľmi podobné medzi pp a πp interakciami. Rozdiely v absolútnych korekciách sú dané rozdielmi v produkcii V-častíc, no treba dodať, že rovnako aj v produkcii tzv. stabilných častíc, teda protónov, antiprotónov a nabitých piónov, sú podobné rozdiely medzi pp a πp interakciami ako v produkcii V-častíc a teda relatívne ovplyvnenie spektier je podobné medzi pp a $\pi^\pm p$ interakciami.

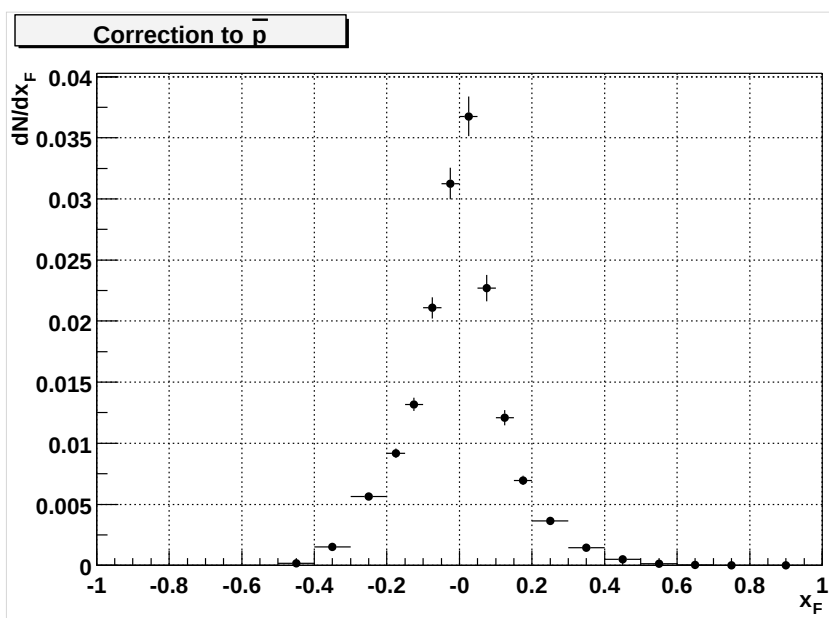
3.6 Záverečné poznámky

Na záver kapitoly by som ešte chcel doplniť zopár poznámok, ktoré môžu pomôcť vyjasniť niektoré otázky.

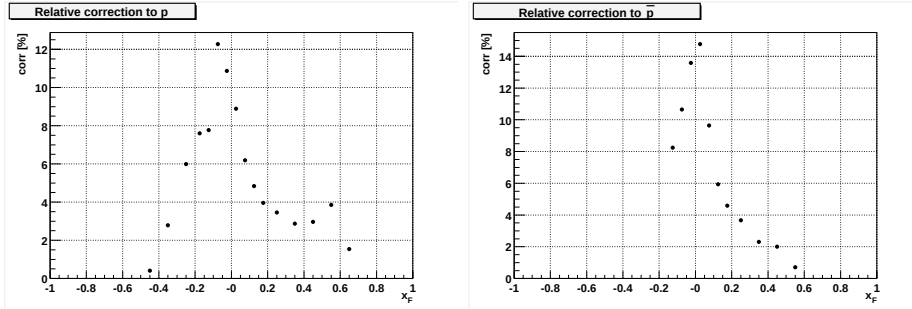
Prvou z nich je, prečo sa pri rátaní spoliehať na rozumnosť p_T rozdelení



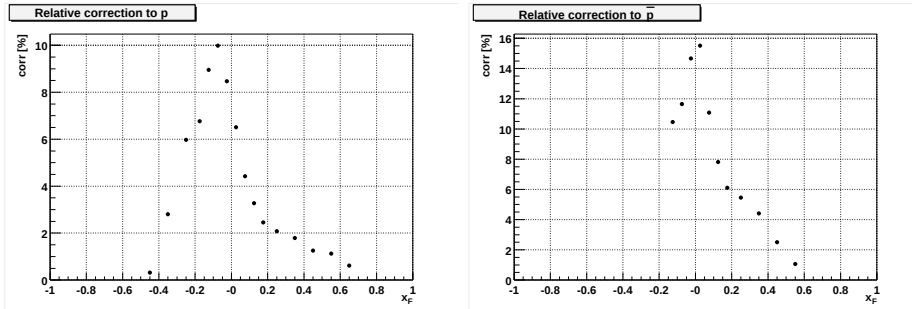
Obrázok 3.27: Absolútna hodnota V-korekcie pre protóny v πp zrážkach ako funkcia x_F protónu.



Obrázok 3.28: Absolútna hodnota V-korekcie pre antiprotóny v πp zrážkach ako funkcia x_F antiprotónu.



Obrázok 3.29: Relatívna hodnota V-korekcie pre protóny a antiprotóny v $\pi^- p$ zrážkach. Získaná je ako absolútna V-korekcia podelená rozdelením protónov, prípadne antiprotónov meraných v experimente.



Obrázok 3.30: Relatívna hodnota V-korekcie pre protóny a antiprotóny v $\pi^+ p$ zrážkach. Získaná je ako absolútna V-korekcia podelená inkluzívnymi rozdeleniami.

v modeli VENUS, prečo nerátať V-korekciu ako funkciu x_F a p_T zároveň. K tomuto treba povedať, že je naozaj lepšie rátať v binoch x_F a p_T , ale takéto rátanie je náročné na výpočtový čas, ktorý v čase práce na tomto probléme bol obmedzený. Neskôr som štúdiu závislosti V-korekcie od pričnej hybnosti urobil a výsledky sú také, že istá závislosť na pričnej hybnosti tam je, ale výsledky nie sú zaujímavé pre širokú verejnosť.

Ďalšou otázkou je, prečo rozdeliť výpočet do dvoch krokov a v jednom z nich použiť model, o ktorom tvrdíme, že nevie popísať dosť dobre realitu. Opodstatnenie takéhoto rozdelenia je v tom, že prvý krok výpočtu je v podstate výpočet akceptancie a tento by mal byť nezávislý od toho, ako v skutočnosti príroda funguje. Ak by tento výpočet mal závisieť od fungovania prírody, potom by bolo problematické sa čokoľvek o prírode z experimentu dozvedieť. Samozrejme, že by to chcelo urobiť aj nejaké testy, nakoľko sa líši korekcia získaná takouto metódou a inými metódami. Jednou z iných metód by napríklad mohlo byť iba simulácia detekcie V-častíc priamo z mo-

jej parametrizácie. Problémom tu zostáva, že takéto simulácie nie sú úplne priamočiare a vyžadujú si čas.

Poslednou vecou, ktorú by som tu rád spomenul, je fakt, že pri porovnaní výslednej V-korekcie s jednoduchým modelom z časti 3.2 zistíme rádovú zhodu. Samozrejme, že presnú predpoveď nemožno urobiť s takým jednoduchým modelom. Na druhej strane nám tento model poskytuje istú kontrolu, keďže výsledná V-korekcia je rádovo rovnaká a teda aj otázky zložitejšej kontroly v tomto svetle nie sú až také dôležité.

4. Projekt dizertačnej práce

Na rozdiel od predchádzajúcich dvoch kapitol, ktoré sa venovali technickým otázkam, táto sa bude venovať otázkam fyzikálnym. Hlavnou úlohou kapitoly je zodpovedať otázku, akému fyzikálnemu výskumu sa bude venovať moja dizertačná práca. V krátkosti povedané, cieľom výskumu je preštudovanie produkcie rezonancií v nukleón protónových, prípadne protón olovených zrážok v experimente NA49. O tom, prečo má takáto štúdia zmysel, je práve táto kapitola. Tiež zhrniem dôležité kroky, ktoré treba na ceste k cieľu urobiť.

4.1 Motivácia

Štúdiom rôznych typov zrážok sa objavil efekt tzv. rezonančnej dominance [34]. V tomto efekte ide o to, že veľká časť hadrónov vo finálnom stave (π , K , p , $\bar{p}$) sa nerodí priamo v zrážke, ale sú produktami rozpadov rezonancií. Na podporu takéhoto tvrdenia uveďme dva príklady. Prvý z nich je zo zrážok π^+p pri $p_{LAB} = 16 \text{ GeV}/c$, kde bolo zistené, že až 43% všetkých π^- pochádza z ρ a ω rezonancií. Okrem toho bolo taktiež zistené, že veľká časť π^+ pochádza z baryónovej rezonancie Δ^{++} . Druhý taký príklad pochádza z pp interakcií pri $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$, kde získali výsledok, že viac ako 60% všetkých nabitých piónov a kaónov pochádza z rezonancií ρ , ω , K^* .

Ďalším posilnením motivácie pre štúdium rezonancií je otázka dynamiky hadrón-nukleónovej zrážky. Čo sa tohoto týka, najviac akceptovaným pohľadom na dynamiku zrážky je taký, že v prvej fáze zrážky efektívne interagujú dva partóny z rôznych hadrónov, ktoré potom naťahujú strunu, ktorá sa trhá a postupne hadronizuje [35]. Tento pohľad je základom pre modely ako napríklad PYTHIA [35, 36]. V týchto modeloch sa samozrejme produkujú rezonancie, no sú obmedzené iba na nižšie rezonančné stavy. Jedným z alternatívnych pohľadov je taký, že v zrážke interagujú spolu v podstate celé nukleóny, pričom tieto sa v prvej fáze excitujú na vysoké hmoty a následne sa tieto rozpadajú v niekoľkých krokoch až na stabilné častice. V extrémnom prípade môže nastať situácia, kde na strane terčiku aj na strane projektilu vznikne extrémne ťažký objekt. Tieto dva objekty sa potom rozpadajú v niekoľkých krokoch až na stabilné častice. Takýto pohľad je extrémny, ale vyvoláva prirodzenú otázku, či sa v skutočnosti pri trhaní strún neproduku-

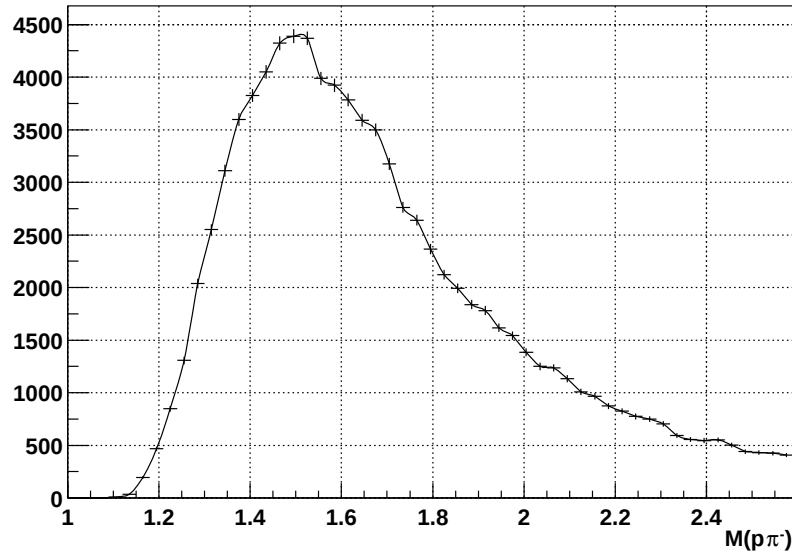
jú aj ťažšie rezonancie. Pre nás je dôležitá otázka, čo môže v nazeraní na svet povedať experiment. Práve otázka produkcie ťažkých rezonancií (napr. $N^*(1440)$, $N^*(1520)$, $N^*(1650)$, ...) môže priniesť informácie o dynamike zrážky. Okrem toho je legitímna nielen otázka, koľko piónov či protónov sa produkuje priamo a koľko z rozpadov ľahkých rezonancií, ale aj otázka, koľko ľahkých rezonancií pochádza z rozpadov rezonancií ťažších.

4.2 Metóda

Z experimentálneho hľadiska je štúdium produkcie rezonancií náročným problémom. Hlavná potiaž spočíva vo veľmi krátkej dobe života, vďaka ktorej sa rezonancie rozpadajú ešte v terčíku a teda v detektore ich nevidieť. Štandardný prístup k vyhľadávaniu rezonancií je potom taký, že sa získa rozdelenie invariantných hmôt dcérskych častíc, na ktorom sa hľadajú píky zodpovedajúce jednotlivým rezonanciám. No ani táto technika nie je bezproblémová, keďže experimentátor nevie, ktoré finálne častice pochádzajú z tej istej rezonancie a ktoré z rôznych rezonancií. Toto sa rieši tak, že sa do rozdelenia invariantných hmôt použijú všetky kombinácie. Týmto však získame okrem píku aj isté pozadie z kombinácií, ktoré nepochádzajú z tej istej rezonancie. S týmto pozadím potom súvisia najväčšie problémy pri štúdiu rezonancií, keďže tvar pozadia nie je známy.

Klasickým prístupom ako odčítať pozadie z hmotnostného rozdelenia je fitovanie rozdelenia súčtom píku a pozadia. Pre pík sa využíva tzv. relativistický Breit-Wigner [37] a pre pozadie sa najčastejšie používa hladká funkcia, ktorá má pre vysoké hmoty tvar exponenciály. Iným prístupom je metóda event mixing [38], v ktorej sa pozadie odhaduje použitím rozdelenia invariantných hmôt párov častíc pochádzajúcich z rôznych eventov. Táto metóda bola podrobne študovaná v práci Braciníka [39], kde bola aj použitá pre zistenie účinného prierezu delta rezonancií.

Cieľom tejto práce je preskúmať produkciu ťažších rezonancií v pp interakciách. K tomu, aby sa takáto štúdia dala urobiť, však treba prispieť aj k štúdiu samotnej metódy. Táto bola zatiaľ dôkladne preskúmaná pre prípad jednej rezonancie v evente, no ukazuje sa, že je potrebné aj štúdium prípadu s viacerými rezonanciami v evente. Predbežné štúdie už boli začaté, no treba ich dopracovať. Ďalším metodologickým problémom je použitie metódy na viacčasticové rozpadové kanály, ktoré majú isté výhody oproti dvojčasticovým. Hlavnými výhodami sú jednoduché odrezanie nižších stavov, ako aj možnosť hľadania kladne nabitého rezonančného stavu, ktorý je v pp zrážkach pravdepodobnejší ako neutrálny rezonančný stav. Pre hľadanie neutrálnych vyšších rezonancií je zaujímavejšia reakcia np , pre ktorú je



Obrázok 4.1: Rozdelenie invariantných hmotností páru $p\pi^-$ v pp zrážkach.

momentálne nízka štatistika, ale experiment má stále záujem podstatne zvýšiť štatistiku pre túto reakciu [40]. Ďalším zaujímavým problémom je potom otázka, čo sa deje v zložitejších reakciách, kde projektil môže interagovať viackrát. Takýmto prípadom sú zrážky pPb , ktoré experiment tiež študuje a teda dáta sú k dispozícii. Pre takéto zrážky však treba najprv preštudovať metódu.

Na záver by som ešte pripojil jedno rozdelenie invariantnej hmotnosti páru $p\pi^-$ (graf 4.1). Na častice do tohto rozdelenia boli aplikované kinematické obmedzenia, ktoré mali za úlohu potlačiť stavy s nízkou hmotnosťou a teda zvýrazniť stavy s vysokou hmotnosťou. Na tomto príklade vidieť prvé náznaky produkcie rezonancií s hmotami okolo 1520 MeV a 1560 MeV .

4.3 Ciele

Cieľom práce je pomocou štúdia produkcie ťažkých rezonancií prispieť k pochopeniu dynamiky hadrónových zrážok pri malých prenesených hybnostiach a nájsť spoločných a odlišných charakteristík hadrón protónových a hadrón jadrových zrážok. Ďalším cieľom by mohlo byť štúdium izospinových efektov za použitia rôznych projektílov, no tento cieľ závisí od toho, či získame príslušné dáta alebo nie. K naplneniu týchto cieľov vedú nasledujúce úlohy:

- Preštudovať metódu event mixingu pre prípad viacerých rezonancií v evente.
- Preštudovať metódu event mixingu pre trojčasticový, prípadne aj viacčasticový rozpadový kanál.
- Experimentálne zistiť, či sa v pp interakciách produkujú ťažšie baryónové rezonancie a aký je ich účinný prierez.
- V prípade dostupnosti dát preštudovať produkciu baryónových rezonancií v np interakcii.
- Preštudovať metódu event mixingu pre prípad hadrón jadrových zrážok.
- Porovnať produkciu baryónových rezonancií v pPb s pp , prípadne np interakciami.

A. Kinematické veličiny

V tejto časti udávam definície často používaných kinematických veličín. Pre podrobnejšie oboznámenie sa s nimi pozri napr. [41]. Jedná sa v podstate o veličiny, ktoré sa používajú namiesto pozdĺžnej hybnosti.

Prvou z nich je bezrozmerná premenná Feynmanovo x . Táto veličina sa zvykne definovať hlavne v sústave hmotného stredu a definuje sa vzťahom

$$X_F = \frac{p_l^*}{|p_l^*|_{max}} \quad (\text{A.1})$$

Tu p_l^* je pozdĺžna hybnosť častice v sústave hmotného stredu a $|p_l^*|_{max}$ je maximálna hybnosť, ktorú môže častica získať, teda

$$|p_l^*|_{max} = \sqrt{(E^*)^2_{max} - m^2} \quad (\text{A.2})$$

Občas sa namiesto definície (A.1) zvykne používať definícia

$$X_F = \frac{2p_l^*}{\sqrt{s}} \quad (\text{A.3})$$

Táto definícia je jednoduchšia na výpočty a v limite, keď hmotnosť častice je zanedbateľná prechádza na definíciu (A.1). Výhodou veličiny X_F je, že jej minimálna a maximálna hodnota nezávisia od $\sqrt{s}$, čo ju robí vhodnou na porovnávanie údajov nameraných pri rôznych $\sqrt{s}$. Nevýhodou je jej zjavná relativistická neinvariantosť.

Druhou často používanou veličinou je rapidita. Podobne, ako v prípade X_F , ide o bezrozmernú veličinu. Definovaná je vzťahom

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_l}{E - p_l} \quad (\text{A.4})$$

kde E je energia častice a p_l je pozdĺžna hybnosť. Táto veličina sa využíva aj v laboratórnej sústave aj v sústave hmotného stredu, pričom transformácia medzi nimi je nasledovná

$$y^* = y + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \quad (\text{A.5})$$

V sústave hmotného stredu môže byť jej maximálna hodnota, ktorú môže nadobudnúť pri danom p_T

$$y_{max}^* = \ln \frac{E_{max} + \sqrt{E_{max}^2 - m_T^2}}{m_T} \quad (\text{A.6})$$

Tu E_{max} je maximálna energia, ktorú môže častica nadobudnúť a m_T je priečna hmotnosť daná vzťahom

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} \quad (\text{A.7})$$

Tento prehľad ukončím vzťahmi na výpočet energie a hybnosti ak poznáme rapiditu. Ľahko sa dá ukázať, že platí

$$E = m_T \cosh y \quad (\text{A.8})$$

$$p_l = m_T \sinh y \quad (\text{A.9})$$

Výpočet X_F je potom už jednoduchý a teda dostávame

$$X_F = \frac{\sinh y^*}{\sinh y_{max}^*} \quad (\text{A.10})$$

Literatúra

- [1] S. Afanasiev et al., Nucl. Instrum. Meth. **A430** (1999), 210–244.
- [2] C. De Marzo et al., Nucl. Instrum. Meth. **217** (1983), 405–417.
- [3] K. Werner, Phys. Rept. **232** (1993), 87–299.
- [4] B. Andersson, G. Gustafson, Hong Pi, Z. Phys. **C57** (1993), 485–494.
- [5] H. Appelshauser, NA49 Internal Note, č. 49, 1995.
- [6] F. Bieser et al., NIM **A385** (1997), 535.
- [7] W. et al. Rauch, IEEE Trans. Nucl. Sci. **41** (1994), 30.
- [8] R. Zybert, NA49 Internal Note, č. 34, 1993.
- [9] D. E. Groom et al, Euro. Phys. Jour. **15** (2000), 1.
- [10] T. Susa for NA49 Collaboration, Nucl. Phys. **A698** (2002), 491c.
- [11] H. Blumenfeld et al., Phys. Lett. **45B** (1973), 528–530.
- [12] K. Jaeger et al., Phys. Rev. **D11** (1975), 1756.
- [13] K. Jaeger, D. Colley, L. Hyman, J. Rest, Phys. Rev. **D11** (1975), 2405.
- [14] F. LoPinto et al., Phys. Rev. **D22** (1980), 573–581.
- [15] A. Sheng et al., Phys. Rev. **D11** (1975), 1733.
- [16] V. Blobel et al., Nucl. Phys. **B69** (1974), 454–492.
- [17] V. V. Ammosov et al., Nucl. Phys. **B115** (1976), 269–286.
- [18] J. W. Chapman et al., Phys. Lett. **47B** (1973), 465–468.
- [19] J. Erwin et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975), 142–144.

- [20] D. Brick et al., Nucl. Phys. **B164** (1980), 1–24.
- [21] M. Asai et al., Z. Phys. **C27** (1985), 11–19.
- [22] T. Okusawa et al., Europhys. Lett. **5** (1988), 509–515.
- [23] J. Whitmore, Phys. Rep. **10** (1974), 273–373.
- [24] H. Kichimi et al., Phys. Rev. **D20** (1979), 37–52.
- [25] B. Y. Oh G. A. Smith, Nucl. Phys. **B49** (1972), 13–21.
- [26] D. Drijard et al., Z. Phys. **C12** (1982), 217–224.
- [27] P. H. Stuntebeck et al., Phys. Rev. **D9** (1974), 608–620.
- [28] N. S. Angelov et al., Dubna Preprint, č. P1-81-5, 1981.
- [29] E. Balea et al., Nucl. Phys. **B163** (1980), 21–45.
- [30] N. N. Biswas et al., Nucl. Phys. **B167** (1980), 41–60.
- [31] I. V. Ajinenko et al., Nucl. Phys. **B165** (1980), 1–18.
- [32] P. Bosetti et al., Nucl. Phys. **B94** (1975), 21.
- [33] I. V. Azhinenko et al., Z. Phys. **C44** (1989), 573.
- [34] W. Kittel K. Fialkowski, Rept. Prog. Phys. **46** (1983), 1283–1392.
- [35] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjostrand, Phys. Rept. **97** (1983), 31–145.
- [36] Torbjorn Sjostrand, Comput. Phys. Commun. **82** (1994), 74–90.
- [37] J. D. Jackson, Nuovo Cim. **34** (1964), 1644–1666.
- [38] D. Drijard, H. G. Fischer, T. Nakada, Nucl. Instr. Meth. **A225** (1984), 367.
- [39] Juraj Bracíník, *Plynové polohovocitlivé detektory vo fyzike vysokých energií*, Dizertačná práca, MFF-UK, Bratislava, 2000.
- [40] S. V. Afanasiev et al., Preprint, č. CERN-SPSC-2002-008, 2002.
- [41] I. L. Rozental V. I. Goldanskij, J. P. Nikitin, *Kinematiceskoje metody v fizike vysokich energiij*, Nauka, Moskva, 1987.