

**MATEMATICKO–FYZIKÁLNA FAKULTA
UNIVERZITA KOMENSKÉHO
BRATISLAVA**

Katedra jadrovej fyziky

**Vplyv V častíc na inkluzívne spektrá
v experimente NA49.**

Bratislava
2000

Diplomant: Michal Kreps
Školiteľ: Mgr. Juraj Braciník

Vyhlasujem, že som predkladanú diplomovú prácu vypracoval samostatne s použitím literatúry uvedenej v zozname.

Ďakujem Mgr. Jurajovi Braciníkovi za odborné rady a ochotnú pomoc pri vypracovávaní diplomovej práce.

Obsah

1	Úvod	3
2	Experiment NA49	5
2.1	Úvod	5
2.2	Akceptancia, trigger a určovanie centrality	7
2.3	TPC-plyn a monitorovanie.	9
2.4	Proporcionálne komory	10
2.5	Elektronika	12
2.6	Vyhľadávanie stôp a rozlíšenie	13
2.7	Identifikácia častíc	14
2.8	Fyzikálny program	16
3	Veličiny používané vo fyzike vysokých energií	17
3.1	Úvod	17
3.2	Súradné sústavy a prechod medzi nimi	17
3.2.1	Súradné sústavy	17
3.2.2	Lorentzove transformácie	18
3.3	Exkluzívny a inkluzívny proces	19
3.4	Ďalšie používané kinematické veličiny	20
3.5	Účinný prierez reakcie	22
4	Odhad korekcie k inkluzívnym spektrám	25
4.1	Úvod	25
4.2	Horný odhad spektier produktov V častíc	26
4.3	Generovanie hybností	27
4.4	Dolný odhad spektier produktov V častíc	31
4.5	Presnejší model spektier produktov slabo sa rozpadajúcich častíc detekovaných na vertexe	33
4.6	Odhad korekcie k inkluzívnym spektrám	33

5	Výsledky	37
5.1	Horný odhad	37
5.2	Dolný odhad	38
5.3	Presnejší model spektier	39
5.4	Porovnanie odhadov	39
6	Záver	60

Kapitola 1

Úvod

V súčasnosti vládne v časticovej fyzike tzv. štandardný model, ktorý popisuje interakcie častíc. Tento model v sebe zahŕňa teóriu elektroslabých interakcií Weinberga a Salama a teóriu silných interakcií, kvantovú chromodynamiku (QCD). Gravitačné interakcie nie sú v tomto modeli zahrnuté, kedže sa doteraz nepodarilo úspešne zostrojiť kvantovú teóriu gravitácie podobnú teóriám elektroslabých alebo silných interakcií. Obe teórie štandardného modelu na svoje výpočty používajú poruchový počet. Čo sa týka výpočtov, teória elektroslabých interakcií je úspešnejšia, kedže nám dovoľuje rítať prakticky všetky procesy študované v experimentoch. QCD je na tom horšie, vzhľadom na fakt, že vieme spočítať iba procesy s vysokými prenesenými hybnosťami, no v mnohých experimentoch prenesené hybnosti nie sú dostatočne veľké, aby bolo možné použiť poruchový počet.

V tejto situácii, keď je nemožné použiť QCD na robenie predpovedí, vzniklo niekoľko fenomenologických modelov snažiacich sa popísať súčasné experimenty. Problémom týchto modelov je, že nevychádzajú z rovníc QCD, ale z rôznych, mnohokrát si protirečiacich predpokladov. I napriek tomu v súčasnosti všetky modely popisujú inkluzívne rozdelenia namerané rôznymi experimentami. Jednotlivé modely sa však rozchádzajú v hlbších predpovediach, akými sú napríklad semiinkluzívne rozdelenia. Preto nemožno očakávať, že by tieto modely priniesli výraznejší pokrok v oblasti neporuchovej QCD. Jediným prostriedkom, ktorý nám teda zostáva na dosiahnutie pokroku je experimentálne štúdium procesov neporuchovej QCD. Experimenty však musia mať snahu merať nielen inkluzívne rozdelenia, ale ísť ďalej a snažiť sa merať aj rôzne rozdelenia na semiinkluzívnej, prípadne až exkluzívnej úrovni. Na to sú potrebné experimenty, ktoré detekujú častice v dostatočne veľkej časti fázového priestoru, ako aj kvalitnú identifikáciu. Taktiež je na tieto štúdie potrebná vysoká štatistika.

V oblasti neporuchovej QCD sa robia experimenty už niekoľko rokov,

no doteraz boli merané takmer výlučne iba inkluzívne charakteristiky hadrónových zrážok. Mnoho týchto experimentov bolo robených ešte pomocou bublinových komôr, prípadne im podobným v zbere a spracovaní dát. V týchto experimentoch sa jednotlivé zrážky fotili a fotky sa následne ručne spracúvali. Nevýhodou týchto experimentov bola obmedzená štatistika, ktorú bolo možno takýmto spôsobom získať a spracovať. Na druhej strane v týchto experimentoch bol terčík priamo v citlivom objeme detektora, a tak sa dali dobre rozlišovať protóny či pióny vzniknuté priamo v bode zrážky, alebo či pochádzajú z rozpadu slabo sa rozpadajúcej častice (V častica), ako je napríklad Λ^0 . Z toho dôvodu do publikovaných údajov o inkluzívnych účinných prierezov pre protóny a pióny neboli zahrnuté tie, ktoré pochádzali z V častíc. V súčasnosti sa už naplno presadili elektronické experimenty, ktoré sú schopné detektovať dráhy jednotlivých častíc. V týchto experimentoch je taktiež možné na dobrej úrovni identifikovať jednotlivé častice. Tým, že elektronické experimenty sa spracúvajú pomocou počítačov, je možné nabrať a spracovať podstatne väčšiu štatistiku. V tomto prípade však už nie je jednoduché zistiť, ktoré protóny a pióny pochádzajú z V častíc a ktoré priamo z miesta zrážky. Problém sa znásobuje, pokiaľ terčík leží mimo citlivej oblasti detektora.

Jedným z takýchto elektronických experimentov je aj experiment NA49, ktorý prebieha v Európskom centre jadrového výskumu CERN pri Ženeve. Tento experiment na detekciu dráh častíc využíva štyri veľkoobjemové časovo projekčné komory (TPC). Tieto komory poskytujú dobrú akceptanciu (asi 80% všetkých vyprodukovaných častíc) vo veľkej časti fázového priestoru. Taktiež umožňujú v oblasti svojej akceptancie aj kvalitnú identifikáciu častíc, čo umožňuje merať aj semiinkluzívne charakteristiky hadrónových zrážok. Experiment však chce taktiež premerať inkluzívne charakteristiky týchto zrážok, ktoré by mali byť v zhode s predchádzajúcimi experimentami. Jedným z problémov, ktoré sa tu objavujú je aj problém určenia, koľko častíc detekovaných v mieste zrážky (vertexe) v jednotlivých oblastiach fázového priestoru, pochádza priamo zo zrážky a koľko z produkovaných V častíc. Tento problém sa študuje pomocou detailnej simulácie použitého experimentálneho zariadenia. Keďže je však toto zariadenie zložité, je potrebné mať aj nezávislú kontrolu správnosti výsledkov takejto simulácie. V rámci tejto práce som vypracoval odhady, aká časť p , π^+ a π^- detekovaných na vertexe pochádza z rozpadov V častíc.

Kapitola 2

Experiment NA49

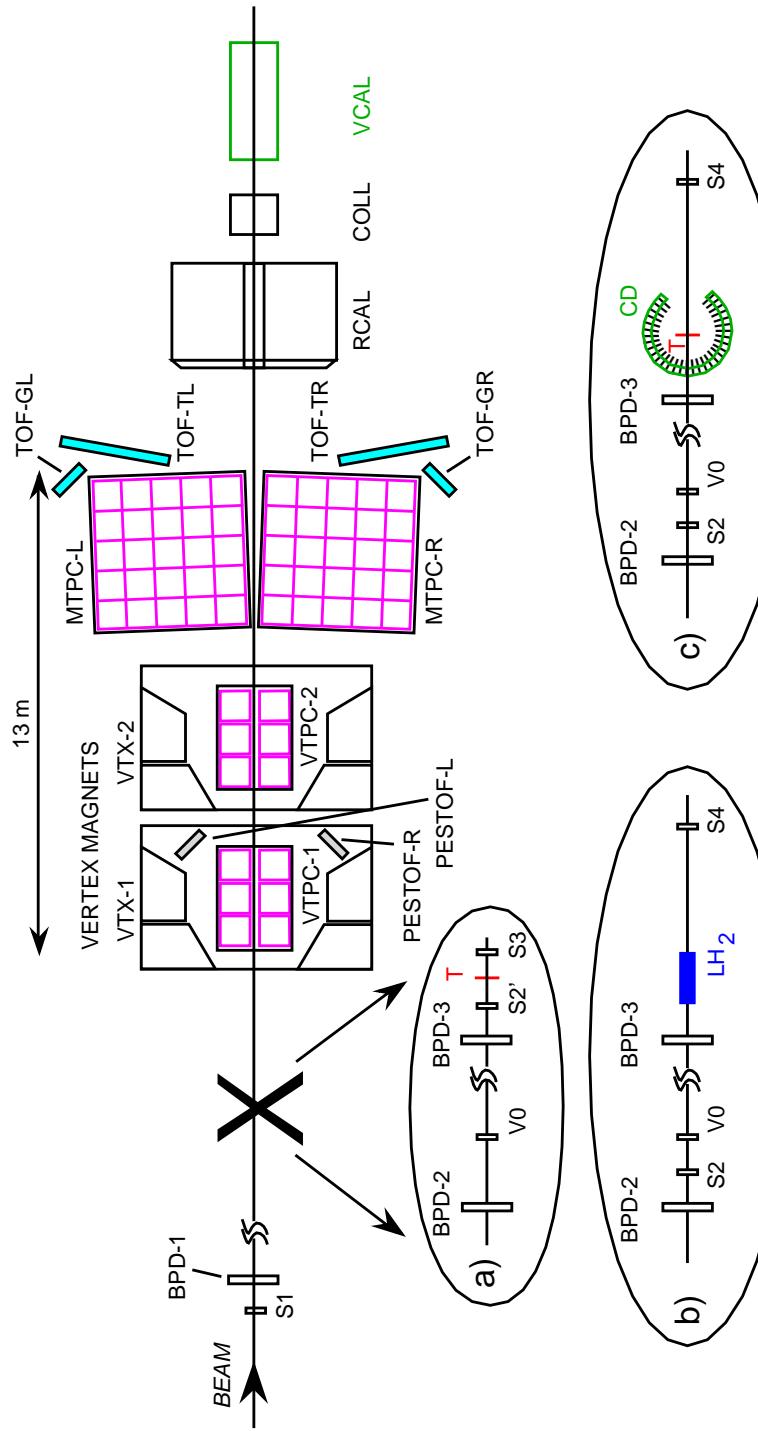
2.1 Úvod

Experiment NA49 [1] sa nachádza na urýchľovači *SPS* v Európskom centre jadrových výskumov CERN pri Ženeve. Je to experiment s pevným terčom, ktorého cieľom je študovať širokú paletu hadrónových zrážok, počnúc hadrón-nukleónovými ($\pi p, pp, \dots$) zrážkami, cez hadrón-jadrové zrážky až po zrážky ťažkých iónov ako napríklad zrážky olova na olove ($PbPb$). 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. Jeho výhodou je veľká akceptancia, schopnosť identifikácie častíc vo veľkej časti fázového priestoru ako aj možnosť kontroly centrality zrážky.

Experiment NA49 je magnetický spektrometer, ktorý využíva magnetické pole na meranie hybnosti nabitých častíc pomocou zakrivenia ich dráhy. Základ tvoria štyri veľkoobjemové časovo projekčné komory (TPC). Dve z nich (VTPC1 a VTPC2) sa nachádzajú v magnetickom poli dvoch supravodivých dipólových magnetov (viď obrázok 2.1). Ich parametre sú popísané v tabuľke 2.1. Ďalšie dve (MTPC), ktoré sú väčšie sa nachádzajú mimo magnetického poľa. 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 znižuje. Tieto komory sa používajú aj na vyhľadávanie stôp častíc, aj na identifikáciu nabitých 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

NA49 experiment



Large acceptance hadron detector

Obrázok 2.1: Experiment NA49.

detekujú častice s hybnosťami $3\text{--}12 \text{ GeV}/c^{\text{i}}$. Detektory označené ako TOF-GL a TOF-GR sú mriežkové scintilačné detektory určené na detekciu častic s hybnosťami $2\text{--}6 \text{ GeV}/c$. Detektory s označením PESTOF slúžia na zlepšenie identifikácie častic s hybnosťami pod $2 \text{ GeV}/c$. Sú to iskrové komory s úzkou štrbinou ($\approx 100 \mu\text{m}$), pracujúce so štvorkomponentnou zmesou plynu (*Ar / Isobutane / Ethylen / Butadien*). Tieto detektory sú stále vo vývoji a v experimente NA49 sú zaujímavé hlavne pre štúdium hadrón-jadrových zrážok.

Experiment ešte obsahuje dva hadrónové kalorimetre, Ring Calorimeter a Veto Calorimeter, ktoré sa používajú na triggerovanie v jadro-jadrových zrážkach. Ďalej sa tu ešte nachádzajú detektory na kontrolu polohy zväzku (BPD) a detektory na určenie, či došlo k interakcii v terčíku (S1-S4,V0, Centrality detektor).

2.2 Akceptancia, trigger a určovanie centrality

Experiment využíva geometriu experimentov na pevnom terčíku. V týchto experimentoch je stredný uholⁱⁱ, pod ktorým sú emitované produkty okolo 100 mrad , vďaka čomu sú produkty sústredené do úzkeho kužeľa smerujúceho dopredu. Táto geometria je výhodná v spojení s TPC, keďže umožňuje, aby väčšina častic letela kolmo na elektrické a magnetické pole. Pomocou TPC je možné nájsť dráhy až 80% nabitých častic produkovaných pri hadrónovej zrážke pri hybnosti zväzku $158 \text{ GeV}/c$. Straty častic 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 spôsobil zahľtenie komory. Z toho dôvodu detektor nie je sféricky symetrický. Táto medzera je tiež zodpovedná za straty v doprednej oblasti.

Druh terčíka 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

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

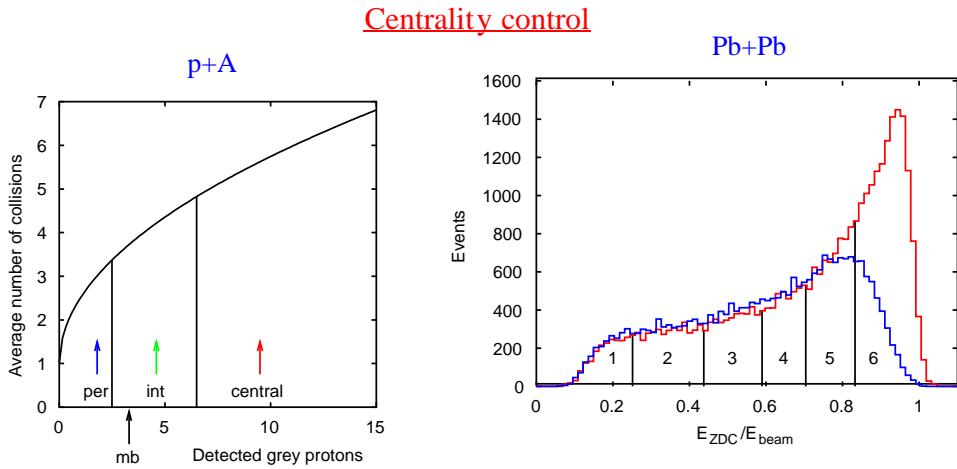
ⁱⁱIde o uhol vzhľadom na os zväzku

ⁱⁱⁱ y^* je rapidita v CMS systéme. Je to kinematická veličina, ktorej význam bude vysvetlený v nasledujúcej kapitole.

(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 antikoincidencii 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 antikoincideciou tohto detektora s už spomínanými možno vylúčiť prípady interakcie v detektore S2. V takejto definícii interakcie sú vylúčené prípady, kedy sa nalietavajúci protón málo vychýli od pôvodného smeru, čo spôsobí, že trafi detektor S4. Zo simulácií vychádza, že sa stráca 80% účinného prierezu pre pružný rozptyl a 50% účinného prierezu pre difrakciu.

Pre hadrón-jadrové zrážky sa ako terčík používa tenká fólia z daného materiálu. Doteraz sa ako terčíkový 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 detektuje 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 $1\text{ GeV}/c$. Protóny s hybnosťou pod $0.15\text{ GeV}/c$ sú odseparované pomocou tenkej medenej fólie, cez ktorú nepreletia. Zhora sú ohraničené 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, ktorý rozumne popisuje doteraz známe dátá o šedých protónoch. Na obrázku 2.2 vľavo je zobrazená závislosť počtu zrážok od detekovaných šedých protónov, ako aj rozdelenie do jednotlivých binov, ktoré experiment používa.

V prípade jadro-jadrových zrážok sa používa ten istý terčík ako pre hadrón-jadrové zrážky, rozdiel je v detektoroch, ktoré sa používajú. Ich geometria je na obrázku 2.1a. Na určovanie centrality sa v tomto prípade používa informácia s 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 osi x vynesený 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 a predpokladu, že každý interagujúci protón je viditeľný v aktívnom objeme detektora. Tento počet



Obrázok 2.2: Určovanie centrality v experimente NA49.

je možné vyrátať na základe izospinovej invariantnosti (odhaduje sa počet neutrónov) a zákona zachovania podivnosti (z rozdielu počtu K^+ a K^- je možné vyrátať počet vyprodukovaných podivných hyperónov).

2.3 TPC-plyn a 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-lovo 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 s inertného plynu a prímesy 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 rýchlosťi $\sigma_L = \sigma_T = 220\text{ }\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$, $v_d = 1.4\text{ cm}/\mu\text{s}$ pre vertexové komory a $\sigma_L = \sigma_T = 270\text{ }\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$, $v_d = 2.4\text{ cm}/\mu\text{s}$ pre hlavné komory.

Samozrejme, že život nie je jednoduchý a to čo sa získalo na dobrých

^{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.

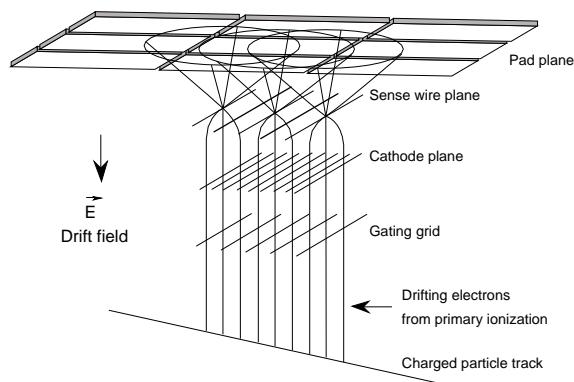
vlastnostiach plynu sa stratilo niekde inde a síce, v tomto prípade na stabilitu plynu. Komplikáciou je tu, že plyny sú pri zvolenom driftovom poli v nesaturovanom stave a tak je driftová rýchlosť silno závislá od E/p . Z toho dôvodu je potrebné neustále monitorovanie driftovej rýchlosťi v závislosti od teploty a tlaku pracovného plynu. Okrem toho je dôležité sledovať presnosť miešania zmesi nielen kvôli driftovej rýchlosťi, 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 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 s elektrónového oblaku. Toto potom spôsobuje problémy pri identifikácii častíc. Z toho dôvodu je potrebná neustála kontrola koncentrácie týchto prímesí v plynovej náplni. Na čistenie pracovného plynu sa používajú špeciálne filtre obsahujúce granulovanú med.

2.4 Proporcionálne komory

Zber náboja z TPC komôr je realizovaný pomocou 62 proporcionálnych blokov (po 6 blokov pre každú VTPC a 25 blokov pre každú MTPC). Proporcionálne bloky majú klasickú štruktúru, ktorú možno vidieť na obrázku 2.3. Proporcionálny blok 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 dodrifuje 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. Padý 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 ľažisko náboja. Doba driftu sa meria od momentu, kedy nám prebehla interakcia, čiže od momentu, keď sa spustil trigger. Kvôli tomu je dôležité presne poznáť rýchlosť driftu. Parametre jednotlivých komôr sú uvedené v tabuľke 2.1. Proporcionálne komory v experimente NA49 majú niekoľko zvláštností. Vzhľadom na to, že na určenie polohy aj na identifikáciu sa používa iba informácia z padov. Toto je nevyhnutné kvôli vysokým hustotám

^vVidené z driftového priestoru komory.



Obrázok 2.3: Typická štruktúra TPC.

rozmery v mm	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-vzdroj. drôtov	1	1	1	
Vrát.-priemer drôtu	0.075	0.075	0.075	Cu-Be
Vrát.-vzdroj. drôtov	1	1	1	

Tabuľka 2.1: Parametre TPC komôr v experimente NA49.

častíc častíc v zrážkach ťažkých iónov. Preto sú medzery medzi anódovými vláknami a padmi malé ($2\text{--}3\text{ mm}$), čo vedie k úzkej funkcií odozvy^{vi} (PRF). Aby bola PRF dobre navzorkovaná, sú potrebné úzke pady (približne 3 mm), čo vedie k vysokej hustote elektronických kanálov. Na jeden modul, ktorý má plochu $72 \times 72\text{ cm}^2$, pripadá okolo 4000 elektronických kanálov.

Koeficient plynového zosilnenia v proporcionálnych komorách je daný dvoma 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. 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 prispôsobiť geometriu tak, aby čo najviac zodpovedala smeru dráh častíc. S drôtmami je ťažké niečo urobiť, ale aspoň tvar padov je prispôsobený optimálnym podmienkam. Z toho dôvodu majú pady rovnobežníkový tvar, pričom uhol náklonu sa volí tak, aby bol optimálny pre časticu s nulovou priečnou hybnosťou [2].

2.5 Elektronika

Vzhľadom na komplexný tvar signálu, ktorý sa v experimente spracúva, a potrebou analógového spracovania signálu za účelom identifikácie je štruktúra elektroniky dosť zložitá.

Podrobnejší popis elektroniky je možné nájsť v článku [3]. Front-end elektronika sa skladá s karietami s 32 kanálmi. Tieto karty sa nachádzajú priamo na proporcionálnych moduloch. Každý signál je najprv zosilnený v predzosilňovači (koeficient zosilnenia je 50 mV/fC) a potom tvarovaný na tvar blízky gaussiánu. V nasledujúcom kroku sa potom tento analógový signál vzorkuje, pričom čas medzi dvoma vzorkami je $100\text{ }\mu\text{s}$. Jednotlivé vzorky sú uschované v *SCA* obvode (Switched Capacitor Arrays). Tento obvod sa dá predstaviť ako 512 kondenzátorov, ktoré uchovávajú veľkosť signálu v jednotlivých vzorkovacích časoch. Po čítacom cykle, ktorý trvá $50\text{ }\mu\text{s}$, sú uschované náboje prenesené do ADC prevodníka. Používajú sa ADC prevodníky Wilkinsonovho typu s 9 bitovým rozsahom.

Tieto dátá sa potom ďalej spracúvajú pomocou ďalšej karty (Control and Transfer board), ktorá sa taktiež nachádza na konštrukcii TPC komôr. Tu sú

^{vi}Pad response function

dáta zmultiplexované a posielané ďalej po optickom vlákne. Na jedno optické vlákno je zmultiplexovaných 768 elektronických kanálov. V kontrolnej miestnosti sa potom tieto dátá dospracujú a ukladajú na pásku. Dospracovanie pozostáva z výpočtov piedestálov a odčítania prahov.

Kedže parametre TPC komôr sú veľmi citlivé na teplotu (teplotná stabilizácia je nutná na úrovni $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$) 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 Vyhľadávanie stôp a rozlíšenie

V experimente NA49 sa vyhľadávanie stôp častíc vykonáva v nasledujúcich krokoch.

1. *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.
2. *Konštrukcia lokálnych stôp.* Dráhy jednotlivých častíc sú v tomto kroku vyhľadávané nezávisle v jednotlivých komorách. Stopy častíc sú vejárovite 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 vzdialenosť 1 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.

3. *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 vzdialenosť. Tieto údaje je potrebné poznáť na úrovni $100\mu m$. Takisto je potrebná aj presná znalosť rýchlosť driftu a referenčného času, podľa ktorého sa meria čas driftu. V prípade zlej synchronizácie komôr hrozí štiepenie stôp častíc, čo má za následok účinnosti väčšie ako 100%, čo následne spôsobuje obrovské problémy vo fyzikálnom vyhodnocovaní dát.
4. *Fitovanie hybnosti.* Na záver celej procedúry sa na základe zakrivenia dráhy v magnetickom poli priraďuje jednotlivým dráham hybnosť. 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 veľkej časti fázového priestoru. Stredné ionizačné straty sa dajú popísat nasledovným vzťahom [4]

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

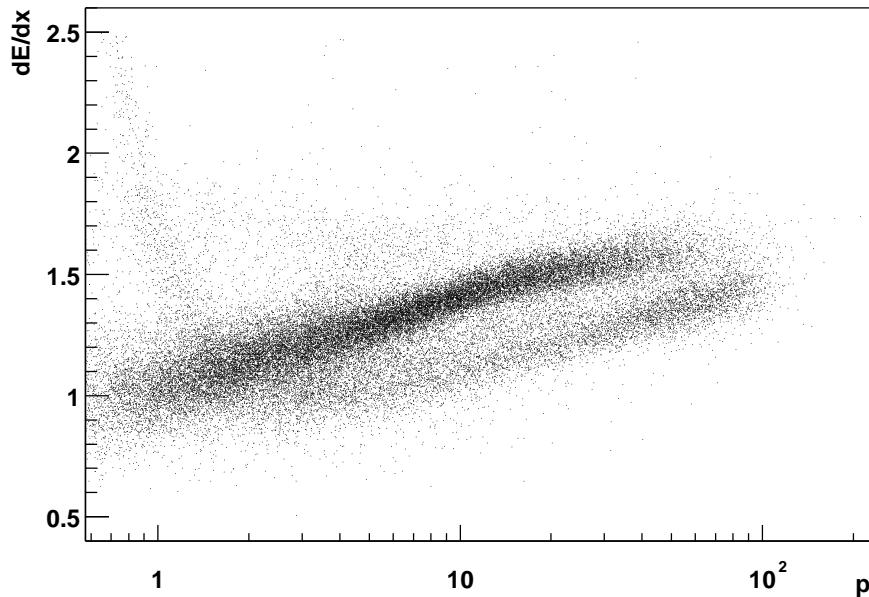
kde

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

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 stratíť v jednej zrážke, ktorú možno vyjadriť vzťahom

$$E_m = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2} \quad (2.2)$$

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



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

No a keďže častice s rovnakou hybnosťou a rôznou hmotnosťou majú rôznu rýchlosť β , majú aj iné stredné ionizačné straty, na základe čoho ich možno rozlíšiť. Samozrejme, že to nie je také jednoduché, vzhľadom na dlhý chvost rozdelenia týchto ionizačných strát. Hodnota ionizačných strát sa v eksperimente 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 eksperimente NA49 je na obrázku 2.4.

2.8 Fyzikálny program

Na záver pári slov o tom, akú úlohu chce experiment NA49 zohrať vo fyzike. V počiatoknej fáze sa experiment zameriaval na štúdium centrálnych zrážok $PbPb$ na najvyššej energii, akú poskytuje urýchľovač *SPS*. Tu sa sústredoval hlavne na hľadanie fázového prechodu medzi dvoma stavmi hmoty a sice medzi stavom, kde sú kvarky a gluóny viazané v hadrónoch a stavom kvark-gluónovej plazmy (QGP), kde sa kvarky a gluóny nachádzajú ako voľné častice. V tejto oblasti v súčasnosti pretrvávajú rôzne problémy vzhľadom na neexistenciu priateľného teoretického modelu popisujúceho mäkké procesy kvantovej chromodynamiky. Problémom je, že kvantová chromodynamika je schopná robiť väčšinu svojich predpovedí iba pomocou poruchového počtu, no procesy skúmané v experimente nepatria do skupiny, kde by bola QCD schopná robiť predpovede. Z toho dôvodu sa používajú rôzne fenomenologické modely, ktoré však uspokojivo popisujú iba inkluzívne spektrá. Preto sa ukazuje byť zaujímavým experimentálne štúdium rôznych semiinkluzívnych spektier, o čo sa experiment snaží a to nielen v zrážkach hadrón-nukleónových, ale aj v zrážkach hadrón-jadrových. Toto je možné vďaka dobrej akceptancii v dostatočne veľkej časti fázového priestoru, ktorú experiment dosahuje.

Kapitola 3

Veličiny používané vo fyzike vysokých energií

3.1 Úvod

V tejto kapitole postupne popíšem rôzne súradné sústavy, ktoré sa používajú v experimente, prípadne tie, ktoré som použil ja pri riešení svojich úloh súvisiacich s touto prácou. Základná veličina, ktorá sa používa na charakteristiku častice je štvorhybnosť častice p^μ , takže zároveň s popisom jednotlivých súradných systémov popíšem aj ako sa hybnosť transformuje pri prechode z jednej sústavy do druhej. Zhruba toto obsahuje podkapitola 3.2. Keďže sa často namiesto hybnosti používajú iné veličiny, ako napríklad Feynmanovo x (x_f) alebo rapidita (y), tak v podkapitole 3.4 definujem tieto premenné a pokúšam sa zhrnúť ich základné vlastnosti. Nakoniec podkapitole 3.5 zhŕňam rozdiely medzi exkluzívou a inkluzívou reakciou a ich účinnými prierezmi. Takisto popisujem výhody invariantného účinného prierezu.

3.2 Súradné sústavy a prechod medzi nimi

3.2.1 Súradné sústavy

Súradných sústav si môžeme zadefinovať ľubovoľne veľa, ale zopár z nich má výnimočné postavenie tým, že sa zvyknú často používať. V prípade experimentu NA49 sú to dve sústavy a sice laboratórna sústava (LAB) a sústava hmotného stredu (CMS). Okrem nej ešte spomeniem sústavu, kde referenčná častica je v kľude (RF). Túto sústavu využívam pri programovaní rozpadu častíc.

Laboratórna sústava je sústava, s ktorej sa pozéráme na udalosť pria-

mo pri meraní. V tejto sústave zvyčajne platí, že experimentálne zariadenie je v pokoji. NA49 je experiment s pevným terčom, čo znamená, že v laboratórnej sústave je terčík v pokoji. Táto sústava je vhodná pre meranie, no pre vyhodnocovanie výsledkov už nie je až taká vhodná. Jej nevýhodou je, že i keď máme terčík a projektil rovnaký, vnáša istú asymetriu. Z toho dôvodu sa používa na vyhodnocovanie sústava hmotného stredu, ktorá je definovaná ako sústava, kde sa terčík a projektil pohybujú oproti sebe s rovnako veľkými hybnosťami, takže celková počiatočná trojhybnosť sústavy je nulová. Na rozdiel od laboratórnej sústavy a sústavy hmotného stredu, kľudová sústava častice sa v spracovaní v podstate nepoužíva, i keď laboratórna sústava v podstate je kľudová sústava terčíkovej častice. Jej využitie je skôr v simulácii experimentu, keďže niektoré výpočty sa v nej robia najjednoduchšie. Ja osobne ju používam pri rozpadávaní častíc, pretože väčšina častíc v kľude sa rozpadáva sféricky symetricky.

3.2.2 Lorentzove transformácie

Fyzika vysokých energií, ako aj názov hovorí, používa relativistické energie, preto sa na prechod medzi rôznymi sústavami sa využívajú Lorentzove transformácie. Ako som už spomínał, na popis častíc sa používa vektor hybnosti a preto sa pozrime, ako sa tieto vektory transformujú pri prechode medzi rôznymi súradnými systémami.

Začnem prechodom medzi laboratórnou sústavou a sústavou hmotného stredu. Tento prechod je jednoduchý, vzájomný pohyb sústavy prebieha iba v smere jednej z osí. Nech je to napríklad os z. V takomto prípade môžeme pre parameter transformácie (rýchlosť vzájomného pohybu sústav v jednotkách rýchlosť svetla) napísť [7]

$$\beta = -\frac{p_A + p_B}{E_A + E_B} \quad (3.1)$$

kde p_A, E_A je hybnosť a energia nalietavajúcej častice a E_B, p_B je energia a hybnosť terčíkovej častice. Tento parameter platí, keď chceme robiť transformáciu zo sústavy, kde majú počiatočné častice hybnosti p_A a p_B v smere osi z, do sústavy hmotného stredu týchto častíc. V našom prípade je v laboratórnej sústave hybnosť p_B rovná nule, takže vzťah 3.1 prejde na vzťah

$$\beta = -\frac{p_A}{E_A + m_B c^2} \quad (3.2)$$

Kvôli jednoduchšiemu zápisu vzťahov sa ešte zvykne používať aj parameter $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Potom možno pre prechod z laboratórnej sústavy do sústavy

hmotného stredu napísať vzťahy

$$\begin{aligned} p_t^* &= p_t \\ p_l^* &= \gamma(p_l + \beta E) \\ E^* &= \gamma(\beta p_l + E) \end{aligned} \quad (3.3)$$

kde p_t je zložka hybnosti kolmej na os pohybu iniciálnych častíc a p_l je zložka v smere pohybu iniciálnych častíc. Pre opačnú transformáciu platia tie isté vzťahy, len β má opačné znamienko.

V prípade transformácie do kľudovej sústavy nejakej častice, prípadne z nej do inej sústavy, kde má táto častica danú hybnosť \mathbf{p}_r , uvediem zložitejší vzťah, ktorý platí, pre ľubovoľný smer vzájomného pohybu týchto dvoch sústav. Podobne ako v predchádzajúcom prípade, aj tu máme parameter transformácie zo sústavy, kde má nejaká častica hybnosť \mathbf{p}_r , do sústavy, v ktorej je táto častica v kľude

$$\beta = -\frac{|\mathbf{p}_r|}{E_r} \quad (3.4)$$

Teraz preformulujeme úlohu, aby sa dali využiť transformácie 3.3. Dá sa to, keď si uvedomíme, že ľubovoľný vektor môžeme napísať ako súčet dvoch vektorov a sice jedného, ktorý bude kolmý na vektor \mathbf{p}_r a druhý, ktorý bude rovnobežný s vektorom \mathbf{p}_r . Potom si už len treba uvedomiť, že smery týchto dvoch vektorov sa pri transformácii nezmenia, zmenia sa len ich veľkosti a to podľa vzťahov 3.3. Na záver už len treba tieto dva vektorov poskladať dokopy a máme výsledný vektor. Keď túto procedúru urobíme, dostaneme nasledovné vzťahy pre transformáciu do sústavy, kde je referenčná častica v kľude

$$\begin{aligned} \mathbf{p}^* &= \mathbf{p} + \frac{\mathbf{p}_r}{|\mathbf{p}_r|} \left[\beta \gamma E + \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_r}{|\mathbf{p}_r|} (\gamma - 1) \right] \\ E^* &= \gamma \left(\beta \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_r}{|\mathbf{p}_r|} + E \right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Analogicky ako predtým, aj tu platí, že vzťah pre opačnú transformáciu vyzerá rovnako, len β má opačné znamienko.

3.3 Exkluzívny a inkluzívny proces

Silné procesy pri vysokých energiách sú charakteristické veľkým počtom kanálov, ktorými môže prebiehať daný proces, ako aj veľkým počtom sekundárnych častíc. Preto je spôsob opisu používaný pri nízkych energiách, keď sa skúma každý kanál samostatne, prakticky nemožný. Takýto proces možno zapísať nasledovným spôsobom



Proces 3.6 sa nazýva exkluzívny [8]. Keď je počet vzniknutých častíc v takomto procese veľký, čo je bežné pri vyšších energiách, tak exkluzívny spôsob opisu treba nahradíť iným, keďže exkluzívny spôsob sa stáva príliš zložitým na opis a z praktického hľadiska, experimentálne neuskutočniteľným. Z toho dôvodu sa pri vysokých energiách používa inkluzívny spôsob opisu zrážky. Pri takomto spôsobe opisu procesov sa namiesto skúmania procesu 3.6 skúma nasledovný proces

$$a + b \rightarrow c + X \quad (3.7)$$

kde X je súbor častíc, ktoré nedetektujeme, prípadne sa o ne pri spracovaní nezaujímame. Podstata inkluzívneho spôsobu opisu spočíva v tom, že robíme sumu cez všetky exkluzívne kanály, kde nám vznikla častica typu c . Kinematické vlastnosti častice c sú potom strednou hodnotou vlastností v jednotlivých exkluzívnych kanáloch s váhami udávajúcimi vklad daného exkluzívneho procesu do skúmaného inkluzívneho. Intenzitu inkluzívneho procesu 3.7 vyjadruje jednočasticový inkluzívny invariantný účinný prierez.

3.4 Ďalšie používané kinematické veličiny

Na opis inkluzívneho procesu 3.7 je možné použiť niekoľko možných súborov kinematických veličín. Jedna z možností je použiť v analógii s Mandelstamovými premennými premenné s, t, u :

$$s = (p_a + p_b)^2 \quad t = (p_a - p_c)^2 \quad u = (p_b - p_c)^2 \quad (3.8)$$

Tieto premenné sú zviazané vzťahom

$$s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_X^2 \quad (3.9)$$

Tu sa na proces pozéráme ako na kváridvojčasticový nepružný rozptyl, kde vznikajú dve častice, a sice častica c a X . Rozdiel spočíva v tom, že kým pri pružnom rozptyle máme hmotnosť častice X fixovanú, tu môže nadobúdať ľubovoľné kinematicky prípustné hodnoty. Z toho dôvodu máme tri nezávislé premenné a nie dve, ako pri pružnom rozptyle. Okrem týchto premenných existuje ešte jedna nezávislá premenná a tou je sférický uhol výletu φ inkluzívnej častice c , ktorý sa meria v rovine kolmej na os zväzku. Táto premenná sa nezvykne spomínať, keďže veríme, že svet je sféricky symetrický. Vchádza sice do fázového objemu častice, no väčšinou sa cez ňu integruje. Táto integrácia je triviálna, keďže podintegrálna funkcia nezávisí od φ .

Ďalšia premenná, ktorá sa zvykne používať, je bezrozmerňaná premenná Feynmanovo x definované v sústave hmotného stredu vzťahom

$$x_f = \frac{p_l^*}{|p_l^*|_{max}} \quad (3.10)$$

kde p_l^* je pozdĺžna hybnosť finálnej častice v sústave hmotného stredu a $|p_l^*|_{max}$ je maximálna pozdĺžna hybnosť, ktorú môže finálna častica získať v sústave hmotného stredu. Táto veličina je inšpirovaná feynmanovským škálovaním. $|p_c^*|_{max}$ dá vyjadriť nasledovným vzťahom

$$|p_l^*|_{max} = \sqrt{(E^*)_{max}^2 - m_c^2} \quad (3.11)$$

kde $(E^*)_{max}$ je maximálna prípustná energia, ktorú môže častica mať. Niekoľko sa namiesto Feynmanovo x definovaného vzťahom 3.10 používa Feynmanovo x definované nasledovne

$$x_f = \frac{2p_l^*}{\sqrt{s}} \quad (3.12)$$

Výhodou veličiny x_f definovaného vzťahom 3.10 je, že jej maximálna a minimálna hodnota nezávisia od kvadrátu celkovej energie počiatočných častíc. Jej nevýhodou je zjavná relativistická neinvariantnosť pri prechode do iných sústav, ako je sústava hmotného stredu.

Okrem už spomenutých veličín sa ešte často používa veličina zvaná rapidita. Táto premenná je podobne, ako Feynmanovo x bezrozmerňa. Definovaná je vzťahom

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E_c + p_{c\parallel}}{E_c - p_{c\parallel}} \quad (3.13)$$

kde E_c je energia častice a $p_{c\parallel}$ je pozdĺžna zložka hybnosti. Jej nevýhodou je relativistická neinvariantnosť. Na druhej strane získame veličinu, ktorá sa jednoducho transformuje pri prechode medzi rôznymi sústavami. Transformácia spočíva v pripočítaní faktoru závisiaceho od rýchlosťi pohybu novej sústavy v starej. Matematicky sa to dá vyjadriť ako

$$y^* = y + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \quad (3.14)$$

Vďaka tejto vlastnosti sa tvar rozdelenia pravdepodobnosti nemení pri prechode do inej súradnej sústavy, spektrum sa iba posunie. Podobne, ako je ohraničená hybnosť, svoje ohraničenie má aj rapidita, ktorá sa môže meniť v nasledovných hraniciach platných v sústave hmotného stredu

$$\begin{aligned} -\ln \frac{(E_c^*)_{max} + ((E_c^*)_{max}^2 - m_{c\perp}^2)^{1/2}}{m_{c\perp}} &\leq y_c^* \leq \\ \ln \frac{(E_c^*)_{max} + ((E_c^*)_{max}^2 - m_{c\perp}^2)^{1/2}}{m_{c\perp}} \end{aligned} \quad (3.15)$$

kde $m_{c\perp}$ je takzvaná priečna hmotnosť daná vzťahom $m_{c\perp} = \sqrt{m_c^2 + p_{c\perp}^2}$ a

$$(E_c^*)_{max} = \frac{s + m_c^2 - m_0^2}{2\sqrt{s}} \quad (3.16)$$

pričom m_0 je hmotnosť sústavy častíc, ktorá sa v zrážke musí narodiť spolu s časticou c v dôsledku zákonov zachovania kvantových čísel, napríklad baryónového čísla a pod.

Na záver ešte vzťahy, ktoré nám umožňujú prejsť od rapidity k energii, pozdĺžnej hybnosti a Feynmanovmu x. Ľahko sa dá presvedčiť, že pre energiu a pozdĺžnu hybnosť platia nasledovné vyjadrenia

$$E_c = m_{c\perp} \cosh y_c \quad p_{c\parallel} = m_{c\perp} \sinh y_c \quad (3.17)$$

Potom už ľahko dostaneme súvis medzi x_f a rapiditou. Využijúc vzťahy 3.10, 3.17 a ohraničenie 3.15 dostávame nasledovný vzťah

$$x_f = \frac{\sinh y_c^*}{\sinh(y_c^*)_{max}} \quad (3.18)$$

kde

$$(y_c^*)_{max} = \ln \frac{(E_c^*)_{max} + ((E_c^*)_{max}^2 - m_{c\perp}^2)^{1/2}}{m_{c\perp}} \quad (3.19)$$

3.5 Účinný prierez reakcie

V typickom experimente vysokých energií sa zvyčajne meria počet konkrétnych interakcií ako funkcia toku nalietavajúcich častíc a hustoty terčíka. Tento počet reakcií daného typu r možno vyjadriť nasledovným vzťahom [9]

$$W_r = J N \sigma_r \quad (3.20)$$

kde J je tok častíc, N je počet častíc v terčíku, ktoré boli ožiarené zväzkom a σ_r je účinný prierez reakcie r . Tok častíc sa dá vyjadriť ako súčin hustoty častíc vo zväzku n_b a rýchlosťi týchto častíc v_i .

$$J = n_b v_i \quad (3.21)$$

Faktor

$$L \equiv J N \quad (3.22)$$

sa nazýva luminozita.

Okrem tohto účinného prierezu môžeme ešte zadefinovať celkový účinný prierez interakcie dvoch častíc. Je to účinný prierez, pomocou ktorého vieme

vyjadriť počet interakcií za jednotku času pomocou vzťahu 3.20, pričom sa nezaujímame, aké produkty vznikli pri konkrétnej zrážke. Pre celkový účinný prierez platí

$$\sigma = \sum_r \sigma_r \quad (3.23)$$

V tomto vzťahu sa robí sumovanie cez všetky možné exkluzívne kanály.

Ďalej sa zvykne definovať diferenciálny účinný prierez. Predpokladajme, že študujeme reakciu s dvoma časticami v koncovom stave. Potom na opis potrebujeme dve premenné, ostatné už sú vďaka zákonu zachovania štvorhybnosti závislé od týchto dvoch. Môžeme napríklad vybrať polárny uhol θ a azimutálny uhol ϕ . Teraz možno zadefinovať vzťahom

$$dW_r = JN \frac{d\sigma_r(\theta, \phi)}{d\Omega} d\Omega \quad (3.24)$$

diferenciálny účinný prierez. V tomto vzťahu dW_r je počet reakcií, ktoré prebehnú kanálom r , a prvý z produktov bude emitovaný v smere danom uhlami θ a ϕ . $d\Omega$ je element priestorového uhla a $d\sigma_r(\theta, \phi)/d\Omega$ je diferenciálny účinný prierez. Preintegrovaním diferenciálneho účinného prierezu cez celý priestor dostávame účinný prierez σ_r .

Účinné prierezy doteraz definované platia pre exkluzívne reakcie, no úplne analogickým spôsobom možno zadefinovať inkluzívny účinný prierez pre inkluzívnu reakciu typu 3.7, keď sa na ňu budeme pozerať ako na reakciu, kde vznikajú dva produkty. Rozdielom je, že pri takejto reakcii máme tri nezávislé premenné na opis a nie dve, ako to bolo pri zavedení diferenciálneho účinného prierezu. Ďalším podstatným rozdielom je normalizácia inkluzívneho účinného prierezu. Inkluzívny účinný prierez je normovaný nasledovne

$$\int \frac{d\sigma_{inc}}{d^3p} d^3p = < n_c > \sigma_{tot} \quad (3.25)$$

V tomto vzťahu $d\sigma_{inc}/d^3p$ je diferenciálny inkluzívny účinný prierez a σ_{tot} je totálny nepružný účinný prierez. Pre $< n_c >$ platí nasledovný vzťah

$$< n_c > = \sum_{n_c} n_c w(n_c) \quad (3.26)$$

kde n_c je počet častíc typu c narodených v danom exkluzívnom kanály, $w(n_c)$ je pravdepodobnosť narodenia n_c častíc typu c v nepružnej zrážke. Sumovanie sa robí cez všetky exkluzívne kanály. Veličina $< n_c >$ vyjadruje stredný počet narodených častíc typu c v jednej nepružnej zrážke. Dôležité tu je, že inkluzívny účinný prierez môže byť aj väčší, ako totálny účinný prierez vďaka svojej normalizácii.

Niekedy sa namiesto diferenciálneho účinného prierezu použitého vo vzťahu 3.25 používa takzvaný invariantný účinný prierez. Problémom je, že diferenciál d^3p nie je relativistický invariant. Namiesto toho sa používa na vyjadrenie elementu fázového objemu nasledujúci výraz

$$dF = \left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{2E_f(2\pi^3)} \right) (2\pi)^4 \delta^{(4)} \left(\sum_i p_i - \sum_f p_f \right) \quad (3.27)$$

Výhodou tohto výrazu pre element fázového objemu je, že je relativistickej invariantný. Pre element fázového objemu jednej častice možno napísat rovnosť

$$\frac{d^3 p}{2E_f} = \int d^4 p_f \delta(p_f^2 - m_f^2) \quad (3.28)$$

Takýto výraz je relativisticky invariantný a preto sa často namiesto diferenciálneho inkluzívneho účinného prierezu používa invariantný diferenciálny inkluzívny účinný prierez $E d\sigma_{inc}/d^3p$.

Kapitola 4

Odhad korekcie k inkluzívnym spektrám

4.1 Úvod

Ako som už spomíнал, jedným z cieľov experimentu je aj meranie rôznych semiinkluzívnych charakteristík rôznych reakcií. Aby boli výsledky experimentu dôveryhodné, je dobré ukázať, že inkluzívne spektrá získané pomocou detekčného systému experimentu, ktorý sa používa aj na štúdium semiinkluzívnych spektier, sú v súlade s predchádzajúcimi experimentami. Jedným z problémov, ktoré sa objavujú práve pri meraní inkluzívnych spektier, je fakt, že v detekčnom systéme sa predsa len nepodarí zadetovať a identifikovať všetky nabité častice, ktoré detektorom preleteli. Z dôvodu, aby výsledky neboli príliš závislé od experimentu je potrebné robiť na tento efekt korekciu. Straty možno rozdeliť na dve časti. Prvá časť strát je spôsobená tým, že detektor neregistruje častice v celom priestore, ale iba vnejakej časti. Tu je najdôležitejší zdroj strát medzera medzi TPC komorami a obmedzený priestorový uhol experimentu. Táto časť strát je už preskúmaná pomocou simulácie využívajúcej programový balík GEANT, určený na simuláciu detektorov. Druhá časť strát pochádza z produktov častíc, ktoré sa rozpadajú slabou interakciou a ide tu o interakciu vlastností slabo sa rozpadajúcich častíc a softwaru na rozpoznávanie stôp. Jedná sa o to, že vzdialenosť miesta, kde sa častica rozpadne, od miesta vzniku sa pohybuje od nuly až do niekoľkých metrov. Z tohto dôvodu sa nepodarí nájsť všetky V častice a tak sa časť produktov rozpadu V častíc pozoruje ako častice produkované priamo v primárnom vertexe. Treba poznamenať, že väčšinu stôp produktov V častíc sa nepodarí nafitovať presne na primárny vertex a tak ich je možné z časti eliminovať pomocou jednoduchej podmienky. I tak by však takéto dátá boli silno závislé

od konkrétneho experimentu, takže je dôležité urobiť korekciu aj na tento efekt. Veľkosť tohto efektu sa získava podrobnej simuláciou detekčného systému, z ktorej dostaneme analogické dátu, ako sa merajú v experimente. Tieto dátu sa potom spracúvajú tým istým softwarom, ako reálne dátu a zistí sa pravdepodobnosť zaregistrovania produktov slabo sa rozpadajúcich častíc. Nakoniec sa od nameraných spektier protónov a piónov odčíta časť, ktorá bola určená ako časť detekovaných častíc pochádzajúcich z rozpadov slabo sa rozpadajúcich častíc. Problémom tu zostáva potreba veľmi presnej simulácie zložitého zariadenia. Z toho dôvodu je potrebné urobiť nezávislú kontrolu výsledkov takejto simulácie. Za týmto účelom som v tejto diplomovej práci urobil horný a dolný odhad znečistenia spektier častíc videných na primárnom vertexe v dôsledku čiastočnej akceptancie produktov V častíc na primárnom vertexe. Taktiež som sa pokúsil urobiť jednoduchý model, ktorý by popisoval toto znečistenie skúmaných spektier častíc. Tento model sa dá využiť na skúmanie znečistenia pri zahrnutí ďalších slabo sa rozpadajúcich častíc, alebo na získanie účinného prierezu slabo sa rozpadajúcich častíc metódou event mixingu [10].

4.2 Horný odhad spektier produktov V častíc

Pri tomto aj ďalších odhadoch som sa zameral na tri časticie, ktoré sa detekujú v experimente NA49. Sú to protóny, kladné a záporné pióny, u ktorých som skúmal ako sú ich inkluzívne spektrá ako funkcia Feynmanovho x ovplyvnené slabo sa rozpadajúcimi časticami. Ešte by sa mal preskúmať vplyv na antiprotóny, ale ten som momentálne neskúmal z dvoch dôvodov. Prvý dôvod sa týka simulácií a sice vstupné údaje pre simuláciu sú dosť problematické, keďže nie sú prakticky nijaké dátá o časticach, ktoré sa rozpadajú na antiprotón. Druhým problémom sa ukazuje nemožnosť urobiť spodný odhad, nakoľko súčasná štatistika je nepostačujúca na nájdenie rozdelenia antilámbd videných na vertexe.

Pri mojom štúdiu som uvažoval nasledovné slabo sa rozpadajúce časticie s týmito rozpadovými módmi a ich pravdepodobnosťami:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- , \quad \Gamma_i/\Gamma = 68.61\% \quad (4.1)$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- , \quad \Gamma_i/\Gamma = 63.90\% \quad (4.2)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 , \quad \Gamma_i/\Gamma = 51.57\% \quad (4.3)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+ , \quad \Gamma_i/\Gamma = 48.31\% \quad (4.4)$$

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^- , \quad \Gamma_i/\Gamma = 99.85\% \quad (4.5)$$

Horný odhad som potom získal tak, že som generoval hybnosti jednotlivých

častíc, ktoré som potom rozpadal izotropne v kľudovej sústave rozpadajúcej sa časticie. Hybnosti produktov som potom transformoval pomocou vzťahu 3.5 do sústavy hmotné stredu, kde som následne pomocou vzťahu 3.10 vyrátal ich x_f . Tu som potom sledoval rozdelenie produktov v tejto premennej. Na získanie horného odhadu príspevku produktov slabo sa rozpadajúcich častíc k inkluzívnym spektrám som uvažoval, že detekčný systém zaregistrouje všetky tieto časticie.

4.3 Generovanie hybností

Pre moju simuláciu som potreboval generátor hybností jednotlivých častic, ktorý by dostatočne popisoval rozdelenie v hybnostiach, ktoré boli namerané v iných experimentoch. Taktiež som potreboval aj absolútne normalizácie, koľko akých častíc sa rodí pri energii $158\text{GeV}/c$, ktorú používa experiment NA49. Vzhľadom na fakt, že som nepotreboval generovať celé eventy, tak som nepoužil žiadny z existujúcich generátorov ako napríklad PYTHIA, o ktorých je známe, že spektrá častíc súce zhromaždené popisujú, ale zhoda modelu a experimentu nie je až taká dobrá. Napísal som si vlastné generátory, ktoré sa snažia popísať dostupné inkluzívne spektrá.

Tieto generátory sú založené na parametrizácii v priečnej hybnosti p_t a podiele rapidity k maximálnej rapidite y/y_{max} , ktoré sú definované v podkapitole 3.4 a ich výstupom je hybnosť v sústave hmotného stredu zrážky dvoch protónov. Tu som predpokladal, že veličiny y/y_{max} a p_t sú nezávislé. Spektrá v y/y_{max} boli parametrizované niekoľkými parametrami (okolo 15) a spektrá v p_t jedným parametrom, pričom som použil pre rôzne časticie rôzne rozdelenia. Po vygenerovaní y/y_{max} a p_t som pomocou vzťahu 3.19 vyrátal rapiditu a následne aj x_f za použitia vzťahu 3.18, čím som dostal kinematické veličiny, ktoré sa už jednoducho prevedú na zložky hybností, ktoré som potreboval pre rozpad časticie. Pre rozdelenia v p_t som použil nasledovné parametrizácie:

$$f(p_t) = p_t \times e^{-3.2 \times p_t} \quad (4.6)$$

pre časticu Λ^0 ,

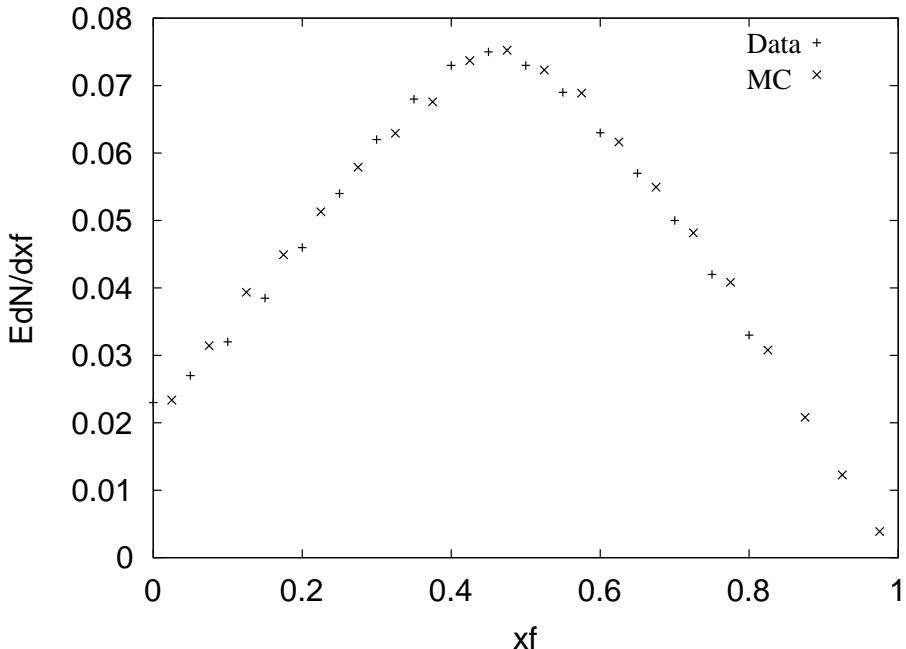
$$f(p_t) = p_t \times e^{-5.0 \times p_t} \quad (4.7)$$

pre časticu K_S^0 a

$$f(p_t) = p_t \times e^{-3.0 \times p_t^2} \quad (4.8)$$

pre časticie Σ^+ a Σ^- .

Čo sa týka tvaru spektier v y/y_{max} , tie som nastavil tak, aby som popísal dostupné dátá rozdelenia v x_f . Pre lambdu som zobrajal za referenciu dátá získané kolaboráciou EHS [11]. Porovnanie týchto dát a môjho generátora je

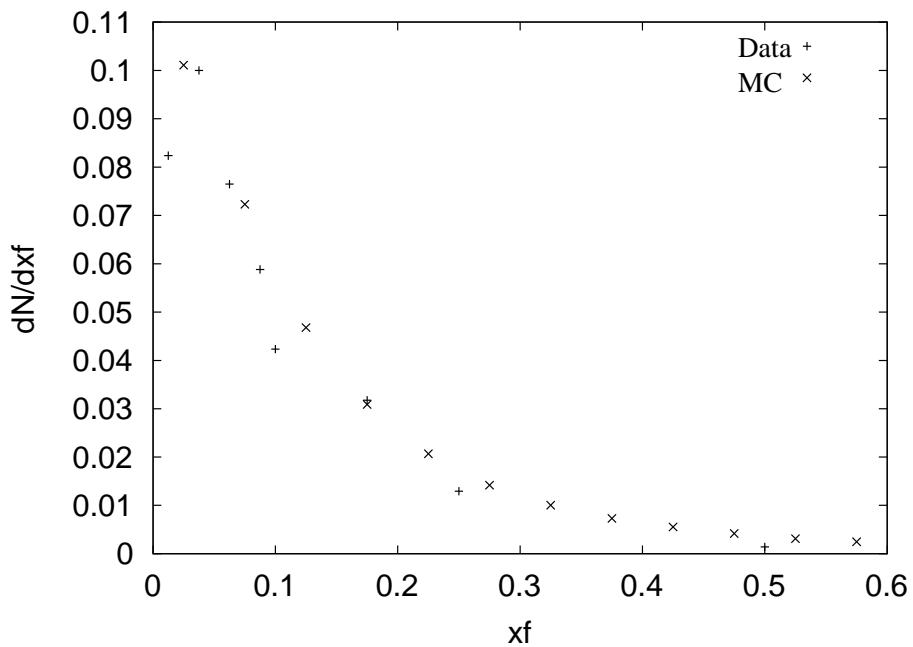


Obrázok 4.1: Porovnanie tvaru invariantného spektra Λ^0 z dát a z monte-carla.

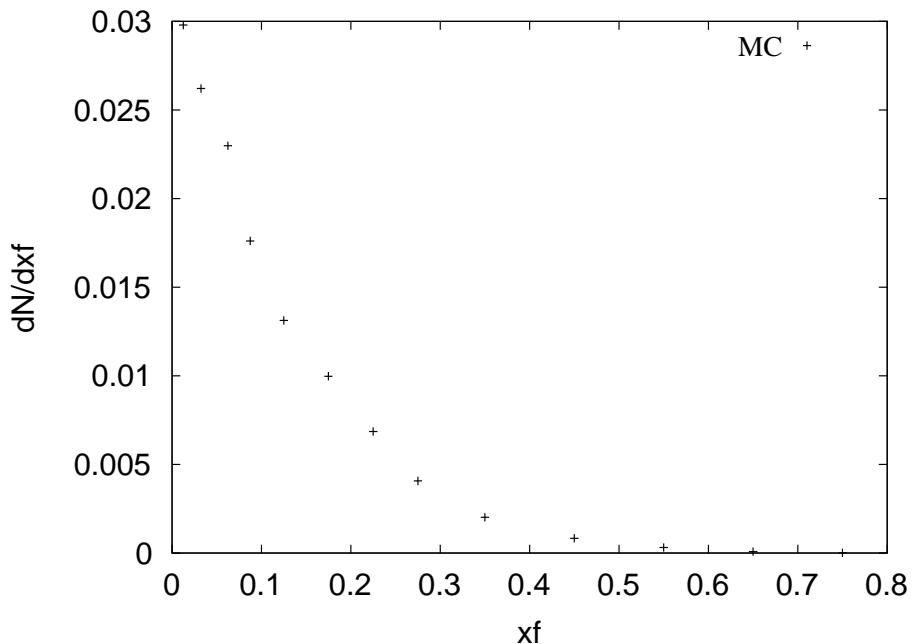
na obrázku 4.1. Spektrá na obrázku nie sú absolútne normalizované, porovnávam tu iba tvar týchto spektier. Z obrázku vidno, že popis experimentálneho spektra je dobrý. Podobne som nastavil aj generátor pre časticu K_S^0 , pričom tu som použil dátá publikované v práci [12]ⁱ. Výsledné porovnanie tvaru spektra získaného pomocou môjho generátora a dát je na obrázku 4.2. Situácia pre častice Σ^+ a Σ^- je horšia, keďže prakticky neexistujú merania inkluzívnych spektier v pozdĺžnej hybnosti, ani nijakom ekvivalente pozdĺžnej hybnosti. Z toho dôvodu som urobil nejaké predpoklady, ako by tieto spektrá mohli vyzerať. Pre Σ^+ som uvažoval rovnaké spektrum v y/y_{max} ako pre Λ^0 . Pre Σ^- som urobil predpoklad, ako by toto spektrum mohlo vyzerať. Tvar spektra Σ^- , ktoré som nakoniec použil možno vidieť na obrázku 4.3.

Posledná vec, ktorá zostáva je absolútна normalizácia jednotlivých spektier, bez ktorej by nebolo možné vyrátať korekciu. Všetky spektrá mám v multiplicité príslušnej častice, čo je počet daných častíc vzniknutých v jednej udalosti (evente). Využil som extrapoláciu z údajov z experimentov s energiami blízkymi k energii experimentu NA49. Tieto údaje sú zhrnuté v

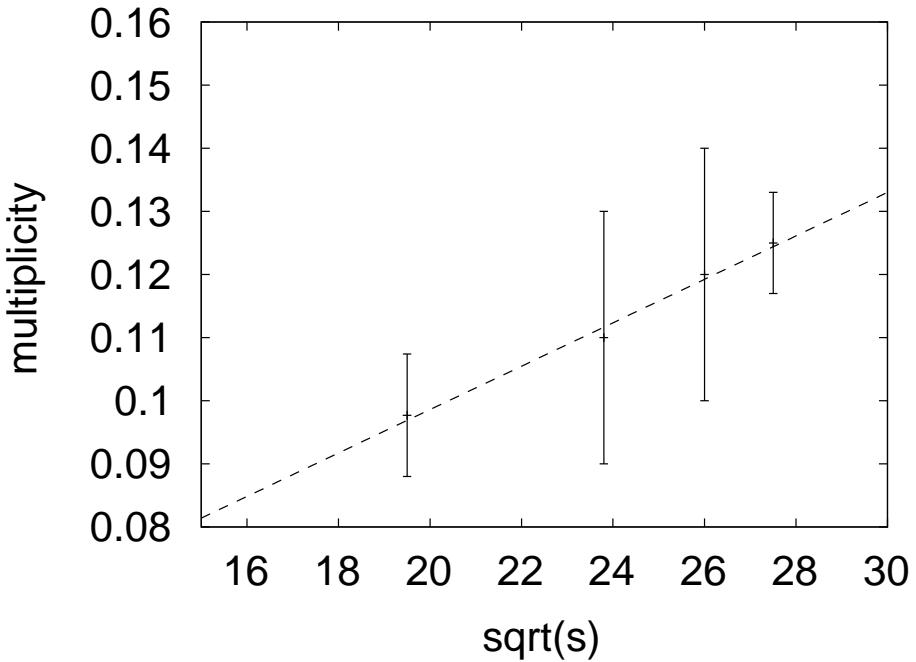
ⁱRozdielne veličiny sú na jednotlivých grafoch z dôvodu rozdielnych veličín z jednotlivých zdrojov.



Obrázok 4.2: Porovnanie tvaru inkluzívneho spektra K_S^0 z dát a z monte-carla.



Obrázok 4.3: Tvar použitého spektra pre časticu Σ^- .

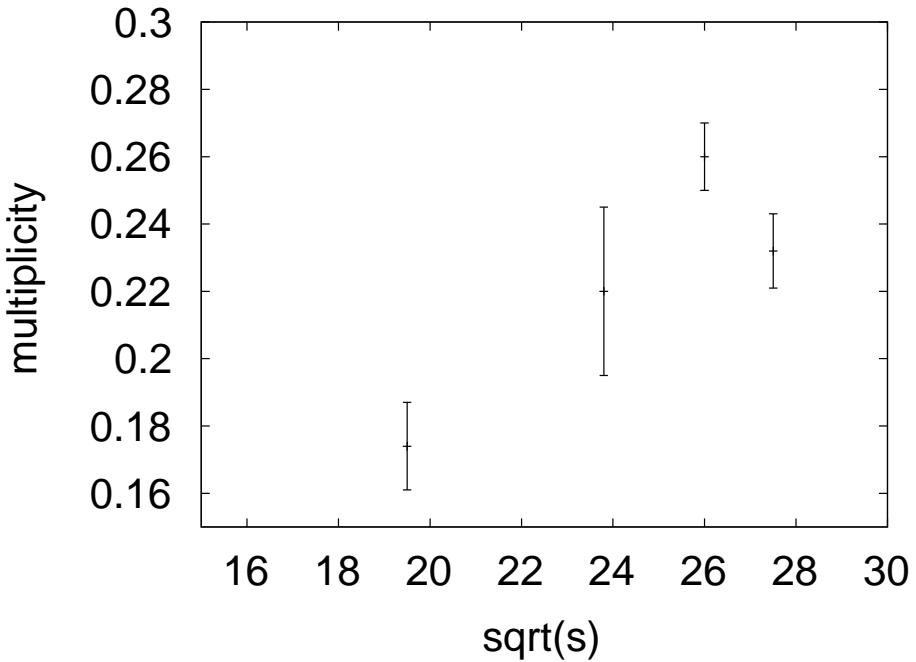


Obrázok 4.4: Multiplicita lámbd v závislosti od \sqrt{s} .

teoretickej práci [13] a sú uvedené v tabuľke 4.1. Ako vidieť z obrázku 4.4, multiplicity v závislosti od \sqrt{s} sa pre Λ^0 dá priateľne extrapolovať priamkou. Na základe takejto extrapolácie som určil multiplicitu pri $\sqrt{s} = 17.25\text{GeV}$, čo zodpovedá experimentu NA49, $n_{\Lambda^0} = 0.09$. Pre K_s^0 ako vidno z obrázku 4.5 je situácia horšia, vzhľadom na fakt, že dané dátá sa nedajú extrapolovať priamkou. V tomto prípade som si zvolil multiplicitu tak, aby nebola v rozpore s existujúcimi údajmi. Mnou zvolená multiplicita je rovná $n_{K_s^0} = 0.16$. Ešte tu zostávajú multiplicity Σ^+ a Σ^- . Tu je situácia zlá, keďže prakticky existujú iba merania pri jednej energii. Z toho dôvodu som multiplicitu určil za predpokladu, že pomer narodených počtu Σ^+ , prípadne Σ^- k počtu na-

\sqrt{s}	Λ^0	K_s^0	Σ^+	Σ^-
19.5	0.0977 ± 0.0097	0.174 ± 0.013	-	-
23.8	0.11 ± 0.02	0.22 ± 0.025	-	-
26.0	0.12 ± 0.02	0.26 ± 0.01	-	-
27.5	0.125 ± 0.008	0.232 ± 0.011	0.048 ± 0.015	0.0128 ± 0.0061

Tabuľka 4.1: Multiplicity častíc pri rôznych \sqrt{s} .



Obrázok 4.5: Multiplicita K_s^0 v závislosti od \sqrt{s} .

rodených Λ^0 sa v energetickom intervalu , v ktorom sa pohybujem nemení. Takto som dostal nasledovné multiplicity: $n_{\Sigma^+} = 0.03$, čo je 38% z multiplicity Λ^0 a $n_{\Sigma^-} = 0.009$, čo je 10% z multiplicity Λ^0 .

4.4 Dolný odhad spektier produktov V častíc

Dolný odhad spektier bol urobený odlišnou metódou, ako horný odhad. Keďže experiment už má nameraných okolo 400 000 eventov z protón protónových zrážok, tak som na získanie dolného odhadu použil práve tieto dát. V dátach, kde máme zahrnuté iba stopy častíc, ktoré boli detekované vo vrchole interakcie, som meral počet Λ^0 a K_S^0 , ktoré mali dcérsku časticu v danom rozmedzí v x_f . Z tohto merania som následne získal dolný odhad spektier produktov V častíc.

Celý postup bol nasledovný. V prvom kroku som urobil hmotnostné spektrum párov $p\pi^-$, respektívne $\pi^-\pi^+$, s tým, že som fixoval x_f príslušnej dcérskej častice v zvolenom intervale. Hmotnostné spektrum je vlastne histogram, kde sa histogramuje efektívna hmotnosť páru častíc, ktorej druhá mocnina sa dá

vyjadriť takýmto vzťahom:

$$M_{pair}^2 = (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 \quad (4.9)$$

kde p_1 a p_2 sú štvorhybnosti dcérskych produktov. Takto získané hmotnostné spektrá majú nevýhodu v dosť vysokom kombinatorickom pozadí, ktoré vzniká kombináciou častíc, ktoré nepochádzajú z tej istej V časticie. Na odčítanie počtu V častíc je preto potrebné ešte určiť, ako vyzerá pozadie pod signálom. Toto v princípe nie je jednoduchý problém, no práve V časticie majú obrovskú výhodu v tom, že šírka ich hmotnostného rozdelenia je malá, čiže určenie pozadia pod signálom nie je až takým problematickým krokom, ako pri širokých rezonanciách rozpadajúcich sa silnou interakciou. Nakoniec som sa rozhodol parametrizovať pozadie pod signálom nasledovnou funkciou

$$b(m) = (a_1 \cdot m^4 + a_2 \cdot m^3 + a_3 \cdot m^2 + a_4 \cdot m + a_5) \cdot e^{-a_6 \cdot m} \quad (4.10)$$

Tento parametrizáciou som nafitoval pozadie tak, že som minimalizoval χ^2 , ktorý som rátal podľa nasledovného vzťahu

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(n_i - b_i)^2}{n_i} \quad (4.11)$$

kde n_i je počet udalostí v i-tom binu, b_i je počet pozadových udalostí predpovedaných vzťahom 4.10 v i-tom binu. Sumujem od spodného okraja hmotnostného spektra. Hornú hranicu sumácie mierne mením, ale v zásade možno povedať, že výsledky od nej závisia minimálne. V tejto sumácii ešte vynechávam biny, v ktorých vidieť signál. Minimalizáciu som robil pomocou portu programového balíka MINUIT [14] do programovacieho jazyka C++. Tento port je súčasťou balíka ROOT [15], ktorý je analógiou cernovskej knižnice. Následne odčítam nafitované pozadie od hmotnostného spektra a určím počet slabo sa rozpadajúcich častíc, ktoré dajú príslušnú dcérsku časticu do daného binu v x_f . Tento počet ešte korigujem na straty spôsobené identifikáciou, keďže za protóny uvažujem iba časticie, ktoré majú ionizačné straty menšie, ako predpovedá bethe-blochova formula pre protóny. Podobne za pióny považujem časticie, ktoré majú merné ionizačné straty v intervale $\pm 2\sigma_{bb}$ okolo strednej hodnoty merných ionizačných strát pre pióny. Z toho dostávam nasledovné korekčné faktory, ktorými treba vydeliť získané počty V častíc.

$$C_{\Lambda^0} = 0.5 \times 0.9544 \quad C_{K_S^0} = 0.9544 \times 0.9544 \quad (4.12)$$

Ďalšie dve časticie, ktoré som uvažoval v prípade horného odhadu, a súce Σ^+ a Σ^- , som pri dolnom odhade neuvažoval, keďže všetky ich významné rozpadové kanály obsahujú aj neutrálne časticie, čo znemožňuje ich meranie v experimente NA49, vzhľadom na fakt, že experiment nedetektuje neutrálne časticie.

4.5 Presnejší model spektier produktov slabo sa rozpadajúcich častíc detekovaných na vertexe

Okrem už spomínaných odhadov som ešte vypracoval odhady pomocou jednoduchého modelu, ktorý by mal popisovať reálne spektrum produktov V častíc videných v detekčnom systéme experimentu NA49. Tento model bol vytvorený tak, aby popísal spektrum protónov pochádzajúcich z Λ^0 , ktoré bolo získané pomocou detailnej simulácie detekčného systému. Táto detailná simulácia bola robená pomocou balíka GEANT, ktorý umožňoval získať body na dráhach produktov Λ^0 , ako aj straty energie v jednotlivých bodoch. Za pomoci strát energie bolo možné nasimulovať signály na jednotlivých padoch, na ktoré sa simuláciou aplikovalo elektronické spracovanie, čím sa získali dátá v rovnakej podobe, ako experiment meria. Tieto dráhy sa následne vložili do existujúcich dát. V týchto dátach sa potom vyhľadali stopy jednotlivých častíc tak, ako som popísal v podkapitole 2.6. Zistilo sa, že získané spektrum možno popísať jednoduchou simuláciou založenou na tom istom generátore hybnosti, ktorý som použil na určenie horného odhadu, pomocou dvoch dodatočných predpokladov. Prvým predpokladom je, že ako častice na vertexe zrážky registrujeme iba produkty tých lámbd, ktoré sa rozpadnú do 40 cm od vertexu. Druhým predpokladom je ešte akási pravdepodobnosť registrácie častíc, ktoré prejdú prvým kritériom, ako funkcia celkovej hybnosti rozpadajúcej sa častice v laboratórnej sústave [11]. Tieto predpoklady som potom použil aj na ostatné V častice a vypracoval som tak odhad jednotlivých spektier, ktorý by mohol byť ako tak realistický. Pri vypracovaní tohto odhadu som uvažoval tie isté častice ako v prípade horného odhadu popísaného v podkapitole 4.2.

Problémom tejto simulácie pomocou balíka GEANT je, že sa snažíme simulovať zložité zariadenie s obrovským množstvom elektronických kanálov, pričom od simulácie potrebujeme presný popis vytvorených signálov ako aj presný popis elektronického spracovania. Ďalším problémom je, že táto simulácia je náročná na výpočtový čas a nie je urobená pre všetky mnou uvažované častice. Z toho dôvodu je zaujímavý aj mnou urobený odhad snažiaci sa použiť výsledky získané simuláciou pomocou balíku GEANT.

4.6 Odhad korekcie k inkluzívnym spektrám

Doteraz som robil iba odhady spektier rôznych častíc. Na záver som teda ešte urobil odhad, aká časť protónov a nabitych piónov detekovaných na

vertexe pochádza z V častíc. Tieto odhady som získal vydelením odhadov spektier jednotlivých častíc hodnotami nameranými v experimente NA49. Tieto hodnoty sú v tabuľkách 4.3 a 4.2 [16]. Túto pravdepodobnosť miestami nazývam aj korekcia, nakoľko nám vlastne udáva, akú časť nameraných spektier treba odčítať v dôsledku detekovania produktov V častíc na vertexe. Tieto produkty sa z historických dôvodov odčítavajú od spektier, keďže v starších experimentoch sa používali bublinové komory, prípadne im podobné detektory, ktorých vlastnosťou bolo, že videli, ktoré časticie pochádzajú z V častíc, a ktoré nie. V týchto časoch sa produkty V častíc nerátali do inkluzívnych spektier, čo sa dodržiava dodnes.

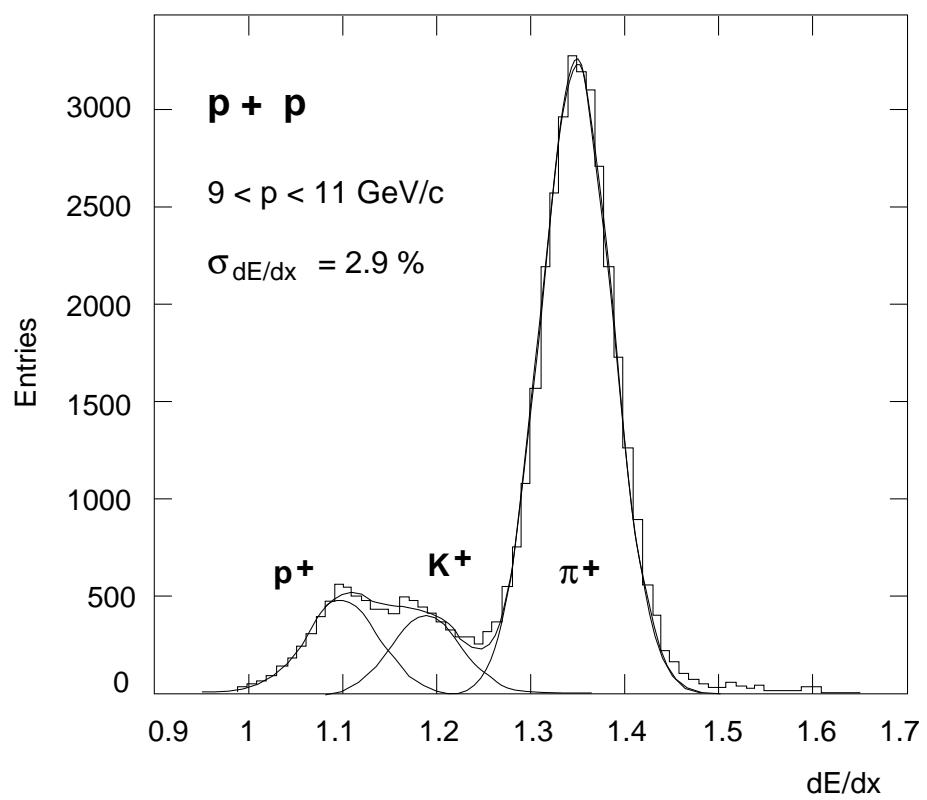
V experimente NA49 sa inkluzívne účinné prierezy získavajú fitovaním rozdelenia merných ionizačných strát v jednotlivých intervaloch v celkovej hybnosti v laboratórnej sústave. Celý postup je zhruba nasledovný a robí sa v laboratórnej sústave, s ktorej sa výsledky nakoniec transformujú do sústavy hmotného stredu. Hybnostný priestor sa rozdelí na intervale v p_l a p_t . V jednotlivých intervaloch sa potom histogramujú merné ionizačné straty častíc s rovnakým nábojom. Nakoniec sa tento histogram fituje súčtom rozdelení dE/dx pre jednotlivé časticie. Tvar týchto rozdelení sa dá získať monte-carlo simuláciou. Ide o fit s 4 parametrami, ktoré udávajú počet protónov, piónov, kaónov a antielektrónov, respektíve ich antičastíc. Tieto spektrá sú čiastočne kontaminované produktami V častíc. Práve odhad tejto kontaminácie je cieľom tejto práce. Príklad takéhoto fitu je na obrázku 4.6.

x_f	n_p	x_f	n_p
-0.9000	-	0.0125	$6.666 \times 10^{-1} \pm 1.410 \times 10^{-2}$
-0.7500	-	0.0325	$6.501 \times 10^{-1} \pm 1.340 \times 10^{-2}$
-0.6500	-	0.0625	$6.197 \times 10^{-1} \pm 1.250 \times 10^{-2}$
-0.5500	-	0.0875	$6.089 \times 10^{-1} \pm 1.180 \times 10^{-2}$
-0.4500	-	0.1250	$6.044 \times 10^{-1} \pm 1.100 \times 10^{-2}$
-0.3500	$4.759 \times 10^{-1} \pm 2.671 \times 10^{-1}$	0.1750	$6.255 \times 10^{-1} \pm 1.010 \times 10^{-2}$
-0.2750	$7.813 \times 10^{-1} \pm 9.490 \times 10^{-2}$	0.2250	$6.296 \times 10^{-1} \pm 9.300 \times 10^{-3}$
-0.2250	$7.977 \times 10^{-1} \pm 3.660 \times 10^{-2}$	0.2750	$6.546 \times 10^{-1} \pm 8.800 \times 10^{-3}$
-0.1750	$7.621 \times 10^{-1} \pm 7.630 \times 10^{-2}$	0.3500	$6.727 \times 10^{-1} \pm 8.300 \times 10^{-3}$
-0.1250	$7.517 \times 10^{-1} \pm 3.180 \times 10^{-2}$	0.4500	$5.834 \times 10^{-1} \pm 6.900 \times 10^{-3}$
-0.0875	$6.973 \times 10^{-1} \pm 1.940 \times 10^{-2}$	0.5500	$4.866 \times 10^{-1} \pm 6.900 \times 10^{-3}$
-0.0625	$6.954 \times 10^{-1} \pm 1.740 \times 10^{-2}$	0.6500	$2.960 \times 10^{-1} \pm 5.300 \times 10^{-3}$
-0.0325	$7.059 \times 10^{-1} \pm 1.600 \times 10^{-2}$	0.7500	$1.446 \pm 7.800 \times 10^{-2}$
-0.0125	$6.768 \times 10^{-1} \pm 1.490 \times 10^{-2}$	0.9000	-

Tabuľka 4.2: Rozdelenie inkluzívnych protónov v experimente NA49.

x_f	n_{pi^-}	n_{pi^+}
-0.2250	-	-
-0.1750	-	$1.982 \pm 1.264 \times 10^{-1}$
-0.1250	-	$3.078 \pm 1.176 \times 10^{-1}$
-0.0875	$4.274 \pm 9.420 \times 10^{-2}$	$4.944 \pm 1.632 \times 10^{-1}$
-0.0625	$6.678 \pm 1.094 \times 10^{-1}$	$7.686 \pm 1.784 \times 10^{-1}$
-0.0325	$1.037 \times 10^1 \pm 1.711 \times 10^{-1}$	$1.214 \times 10^1 \pm 1.694 \times 10^{-1}$
-0.0125	$1.680 \times 10^1 \pm 1.705 \times 10^{-1}$	$1.820 \times 10^1 \pm 1.919 \times 10^{-1}$
0.0125	$1.819 \times 10^1 \pm 1.341 \times 10^{-1}$	$2.014 \times 10^1 \pm 1.426 \times 10^{-1}$
0.0325	$1.039 \times 10^1 \pm 7.380 \times 10^{-2}$	$1.297 \times 10^1 \pm 8.270 \times 10^{-2}$
0.0625	$6.388 \pm 4.860 \times 10^{-2}$	$8.265 \pm 5.520 \times 10^{-2}$
0.0875	$4.122 \pm 3.440 \times 10^{-2}$	$5.428 \pm 3.950 \times 10^{-2}$
0.1250	$2.342 \pm 2.310 \times 10^{-2}$	$3.259 \pm 2.730 \times 10^{-2}$
0.1750	$1.228 \pm 1.510 \times 10^{-2}$	$1.869 \pm 1.860 \times 10^{-2}$
0.2250	$6.729 \times 10^{-1} \pm 1.050 \times 10^{-2}$	$1.153 \pm 1.380 \times 10^{-2}$
0.2750	$3.959 \times 10^{-1} \pm 7.800 \times 10^{-3}$	$7.825 \times 10^{-1} \pm 1.110 \times 10^{-2}$
0.3500	$1.778 \times 10^{-1} \pm 5.200 \times 10^{-3}$	$4.059 \times 10^{-1} \pm 8.100 \times 10^{-3}$
0.4500	$5.630 \times 10^{-2} \pm 3.300 \times 10^{-3}$	$1.380 \times 10^{-1} \pm 4.900 \times 10^{-3}$
0.5500	$2.400 \times 10^{-2} \pm 2.500 \times 10^{-3}$	$6.400 \times 10^{-2} \pm 5.900 \times 10^{-3}$
0.6500	-	$3.280 \times 10^{-2} \pm 6.700 \times 10^{-3}$
0.7500	-	$1.790 \times 10^{-2} \pm 4.100 \times 10^{-3}$
0.9000	-	-

Tabuľka 4.3: Rozdelenie inkluzívnych piónov v experimente NA49.



Obrázok 4.6: Príklad fitu rozdelenia dE/dx .

Kapitola 5

Výsledky

5.1 Horný odhad

Horný odhad spektier jednotlivých častíc detekovaných na vertexe samozrejme nepopisuje realisticky tieto spektrá, ale je dobré mať odhad zhora, ktorý by tieto spektrá nemal prekročiť. Jednotlivé odhady spektier sú na obrázkoch 5.1 až 5.3. V tabuľke 5.1 sú číselné hodnoty dN/dx_f normalizované ako počet častíc s danými vlastnosťami v jednom evente pre p , π^+ a π^- . Tieto spektrá musia byť podľa predpokladov, symetrické rozdelenia V častíc v x_f a izotropného rozpadu, symetrické, čo možno aj na príslušných obrázkoch vidieť.

Na obrázkoch 5.4 až 5.6 možno vidieť, aká časť p , π^+ a π^- detekovaných na vertexe by mohla pochádzať od slabo sa rozpadajúcich častíc. Toto je taktiež horný odhad a príslušné číselné hodnoty sú v tabuľke 5.2. Tu stojí za pozornosť obrázok 5.4, ktorý nemá predo-zadnú symetriu. Toto je spôsobené tým, že namerané dátá sú nesymetrické a dalo by sa to interpretovať tak, že v zadnej hemisfére prispievajú protóny od V častíc väčšou mierou ako v prednej. Ďalším problémom je, že cím menšiu hybnosť máme v laboratórnej sústave, tým väčšie problémy sú pri fitovaní, keďže stredné hodnoty merných ionizačných strát sa približujú k sebe, pre niektoré hybnosti sa dokonca aj prekrývajú. Tento fakt je možno vidieť aj na obrázku 2.4. Za predpokladu, že to tak je, totiž nameriame v zadnej hemisfére viac protónov ako v prednej, čo sa aj nameralo, viď tabuľku 4.2, a tým pádom keď podelíme odhad spektra protónov s nameraným spektrom, v zadnej hemisfére dostaneme menší faktor, ako v prednej, čo je na obrázku 5.4 vidno. Čo sa týka piónov, tu je asymetria podstatne menšia ako v prípade protónov. K tomuto faktu sa ešte vrátim v podkapitole 5.3.

Do výslednej chyby prispievajú dve zložky a sice štatistické chyby a sys-

tematické chyby. V podstate pre tento odhad sa dá povedať, že významnými zdrojmi chýb sú experimentálne merania údajov, ktoré do výpočtu vstupovali. Samotná štatistická chyba simulácie je zanedbateľná, keďže sa jedná o simuláciu nenáročnú na výpočtový čas, takže je možné túto chybu znížiť na zanedbateľnú úroveň. Naopak experimentálne chyby jednotlivých veličín použitých ako vstupy do simulácie sú začažené dosť veľkými chybami už len z dôvodov nízkej štatistiky predchádzajúcich experimentov.

5.2 Dolný odhad

Dolný odhad je z hľadiska experimentu významnejší, nakoľko som ho získal z dát a teda nám udáva, aká časť p , π^+ a π^- detekovaných na vertexe určite pochádza zo slabo sa rozpadajúcich častíc. Tento odhad má teda aj charakter minimálnej korekcie k nameraným údajom, ktorú treba urobiť kvôli konzistentnosti s predchádzajúcimi experimentami.

V kapitole 4.4 som popisoval, ako som získal spektrá p , π^+ a π^- pochádzajúcich z V častíc. Dôležitou časťou bolo robenie hmotnostného spektra a fitovanie pozadia. Na obrázkoch 5.7 až 5.10 sú ukážky týchto spektier aj s nafitovaným pozadím. Na týchto obrázkoch je aj signál, ktorý som získal po odčítaní nafitovaného pozadia od hmotnostného spektra. V princípe možno povedať, že situácia pri odčítovaní počtu piónov pochádzajúcich z K_S^0 bola jednoduchšia, ako pri odčítovaní počtu dcérskych častíc pochádzajúcich z Λ^0 . Rozdiel je tu v tom, že kým Λ^0 leží dosť blízko prahu, K_S^0 je podstatne ďalej od prahu a preto sa pozadie pod K_S^0 fituje jednoduchšie. Za zmienku stojí ešte chyba merania počtu častíc v jednotlivých binoch x_f . Tu je dôležitým faktorom systematická chyba odčítania pozadia, keďže nie je úplne jasné, akou funkciou pozadie fitovať. Pozadie som fitoval funkciou popísanou vo vzťahu 4.10. V niektorých binoch v x_f som skúšal aj iné funkcie a vo všeobecnosti možno povedať, že rozdiel výsledkov získaných pomocou rôznych fitovacích funkcií pozadia bol okolo 20–30%. I napriek snahe čo najlepšie popísať tvar pozadia, bolo v niektorých binoch problematické rozhodnúť, čo je signál a čo iba zle odčítané pozadie, takže som ako počet príslušných častíc bral len tie, pri ktorých bola istota, že sa jedná o častice, ktoré hľadám. Vďaka tomu som dolný odhad spektier umelo nezvyšoval.

Metódou popísanou v kapitole 4.4 som dostal dolný odhad spektier p , π^+ a π^- detekovaných na vertexe. V tabuľkách 5.3 a 5.4 sú namerané rozdelenia protónov a záporných piónov pochádzajúcich z Λ^0 . Tieto spektrá sú zobrazené na obrázkoch 5.11 a 5.12. Podobne v tabuľkách 5.5 a 5.6 sú namerané spektrá piónov pochádzajúcich z K_S^0 a na obrázkoch 5.13 a 5.14 možno nájsť grafy týchto rozdelení. Nakoniec na obrázkoch 5.15 až 5.17 je zobra-

zená pravdepodobnosť, že častica detekovaná na vertexe pochádza zo slabo sa rozpadajúcej častice. Číselné údaje sa nachádzajú v tabuľke 5.7.

5.3 Presnejší model spektier

V prípade tohto modelu ide o snahu realisticky popísať spektrum p , π^+ a π^- pochádzajúcich z V častíc, alebo ináč povedané určiť, aká časť p , π^+ a π^- detekovaných na vertexe pochádza zo slabo sa rozpadajúcich častíc.

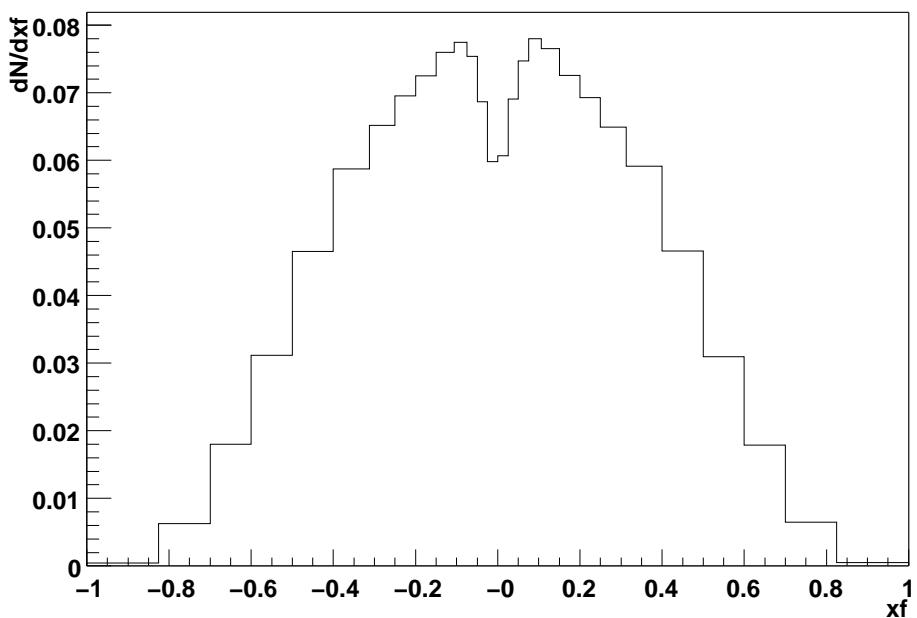
Odhad spektier pomocou modelu popísaného v kapitole 4.5 je na obrázkoch 5.18 až 5.20. Príslušné hodnoty sú potom aj v tabuľke 5.8. Čo sa týka chýb, platí tu to isté, ako v prípade horného odhadu, a síce, že chyby som uvažoval iba z experimentálnych údajov. Pravdepodobnosti toho, že častica detekovaná na vertexe pochádza z V častice, sa nachádzajú v tabuľke číslo 5.9. Tieto hodnoty sú graficky znázornené na obrázkoch 5.21 až 5.23.

Ako som už spomenul v kapitole 5.1, z nameraných spektier protónov uvedených v tabuľke 4.2 sa dá očakávať, že v zadnej hemisfére bude kontaminácia produktami V častíc väčšia ako v prednej. Tento model sa snaží toto popísť a vyzerá to tak, že tento popis je na dobrej úrovni. Čo sa týka spektra piónov pochádzajúcich zo slabo sa rozpadajúcich častíc, tu je situácia horšia. Tu je môže byť problematická možnosť použitia spomínaného modelu, ale i napriek tomu sa dá povedať, že získané výsledky môžu aspoň zhruba popisovať reálne znečistenie spektier piónov na vertexe.

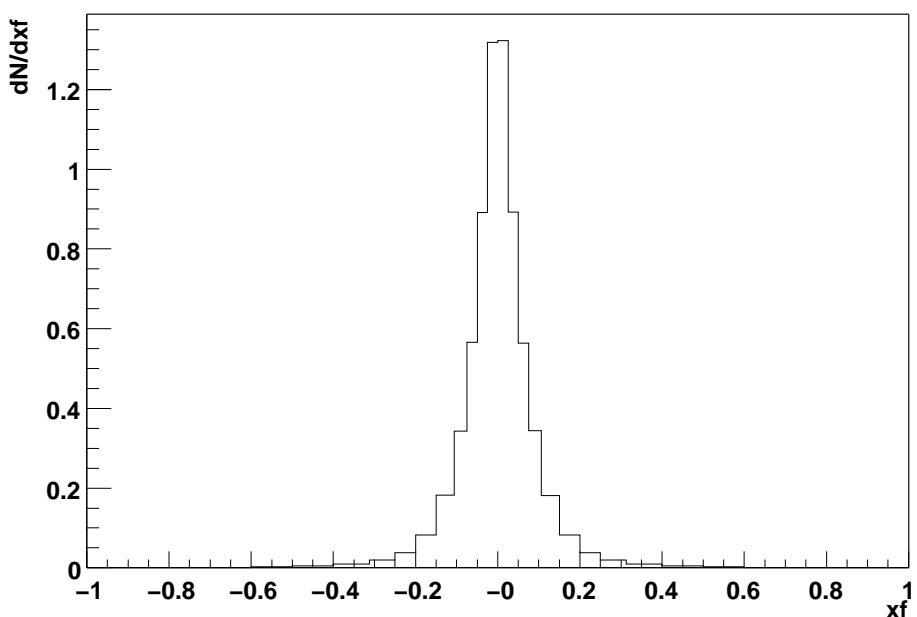
5.4 Porovnanie odhadov

Na záver tu mám porovnanie jednotlivých odhadov pre p , π^+ a π^- . Tieto porovnania sú na obrázkoch 5.24 až 5.26 a sú tu porovnané pravdepodobnosti, s akými častice detekované na vertexe pochádzajú zo slabo sa rozpadajúcich častíc. Ako možno vidieť na obrázku 5.24 realistický model je blízko dolného odhadu, ale dá sa povedať, že tento odhad v podstate nie je nižší, ako dolný odhad korekcie, ktorý som získal z dát. V okolí $x_f = 0$ je súčasťne dolný odhad o niečo vyššie ako realistickejší model, ale tento efekt nie je nijako výrazný z hľadiska chýb jednotlivých odhadov. V chybe dolného odhadu mám zahrnutú totiž iba štatistickú odchýlku a nie systematické chyby, čiže hodnoty oboch odhadov v okolí $x_f = 0$ sú zhruba rovnaké. Tu by pomohla vyššia štatistika dát, ktorá ale nebola k dispozícii. Na obrázku 5.25 vidieť to isté porovnanie pre záporné pióny. Tu možno povedať, že jednotlivé odhady si neprotirečia, i keď správnosť modelu z kapitoly 4.5 nie je stopercentná. Na záver tu je obrázok 5.26 a na ňom porovnanie pre kladné pióny. Tu možno

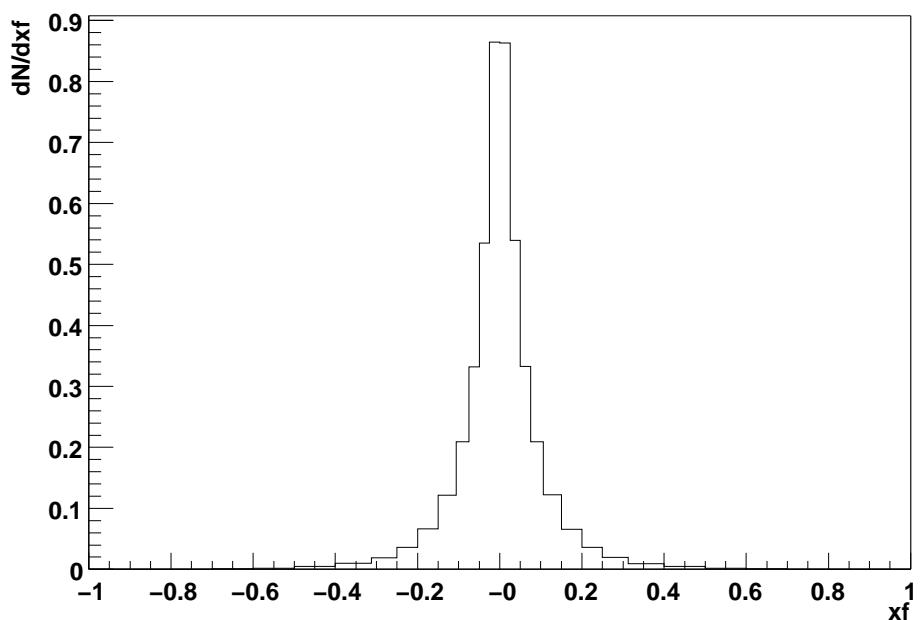
vidieť, že v okolí $x_f = 0$ je dolný odhad vyšší ako model z kapitoly 4.5. Tu treba povedať, že prispeli dva efekty. Jedným z nich je už spomínaná nízka štatistika dát, takže boli problémy s odčítaním počtu K_S^0 , ktoré dali po rozpade kladný pión do daného binu. Druhým problémom je už spomínaná spornosť platnosti modelu z kapitoly 4.5 pre pióny.



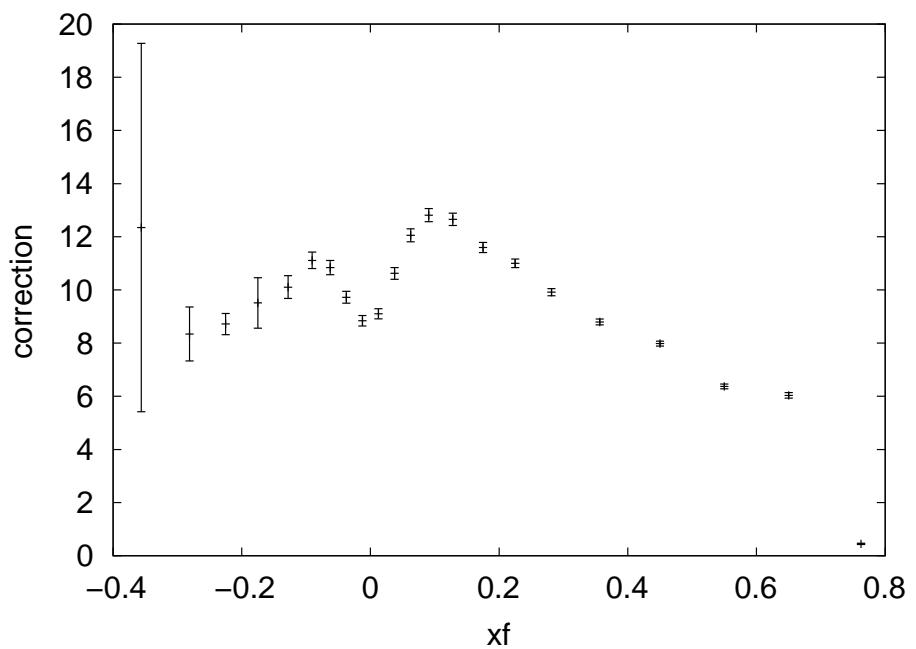
Obrázok 5.1: Horný odhad spektra protónov.



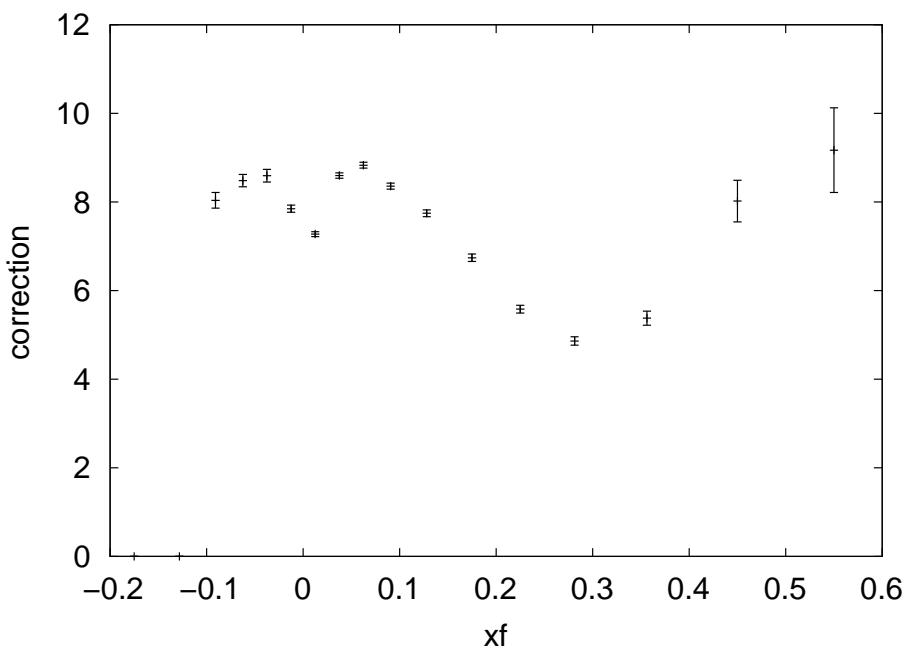
Obrázok 5.2: Horný odhad spektra záporných piónov.



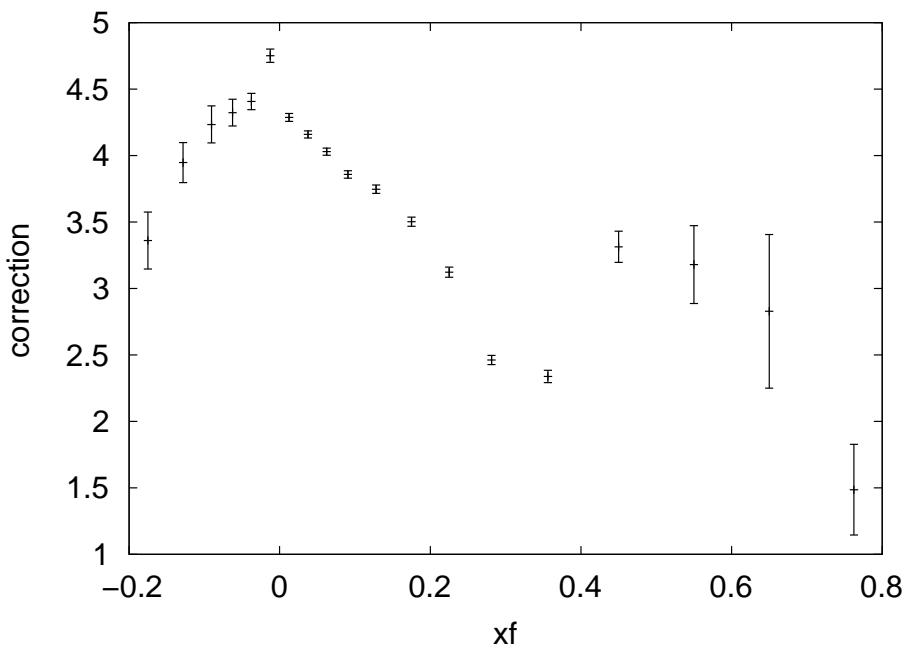
Obrázok 5.3: Horný odhad spektra kladných piónov.



Obrázok 5.4: Horný odhad korekcie pre protóny.



Obrázok 5.5: Horný odhad korekcie pre záporné pióny.



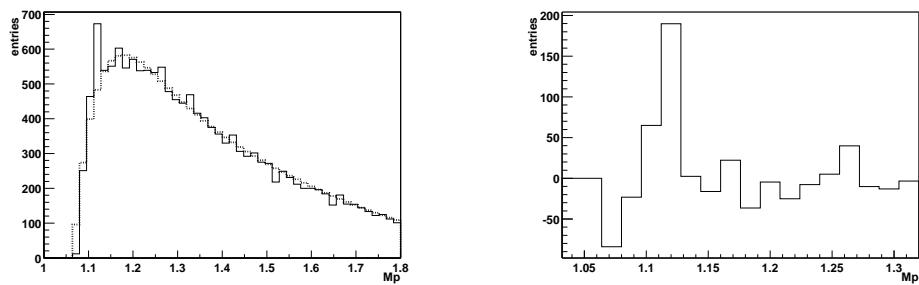
Obrázok 5.6: Horný odhad korekcie pre kladné pióny.

x_f	$dN/dx_f(p)$	$dN/dx_f(\pi^-)$	$dN/dx_f(\pi^+)$
-0.9000	4.452×10^{-4}	2.133×10^{-5}	1.505×10^{-5}
-0.7500	6.279×10^{-3}	2.503×10^{-4}	2.635×10^{-4}
-0.6500	1.798×10^{-2}	8.255×10^{-4}	9.375×10^{-4}
-0.5500	3.118×10^{-2}	2.095×10^{-3}	2.062×10^{-3}
-0.4500	4.652×10^{-2}	4.450×10^{-3}	4.399×10^{-3}
-0.3500	5.875×10^{-2}	9.634×10^{-3}	9.694×10^{-3}
-0.2750	6.520×10^{-2}	1.941×10^{-2}	1.908×10^{-2}
-0.2250	6.955×10^{-2}	3.804×10^{-2}	3.581×10^{-2}
-0.1750	7.249×10^{-2}	8.178×10^{-2}	6.662×10^{-2}
-0.1250	7.597×10^{-2}	1.823×10^{-1}	1.215×10^{-1}
-0.0875	7.749×10^{-2}	3.435×10^{-1}	2.094×10^{-1}
-0.0625	7.539×10^{-2}	5.665×10^{-1}	3.323×10^{-1}
-0.0325	6.863×10^{-2}	8.909×10^{-1}	5.352×10^{-1}
-0.0125	5.983×10^{-2}	1.318	8.649×10^{-1}
0.0125	6.069×10^{-2}	1.323	8.633×10^{-1}
0.0325	6.906×10^{-2}	8.929×10^{-1}	5.397×10^{-1}
0.0625	7.469×10^{-2}	5.641×10^{-1}	3.331×10^{-1}
0.0875	7.801×10^{-2}	3.445×10^{-1}	2.094×10^{-1}
0.1250	7.650×10^{-2}	1.814×10^{-1}	1.221×10^{-1}
0.1750	7.254×10^{-2}	8.282×10^{-2}	6.545×10^{-2}
0.2250	6.926×10^{-2}	3.756×10^{-2}	3.602×10^{-2}
0.2750	6.492×10^{-2}	1.925×10^{-2}	1.927×10^{-2}
0.3500	5.916×10^{-2}	9.561×10^{-3}	9.491×10^{-3}
0.4500	4.657×10^{-2}	4.515×10^{-3}	4.573×10^{-3}
0.5500	3.099×10^{-2}	2.201×10^{-3}	2.035×10^{-3}
0.6500	1.786×10^{-2}	9.199×10^{-4}	9.276×10^{-4}
0.7500	6.439×10^{-3}	2.679×10^{-4}	2.661×10^{-4}
0.9000	4.621×10^{-4}	1.756×10^{-5}	1.756×10^{-5}

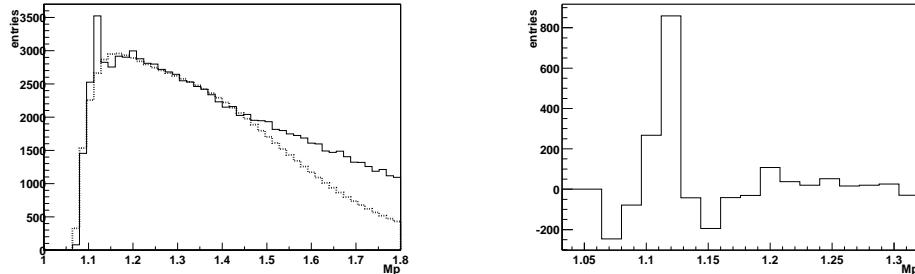
Tabuľka 5.1: Horný odhad rozdelení častíc pochádzajúcich s V častíc.

x_f	p	π^-	pi^+
-0.2750	13.700 ± 7.689	—	—
-0.2250	8.902 ± 1.081	—	—
-0.1750	9.087 ± 0.417	—	—
-0.1250	9.968 ± 0.998	—	6.130 ± 0.391
-0.0875	10.308 ± 0.436	—	6.803 ± 0.260
-0.0625	10.812 ± 0.301	13.255 ± 0.292	6.721 ± 0.222
-0.0325	9.870 ± 0.247	13.340 ± 0.219	6.963 ± 0.162
-0.0125	8.476 ± 0.192	12.717 ± 0.210	7.122 ± 0.099
0.0125	8.967 ± 0.197	7.877 ± 0.080	4.743 ± 0.050
0.0325	10.360 ± 0.219	4.910 ± 0.036	2.680 ± 0.019
0.0625	11.489 ± 0.237	5.431 ± 0.039	2.567 ± 0.016
0.0875	12.589 ± 0.254	5.393 ± 0.041	2.534 ± 0.017
0.1250	12.563 ± 0.243	4.401 ± 0.037	2.250 ± 0.016
0.1750	12.002 ± 0.218	3.537 ± 0.035	2.008 ± 0.017
0.2250	11.072 ± 0.179	3.058 ± 0.038	1.928 ± 0.019
0.2750	10.311 ± 0.152	2.861 ± 0.045	1.670 ± 0.020
0.3500	9.038 ± 0.121	2.415 ± 0.048	1.213 ± 0.017
0.4500	6.924 ± 0.085	2.539 ± 0.074	1.127 ± 0.022
0.5500	5.311 ± 0.063	3.909 ± 0.229	1.475 ± 0.052
0.6500	3.670 ± 0.052	3.833 ± 0.399	1.449 ± 0.134
0.7500	2.175 ± 0.039	—	0.811 ± 0.166
0.9000	0.032 ± 0.002	—	0.098 ± 0.022

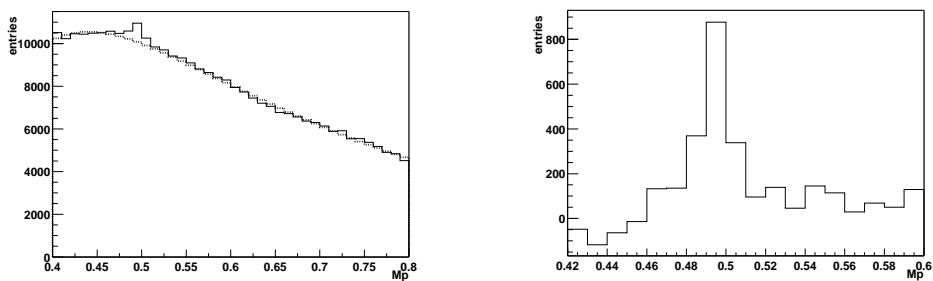
Tabuľka 5.2: Horný odhad korekcie



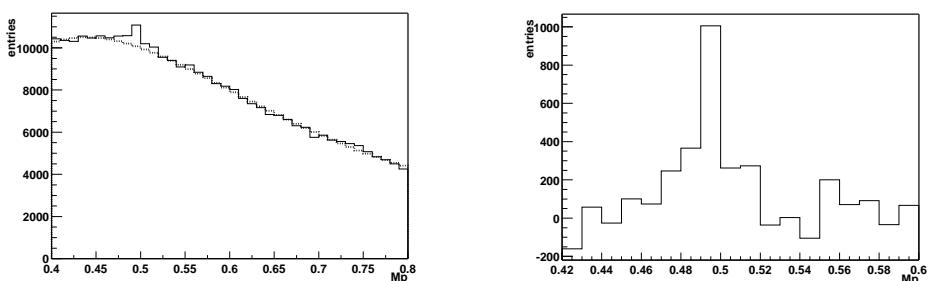
Obrázok 5.7: Protón z lambdy fixovaný v bine 0.000;0.025.



Obrázok 5.8: Pión z lambdy fixovaný v bine -0.025;0.000.



Obrázok 5.9: Záporný pión z K_S^0 fixovaný v bine 0.025;0.050.



Obrázok 5.10: Kladný pión z K_S^0 fixovaný v bine 0.025;0.050.

x_f	$\text{d}x_f$	n_{Λ^0}	$n_{\Lambda^0 c}$	$\text{d}n_{\Lambda^0 c}/\text{d}x_f$
-0.3500	0.100	42.7 ± 6.5	89.5 ± 13.7	$2.195 \times 10^{-3} \pm 3.359 \times 10^{-4}$
-0.2750	0.050	24.7 ± 5.0	51.8 ± 10.4	$2.540 \times 10^{-3} \pm 5.110 \times 10^{-4}$
-0.2250	0.050	53.7 ± 7.3	112.5 ± 15.4	$5.522 \times 10^{-3} \pm 7.535 \times 10^{-4}$
-0.1750	0.050	168.5 ± 13.0	353.1 ± 27.2	$1.733 \times 10^{-2} \pm 1.335 \times 10^{-3}$
-0.1250	0.050	233.8 ± 15.3	489.9 ± 32.0	$2.404 \times 10^{-2} \pm 1.572 \times 10^{-3}$
-0.0875	0.025	213.0 ± 14.6	446.4 ± 30.6	$4.380 \times 10^{-2} \pm 3.001 \times 10^{-3}$
-0.0625	0.025	169.2 ± 13.0	354.6 ± 27.3	$3.479 \times 10^{-2} \pm 2.675 \times 10^{-3}$
-0.0325	0.025	120.1 ± 11.0	251.9 ± 23.0	$2.470 \times 10^{-2} \pm 2.254 \times 10^{-3}$
-0.0125	0.025	176.8 ± 13.3	370.5 ± 27.9	$3.636 \times 10^{-2} \pm 2.734 \times 10^{-3}$
0.0125	0.025	189.8 ± 13.8	397.7 ± 28.9	$3.903 \times 10^{-2} \pm 2.833 \times 10^{-3}$
0.0325	0.025	155.9 ± 12.5	326.7 ± 26.2	$3.206 \times 10^{-2} \pm 2.568 \times 10^{-3}$
0.0625	0.025	121.5 ± 11.0	254.6 ± 23.1	$2.499 \times 10^{-2} \pm 2.267 \times 10^{-3}$
0.0875	0.025	94.9 ± 9.7	198.9 ± 20.4	$1.952 \times 10^{-2} \pm 2.003 \times 10^{-3}$
0.1250	0.050	196.6 ± 14.0	412.0 ± 29.4	$2.021 \times 10^{-2} \pm 1.442 \times 10^{-3}$
0.1750	0.050	126.8 ± 11.3	265.7 ± 23.6	$1.304 \times 10^{-2} \pm 1.158 \times 10^{-3}$
0.2250	0.050	89.5 ± 9.5	187.6 ± 19.8	$9.203 \times 10^{-3} \pm 9.727 \times 10^{-4}$
0.2750	0.050	80.9 ± 9.0	169.5 ± 18.9	$8.318 \times 10^{-3} \pm 9.248 \times 10^{-4}$
0.3500	0.100	66.2 ± 8.1	138.7 ± 17.1	$3.403 \times 10^{-3} \pm 4.183 \times 10^{-4}$
0.4500	0.100	42.6 ± 6.5	89.3 ± 13.7	$2.190 \times 10^{-3} \pm 3.356 \times 10^{-4}$

Tabuľka 5.3: Rozdelenie protónov pochádzajúcich z lambdy.

x_f	$\text{d}x_f$	n_{Λ^0}	$n_{\Lambda^0 c}$	$\text{d}n_{\Lambda^0 c}/\text{d}x_f$
-0.0875	0.025	13.4 ± 3.7	28.1 ± 7.7	$2.756 \times 10^{-3} \pm 7.528 \times 10^{-4}$
-0.0625	0.025	20.3 ± 4.5	42.5 ± 9.4	$4.175 \times 10^{-3} \pm 9.265 \times 10^{-4}$
-0.0325	0.025	159.6 ± 12.6	334.5 ± 26.5	$3.282 \times 10^{-2} \pm 2.598 \times 10^{-3}$
-0.0125	0.025	858.5 ± 29.3	1799.0 ± 61.4	$1.765 \times 10^{-1} \pm 6.025 \times 10^{-3}$
0.0125	0.025	719.9 ± 26.8	1508.6 ± 56.2	$1.480 \times 10^{-1} \pm 5.518 \times 10^{-3}$
0.0325	0.025	319.0 ± 17.9	668.5 ± 37.4	$6.560 \times 10^{-2} \pm 3.673 \times 10^{-3}$
0.0625	0.025	130.8 ± 11.4	274.1 ± 24.0	$2.690 \times 10^{-2} \pm 2.352 \times 10^{-3}$
0.0875	0.025	34.3 ± 5.9	71.9 ± 12.3	$7.054 \times 10^{-3} \pm 1.204 \times 10^{-3}$

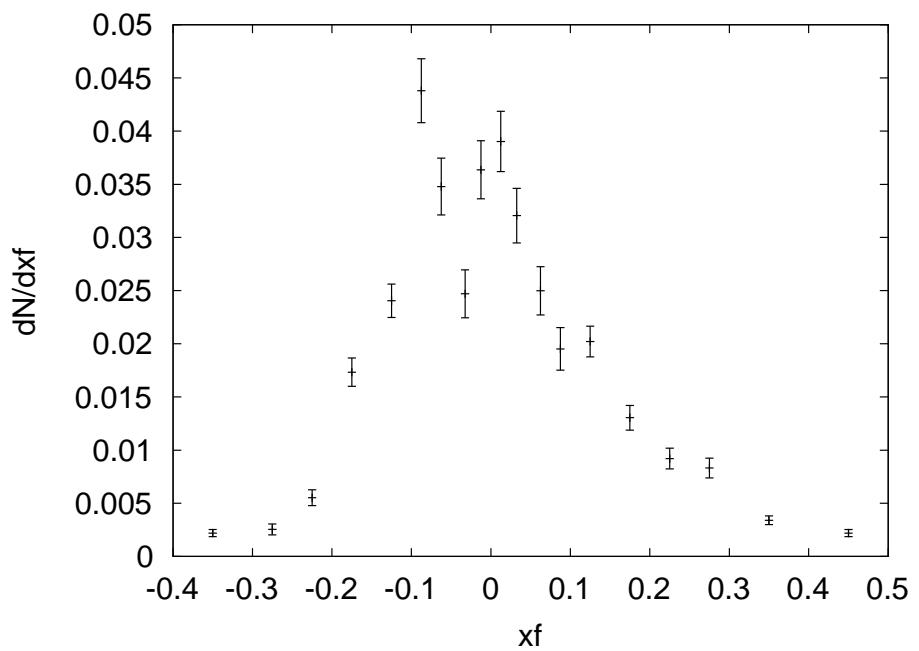
Tabuľka 5.4: Rozdelenie piónov pochádzajúcich z lambdy.

x_f	$\mathrm{d}x_f$	$n_{K_s^0}$	$n_{K_s^0 c}$	$\mathrm{d}n_{K_s^0 c}/\mathrm{d}x_f$
-0.1250	0.050	87.6 ± 9.4	96.2 ± 10.3	$4.719 \times 10^{-3} \pm 5.042 \times 10^{-4}$
-0.0875	0.025	254.4 ± 16.0	279.3 ± 17.5	$2.741 \times 10^{-2} \pm 1.719 \times 10^{-3}$
-0.0625	0.025	235.1 ± 15.3	258.1 ± 16.8	$2.533 \times 10^{-2} \pm 1.652 \times 10^{-3}$
-0.0325	0.025	827.2 ± 28.8	908.2 ± 31.6	$8.913 \times 10^{-2} \pm 3.099 \times 10^{-3}$
-0.0125	0.025	2970.9 ± 54.5	3261.9 ± 59.8	$3.201 \times 10^{-1} \pm 5.873 \times 10^{-3}$
0.0125	0.025	3233.0 ± 56.9	3549.6 ± 62.4	$3.483 \times 10^{-1} \pm 6.126 \times 10^{-3}$
0.0325	0.025	1584.7 ± 39.8	1739.9 ± 43.7	$1.707 \times 10^{-1} \pm 4.289 \times 10^{-3}$
0.0625	0.025	1125.3 ± 33.6	1235.5 ± 36.8	$1.212 \times 10^{-1} \pm 3.614 \times 10^{-3}$
0.0875	0.025	227.9 ± 15.1	250.2 ± 16.6	$2.455 \times 10^{-2} \pm 1.627 \times 10^{-3}$
0.1250	0.050	157.8 ± 12.6	173.3 ± 13.8	$8.501 \times 10^{-3} \pm 6.767 \times 10^{-4}$

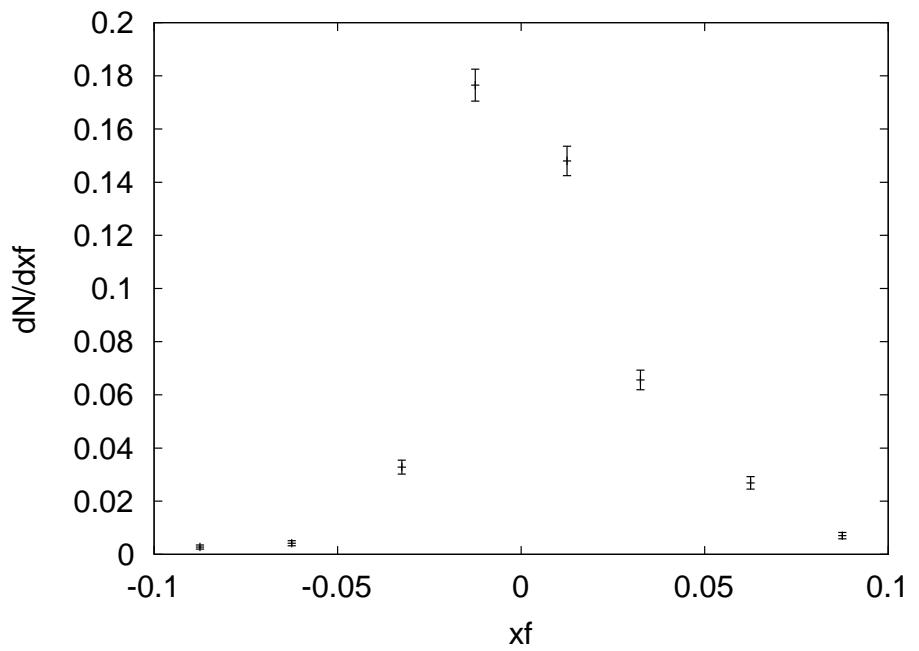
Tabuľka 5.5: Rozdelenie záporných piónov pochádzajúcich z K_S^0 .

x_f	$\mathrm{d}x_f$	$n_{K_s^0}$	$n_{K_s^0 c}$	$\mathrm{d}n_{K_s^0 c}/\mathrm{d}x_f$
-0.1250	0.050	31.3 ± 5.6	34.4 ± 6.1	$1.686 \times 10^{-3} \pm 3.014 \times 10^{-4}$
-0.0875	0.025	49.2 ± 7.0	54.0 ± 7.7	$5.301 \times 10^{-3} \pm 7.557 \times 10^{-4}$
-0.0625	0.025	193.7 ± 13.9	212.7 ± 15.3	$2.087 \times 10^{-2} \pm 1.500 \times 10^{-3}$
-0.0325	0.025	851.8 ± 29.2	935.2 ± 32.0	$9.178 \times 10^{-2} \pm 3.145 \times 10^{-3}$
-0.0125	0.025	3199.3 ± 56.6	3512.6 ± 62.1	$3.447 \times 10^{-1} \pm 6.094 \times 10^{-3}$
0.0125	0.025	3321.5 ± 57.6	3646.8 ± 63.3	$3.579 \times 10^{-1} \pm 6.210 \times 10^{-3}$
0.0325	0.025	1633.2 ± 40.4	1793.2 ± 44.4	$1.760 \times 10^{-1} \pm 4.354 \times 10^{-3}$
0.0625	0.025	632.5 ± 25.2	694.4 ± 27.6	$6.815 \times 10^{-2} \pm 2.710 \times 10^{-3}$
0.0875	0.025	377.9 ± 19.4	414.9 ± 21.3	$4.072 \times 10^{-2} \pm 2.095 \times 10^{-3}$
0.1250	0.050	426.9 ± 20.7	468.7 ± 22.7	$2.300 \times 10^{-2} \pm 1.113 \times 10^{-3}$
0.1750	0.050	101.9 ± 10.1	111.9 ± 11.1	$5.490 \times 10^{-3} \pm 5.438 \times 10^{-4}$
0.2250	0.050	69.6 ± 8.3	76.4 ± 9.2	$3.749 \times 10^{-3} \pm 4.494 \times 10^{-4}$
0.2750	0.050	36.7 ± 6.1	40.3 ± 6.7	$1.977 \times 10^{-3} \pm 3.264 \times 10^{-4}$

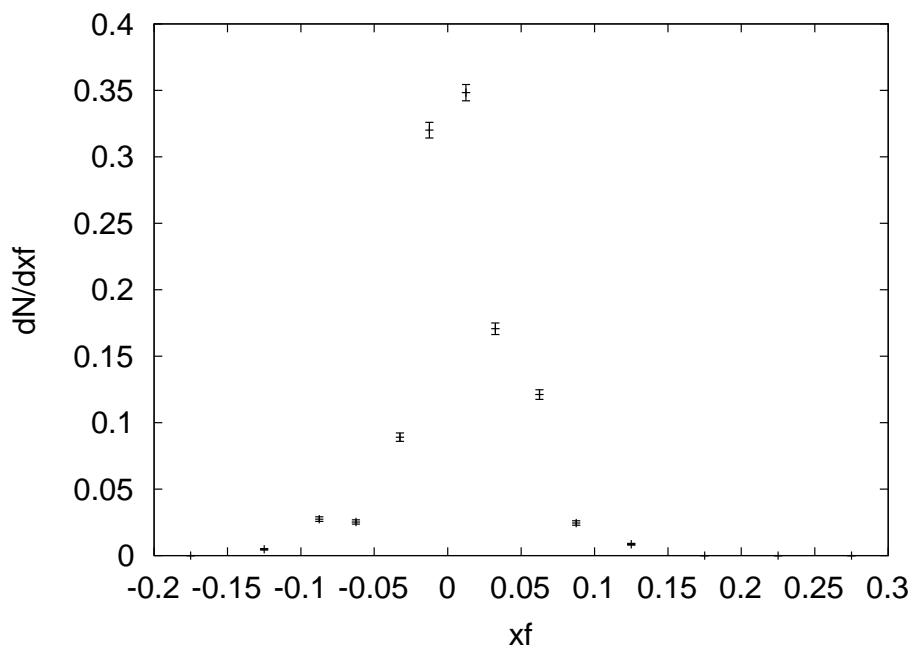
Tabuľka 5.6: Rozdelenie kladných piónov pochádzajúcich z K_S^0 .



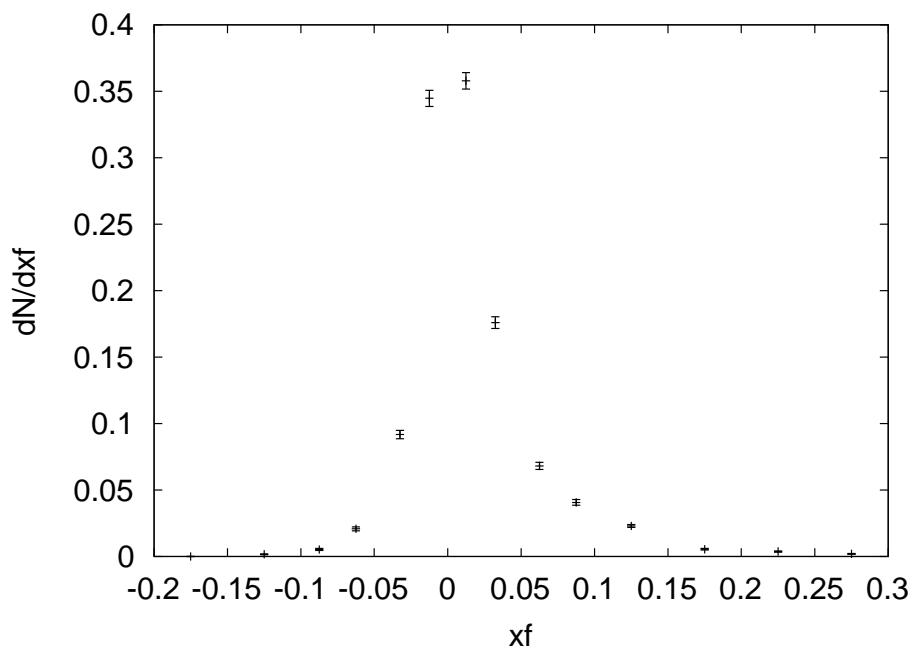
Obrázok 5.11: Dolný odhad spektra protónov z Λ^0 .



Obrázok 5.12: Dolný odhad spektra piónov z Λ^0 .



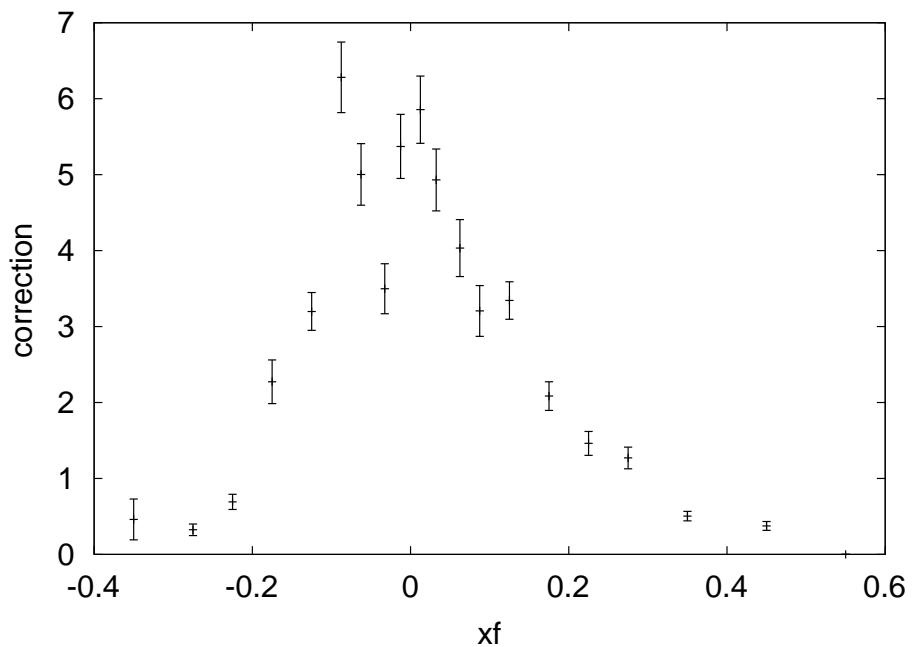
Obrázok 5.13: Dolný odhad spektra záporných piónov z K_S^0 .



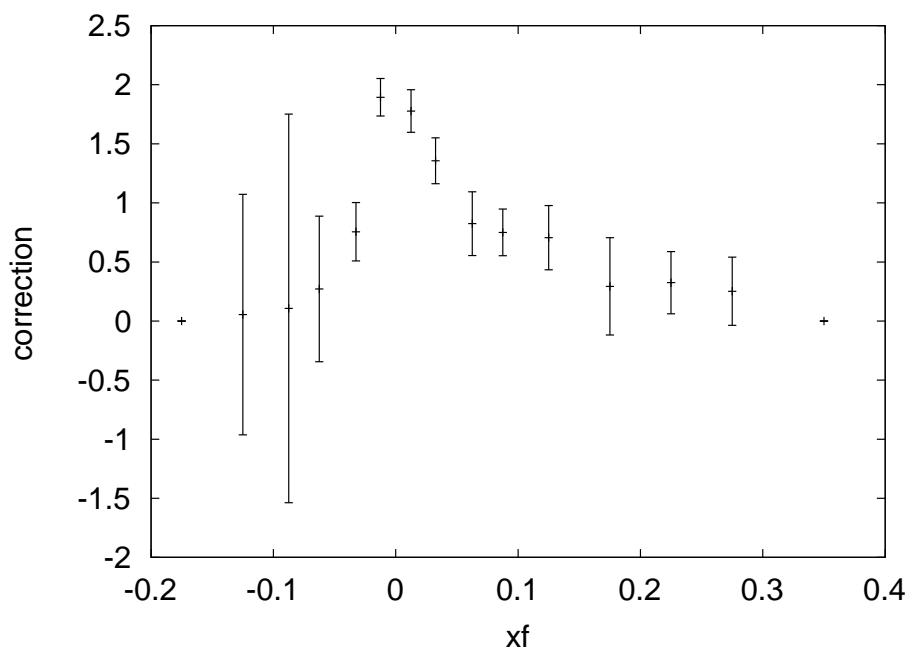
Obrázok 5.14: Dolný odhad spektra kladných piónov z K_S^0 .

x_f	p	π^+	π^-
-0.3500	0.4612 ± 0.2683	-	-
-0.2750	0.3251 ± 0.0764	-	-
-0.2250	0.6922 ± 0.0997	-	-
-0.1750	2.2740 ± 0.2873	-	-
-0.1250	3.1981 ± 0.2491	0.0548 ± 0.5839	-
-0.0875	6.2814 ± 0.4645	0.1072 ± 0.9195	0.7058 ± 0.4146
-0.0625	5.0029 ± 0.4045	0.2715 ± 0.3779	0.4418 ± 0.3315
-0.0325	3.4991 ± 0.3290	0.7558 ± 0.1295	1.1765 ± 0.1296
-0.0125	5.3723 ± 0.4209	1.8939 ± 0.1106	2.9564 ± 0.1061
0.0125	5.8551 ± 0.4427	1.7773 ± 0.1097	2.7290 ± 0.1064
0.0325	4.9315 ± 0.4079	1.3566 ± 0.1260	2.2752 ± 0.1229
0.0625	4.0326 ± 0.3748	0.8245 ± 0.1626	2.3185 ± 0.1214
0.0875	3.2058 ± 0.3348	0.7502 ± 0.1666	0.7667 ± 0.2070
0.1250	3.3438 ± 0.2462	0.7058 ± 0.1642	0.3630 ± 0.2683
0.1750	2.0847 ± 0.1882	0.2938 ± 0.2076	-
0.2250	1.4617 ± 0.1560	0.3250 ± 0.1759	-
0.2750	1.2707 ± 0.1423	0.2527 ± 0.2103	-
0.3500	0.5059 ± 0.0625	-	-
0.4500	0.3754 ± 0.0578	-	-

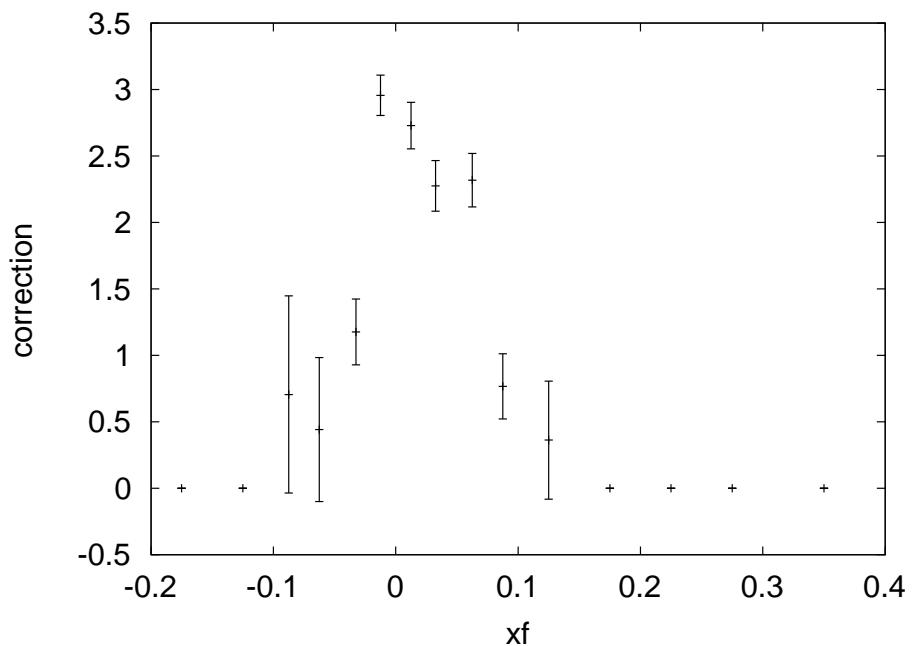
Tabuľka 5.7: Dolný odhad korekcie.



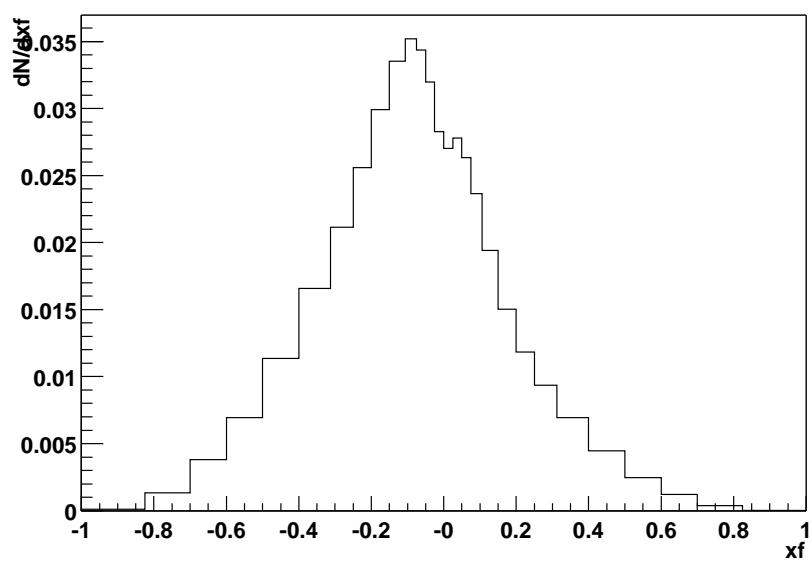
Obrázok 5.15: Dolný odhad korekcie pre protóny.



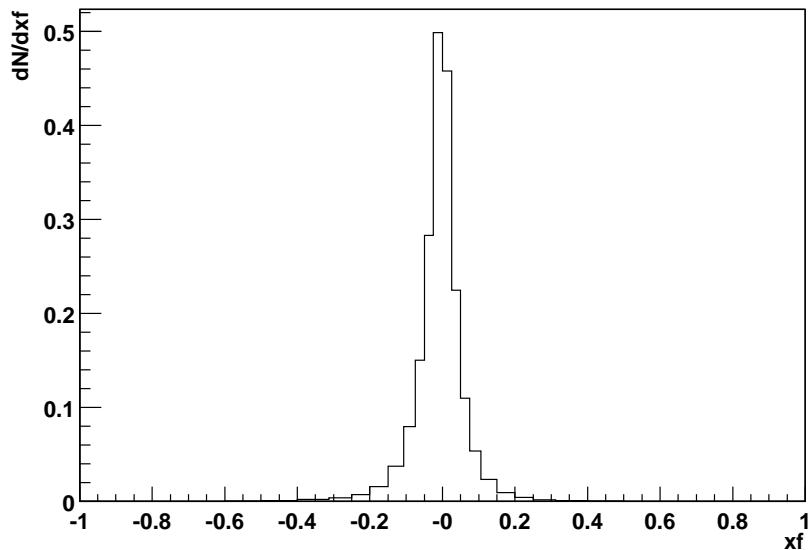
Obrázok 5.16: Dolný odhad korekcie pre záporné pióny.



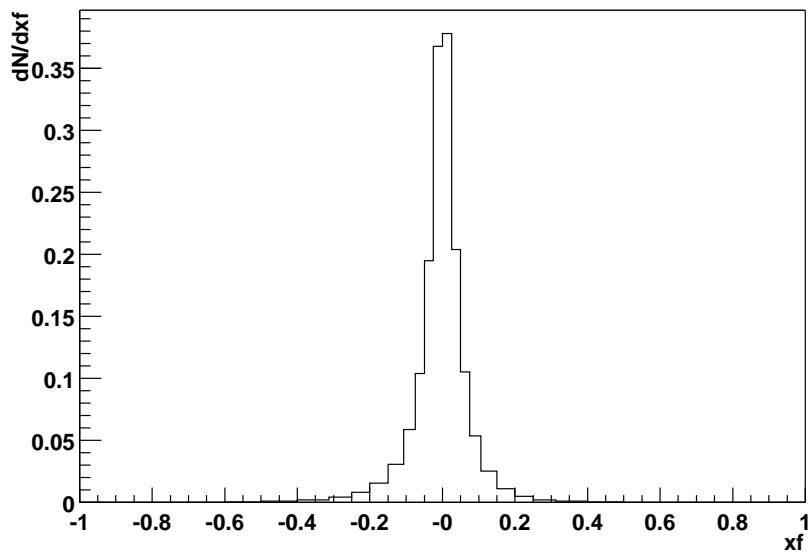
Obrázok 5.17: Dolný odhad korekcie pre kladné pióny.



Obrázok 5.18: Odhad detekovaného spektra protónov z V častíc pomocou presnejšieho modelu.



Obrázok 5.19: Odhad detekovaného spektra záporných piónov z V častíc pomocou presnejšieho modelu.



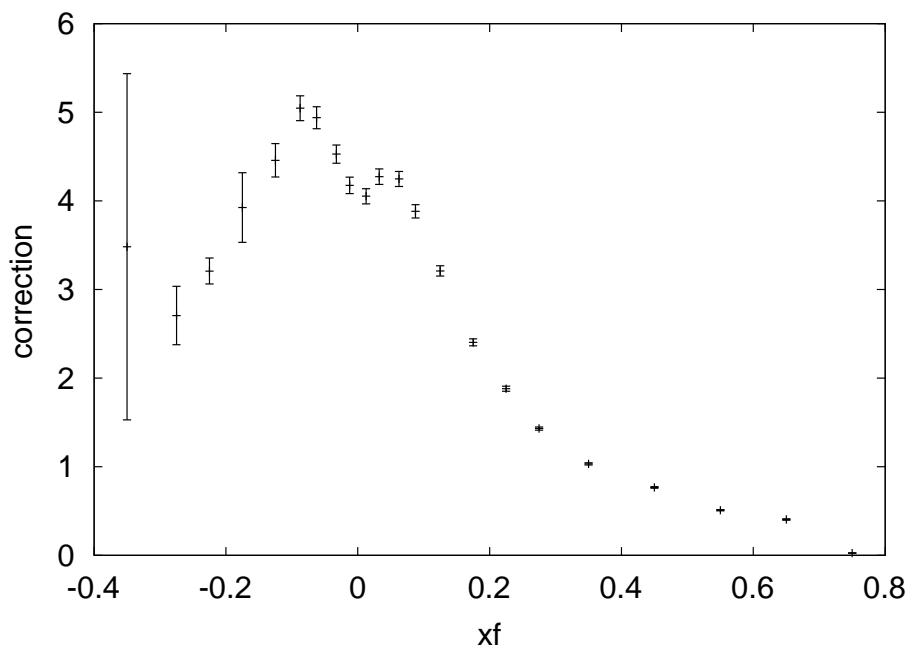
Obrázok 5.20: Odhad detekovaného spektra kladných piónov z V častíc pomocou presnejšieho modelu.

x_f	$dN/dx_f(p)$	$dN/dx_f(\pi^+)$	$dN/dx_f(\pi^-)$
0.9000	9.402×10^{-5}	5.395×10^{-6}	4.266×10^{-6}
0.7500	1.318×10^{-3}	5.647×10^{-5}	5.515×10^{-5}
0.6500	3.807×10^{-3}	1.952×10^{-4}	1.835×10^{-4}
0.5500	6.930×10^{-3}	4.411×10^{-4}	4.328×10^{-4}
0.4500	1.137×10^{-2}	9.319×10^{-4}	9.304×10^{-4}
0.3500	1.657×10^{-2}	2.024×10^{-3}	2.012×10^{-3}
0.2750	2.114×10^{-2}	4.178×10^{-3}	3.864×10^{-3}
0.2250	2.560×10^{-2}	8.044×10^{-3}	7.172×10^{-3}
0.1750	2.991×10^{-2}	1.549×10^{-2}	1.591×10^{-2}
0.1250	3.351×10^{-2}	3.073×10^{-2}	3.756×10^{-2}
0.0875	3.518×10^{-2}	5.864×10^{-2}	7.985×10^{-2}
0.0625	3.435×10^{-2}	1.039×10^{-1}	1.504×10^{-1}
0.0325	3.197×10^{-2}	1.947×10^{-1}	2.832×10^{-1}
0.0125	2.826×10^{-2}	3.676×10^{-1}	4.986×10^{-1}
-0.0125	2.702×10^{-2}	3.779×10^{-1}	4.581×10^{-1}
-0.0325	2.779×10^{-2}	2.038×10^{-1}	2.247×10^{-1}
-0.0625	2.633×10^{-2}	1.053×10^{-1}	1.099×10^{-1}
-0.0875	2.365×10^{-2}	5.369×10^{-2}	5.357×10^{-2}
-0.1250	1.940×10^{-2}	2.528×10^{-2}	2.347×10^{-2}
-0.1750	1.504×10^{-2}	1.091×10^{-2}	9.449×10^{-3}
-0.2250	1.184×10^{-2}	4.879×10^{-3}	4.223×10^{-3}
-0.2750	9.368×10^{-3}	2.161×10^{-3}	1.987×10^{-3}
-0.3500	6.940×10^{-3}	8.926×10^{-4}	8.743×10^{-4}
-0.4500	4.474×10^{-3}	3.395×10^{-4}	3.434×10^{-4}
-0.5500	2.479×10^{-3}	1.381×10^{-4}	1.437×10^{-4}
-0.6500	1.199×10^{-3}	5.522×10^{-5}	4.995×10^{-5}
-0.7500	3.745×10^{-4}	1.493×10^{-5}	1.563×10^{-5}

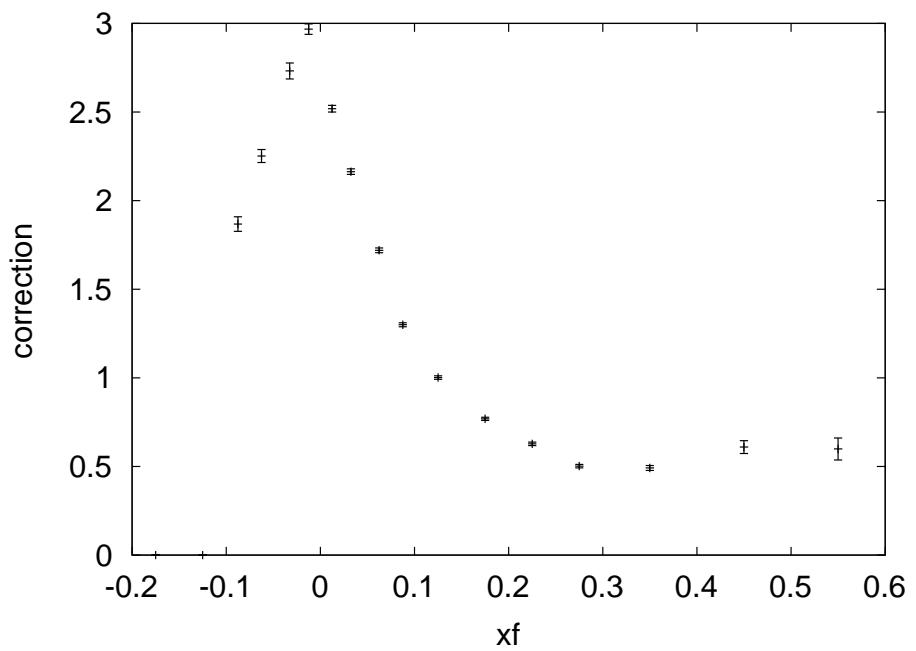
Tabuľka 5.8: Odhad detekovaný spektier častíc pochádzajúcich z V častíc pomocou presnejšieho modelu.

x_f	p	π^+	π^-
0.3500	3.482 ± 1.954	-	-
0.2750	2.706 ± 0.329	-	-
0.2250	3.209 ± 0.147	-	-
0.1750	3.925 ± 0.393	0.782 ± 0.050	-
0.1250	4.458 ± 0.189	0.999 ± 0.038	-
0.0875	5.046 ± 0.140	1.186 ± 0.039	1.868 ± 0.041
0.0625	4.939 ± 0.124	1.352 ± 0.031	2.252 ± 0.037
0.0325	4.528 ± 0.103	1.604 ± 0.022	2.732 ± 0.045
0.0125	4.176 ± 0.092	2.020 ± 0.021	2.968 ± 0.030
-0.0125	4.053 ± 0.086	1.877 ± 0.013	2.519 ± 0.019
-0.0325	4.274 ± 0.088	1.571 ± 0.010	2.164 ± 0.015
-0.0625	4.248 ± 0.086	1.274 ± 0.009	1.720 ± 0.013
-0.0875	3.883 ± 0.075	0.989 ± 0.007	1.300 ± 0.011
-0.1250	3.210 ± 0.058	0.776 ± 0.006	1.002 ± 0.010
-0.1750	2.404 ± 0.039	0.584 ± 0.006	0.769 ± 0.009
-0.2250	1.881 ± 0.028	0.423 ± 0.005	0.628 ± 0.010
-0.2750	1.431 ± 0.019	0.276 ± 0.004	0.502 ± 0.010
-0.3500	1.032 ± 0.013	0.220 ± 0.004	0.492 ± 0.014
-0.4500	0.767 ± 0.009	0.246 ± 0.009	0.610 ± 0.036
-0.5500	0.509 ± 0.007	0.216 ± 0.020	0.599 ± 0.062
-0.6500	0.405 ± 0.007	0.168 ± 0.034	-
-0.7500	0.026 ± 0.001	0.083 ± 0.019	-

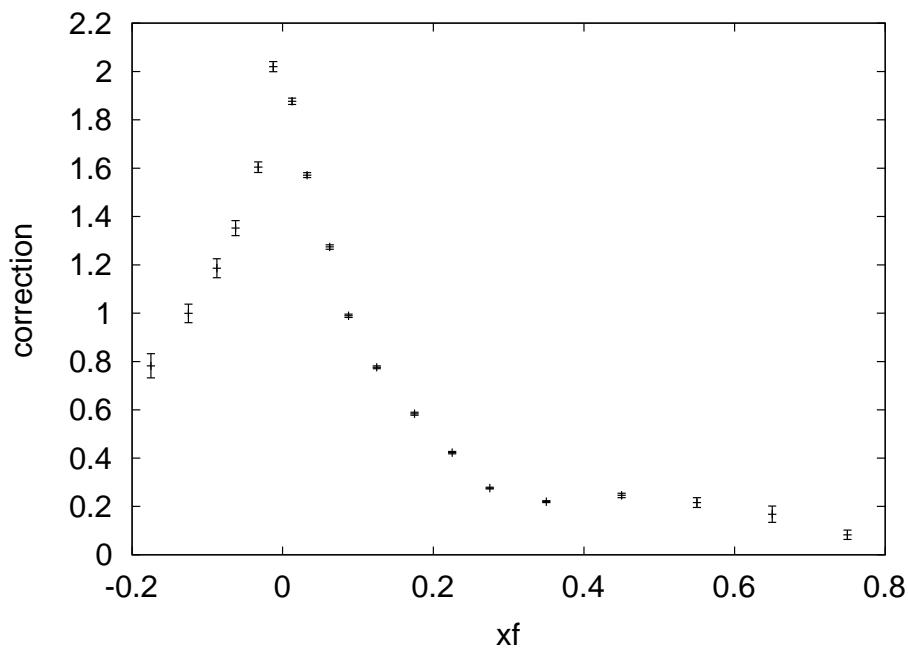
Tabuľka 5.9: Odhad korekcie pomocou presnejšieho modelu.



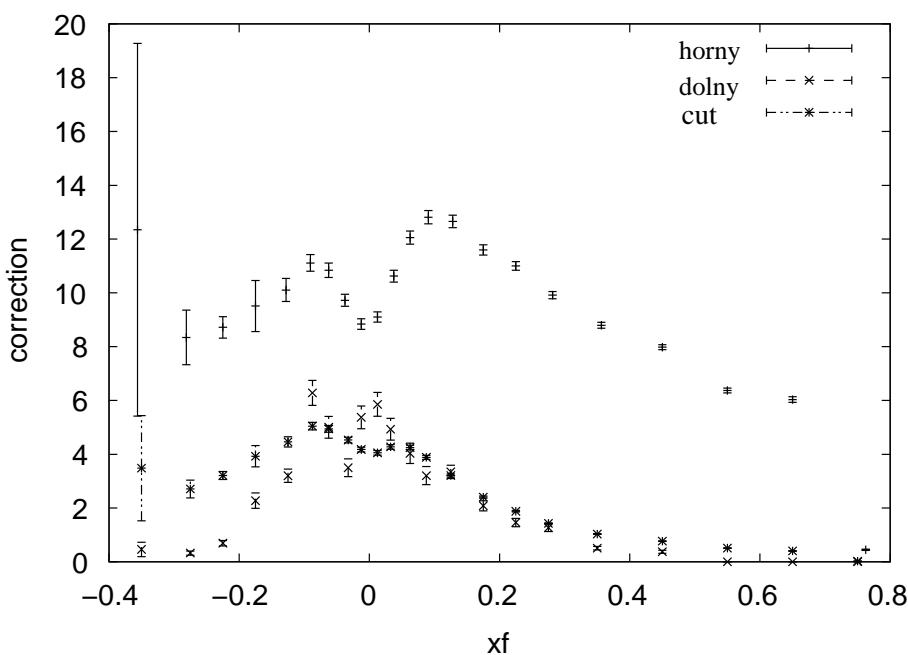
Obrázok 5.21: Odhad korekcie pre protóny pomocou presnejšieho modelu.



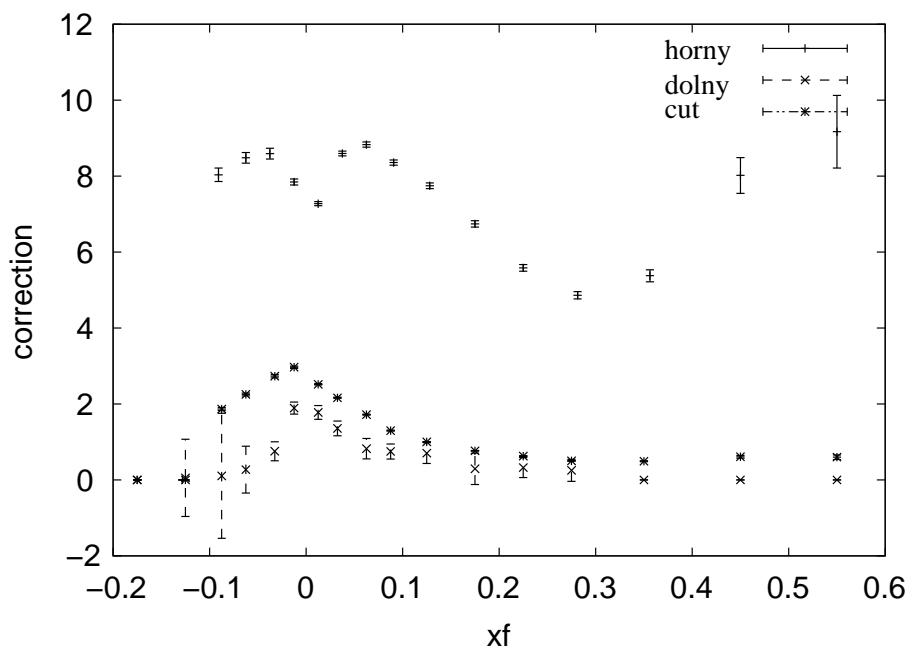
Obrázok 5.22: Odhad korekcie pre záporné pióny pomocou presnejšieho modelu.



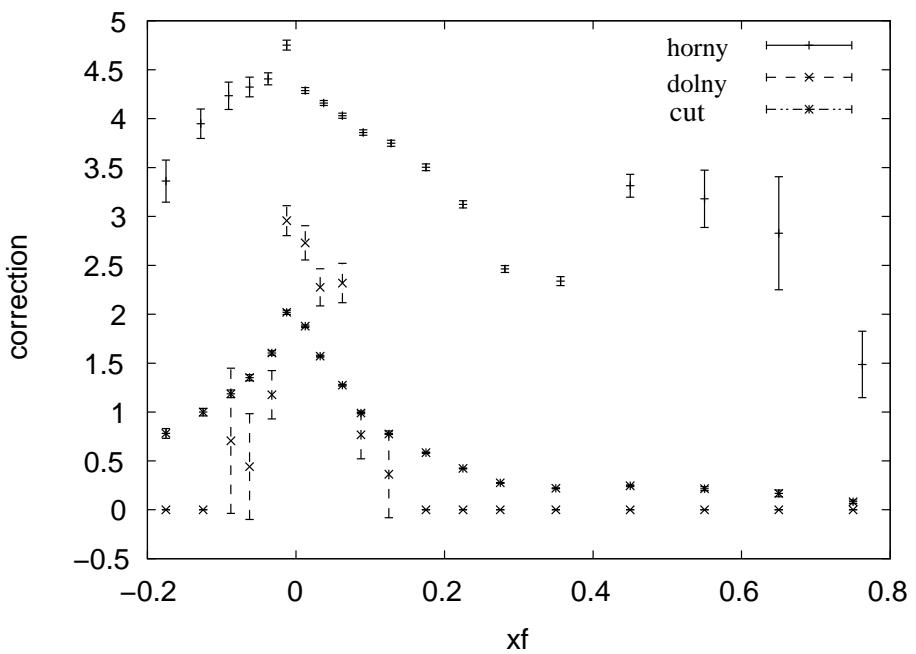
Obrázok 5.23: Odhad korekcie spektra kladné pióny pomocou presnejšieho modelu.



Obrázok 5.24: Porovnanie odhadov korekcie pre protóny.



Obrázok 5.25: Porovnanie odhadov korekcie pre záporné pióny.



Obrázok 5.26: Porovnanie odhadov korekcie kladné pióny.

Kapitola 6

Záver

V tejto práci som vypracoval odhady spektier produktov V častíc detekovaných na vertexe v experimente NA49. Taktiež som aj vypracoval odhady, aká časť protónov a nabitých piónov detekovaných na vertexe v experimente NA49 pochádza z V častíc. Takisto som vypracoval aj detailnejší model spektier produktov V častíc detekovaných na vertexe, ktorý možno v ďalšom využiť na alternatívne odčítanie počtu Λ^0 a K_S^0 pomocou častíc, ktoré vidíme na vertexe.

Získané výsledky možno využiť na nezávislú kontrolu detailných simulácií problému. Takáto kontrola je veľmi dôležitá pri tak zložitom probléme, akým je správanie sa detektora a rekonštrukčného softwaru pri detekcii produktov V častíc. Na základe výsledkov týchto odhadov možno taktiež odhadnúť, akou chybou sú začažené súčasné výsledky experimentu, v ktorých ešte nie sú odrátané produkty V častíc.

Z porovnania výsledkov jednotlivých odhadov vyplýva, že tieto výsledky sú konzistentné a tým pádom splňajú základnú podmienku správnosti. Získané výsledky sa v rámci experimentu NA49 využívajú práve na nezávislú kontrolu detailného štúdia správania sa detekčného systému a softwaru na spracovanie.

Literatúra

- [1] Afanasiev, S. and et al.: The NA49 large acceptance hadron detector. NIM, A430:210, 1999.
- [2] Appelshauser, H.: Optimization of vtpc1 pad layout. NA49 internal note, CERN, February 1995.
- [3] Bieser, F. and et al.: Design and performance of TPC readout electronics for the na49 experiment. NIM, A385:535, 1997.
- [4] Sauli, F.: Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. *CERN Yellow Report*, 1977.
- [5] Bächler, J. and et al.: Status and Future Programme of the NA49 Experiment. CERN/SPSLC/P264 Add. 2, 1998.
- [6] Bächler, J. and et al.: Status and Future Programme of the NA49 Experiment. CERN/SPSLC/P264 Add. 3, 1999.
- [7] Kopylov, G. I.: Osnovy kinematiki rezonansov. Nauka, Moskva, 1970, 9-45.
- [8] Gołdanskij, V. I., Nikitin J. P., Rozental, I. L.: Kinematiceskie metody v fizike vysokich energij. Nauka, Moskva, 1987, 105-121.
- [9] Martin, B. R., Shaw, G.: Particle Physics. Wiley, 1997.
- [10] Drijard, D., Fischer, H. G., Nakada, T.: Study of event mixing and its application to the extraction of resonance signals. NIM, 225:367, 1984.
- [11] Fischer, H., G.: Súkromná komunikácia.
- [12] Jaeger, K., Colley, D., Hyman, L., Rest, J.: Characteristics of V^0 and γ production in pp interactions at 205Gev/c. Phys. Rev. D 11,2405(1975).
- [13] Becattiny, F., Heinz, U.: Thermal hadron production in pp and $p\bar{p}$ collisions. Z. Phys. C 76,269–286(1997).

- [14] James, F.: MINUIT, Function minimization and error analysis. Program library D506. CERN, 1994.
- [15] Brun, R. and et al.: ROOT-An Interactive Object Oriented Framework and its Application to NA49 Data Analysis. NA49 internal note, CERN 1997.
- [16] Sikler, F.: Súkromná komunikácia.