

ÚSTAV EXPERIMENTÁLNEJ FYZIKY SAV KOŠICE

ODDELENIE SUBJADROVEJ FYZIKY

**Štúdium zrážok p-Be pri 40 GeV/c
z experimentu NA57 na urýchľovači SPS
v CERN**

DIZERTAČNÁ PRÁCA

RNDr. Marek Bombara

Školiteľ: RNDr. Ivan Králik, CSc.

Košice 2005

Ďakujem svojmu školiteľovi, RNDr. Ivanovi Králikovi, CSc. za trpezlivosť a vedeckú výchovu počas celého môjho doktorandského štúdia a za cenné rady pri zostavovaní tejto práce. Ďalej ďakujem kolektívu Oddelenia subjadrovej fyziky ÚEF v Košiciach, najmä RNDr. Ladislavovi Šándorovi, CSc. za podnetné pripomienky k práci a doc. RNDr. Dušanovi Brunckovi, CSc. za vytvorenie výborných pracovných podmienok pri písaní dizertačnej práce. V nemalej miere ďakujem za podporu a pochopenie celej mojej rodine a najmä svojej manželke.

Obsah

1	Úvod a ciele dizertačnej práce	5
2	Kvarkovo-gluónová plazma a fyzika ťažkých iónov	7
2.1	Vznik a vývoj kvarkovo-gluónovej plazmy v relativistických zrážkach ťažkých iónov	8
2.2	Fázový diagram hmoty	10
2.3	Signatúry kvarkovo-gluónovej plazmy	11
2.3.1	Potlačenie produkcie J/ψ	11
2.3.2	Priame fotóny	13
2.3.3	Zvýšenie produkcie podivných častíc	13
2.3.4	Meranie termodynamických veličín	15
2.4	Vyhliadky do budúcnosti	16
3	Experiment NA57	17
3.1	Úvod	17
3.2	Usporiadanie experimentu	18
3.2.1	Zväzok a terčik	19
3.2.2	Kremíkový teleskop	19
3.2.3	Trigger	21
3.3	Rekonštrukcia nabitých dráh	22
3.4	Rekonštrukcia rozpadu V^0	23
3.5	Určenie polohy zväzku	24
4	Výber signálu	29
4.1	Armenterosove a Podolanského premenné α a q_T	29

4.2	Reflexie od nesprávne identifikovaných rozpadov	31
4.3	Najmenšia vzdialenosť medzi dráhami nabitých častíc	32
4.4	Rozpadový objem	33
4.5	Vzdialenosť dráh vo vrchole typu <i>sailor</i>	36
4.6	Určenie bodu interakcie	39
5	Výpočet korekcií	49
5.1	Postup pri výpočte váhy prípadu	49
5.1.1	Generácia prípadu	49
5.1.2	Zmiešavanie MC signálu a detektorového šumu	50
5.1.3	Rekonštrukcia rozpadu	50
5.1.4	Analýza rozpadu - výber signálu	50
5.2	Určenie vybraného kinematického okna	51
6	Výsledky	57
6.1	Odhad štatistickej chyby výt'ažku	58
6.2	Určenie veľkosti kinematického okna	60
6.3	Testovanie stability normalizácie	63
6.4	Rapiditné rozdelenie	65
6.5	Výt'ažky K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ v zrážkach p-Be pri hybnosti 40 GeV/c	69
6.5.1	Výpočet výt'ažku $\bar{\Lambda}$	71
6.6	Určenie zvýšenej produkcie K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ v Pb-Pb zrážkach pri 40 A GeV/c	71
7	Záver	75
A	Diagram Armenterosa a Podolanského	77
B	Výpočet hraníc vybraného kinematického okna	80
	Literatúra	82

Kapitola 1

Úvod a ciele dizertačnej práce

Jednou z hlavných oblastí záujmu fyziky vysokých energií je v súčasnosti štúdium fázového prechodu jadrovej hmoty do stavu kvarkovo-gluónovej plazmy – stavu, v akom sa nachádzal vesmír niekoľko mikrosekúnd po Veľkom Tresku. Na experimentálne pozorovanie tohto stavu hmoty bol zameraný aj program s ťažkými iónmi na urýchľovači SPS v CERN. Experimenty v tomto programe boli zamerané na pozorovanie rozličných, teoreticky predpovedaných signatúr vzniku a existencie kvarkovo-gluónovej plazmy. Výsledky experimentov študujúcich zrážky olovených iónov dali podnet k oficiálnemu vyhláseniu pozorovania nového stavu hmoty, ponášajúceho sa v mnohých svojich vlastnostiach na teoreticky predpovedanú kvarkovo-gluónovú plazmu [1]. V súčasnosti skúmajú tento nový stav hmoty, pri oveľa vyšších energiách ako boli na SPS, aj štyri experimenty na urýchľovači RHIC v BNL. Ich najnovšie výsledky v mnohom potvrdzujú výsledky experimentálneho programu na SPS a navyše objavujú nové, na SPS nepozorované vlastnosti tohto stavu [2].

Jedným z experimentov bežiacich na urýchľovači SPS, ktorý svojimi výsledkami prispel k objaveniu nového stavu hmoty bol aj experiment WA97 [3, 4]. Jeho priamym pokračovateľom je experiment NA57 [5], ktorý študuje produkciu podivných a mnohonásobne podivných častíc v zrážkach p-Be a Pb-Pb pri hybnostiach $158 A$ GeV/c a $40 A$ GeV/c.

Primárnym cieľom tejto dizertačnej práce je určenie výt'azkov podivných častíc K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ v zrážke p-Be pri hybnosti protónu 40 GeV/c v okolí midrapidity. Tieto výt'azky slúžia ako referenčný bod na určenie zvýšenia produkcie podivných častíc v zrážkach Pb-Pb pri $40 A$ GeV/c. Zvýšená produkcia podivných častíc v zrážkach ťažkých iónov oproti produkcii v zrážke hadrón-hadrón je jedným z teoreticky pred-

povedaných indikátorov prechodu jadrovej hmoty na kvarkovo-gluónovú plazmu [6].

Ciele práce sa dajú zosumarizovať nasledovne:

- geometrická rekonštrukcia protón-berýliových dát pri 40 GeV/c
- metodika výberu signálu častíc K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$
- Monte Carlo simulácie pozorovaných prípadov, výpočet korekcií, stanovenie oblasti akceptancie
- štúdium produkcie K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ v p-Be zrážkach pri 40 GeV/c, meranie diferenciálnych rozdelení dN/dy a dN/dm_T , výpočet výt'azkov
- štúdium možnosti zvýšenej produkcie K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ v zrážkach Pb-Pb pri 40 A GeV/c

Práca je rozdelená do siedmych kapitol. V prvej sú vytýčené ciele predloženej práce. V druhej je zhrnutie teoretického a experimentálneho stavu problematiky hľadania kvark-gluónovej plazmy vo fyzike vysokých energií. V tretej kapitole sa nachádza popis experimentu NA57. Štvrtá kapitola obsahuje metodiku rekonštrukcie signálu K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$. Piata kapitola popisuje metodiku výpočtu korekcií. Šiesta kapitola obsahuje výsledky. Siedmu kapitolu tvorí záver, ktorý sumarizuje celú prácu a hodnotí výsledky.

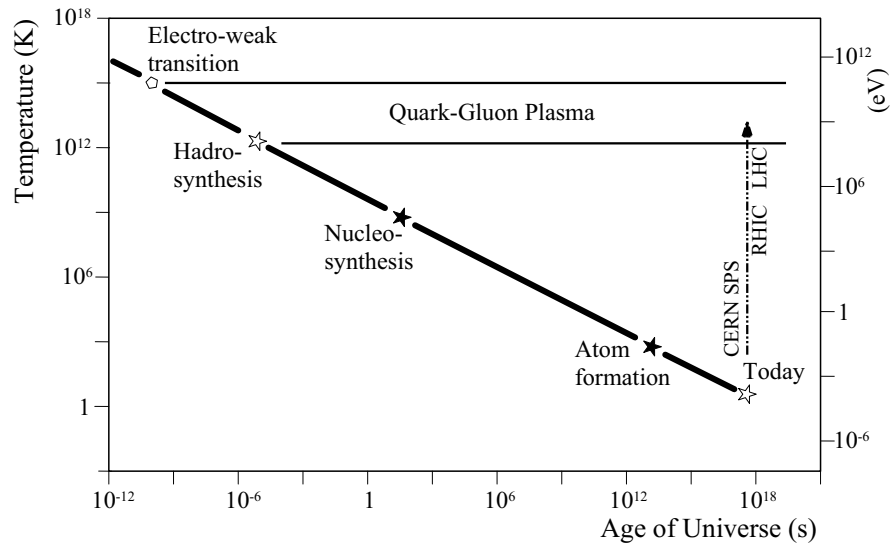
Kapitola 2

Kvarkovo-gluónová plazma a fyzika ťažkých iónov

Štandardná teória popisujúca vznik a vývoj vesmíru je teória “Veľkého Tresku”. V nej sa predpokladá, že Vesmír sa vyvíjal z bodu s nulovým objemom, nekonečnou hustotou a nekonečnou teplotou. O teoreticky predpovedateľných fyzikálnych procesoch však môžeme uvažovať až v čase $t = 10^{-44}$ s a hustote $\rho = 10^{94} \text{g.cm}^{-3}$, keďže nad touto hranicou sa pravdepodobne naruša platnosť všeobecnej teórie relativity kvantovými efektami. Expanziou vesmíru sa jeho teplota a hustota zmenšovali. Predtým ako vznikli prvé hadróny, bol vesmír tvorený voľne sa pohybujúcimi kvarkami a gluónmi. Analógiou so štvrtým skupenstvom hmoty – plazmou, ktorá je tvorená kladnými a zápornými voľne pohybujúcimi sa iónmi, by sa vtedajší stav vesmíru mohol označiť ako kvarkovo-gluónová plazma.

Ochladzovaním a zmenšovaním hustoty vesmír prechádzal fázou, v ktorej sa začali z kvarkovo-gluónovej plazmy tvoriť hadróny. Tento proces sa nazýva hadronizácia (hadrosyntéza) a prebiehal v čase približne $t = 10^{-6}$ s po Veľkom Tresku [7]. Približne po 200 sekundách sa vytvorili prvé héliové jadrá (nukleosyntéza) a stanovilo sa chemické zloženie vesmíru, ktoré sa prakticky dodnes nezmenilo. Nakoniec, po asi 300000 rokoch, bola teplota a hustota vesmíru zmenšená natol'ko, že mohli vzniknúť prvé atómy. Vesmír, ako ho vidíme dnes, má asi 15 miliárd rokov. Na obrázku 2.1 [8] vidíme vývoj teploty vesmíru a jeho jednotlivé prechodové fázy v závislosti od času.

Hustoty a teploty, ktoré boli vo vesmíre tvorenou kvarkovo-gluónovou plazmou by sa mohli vyskytovať aj dnes. Predpokladá sa, že kvarkovo-gluónová plazma by mohla byť prítomná v jadrách neutrónových hviezd, alebo tvoriť zriedkavý jav v zrážkach vysokoenergetického kozmického žiarenia. Veľkou výzvou, ktorá stojí



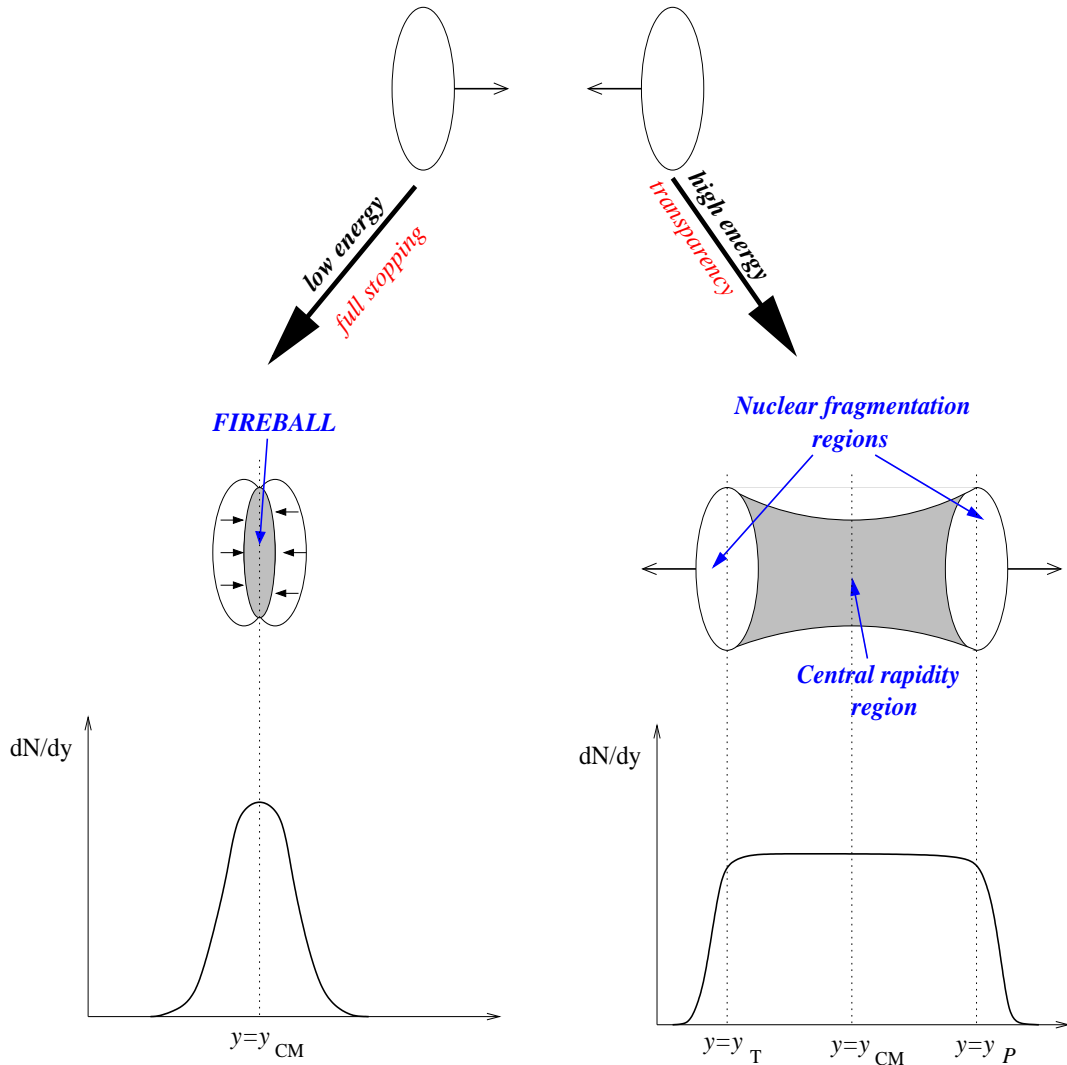
Obrázok 2.1: Vývoj teploty vesmíru ako funkcia času po Veľkom Tresku

pred súčasnou fyzikou vysokých energií, je možnosť experimentálneho pozorovania vzniku a vývoja kvarkovo-gluónovej plazmy, a teda sprostredkovane aj jednej vývojovej etapy raného vesmíru, prostredníctvom zrážok ťažkých iónov urýchlených v moderných urýchľovačoch.

2.1 Vznik a vývoj kvarkovo-gluónovej plazmy v relativistických zrážkach ťažkých iónov

Energie zrážok súčasných urýchľovačov s ultrarelativistickými ťažkými iónmi (SPS a RHIC) sú podľa teórie dostatočne veľké na vytvorenie kvarkovo-gluónovej plazmy. V závislosti od energie zrážajúcich sa iónov sú možné dva hraničné scenáre vzniku a vývoja kvark-gluónovej plazmy [9] - pozri obrázok 2.2 [12].

Pri nižších energiách zrážky $\sqrt{s_{NN}} \ll 100$ GeV sa jadrá zabrzdia a vznikne



Obrázok 2.2: Dva hraničné scenáre produkcie kvark-gluónovej plazmy a produkcia častíc v závislosti od rapidity v oboch scenároch

horúca a veľmi stlačená oblasť (fireball). Po prekonaní kritickej hodnoty hustoty energie sa fireball s vysokou baryónovou hustotou premieňa na kvarkovo-gluónovú plazmu. Na obrázku je naznačené aj predpokladané typické rozdelenie dN/dy v takejto zrážke.

Pri vysokých energiách $\sqrt{s_{NN}} > 100$ GeV (urýchľovače RHIC a LHC) jadrá v dôsledku vysokých relativistických rýchlostí cez seba preletia, pričom ich baryónová hustota zostáva rovnaká. V oblasti preletu, kde zostáva energia zrážky, sa materializujú hadróny. Oblasť sa vyznačuje nulovou baryónovou hustotou. Rozdelenie dN/dy má v takejto zrážke výrazné plató v centrálnej oblasti rapidity. Vývoj plazmy v tomto prípade nám pre ilustráciu poskytuje predpovedaný scenár časopriestorovej

evolúcie [7]:

Krátko po zrážke dvoch jadier, za predpokladu splnenia počiatkových podmienok (dosiahnutie kritickej teploty), sa v regióne zrážky sformuje oblasť vysokej hustoty energie, kde vznikne kvarkovo-gluónová plazma. Pre energie na urýchľovači SPS sa formačný čas predpokladá okolo 1 fm/c, na urýchľovači RHIC, vzhľadom na niekoľkonásobne väčšiu hustotu energie zrážky, ešte menší. Plazma v počiatkovom stave nie je v tepelnej rovnováhe, ale postupne, za čas ~ 1 fm/c, sa do nej dostáva. Vtedy sa plazma začne správať podľa zákonov hydrodynamiky. Od počiatkových podmienok závisí, ako dlho kvarkovo-gluónová plazma v tejto fáze zotrvá. V podmienkach zrážok urýchľovača RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) je predpokladaná životnosť kvark-gluónovej plazmy okolo 5 až 7 fm/c [13]. Postupne plazma expanduje do priestoru, teplota klesá, vzdialenosti medzi kvarkami a gluónmi sa začínajú zväčšovať a plazma začína hadronizovať – kvarky sa začínajú “kondenzovať” do hadrónov. Vzniká tzv. zmiešaná fáza (kvarkovo-gluónová plazma + hadróny). Po úplnej hadronizácii sa vytvorí hadrónový plyn, v ktorom je stále možný kolektívny pohyb, tzn. daný systém môžeme stále charakterizovať termodynamickými veličinami. Pri istej kritickej teplote T_{chem} sa dosiahne stav chemického vymrznutia (“chemical freeze-out”), tzn. chemické zloženie systému sa prestane meniť. Nakoniec si častice prestanú vymieňať kinetickú energiu, teplota klesne pod bod tepelného vymrznutia (“thermal freeze out”), kolektívny pohyb je nemožný, stredná voľná dráha častíc sa zväčšuje, až kým nedosiahne rozmery systému. Častice opustia oblasť zrážky.

Situáciu na urýchľovači SPS, kde je energia zrážky $\sqrt{s_{NN}} \simeq 17$ GeV, nevysituje presne ani jeden z predchádzajúcich scenárov. Pri tejto hodnote energie sa niektoré časti jadier zastavia a niektoré cez seba preletia. Baryónová hustota takto vzniknutého fireballu bude nižšia ako hustota baryónov pred zrážkou, no nebude nulová.

2.2 Fázový diagram hmoty

Kritická hustota energie (ϵ_C), pri ktorej by mala hadrónová hmota prechádzať na kvarkovo-gluónovú plazmu, má hodnotu $\epsilon_C \sim 1$ GeV/fm³, čo pre priblíženie znamená hustotu 1.8×10^{15} g.cm⁻³ a tlak 0.52×10^{30} bar [14]. Táto hodnota môže

byť dosiahnutá buď zvyšovaním teploty hadrónového plynu, pozostávajúceho len z mezónov, na kritickú teplotu $T_C \simeq 150 - 180$ MeV [15], alebo stlačením hadrónového plynu so signifikantnou baryónovou zložkou (napríklad jadro atómu) na kritickú hustotu baryónov $\rho_C \sim 3 - 10\rho_0$ [16], kde $\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$, čo predstavuje hustotu baryónov v jadre, príp. kombináciou oboch hraničných situácií.

Jednoduchá schéma fázového diagramu hmoty je na obrázku 2.3 [16]. Horizontálna os predstavuje baryónový chemický potenciál μ_B , pre jadrovú hmotu je $\mu_B \approx m_N = 0.94 \text{ GeV}/c^2$ [13], na vertikálnej osi je vyznačená teplota T . Mriežkovaný región označuje oblasť fázového prechodu hadrónového plynu na kvarkovo-gluónovú plazmu. Body označujú experimentálne zmerané hodnoty μ_B a T , ktoré so svojimi energiami pokrývajú urýchľovače SIS, AGS a SPS. Šípky s označeniami urýchľovačov RHIC, LHC a “early universe” sú v skutočnosti oveľa bližšie k $\mu_B = 0 \text{ GeV}$. Na diagrame je takisto naznačená oblasť existencie atómového jadra a neutrónových hviezd.

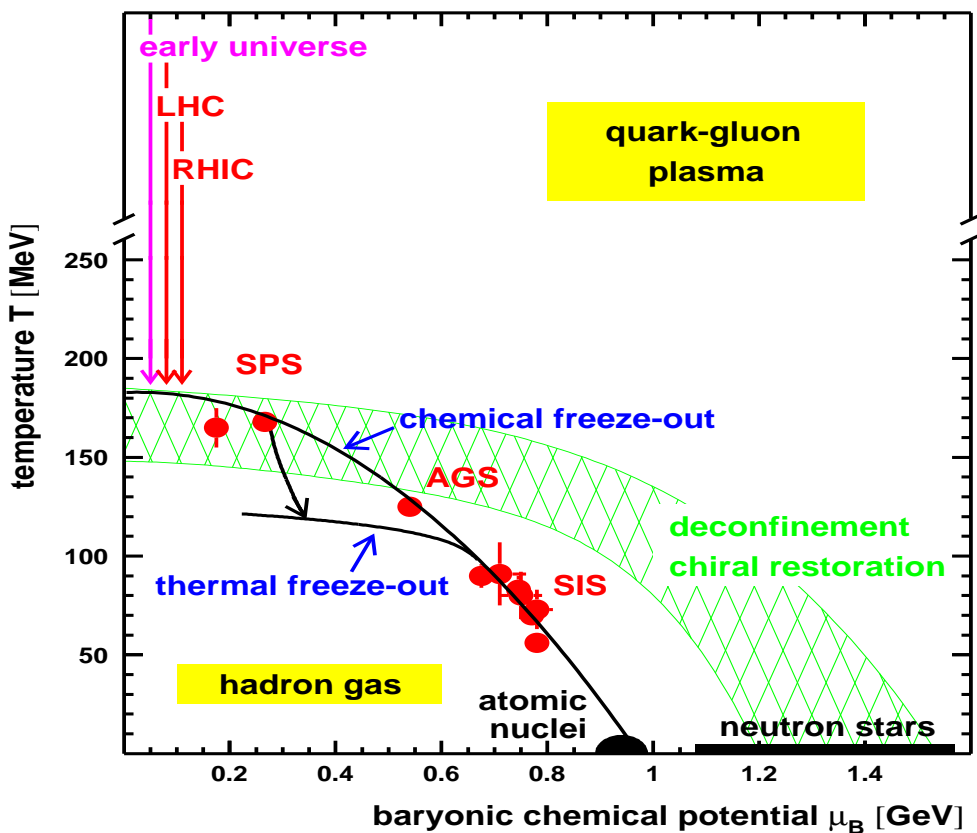
V zrážkach ťažkých iónov súčasných urýchľovačov sa zohriatím a stlačením hadrónovej hmoty predpokladá vznik väčšej hustoty energie ako je kritická hodnota ϵ_C . Na urýchľovači SPS bola nameraná v zrážkach Pb-Pb pri $158 A \text{ GeV}/c$ hustota energie $\epsilon_C = 3.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [16]. V súčasnosti hustota energie dosahovaná na urýchľovači RHIC má veľkosť okolo $23 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ a na budúcom LHC by sa mali dosahovať hustoty energie až $500 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [13].

2.3 Signatúry kvarkovo-gluónovej plazmy

V tejto časti v krátkosti zhrnieme niektoré predpovedané signatúry kvarkovo-gluónovej plazmy, ktoré boli s väčším alebo menším úspechom pozorované na urýchľovači SPS.

2.3.1 Potlačenie produkcie J/ψ

Častica J/ψ je viazaný stav pôvabného kvarku a antikvarku. V zrážke jadro-jadro vzniká v primárnych zrážkach nukleónov, hlavne cez kanál $g + g \rightarrow c + \bar{c}$. Ak sa takýto stav ocitne v prostredí kvarkovo-gluónovej plazmy, väzbu medzi pôvabnými kvarkami oslabia ďalšie kvarky nachádzajúce sa v okolí pôvabného páru [17]. Ide o podobný efekt ako Debyeovské tienenie v elektrostatike. Hodnota polomeru tienenia



Obrázok 2.3: Fázový diagram jadrovej hmoty. Popis sa nachádza v texte.

nia je odhadovaná na $0.3 - 0.5$ fm [18], čo vzhľadom na polomer J/ψ (≈ 0.5 fm) spôsobuje pravdepodobný zánik viazaného stavu $c\bar{c}$. Experimenty NA38 a NA50 pozorovali potlačenie produkcie J/ψ , ktoré sa spojito zvyšovalo pri prechode od zrážok ľahkých jadier k ťažkým [19]. Tieto výsledky sa zhodovali s teoreticky predpovedaným potlačením produkcie J/ψ , v dôsledku absorpcie tohto stavu jadrovou hmotou. Výsledky experimentu NA50 [20] ukázali ďalšie anomálne potlačenie produkcie J/ψ v centrálnych zrážkach Pb-Pb, čo indikovalo fázový prechod jadrovej hmoty na kvarkovo-gluónovú plazmu.

2.3.2 Priame fotóny

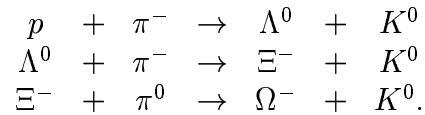
Jedinou priamou signatúrou popisujúcou stav kvark-gluónovej plazmy je priama produkcia fotónov [21]. Ide buď o reálne fotóny vznikajúce napríklad cez kanály $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$, $g + q \rightarrow \gamma + q$ a $g + \bar{q} \rightarrow \gamma + \bar{q}$ [10] alebo o virtuálne fotóny, materializujúce sa na pár leptón-antileptón (dileptón) v kanáli $q + \bar{q} \rightarrow l^- + l^+$ [11]. Spektrá efektívnych hmotností, priečných hybností a energetické spektrá dileptónov a reálnych fotónov priamo súvisia s rozdeleniami kvarkov, antikvarkov a gluónov a sú preto citlivé na teplotu kvarkovo-gluónovej plazmy. Dileptóny a reálne fotóny po svojom vzniku v kvarkovo-gluónovej plazme okamžite unikajú z oblasti s vysokou hustotou bez ďalších interakcií, lebo “necítia” silnú interakciu a elektromagnetická interakcia je príliš slabá na to, aby viedla na mnohonásobné zrážky. Nevýhodou tejto signatúry je obrovské pozadie, pre reálne fotóny sú to hlavne rozpady π^0 a η , pre dileptóny sú to simultánne semileptónové rozpady mezonov D^+ , D^- a D^0 , dalitzovské rozpady $\eta \rightarrow l^+l^-\gamma$ a $\omega \rightarrow l^+l^-\gamma$ a dileptóny pochádzajúce z Drell-Yanovho procesu, preto je interpretácia možného experimentálneho pozorovania priamo produkovaných fotónov nejednoznačná [22].

2.3.3 Zvýšenie produkcie podivných častíc

Z fenomenológie zrážok p-p je známe, že produkcia podivných hadrónov v týchto zrážkach je systematicky potlačená [23] kvôli neprítomnosti podivných kvarkov v primárnych zrážajúcich sa hadrónoch a kvôli vysokej hmotnosti podivného kvarku v hadróne ($m_s \simeq 450$ MeV). V prostredí kvarkovo-gluónovej plazmy sú kvarky a gluóny zbavené asymptotickej voľnosti a hmotnosť kvarkov sa zníži v dôsledku obnovenia chirálnej symetrie. Podivné kvarky nadobudnú hmotnosť $m_s \simeq 150$ MeV, čím sa zvýši účinný prierez ich produkcie, hlavne cez kanál $g + g \rightarrow s + \bar{s}$, čo postupne vedie k vytvoreniu chemickej rovnováhy s ľahkými kvarkami [24]. Ďalší dôvod na zvýšenú produkciu podivných častíc vzniká hlavne v zrážkach, kde fireball obsahuje významnú nenulovú baryónovú hustotu. V ňom sú nízkoenergetické hladiny obsadené kvarkami u a d , ktoré pochádzajú zo zrazených jadier. V dôsledku Pauliho princípu sa preto energetický prah produkcie párov $u\bar{u}$ a $d\bar{d}$ posúva k vyšším hodnotám, čo však pre páry $s\bar{s}$ neplatí, preto je ich produkcia v tomto prostredí zvýhodnená [25].

Pozorované potlačenie produkcie podivných častíc v zrážkach p-p by malo byť v zrážkach ťažkých iónov redukované alebo úplne absentovať, čo vlastne znamená, že produkcia podivných častíc v zrážkach ťažkých iónov by mala byť zvýšená oproti produkcii podivných častíc v zrážkach nukleón-nukleón [6].

V hadrónovom plyne sa bude celková zložka podivných častíc taktiež zvyšovať kvôli uberaniu sa systému do stavu chemickej rovnováhy. Postupné vznikanie podivných a mnohonásobne podivných častíc však bude prebiehať oveľa pomalšie, pre niektoré podivné častice až ~ 10 krát než je samotná doba existencie kvark-gluónovej plazmy v zrážkach ťažkých iónov [8]. Je to spôsobené vysokými energetickými prahmi reakcií, v ktorých vznikajú podivné častice (zákon zachovania podivnosti, vysoká hmotnosť častíc). Príklad: Typická produkcia $\Omega^-(sss)$ môže vyzerat' nasledovne:

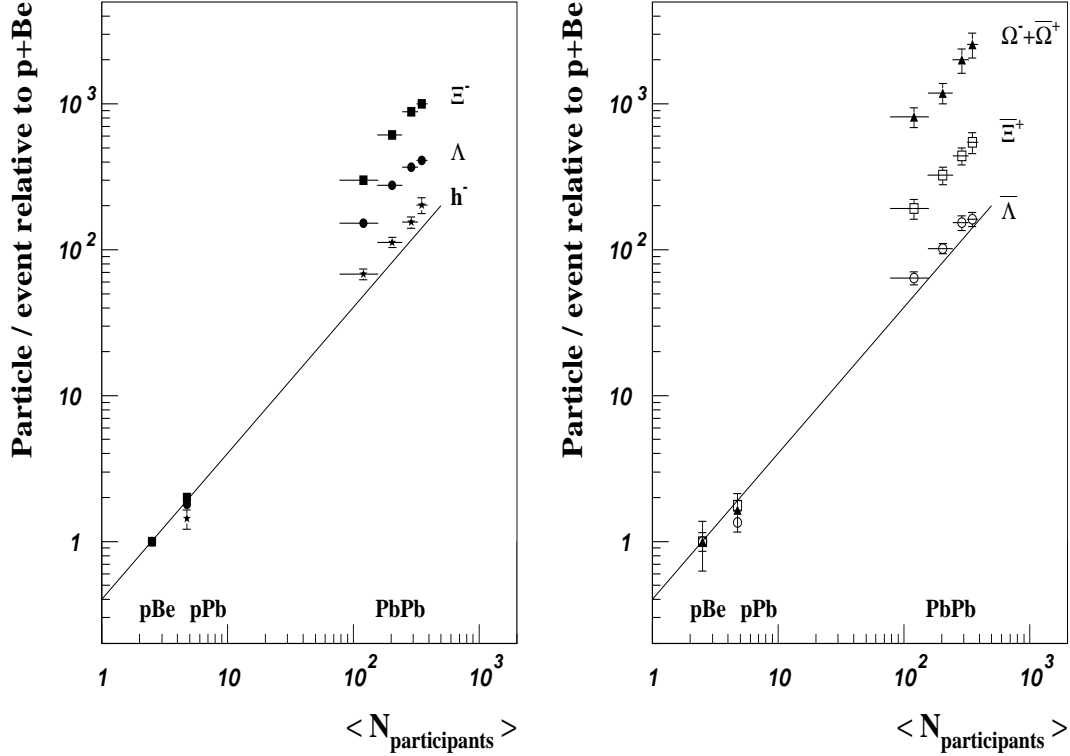


Takáto produkcia má nielen vysoký prah energie, no pozostáva z viacerých krokov, čím sa jej pravdepodobnosť znižuje a potrebný čas zvyšuje. Na druhej strane môže stav $\Omega^-(sss)$ vzniknúť z kvarkovo-gluónovej plazmy veľmi ľahko, napríklad koalescenciou troch podivných kvarkov. Jedinou podmienkou je, aby sa pri hadronizácii nachádzali blízko seba.

Hadronizáciou kvarkovo-gluónovej plazmy preto vznikne viac podivných častíc ako nepružnými procesmi v hadrónovom plyne. Efekt zvýšenia produkcie podivných častíc bol pozorovaný v experimentoch WA97 [3, 4] a NA49 [26]. Experiment WA97 sa zameriaval na štúdium podivných baryónov v zrážkach p-Be, p-Pb a Pb-Pb v závislosti od centrality zrážky pri hybnosti 158 A GeV/c. Bolo pozorované zvýšenie produkcie podivných častíc v zrážkach Pb-Pb oproti zrážkam p-A. Ako je to vidno na obrázku 2.4, zvýšenie sa prejavilo o to viac, o čo viac podivných kvarkov častica obsahovala.

Experiment NA49 študuje produkciu hadrónov v širokom spektre zrážok pri energiách 20, 30, 40, 80, a 158 A GeV. Jedným z predmetov tohto štúdia bolo aj meranie pomerov multiplicít $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ v zrážkach p-p a Pb-Pb v závislosti od energie zrážky. Ukázalo sa, že tento pomer je v zrážkach Pb-Pb približne dvojnásobne väčší ako v zrážkach p-p. Závislosť od energie navyše ukázala, že v zrážkach Pb-Pb pri energii 30 A GeV má pomer multiplicít maximálnu hodnotu,

kým závislosť na energii v zrážkach p-p žiadne maximum nevykazuje [27]. Energia 30 A GeV tak môže byť interpretovaná ako kritická hodnota energie, pri ktorej sa jadrová hmota mení na kvarkovo-gluónovú plazmu.



Obrázok 2.4: Počty podivných častíc produkovaných v jednej zrážke Pb-Pb vzhľadom ku produkcii v zrážke p-Be pri 158 A GeV/c namerané experimentom WA97. $\langle N_{\text{participants}} \rangle$ je počet nukleónov participujúcich v zrážke.

2.3.4 Meranie termodynamických veličín

Pomocou rôznych kinematických premenných môžeme merať termodynamické veličiny, ako sú teplota T , hustota energie ϵ , hustota entropie s a tlak p hustej hmoty produkovanej v zrážkach ťažkých iónov. Pre ideálny plyn platia vzťahy:

$$\epsilon = \frac{g}{30} \pi^2 T^4 \quad (2.1)$$

$$p = \frac{\epsilon}{3} = \frac{g}{90} \pi^2 T^4 \quad (2.2)$$

$$s = \frac{\partial p}{\partial T} = \frac{2g}{45} \pi^2 T^3, \quad (2.3)$$

kde g je degeneračný faktor [8]. Z rovníc pre ideálny plyn vidíme, že tieto premenné môžeme použiť na meranie počtu stupňov voľnosti, presnejšie degeneračného faktora g , ktorého hodnota sa rapídne zvyšuje pri prechode hadrónového plynu na kvark-gluónovú plazmu. Pozorovanie rapídneho rastu ϵ/T^4 alebo s/T^4 v rámci malého teplotného intervalu signalizuje fázovú premenu. Termodynamické veličiny sú spojené s merateľnými kinematickými premennými: hustota energie s pričnou hustotou energie dE_T/dy , hustota entropie s hustotou častíc dN/dy a teplota je čiastočne spojená s inverzným parametrom m_T rozdelenia alebo strednou hodnotou pričnej hybnosti p_T (tie sú ešte silno ovplyvnené aj pričnou expanziou systému). Experimentálnym meraním sa získala hodnota teploty systému pri hadronizácii $T_{had} \approx 170$ MeV, čo je zároveň aj teplota chemického vymrznutia. Meranie kinematiky hadrónov nám odráža termodynamický stav v čase tepelného vymrznutia. Tepelné vymrznutie nastáva pri hustote energie ~ 50 MeV/fm³, čo predstavuje teplotu systému $T = 100 - 120$ MeV [1].

2.4 Vyhlídky do budúcnosti

Energie zrážok na urýchľovači RHIC otvárajú priestor na štúdium ďalších signatúr, ktoré na SPS nebolo možné pozorovať (napr. “jet quenching” - uhasenie jetu alebo potlačenie produkcie hadrónov s vysokou pričnou hybnosťou p_T) [13]. Aktuálne výsledky zo štyroch experimentov bežiacich na RHIC potvrdzujú výsledky experimentálneho programu na SPS a pridávajú navyše ďalšie dôkazy existencie nového stavu hmoty s vlastnosťami teoreticky predpovedanej kvarkovo-gluónovej plazmy [2]. S veľkými očakávaniami sa hľadá na experiment ALICE [28] venujúci sa výlučne tejto problematike, ktorý bude bežať na budúcom urýchľovači LHC.

Kapitola 3

Experiment NA57

Experiment NA57 študuje produkciu podivných a mnohonásobne podivných baryónov a antibaryónov v zrážkach Pb-Pb a p-Be pri hybnostiach 158 a 40 A GeV/c na urýchľovači SPS v CERN. Predchodca experimentu NA57 - experiment WA97 pozoroval zvýšenie produkcie podivných častíc v zrážkach Pb-Pb oproti zrážkam p-Be a p-Pb [3, 4]. Efekt zvýšenia bol tým výraznejší, čím viac valenčných podivných kvarkov častica obsahovala. Tento výsledok bol jedným z prvkov mozaiky zloženej z výsledkov experimentov bežiacich na urýchľovači SPS, na základe ktorých bol pozorovaný nový stav hmoty, považovaný mnohými odborníkmi za kvarkovo-gluónovú plazmu ¹. Experiment NA57 pokračuje v šľapajách experimentu WA97 a snaží sa sledovať závislosť efektu zvýšenej produkcie od energie a centrality, s cieľom nájsť možný prah tohto efektu. Experiment sa momentálne nachádza vo fáze finalizácie analýzy nazbieraných údajov.

3.1 Úvod

Experiment NA57 študuje výt'ažky (Y) častíc K^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- a $\bar{\Omega}^+$ v časti fázového objemu pokrývajúcej jednotkový interval okolo midrapidity (zodpovedajúca rapidita v laboratórnej sústave v systéme p-Be pri 40 GeV/c je $y_0 = 2.223$), t. j.

$$Y = \int_{m_0}^{\infty} dm_T \int_{y_0-0.5}^{y_0+0.5} dy \frac{d^2 N}{dm_T dy} \quad (3.1)$$

¹Objav bol oficiálne oznámený v CERN 10. 2. 2000 [1].

Rozpad	Doba života	Vetviaci pomer
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$0.89 \times 10^{-10} s$	68.6%
$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	$2.63 \times 10^{-10} s$	63.9%
$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$	$2.63 \times 10^{-10} s$	63.9%
$\Xi^- \rightarrow \pi^- + \Lambda (\rightarrow p + \pi^-)$	$1.64 \times 10^{-10} s$	99.9%
$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\Lambda} (\rightarrow \bar{p} + \pi^+)$	$1.64 \times 10^{-10} s$	99.9%
$\Omega^- \rightarrow K^- + \Lambda (\rightarrow p + \pi^-)$	$0.82 \times 10^{-10} s$	67.8%
$\bar{\Omega}^+ \rightarrow K^+ + \bar{\Lambda} (\rightarrow \bar{p} + \pi^+)$	$0.82 \times 10^{-10} s$	67.8%

Tabuľka 3.1: Študované rozpady [32]

kde m_0 je hmotnosť častice, m_T ($m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$) je priečna hmotnosť a y je rapidita. Za predpokladu, že rozdelenie dN/dy má v okolí midrapidity plató, výt'azok Y môžeme napísať ako:

$$Y = \left(\frac{dN}{dy} \right)_{y^*=0} \quad (3.2)$$

v opačnom prípade sa na to môžeme pozerat' ako na

$$Y = \left\langle \frac{dN}{dy} \right\rangle_{y^* \sim 0} \quad (3.3)$$

Takto chápaný výt'azok Y nám pomôže pri porovnávaní našich výsledkov s výsledkami iných experimentov.

Detekčné usporiadanie experimentu neumožňovalo priamu identifikáciu častíc. Tie boli študované cez rozpadové kanály s nabitými časticami v koncovom stave (tabuľka 3.1). Pri jednoznačnej identifikácii slabých rozpadov boli použité kinematické metódy.

3.2 Usporiadanie experimentu

Geometria experimentu NA57 bola optimalizovaná na registráciu častíc produkovaných v oblasti midrapidity. Základnou požiadavkou kladenou na detektorový systém experimentu bolo, aby bolo možné s dostatočne vysokou pravdepodobnosťou zaznamenať slabé rozpady pre všetky sledované podivné častice. Usporiadanie experimentu je schematicky načrtnuté na obrázku 3.1.

3.2.1 Zväzok a terčik

Experiment NA57 počas zberu dát, ktoré v tejto práci študujeme, bol ožiarený neseparovaným sekundárnym zväzkom kladne nabitých častíc s hybnosťou 40 GeV/c. Terčik bol hrubý 3.3 cm, čo predstavuje 8% interakčnej dĺžky protónu v berýliu. Zvolená hrúbka terčika je optimálnym kompromisom medzi počtom zrážok častíc zväzku s jadrami terčika a nežiadúcou produkciou častíc zo sekundárnych zrážok.

3.2.2 Kremíkový teleskop

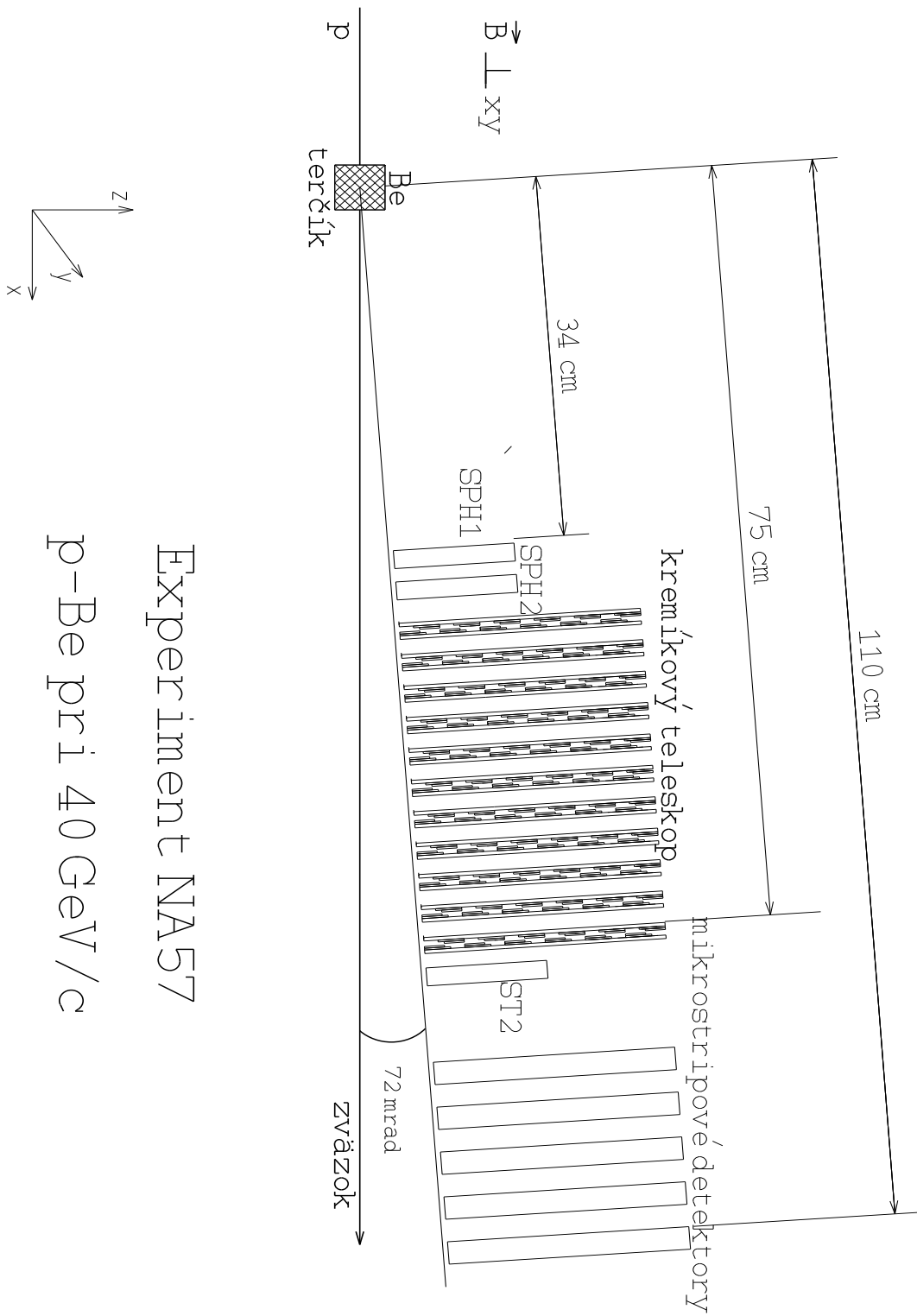
Jadrom celej aparatury bol dráhový detektor zložený z pixelových rovín, nazývaný aj kremíkový teleskop [29], určený na registráciu nabitých častíc. Teleskop pozostával z jedenástich pixelových rovín². Veľkosťou rovín - 5x5cm², sklonom teleskopu k osi zväzku - 72 mrad a dĺžkou teleskopu (~ 30 cm), je určená oblasť fázového priestoru, ktorú experiment pokrýval.

Každá pixelová rovina sa skladá z dvoch polrovín, vzdialených od seba 4 milimetre. Boli použité dva druhy čipov s označením $\Omega 2$ [30] (6 radov po 6 čipov v jednej polrovine) a $\Omega 3$ [31] (4 rady po 6 čipov v polrovine). Čip $\Omega 2$ obsahoval 16x64 aktívnych pixelov s veľkosťou 75x500 μm^2 . Čip $\Omega 3$ obsahoval 16x127 aktívnych pixelov, každý s veľkosťou 50x500 μm^2 . Teleskop pozostával zo šiestich rovín s $\Omega 2$ čipmi a z piatich rovín s $\Omega 3$ čipmi. Polroviny každej pixelovej roviny boli oproti sebe otočené tak, aby rady pixelov spojitاً vyplňali celú plochu pixelovej roviny. Vzhľadom na tvar pixelov, každá rovina poskytovala lepšie priestorové rozlíšenie buď vo vertikálnom alebo v horizontálnom smere. Kvôli rovnakému rozlíšeniu oboch priestorových súradníc (y a z) bola každá druhá rovina otočená o 90 stupňov. Usporiadanie pixelových rovín nám dáva trojrozmerné súradnice bodov, z ktorých sa rekonštruje dráha nabitej častice: x = poloha roviny, y a z = poloha pixela, cez ktorý častica preletela. Pixelová rovina a jej štruktúra je schematicky načrtnutá na obrázku 3.2.

Výhodou kremíkoveho teleskopu je rýchle čítanie, rýchly zber vysokej štatistiky a vysoké priestorové rozlíšenie.

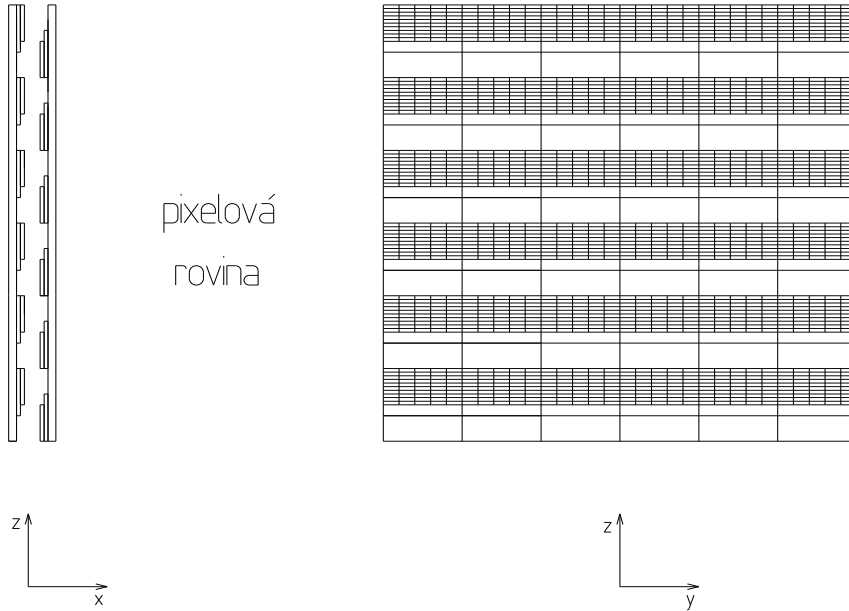
Dvojstranné mikrostripové detektory umiestnené za kremíkovým teleskopom pomáhajú presnejšiemu určeniu dráh rýchlych častíc.

²Presná konfigurácia a počet použitých pixelových rovín sa v rôznych obdobiach zberu dát prebiehajúcich v rôznych rokoch menila. Popis platí pre zber p-Be dát v roku 2001.



Experiment NA57
 p-Be pri 40 GeV/c

Obrázok 3.1: Schematické usporiadanie experimentu NA57 pre zrážky p-Be



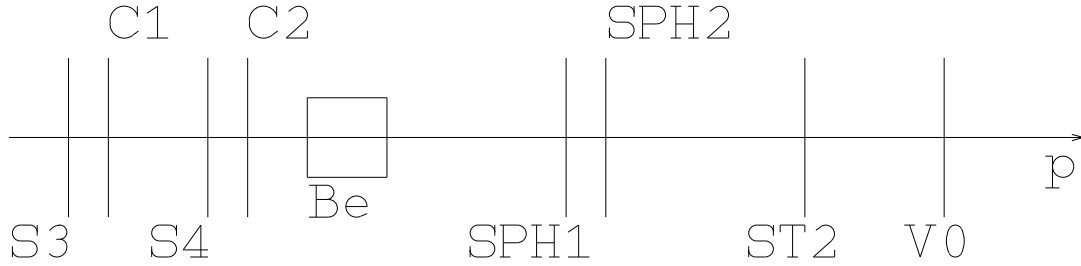
Obrázok 3.2: Pixelová rovina kremíkového teleskopu

Detektory boli umiestnené v magnete s názvom GOLIATH. Súradnicová sústava použitá v experimente a následnej analýze je ľavotočivá a jej stred je fixovaný na stred magnetu. Os x je rovnobežná s osou zväzku. Magnetické pole malo veľkosť 1.4 T a bolo kolmé na smer zväzku ($\mathbf{B} = (0,0,B_z)$). Zber údajov sa realizoval pri oboch polaritách magnetického poľa. Stred terčika mal súradnice $(-60.75 \text{ cm}, 0.0 \text{ cm}, -17.5 \text{ cm})$.

3.2.3 Trigger

Trigger je označenie spúšťacieho zariadenia tvoreného detektormi, ktorých vzájomná koincidencia alebo antikoincidencia určuje zrážku zaujímavú pre ďalšiu registráciu. Prostredníctvom triggera tak máme možnosť urýchliť zber údajov a uľahčiť si celkovú analýzu.

V zrážkach p-Be pri 40 GeV/c v roku 2001 bol trigger tvorený detekčnou sústavou podľa schémy 3.3. Počítače zväzku $S3$ a $S4$ a čerenkovove detektory $C1$ a $C2$ boli umiestnené pred terčíkom v dráhe zväzku. Scintilačné detektory $SPH1$ a $SPH2$ boli umiestnené pred kremíkovým teleskopom, detektor $ST2$ za ním. Veto detektor $V0$ bol umiestnený za terčíkom v smere letu zväzku. Prípad sa zapísal, ak amplitúda signálu zo scintilačných detektorov $SPH1$ a $SPH2$ zodpovedala preletu minimálne



Obrázok 3.3: Triggerovacia sústava pre p-Be 40 GeV/c v roku 2001

dvoch nabitých častíc a amplitúda signálu z detektora *ST2* minimálne jednej nabitej častice. Súčasne musel byť prítomný signál z detektorov *S3* a *S4* (počítače zväzku) a neprítomný signál z diferenciálnych čerenkovových detektorov *C1* a *C2* (nepreletel pión alebo kaón) a z detektora *V0*, čo zodpovedá neprítomnosti zväzku po prelete terčikom (nastala zrážka). Celá detekčná sústava nesmela byť v mŕtvom režime. Pomocou logických symbolov môžeme trigger popísať ako:

$$SPH1 * SPH2 * ST2 * S3 * S4 * \overline{C1} * \overline{C2} * \overline{V0}$$

3.3 Rekonštrukcia nabitých dráh

Prípád, ktorý splnil všetky podmienky kladené triggerom, sa uloží pre ďalšiu analýzu. Zber údajov je časovo rozložený na tzv. “runy”. Jeden run (beh) prebehne, ak celkový obsah zapísaných prípadov predstavuje 1 GB dát. Pre označenie tejto časti experimentálnej informácie budeme v ďalšom texte používať názov “run”.

Hlavná časť zapísanej informácie pozostáva z adres pixelov rovín teleskopu, ktoré sa aktivovali, keď cez ne preletela nabitá častica. Táto informácia spolu so znalosťou magnetického poľa v každom bode priestoru je postačujúca na to, aby sme určili parametre priestorovej krivky predstavujúcej dráhu pohybu nabitej častice. Výpočet parametrov krivky na základe bodov v priestore realizuje rekonštrukčný program s názvom ORHION (Omega³ Reconstruction code for Heavy IONs).

³Omega je názov magnetu použitého v experimente WA97.

3.4 Rekonštrukcia rozpadu V^0

Po rekonštrukcii všetkých nabitých dráh v jednotlivom prípade sa ORHION zameria na hľadanie možných kandidátov na dvojčasticové slabé rozpady (v ďalšom ich budeme označovať ako rozpady V^0).

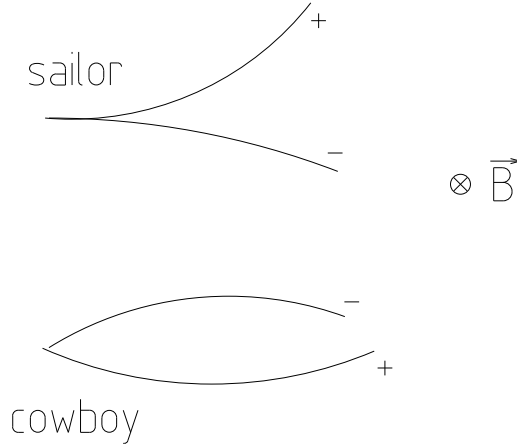
Obe krivky predstavujúce dráhy nabitých častíc sú extrapolované do priestoru medzi terčíkom a kremíkovým teleskopom, teda do predpokladaného miesta rozpadu neutrálnej častice. V ideálnom prípade (častice pochádzajú z toho istého rozpadu) by sa obe krivky pretli, no presnosť určenia parametrov kriviek je daná priestorovým rozlíšením pixelových detektorov, počtom zmeraných bodov na dráhe a mnohonásobným rozptylom v materiáli pixelových detektorov, preto sú obe krivky zvyčajne mimobežné. Bod rozpadu sa potom interpretuje ako bod v strede najmenšej vzdialenosti medzi oboma krivkami. Z parametrov kriviek a veľkosti magnetického poľa v predpokladanom mieste rozpadu vypočítame hybnosti nabitých častíc a príslušnej neutrálnej častice, ktorá sa rozpadla.

Vzhľadom na značný objem dát (v tejto analýze ide o 323 runov, t.j. 323 GB), je logické vykonať prvú selekciu prípadov vhodných na ďalšiu analýzu.

- Prvou selekčnou podmienkou kladenou na každý rekonštruovaný rozpad V^0 je, aby najmenšia vzdialenosť medzi dráhami nabitých častíc bola menšia ako 0.1 cm. Zbavíme sa tak prípadov, v ktorých nabité dráhy nevychádzajú z toho istého miesta, to znamená evidentne nepochádzajú z toho istého rozpadu.
- Ďalším kritériom je, aby x -ová súradnica bodu predstavujúceho miesto rozpadu bola väčšia ako -50 cm a zároveň menšia ako -20 cm. Vymedzujeme tým predpokladané miesto rozpadu na oblasť medzi terčíkom a kremíkovým teleskopom.
- Posledným selekčným kritériom v tejto časti analýzy je topológia zrekonštruovaného rozpadu. Rozpad V^0 nadobúda v rovine kolmej na smer magnetického poľa dve možné topológie (obrázok 3.4). Topológie nesú označenie *cowboy* a *sailor*⁴ a dajú sa rozlíšiť na základe podmienok:

$$(\mathbf{p}_+ \times \mathbf{p}_-) \cdot \mathbf{B} < 0 \quad \textit{cowboy} \tag{3.4}$$

⁴Výrazy “*sailor*” a “*cowboy*” sú súčasťou slangu v kolaborácii NA57. Nemajú širšiu pôsobnosť.



Obrázok 3.4: Dve topológie rozpadu V^0 v magnetickom poli

$$(\mathbf{p}_- \times \mathbf{p}_+) \cdot \mathbf{B} > 0 \quad \textit{sailor} \quad (3.5)$$

Vektory \mathbf{p}_+ a \mathbf{p}_- predstavujú hybnosti nabitých častíc v rozpade V^0 , \mathbf{B} je vektor magnetického poľa v danom mieste. Rozpady typu *sailor* sú zat'ážené prítomnosťou vysokého pozadia, tento tvar totiž nadobúda aj väčšina konverzií γ na $e^+ e^-$ pár, vďaka nízkym hmotnostiam e^+ a e^- .

Berúc do ďalšej analýzy len prípady rozpadov V^0 s topológiou rozpadu typu *cowboy*, vylúčime významnú časť pozadia skrývajúceho sa medzi prípadmi V^0 topológie *sailor*.

Po tejto prvej selekcii sa objem informácie pre 1 run zredukoval na 1 MB. V procese ďalšej analýzy použijeme len topológie rozpadu typu *cowboy*.

3.5 Určenie polohy zväzku

Na umiestnenie detektorov umožňujúcich presnejšie meranie polohy zväzku nebolo v experimentálnej hale v mieste experimentu NA57 dost' miesta. Poloha terčika bola zmeraná, no súradnice zväzku v mieste terčika nie. Informáciu o presnejšej polohe zväzku musíme dodatočne vyextrahovať z dát.

Zväzok bol rovnobežný s osou x a pre určenie jeho polohy potrebujeme určiť súradnice Y_0 a Z_0 . Po zbere údajov sa pre metodické štúdie a výpočty korekcií vy-

berie a uloží každý dvestý prípad. Vhodnými riadiacimi opциями programu ORHION môžeme z týchto prípadov získať informáciu o polohe zväzku analýzou tých zrekonštruovaných prípadov V^0 , v ktorých nabité dráhy vylietavajú priamo z terčika. V snahe vyselektovať týchto kandidátov sme použili tieto kritériá:

- Najmenšia vzdialenosť medzi dráhami nabitých častíc musí byť menšia ako 0.1 cm.
- Vypočítaný bod rozpadu neutrálnej častice je vlastne predpokladaným miestom interakcie zväzku v terčiku, z ktorého obe nabité častice vyleteli. Ohraničením miesta hypotetického rozpadu neutrálnej častice ohraničíme oblasť stretu zväzku a terčika a vylúčime tie prípady V^0 , ktoré by mohli pochádzať z produkcie častíc v materiáli v okolí terčika. Ak si označíme súradnice bodu rozpadu ako (V_x, V_y, V_z) , potom stanovené kritériá budú:

$$\begin{aligned} -65 \text{ cm} &< V_x < -57 \text{ cm} \\ -1 \text{ cm} &< V_y < 1 \text{ cm} \\ -18.5 \text{ cm} &< V_z < -17 \text{ cm} \end{aligned}$$

- Keďže potrebujeme nabité častice pochádzajúce zo zrážky zväzku a terčika, vylúčime kandidátov na rozpad V^0 , ktorí by mohli pochádzať z rozpadu $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ alebo $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$). Deje sa to výpočtom efektívnej hmotnosti M_{V^0} systému nabitých častíc pre hypotézu rozpadu $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ a $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$): ⁵

$$M_{V^0} = \sqrt{(\sqrt{(m_+^2 + \mathbf{p}_+^2)} + \sqrt{(m_-^2 + \mathbf{p}_-^2)})^2 - (\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-)^2} . \quad (3.6)$$

a porovnaním získanej hodnoty s tabuľkovou hmotnosťou K^0 a Λ . Hybnosti \mathbf{p}_+ a \mathbf{p}_- vo vzťahu 3.6 sú experimentálne zmerané a m_+ a m_- sú tabuľkové hmotnosti nabitých častíc v závislosti od hypotézy, ktorú študujeme. Podmienkami

$$|M_{K^0} - M_{\pi^+\pi^-}| < 0.03 \text{ GeV}/c^2$$

a

$$|M_{\Lambda} - M_{p\pi}| < 0.03 \text{ GeV}/c^2 ,$$

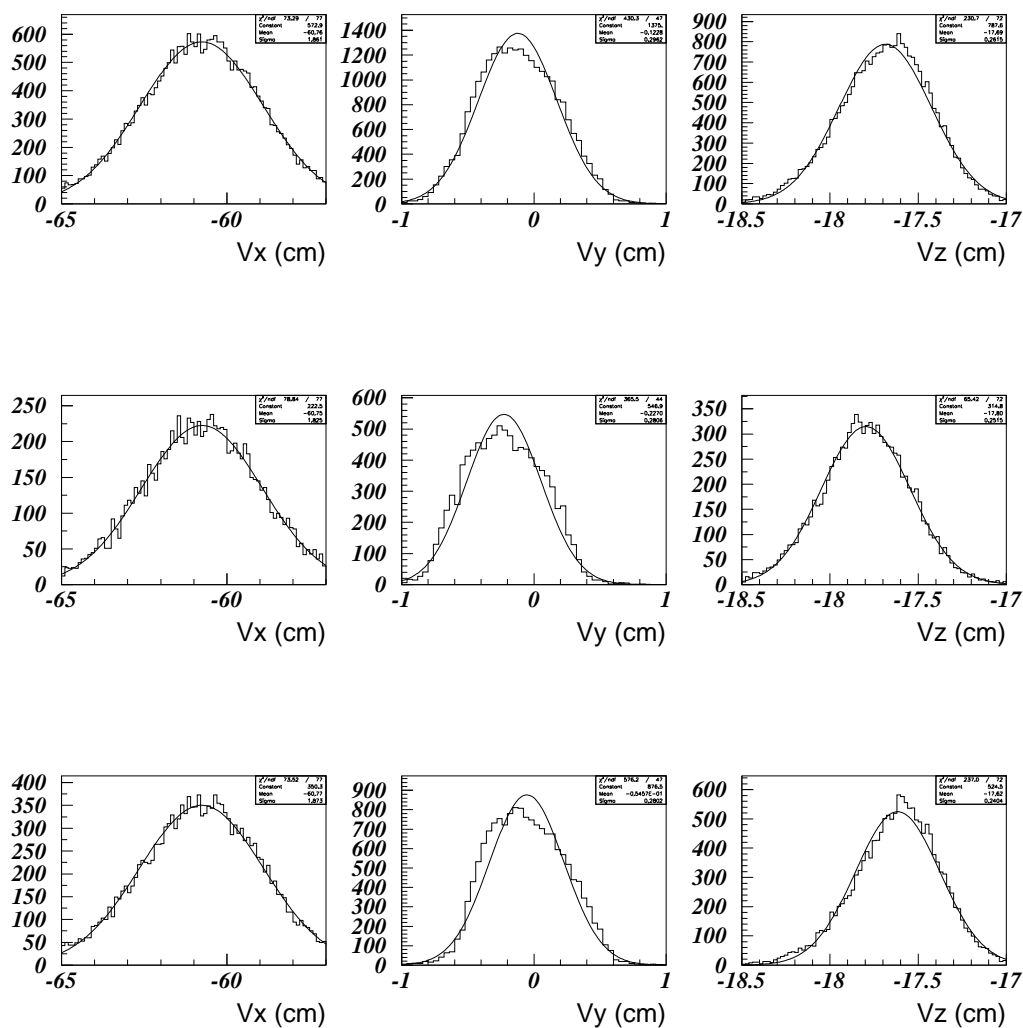
⁵Pracujeme v sústave $\hbar = c = 1$.

	$Y_0(\text{cm})$	$Z_0(\text{cm})$	$\sigma_{Y_0}(\text{cm})$	$\sigma_{Z_0}(\text{cm})$
B^-	-0.0546	-17.62	0.2715	0.1824
B^+	-0.2270	-17.80	0.2742	0.2096

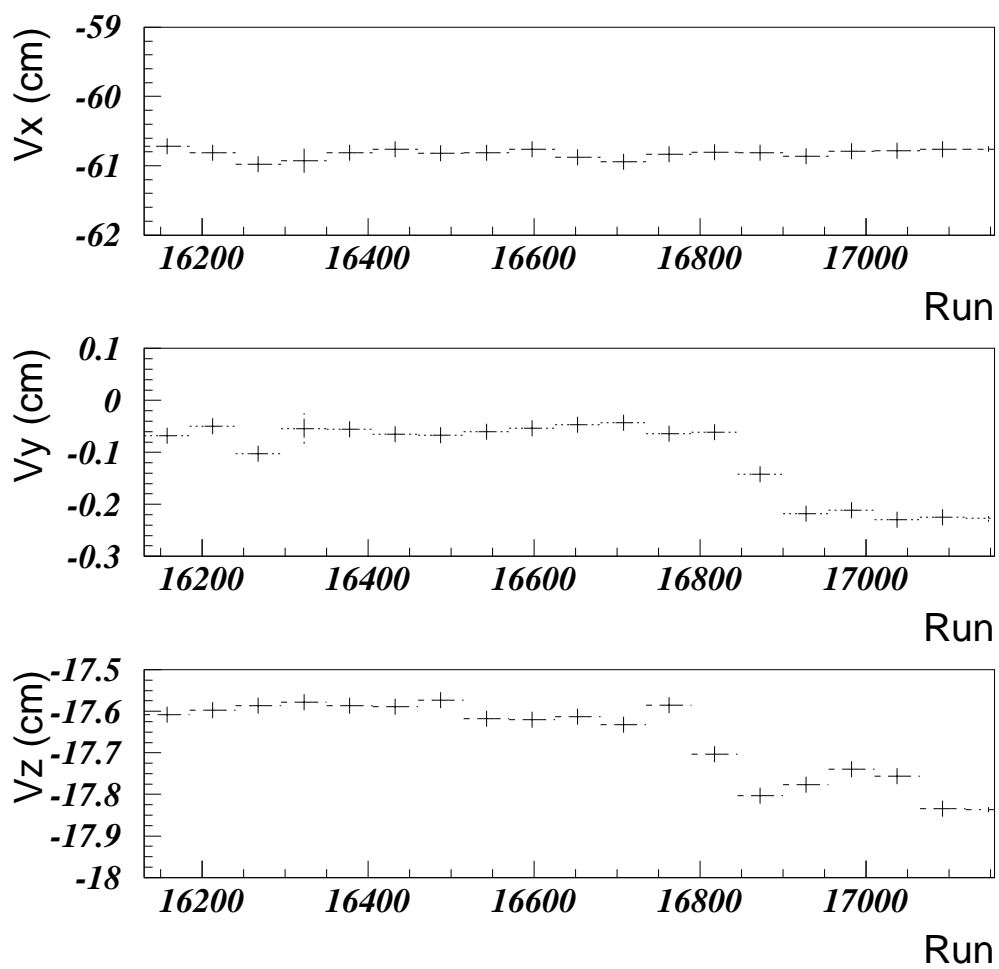
Tabuľka 3.2: Poloha zväzku

kde $M_{K^0} = 0.497672 \text{ GeV}/c^2$ a $M_\Lambda = 1.115683 \text{ GeV}/c^2$ sú hmotnosti častíc K^0 a Λ [32], vylúčime tie prípady V^0 , ktoré by mohli zodpovedať rozpadom $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ alebo $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$).

Jednotlivé rozdelenia rozpadových vrcholov V^0 , ktoré prešli selekčnými kritériami a tie isté rozdelenia, no pre dve rôzne polarizácie magnetického poľa sú uvedené na obrázku 3.5. Polarita B^- znamená, že zložka poľa B_z má zápornú hodnotu, pre B^+ je hodnota B_z kladná. Vidíme, že vo všetkých troch prípadoch je stredná hodnota rozdelení miesta interakcie po x -ovej osi zhruba tá istá: -60.75 cm , čo je aj hodnota x -ovej súradnice stredu terčika určená nezávislým meraním polohy terčika. Pre obe polarizácie magnetického poľa sú stredné hodnoty rozdelení y -ových a z -ových súradníc rôzne, čo súvisí s pôsobením magnetického poľa na nabitú časticu prítomnú vo zväzku. Ak si určíme polohu zväzku pre každý jednotlivý run osobitne - obrázok 3.6, vidíme, že počas zberu dát sa poloha zväzku prakticky nemenila, zmena v hodnotách Y_0 a Z_0 nastala pri zmene orientácie magnetického poľa. Môžeme preto zistené hodnoty aplikovať na celú vzorku. Budeme preto ďalej rátať s dvomi rôznymi hodnotami Y_0 a Z_0 pri rôznej polarizácii magnetického poľa. Vypočítaná poloha zväzku a profil zväzku sú uvedené v tabuľke 3.2. Nami určená poloha zväzku je výsledkom konvolúcie skutočnej polohy zväzku a experimentálneho rozlíšenia. Profil zväzku sme odhadli z porovnania dát a fyzikálnych Monte Carlo simulácií, ktoré bude uvedené v nasledujúcej kapitole.



Obrázok 3.5: Súradnice miesta interakcie zväzku s terčikom videné páriami nabitých častíc pochádzajúcich z terčika pri oboch polaritách magnetického poľa (horný rad), pri polarite magnetického poľa B^- (stredný rad) a pri polarite magnetického poľa B^+ (dolný rad)



Obrázok 3.6: Súradnice terčika v závislosti od čísla runu, čo vlastne predstavuje ich časovú závislosť

Kapitola 4

Výber signálu

Usporiadanie experimentu neumožňovalo priamu identifikáciu podivných častíc, tá sa realizovala identifikáciou ich slabých rozpadov a bola možná na základe kinematiky rozpadov vo vybraných kanáloch. Signál zo slabých rozpadov častíc získame použitím rôznych selekčných kritérií na zrekonštruované rozpady V^0 . Keďže identifikácia nabitých častíc videných v kremíkovom teleskope nebola možná, pre každý pár nabitých častíc sa počíta efektívna hmotnosť systému pre jednotlivé hypotézy rozpadov $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ a $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$. Na obrázku 4.1 vidíme, ako vyzerajú rozdelenia efektívnych hmotností $M_{\pi^+\pi^-}$ a $M_{p\pi^-}$ všetkých prípadov V^0 pred aplikovaním kritérií na výber signálu. Zobrazené prípady už prešli selekciou pri rekonštrukcii rozpadu V^0 (kapitola 3.4). Pozorované pozadie môže pochádzať z náhodných kombinácií nabitých dráh, ktoré preleteli blízko seba, prípadne pochádzať z rozpadu častíc, ktoré nevznikli pri interakcii zväzku s terčíkom.

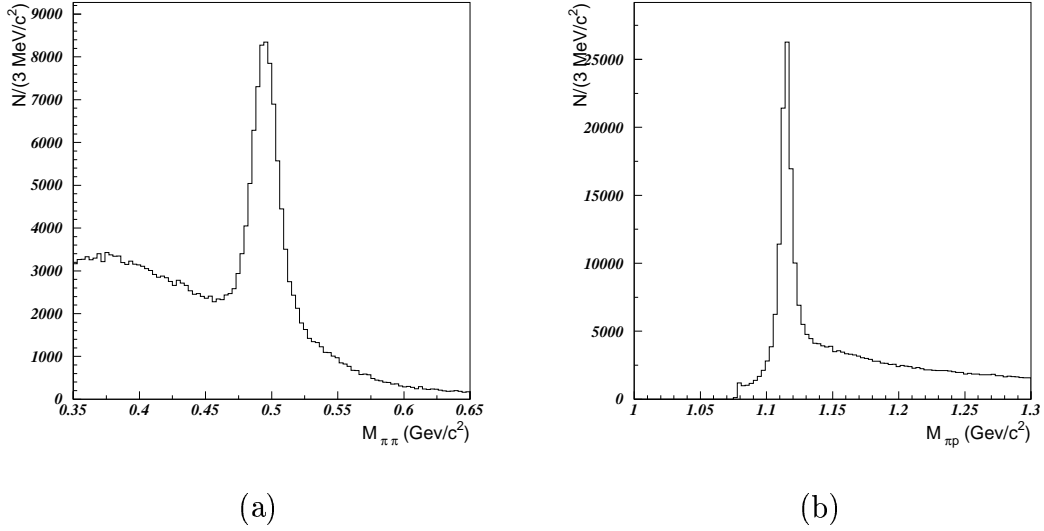
V ďalších kapitolách je popísaná metodika výberu signálu pre rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ a $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Ak nebude explicitne uvedené inak, metodika výberu signálu pre rozpad $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ bude tá istá ako pre rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$.

4.1 Armenterosove a Podolanského premenné

α a q_T

Armenteros a Podolanski [33] ukázali možnosť identifikácie rozpadu nestabilnej častice na dve dcérske častice len na základe zmeraných hybností produktov rozpadu (Dodatok A).

Premenná α je určená ako:



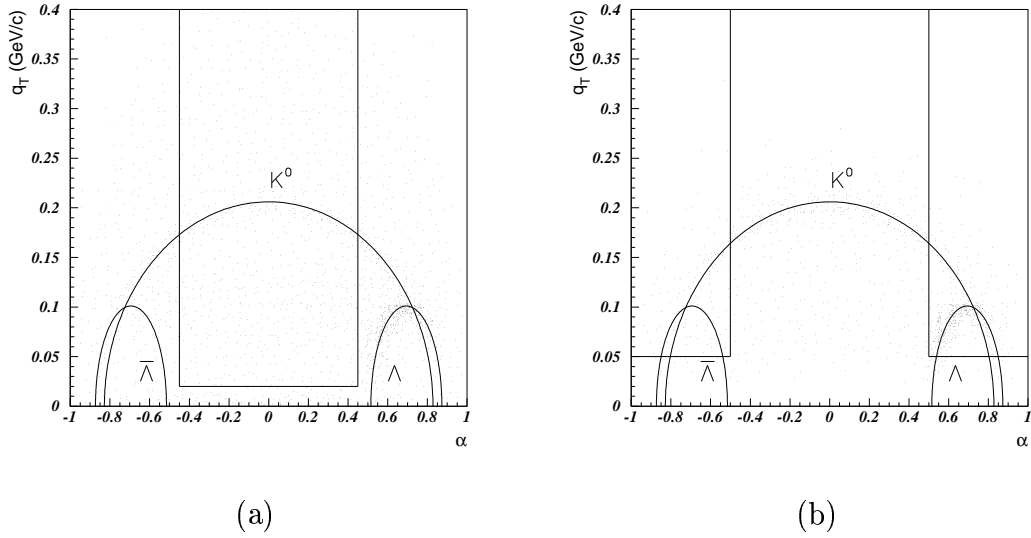
Obrázok 4.1: Rozdelenia $M_{\pi^+\pi^-}$ (a) a $M_{p\pi^-}$ (b) pred aplikovaním selekčných kritérií na výber signálu

$$\alpha = \frac{q_{L+} - q_{L-}}{q_{L+} + q_{L-}} \quad (4.1)$$

Premenné q_{L+} a q_{L-} sú veľkosti pozdĺžnych zložiek hybností nabitých častíc v smere vektora hybnosti materskej častice. Premenná q_T predstavuje veľkosť priečnej zložky hybnosti nabitej častice v smere vektora hybnosti materskej častice. Na základe premenných α a q_T potom môžeme za istých obmedzení určiť, akej častici daný rozpad prislúcha. Napríklad pre rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ bude premenná α vždy kladná, lebo väčšiu hybnosť si vždy odnesie protón. Na základe tejto premennej tak môžeme odlíšiť rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ od rozpadu $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$, v ktorom je α vždy záporná kvôli väčšej hybnosti antiprotónu. Pre rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ bude premenná α rovnomerne rozložená okolo nuly, lebo produkty rozpadu majú rovnakú hmotnosť. Premenná q_T bude pre obe nabité častice nadobúdať tú istú hodnotu. Keď si zobrazíme graf s hodnotami α a q_T jednotlivých kandidátov na rozpad V^0 (obrázok 4.2), vidíme oblasť pre rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, kde môžeme jednoznačne vylúčiť prítomnosť rozpadov $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ a $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ v danej oblasti na grafe.

Tieto oblasti sú vyjadrené kritériami:

- pre rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$: $-0.45 < \alpha < 0.45$ a $q_T > 0.02 \text{ GeV}/c$



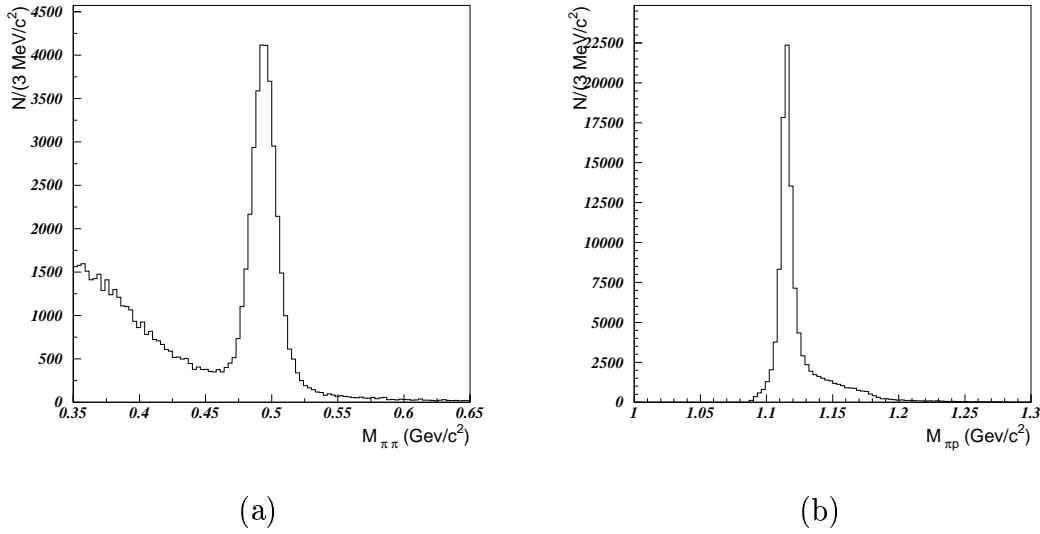
Obrázok 4.2: Premenné α a q_T pre rozdelenia $M_{\pi^+\pi^-}$ (a) a $M_{p\pi^-}$ (b). Elipsy zodpovedajú jednotlivým rozpadom v ideálnom prípade (hmotnosti vzaté z tabuliek). Body predstavujú experimentálne dáta.

- pre rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$: $0.5 < \alpha < 1$. a $q_T > 0.05 \text{ GeV}/c$
- pre rozpad $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$: $-1.0 < \alpha < -0.5$ a $q_T > 0.05 \text{ GeV}/c$

Nízke q_T ($< 0.05 \text{ GeV}/c$) prislúchajú konverziám $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ na jadrách materiálu experimentálnej aparatury. Pre rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ je podmienka $q_T > 0.02$ postačujúca, pre rozpady $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ a $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ sme vzali vyššiu hodnotu v snahe čo najviac zredukovať pozadie v rozdelení $M_{\bar{p}\pi^+}$. Rozdelenia $M_{\pi^+\pi^-}$ a $M_{p\pi^-}$ po aplikovaní týchto kritérií sú na obrázku 4.3.

4.2 Reflexie od nesprávne identifikovaných rozpadov

Z obrázka 4.2 vidíme, že rozpadová elipsa pre K^0 sa križuje s rozpadovými elipsami pre Λ a $\bar{\Lambda}$. V tomto mieste nevieme rozlíšiť rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ a rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$). Hmotnosť kandidáta na rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ vyhovuje rovnako tabuľkovej hodnote ako hmotnosť kandidáta na rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$). Preto pri výbere signálu pre rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$) vylúčime všetky možné



Obrázok 4.3: Rozdelenia $M_{\pi^+\pi^-}$ (a) a $M_{p\pi^-}$ (b) po selekcii kandidátov premennými α a q_T .

reflexie od rozpadu $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ podmienkou

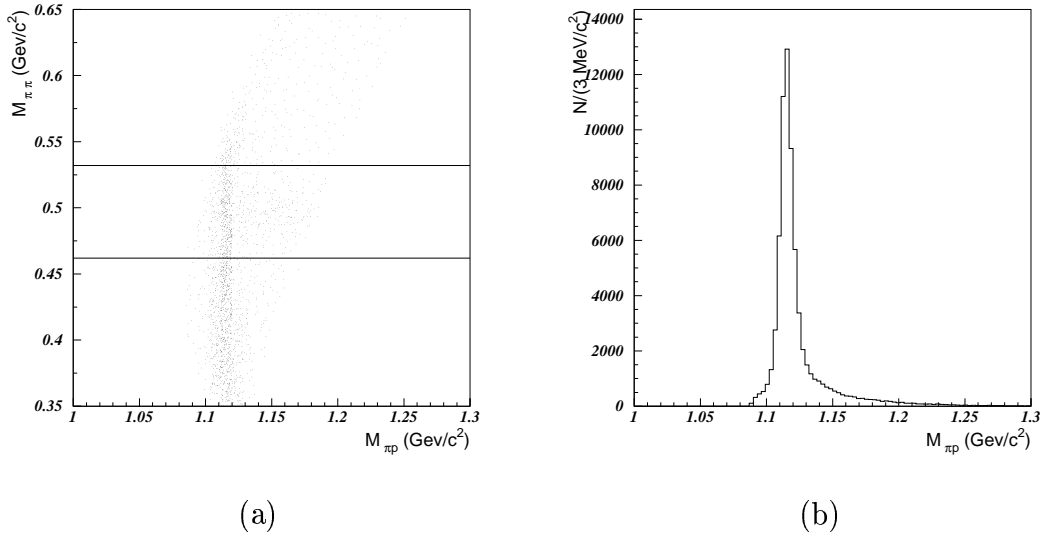
$$|M_{\pi^+\pi^-} - M_{K^0}| < 0.035 \text{ GeV}/c^2$$

Reflexiu od rozpadu $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ v rozdelení $M_{p\pi^-}$ a rozdelenie $M_{p\pi^-}$ po aplikovaní kritéria je na obrázku 4.4. Pre rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ nie je nutné použiť podobnú podmienku, keďže sme predchádzajúcim kritériom odseparovali oblasť možných dvojznačných kandidátov.

4.3 Najmenšia vzdialenosť medzi dráhami nabitých častíc

Toto selekčné kritérium už bolo popísané v sekcii o rekonštrukcii kandidátov na rozpad V^0 . Pri výbere signálu však budeme, vzhľadom na pomerne veľkú štatistiku, postupovať razantnejšie a stanovíme hranicu najmenej vzdialenosti dvoch nabitých dráh v rozpade V^0 na 0.03 cm.

Dvojmerné rozdelenie vzdialenosti medzi dvoma dráhami (CLOSE) a efektívnej hmotnosti $M_{\pi^+\pi^-}$ pre kandidátov na rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ s vyznačeným selekčným kritériom a rozdelenie $M_{\pi^+\pi^-}$ po aplikácii kritéria vidíme na obrázku 4.5.



Obrázok 4.4: Reflexia od rozpadu $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ v rozdelení $M_{p\pi^-}$ (a) a rozdelenie $M_{p\pi^-}$ (b) po odstránení kandidátov na rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Tie isté zobrazenia, no pre rozdelenie $M_{p\pi^-}$ sú na obrázku 4.6.

4.4 Rozpadový objem

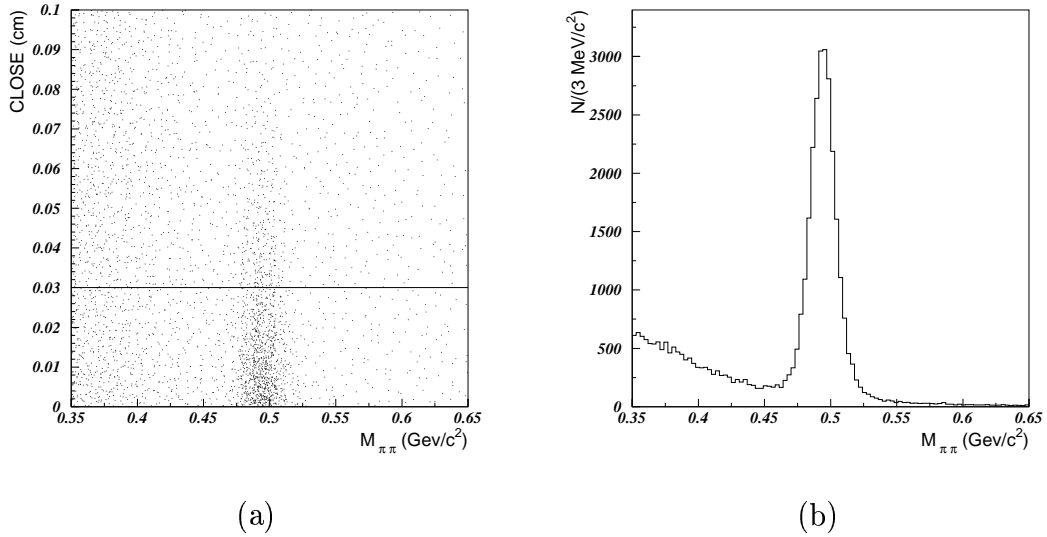
Aj s týmto kritériom sme sa už stretli v predchádzajúcej kapitole. Bod rozpadu neutrálne nabitých častice definujeme ako bod v strede najmenej vzdialenosti dvoch kriviek predstavujúcich dráhy nabitých častíc. Ak si označíme súradnice bodu rozpadu ako (V_x, V_y, V_z) , potom selekčné kritérium pre rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ bude (obrázok 4.7)

$$-40 \text{ cm} < V_x < -30 \text{ cm}$$

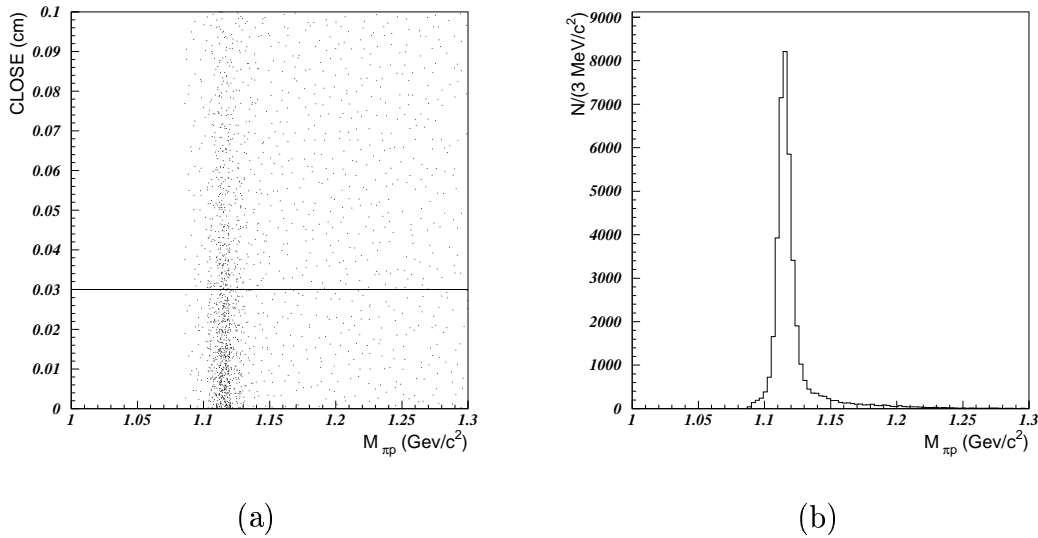
a pre rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ bude mať podobu (obrázok 4.8)

$$-38 \text{ cm} < V_x < -28 \text{ cm} .$$

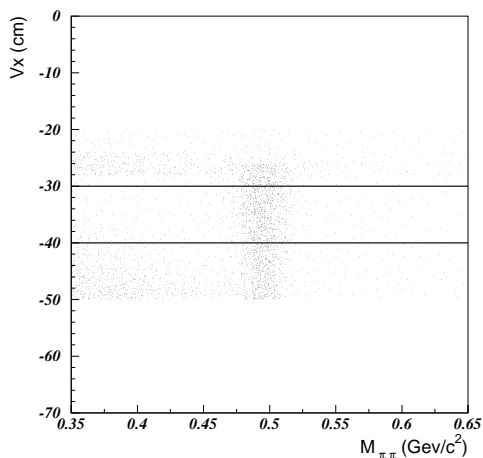
Rozdielne hodnoty hraníc rozpadového objemu pre oba rozpady reflektujú rozdielnú strednú dobu života oboch častíc. Dolnou hranicou eliminujeme oblasť blízko terčika, kde sa kvôli vyššej priestorovej hustote dráh zvyšuje pravdepodobnosť' kreácie kandidáta na rozpad V^0 náhodnou kombináciou. Horná hranica eliminuje



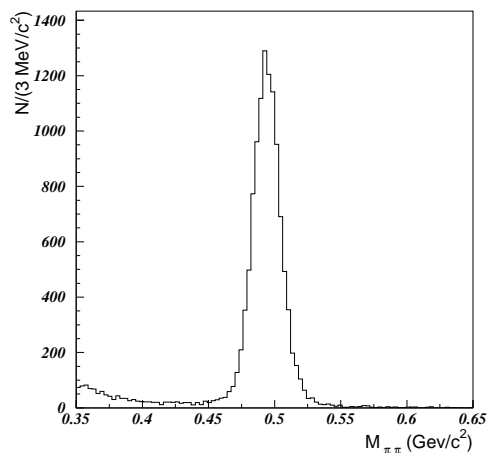
Obrázok 4.5: Dvozmerné rozdelenie vzdialenosti medzi dvoma dráhami (CLOSE) a efektívnej hmotnosti $M_{\pi^+\pi^-}$ pre kandidátov na rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ s vyznačeným selekčným kritériom (a) a rozdelenie $M_{\pi^+\pi^-}$ po aplikácii kritéria (b)



Obrázok 4.6: Dvozmerné rozdelenie vzdialenosti medzi dvoma dráhami (CLOSE) a efektívnej hmotnosti $M_{p\pi^-}$ pre kandidátov na rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ s vyznačeným selekčným kritériom (a) a rozdelenie $M_{p\pi^-}$ po aplikácii kritéria (b)

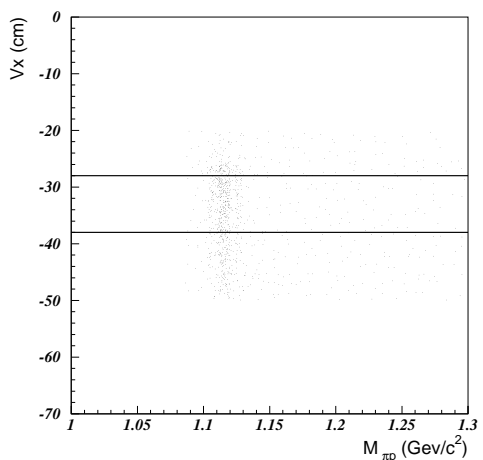


(a)

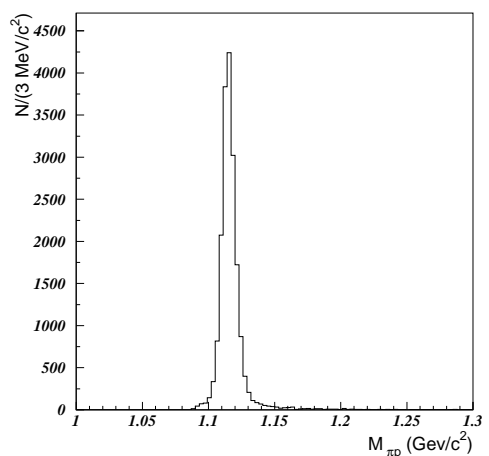


(b)

Obrázok 4.7: Vyznačenie hraníc rozpadového objemu v dvojrozmernom rozdelení V_x a $M_{\pi^+\pi^-}$ (a) a rozdelenie $M_{\pi^+\pi^-}$ (b) po aplikovaní kritéria na rozpadový objem

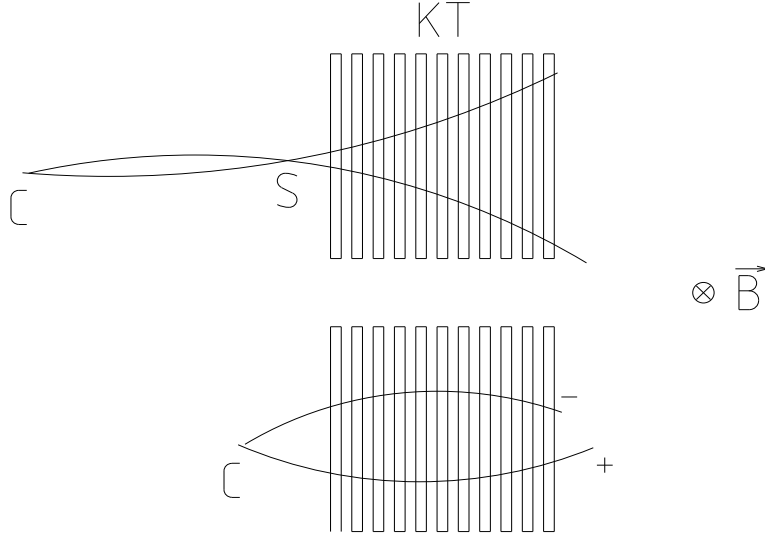


(a)



(b)

Obrázok 4.8: Vyznačenie hraníc rozpadového objemu v dvojrozmernom rozdelení V_x a $M_{p\pi^-}$ (a) a rozdelenie $M_{p\pi^-}$ (b) po aplikovaní kritéria na rozpadový objem



Obrázok 4.9: Vytvorenie falošného rozpadu V^0 topológie *sailor* s vrcholom S v kremíkovom teleskope (KT). Skutočné miesto rozpadu C má topológiu *cowboy*.

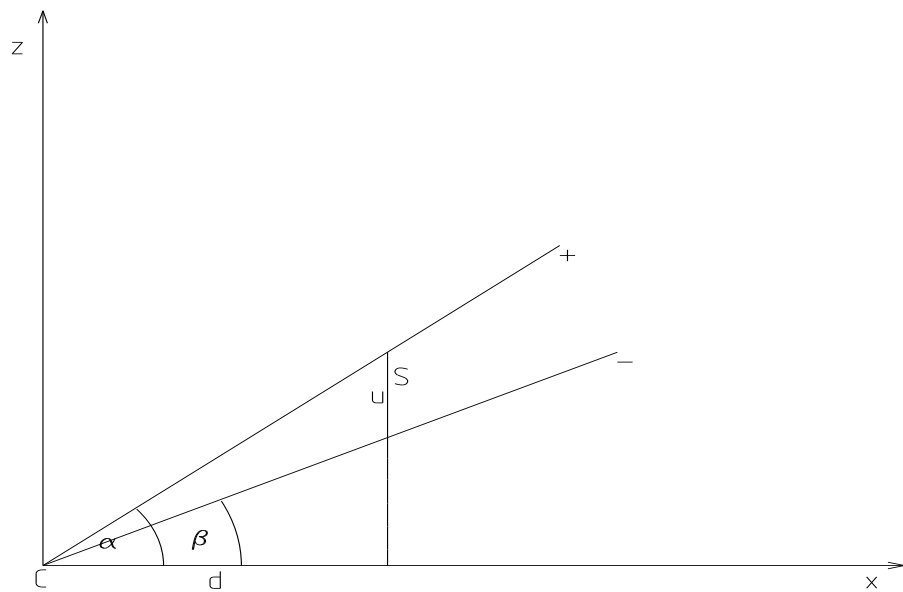
konverzie $\gamma \rightarrow e^+e^-$ vznikajúce v scintilačných detektoroch $SPH1$, $SPH2$ a prvej pixelovej roviny.

4.5 Vzdialenosť dráh vo vrchole typu *sailor*

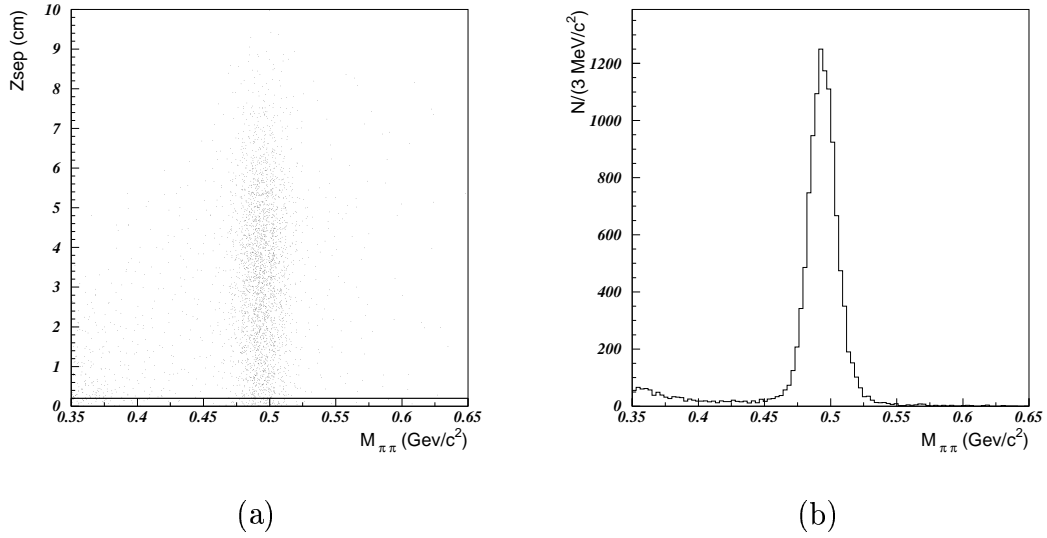
Zrekonštruovaný rozpad V^0 topológie *sailor* môže pochádzať aj z pôvodnej topológie *cowboy*, ako to ukazuje obrázok 4.9.

Priemety nabitých dráh do roviny kolmej na smer magnetického poľa sa pretnú v dvoch bodoch - jeden zodpovedá vrcholu topológie *cowboy*, druhý vrcholu topológie *sailor*. Pokiaľ dráhy vylietavajú z jedného rozpadového vrcholu pod rôznymi uhlami (v roviny xz), tak sa v druhom vrchole nepretnú, ak vylietavajú pod rovnakými uhlami, pretnúť sa môžu a rekonštrukčný algoritmus medzi dvoma topológiami rozlíšiť nevie. V tomto prípade nemôžeme presne určiť skutočný bod rozpadu. Na objasnenie kritéria, ktoré nám pomôže odstrániť tento nežiadúci jav, je priložený obrázok 4.10.

Priemetom nabitých dráh do roviny xz , vidíme obe krivky ako priamky, pretože v tomto smere na nich magnetické pole nepôsobí. Z rekonštrukčného programu poznáme bod rozpadu - C - geometrie *cowboy* a vektory hybností nabitých častíc spočítané v tomto bode. Bod S predstavuje miesto rozpadu geometrie *sailor*. Vzdia-



Obrázok 4.10: Vzďialenosť dráh vo vrchole typu *sailor* (S) - u . Podrobnosti sú uvedené v texte.



Obrázok 4.11: Vzďialenosť dráh vo vrchole typu *sailor* (Z_{sep}) vs. rozdelenie $M_{\pi^+\pi^-}$ s vyznačením kritéria (a) a rozdelenie $M_{\pi^+\pi^-}$ (b) po aplikácii kritéria

lenosť d je rozdiel x -ových zložiek oboch bodov rozpadu. Z obrázka plynie, že vzdialenosť u je rovná:

$$u = d(\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\beta)$$

Veličiny $\operatorname{tg}\alpha$ a $\operatorname{tg}\beta$ určíme pomocou zložiek hybností nabitých častíc:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{p_{z+}}{p_{x+}}$$

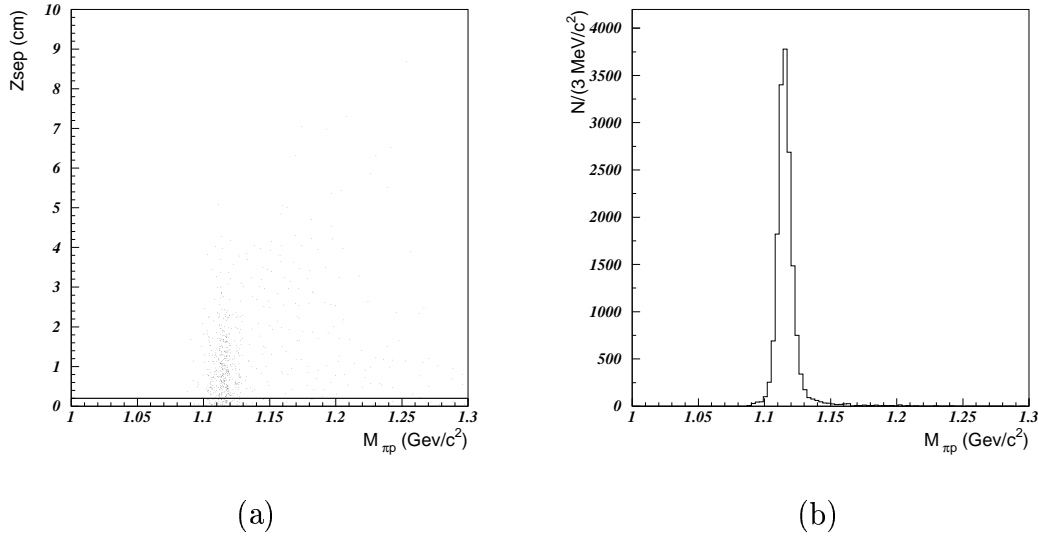
a

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{p_{z-}}{p_{x-}}$$

Po stanovení kritéria:

$$u > 0.2 \text{ cm}$$

sme dosiahli úplnú absenciu rozpadov geometrie *sailor* v ďalšej analýze. Na obrázkoch 4.11(4.12) vidíme samotné kritérium a rozdelenie $M_{\pi^+\pi^-}$ ($M_{p\pi^-}$) po aplikácii tohto kritéria.



Obrázok 4.12: Vzďialenosť dráh vo vrchole typu *sailor* (Z_{sep}) vs. rozdelenie $M_{p\pi^-}$ s vyznačením kritéria (a) a rozdelenie $M_{p\pi^-}$ (b) po aplikácii kritéria

4.6 Určenie bodu interakcie

Keďže predmetom nášho snaženia je štúdium častíc vzniknutých v zrážke p-Be, aj kandidát na rozpad častice by mal pochádzať z oblasti terčíka. V prípade, že rozpad V^0 “neukazuje” na terčík, môže ísť o náhodnú kombináciu dráh častíc, ktoré preleteli blízko seba, prípadne o rozpad častice nepochádzajúcej z terčíka (napr. Λ z rozpadu $\Xi^- \rightarrow \pi^- + \Lambda (\rightarrow p + \pi^-)$). Polohu zväzku (Y_0, Z_0) sme určili v kapitole 3.5. Polohu terčíka poznáme z usporiadania experimentu. Taktiež poznáme hybnosť a bod rozpadu neutrálne nabitej častice. Bod interakcie sa pokúsime zrekonštruovať ako priesečník ¹ priamky určenej hybnosťou neutrálnej častice $\mathbf{P} = (P_x, P_y, P_z)$ a bodom rozpadu neutrálnej častice $\mathbf{V} = (V_x, V_y, V_z)$

$$\mathbf{x} = \mathbf{V} + \mathbf{P}u \quad (4.2)$$

a priamky určenej zväzkom

$$\mathbf{x} = \mathbf{r} + \mathbf{a}t = \begin{pmatrix} 0 \\ Y_0 \\ Z_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} t. \quad (4.3)$$

¹Zväzok je “rozmazaný”, tzn. nepoznáme jeho presnú polohu pre daný prípad, preto hľadáme interakčný bod vzhľadom na strednú polohu zväzku.

Vektor \mathbf{r} predstavuje bod, cez ktorý zväzok prechádza, vektor \mathbf{a} je rovnobežný s osou x , presne ako zväzok, t ($-\infty < t < \infty$) a u ($-\infty < u < \infty$) sú parametre priamok. Kvôli experimentálnemu rozlíšeniu sú však tieto priamky mimobežné. Je prirodzené, že interakčný bod budeme hľadať v mieste, kde je vzdialenosť týchto dvoch priamok minimálna.

Vzdialenosť ľubovoľných dvoch bodov ležiacich každý na inej priamke je

$$D(t, u) = |\mathbf{r} + \mathbf{a}t - \mathbf{V} - \mathbf{P}u| . \quad (4.4)$$

Interakčným bodom budeme nazývať bod na priamke určenej hybnosťou neutrálnej častice, ktorého vzdialenosť od priamky určenej zväzkom je spomedzi všetkých ostatných bodov ležiacich na priamke najmenšia. To je ekvivalentné hľadaniu minima kvadrátu vzdialenosti:

$$\mathcal{D}(t, u) = (\mathbf{r} + \mathbf{a}t - \mathbf{V} - \mathbf{P}u)^2 . \quad (4.5)$$

Minimum je dané sústavou rovníc:

$$\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} = 2(t - V_x - P_x u) = 0 \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial u} &= -2(P_x t - |\vec{P}|^2 u - \vec{P} \cdot \vec{V} + P_y Y_0 + P_z Z_0) \\ &= 0 . \end{aligned} \quad (4.7)$$

Výpočet vedie k

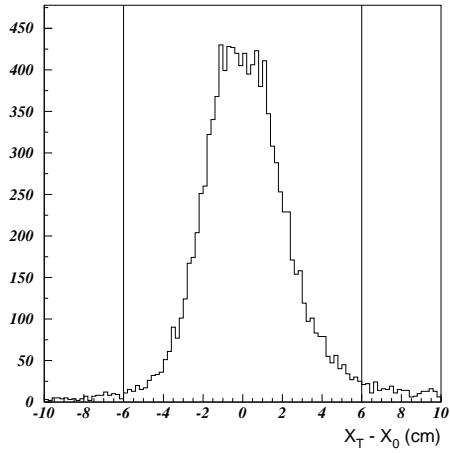
$$u_{min} = \frac{P_y Y + P_z Z - P_y V_y - P_z V_z}{P_y^2 + P_z^2} . \quad (4.8)$$

Z tohto si môžeme vyjadriť polohu interakčného bodu $\mathbf{X}_T = (x_T, y_T, z_T)$:

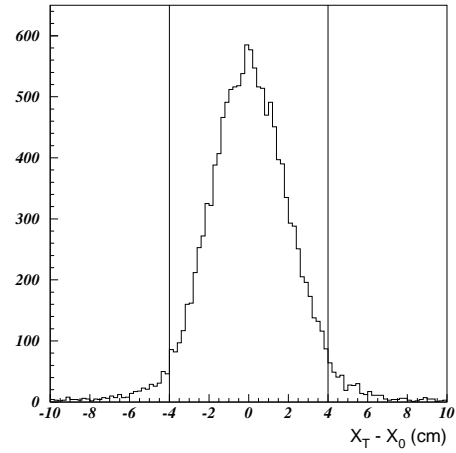
$$\begin{aligned} \mathbf{X}_T &= \mathbf{V} + \mathbf{P}u_{min} \\ &= \mathbf{V} + \mathbf{P} \frac{P_y Y + P_z Z - P_y V_y - P_z V_z}{P_y^2 + P_z^2} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Rozdiely súradníc interakčného bodu a pravdepodobného stredu terčika (X_0, Y_0, Z_0) pre rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ a $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ sú znázornené na obrázkoch 4.13, 4.14 a 4.15. Pravdepodobný stred terčika je určený skutočnou hodnotou x -ovej súradnice stredu terčika X_0 a polohou zväzku Y_0 a Z_0 .

Na základe týchto rozdelení môžeme definovať oblasť, kde predpokladáme produkciu neutrálne nabitej častice:

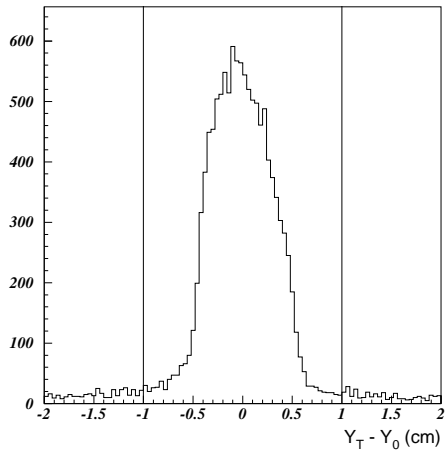


(a)

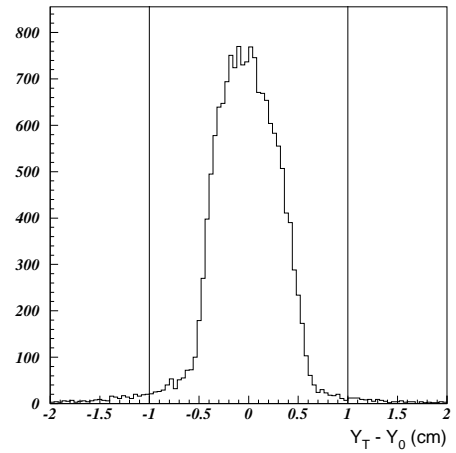


(b)

Obrázok 4.13: Rozdiel x -ových súradníc bodu interakcie a pravdepodobného stredy terčika s vyznačenými hranicami pre rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (a) a rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (b).

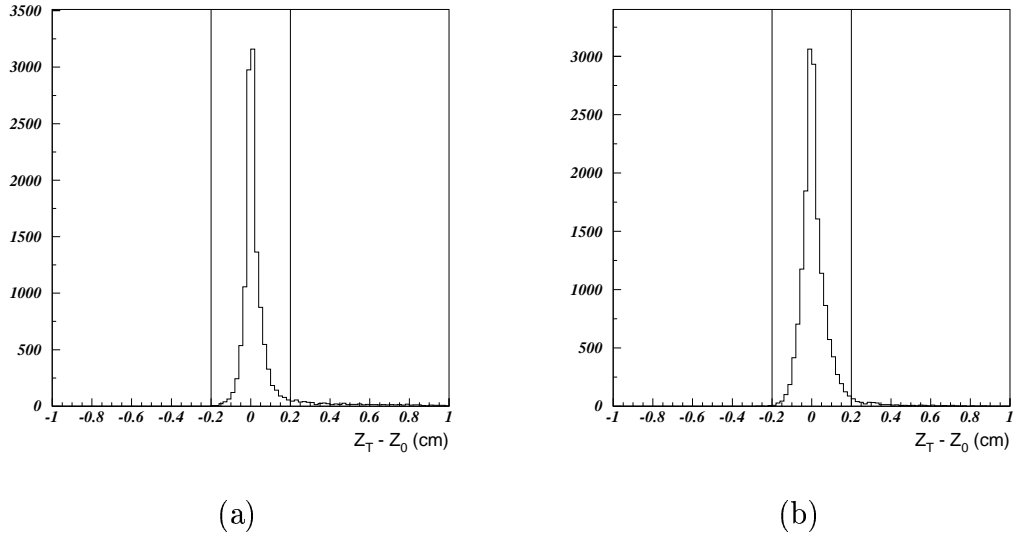


(a)



(b)

Obrázok 4.14: Rozdiel y -ových súradníc bodu interakcie a pravdepodobného stredy terčika s vyznačenými hranicami pre rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (a) a rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (b).



Obrázok 4.15: Rozdiel z -ových súradníc bodu interakcie a pravdepodobného stredú terčička s vyznačenými hranicami pre rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (a) a rozpad $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ (b).

$$\frac{(X_T - X_0)^2}{a} + \frac{(Y_T - Y_0)^2}{b} + \frac{(Z_T - Z_0)^2}{c} \leq 1 . \quad (4.10)$$

Pre rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ sme stanovili parametre elipsoidu:

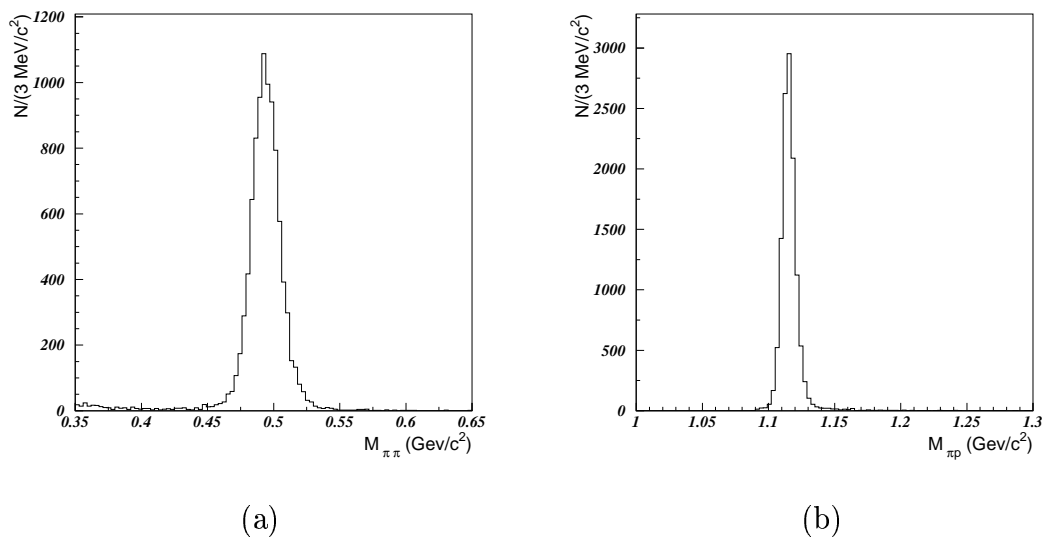
$$\begin{aligned} a &= 6.0 \text{ cm} \\ b &= 1.0 \text{ cm} \\ c &= 0.2 \text{ cm} . \end{aligned}$$

Pre rozpad $\Lambda \rightarrow p \pi^-$:

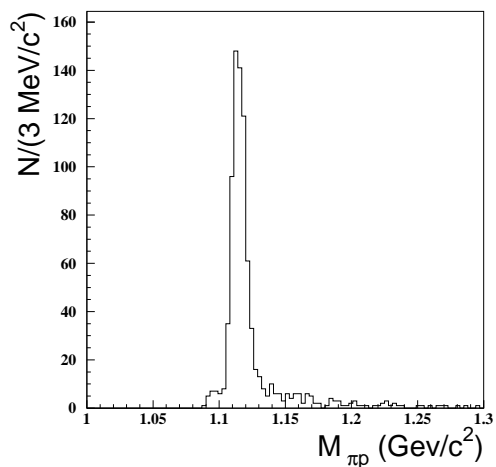
$$\begin{aligned} a &= 4.0 \text{ cm} \\ b &= 1.0 \text{ cm} \\ c &= 0.2 \text{ cm} . \end{aligned}$$

Ako uvidíme neskôr, pozadie v rozdelení $M_{\bar{p}\pi^+}$ nie je zanedbateľné. Dosiaľ uvedené selekčné kritériá pre rozpad $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ reflektovali hlavne odstránenie tohto pozadia.

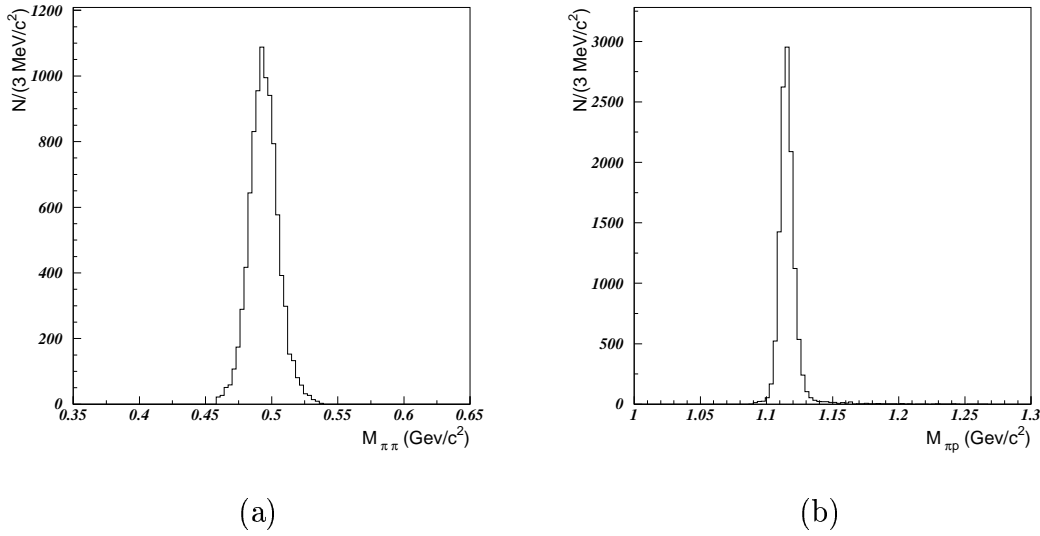
Rozdelenia $M_{\pi^+\pi^-}$ a $M_{p\pi^-}$ po aplikovaní selekčného kritéria na miesto interakcie sú na obrázku 4.16.



Obrázok 4.16: Rozdelenia $M_{\pi^+\pi^-}$ (a) a $M_{p\pi^-}$ (b) po aplikovaní kritéria na miesto interakcie a zároveň po aplikovaní všetkých selekčných kritérií



Obrázok 4.17: Rozdelenie $M_{\bar{p}\pi^+}$ po aplikovaní všetkých selekčných kritérií



Obrázok 4.18: Výsledné signály z rozpadov $M_{\pi^+\pi^-}$ (a) a $M_{p\pi^-}$ (b).

Rozdelenia efektívnych hmotností pre rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ a $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ po aplikovaní všetkých selekčných kritérií sú zobrazené na obrázku 4.16. Rozdelenie efektívnych hmotností pre rozpad $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ je vyznačené na obrázku 4.17. Vidíme jasný signál z rozpadu spolu s nezanedbateľným pozadím.

Výsledný signál získame vylúčením prípadov veľmi vzdialených od tabuľkových hodnôt hmotností M_{K^0} a M_Λ . Pre kandidátov na rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ podmienkou:

$$|M_{\pi^+\pi^-} - M_{K^0}| < 0.35 \text{ GeV}/c^2$$

Pre kandidátov na rozpad $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ podmienkou:

$$|M_{p\pi^-} - M_\Lambda| < 0.15 \text{ GeV}/c^2$$

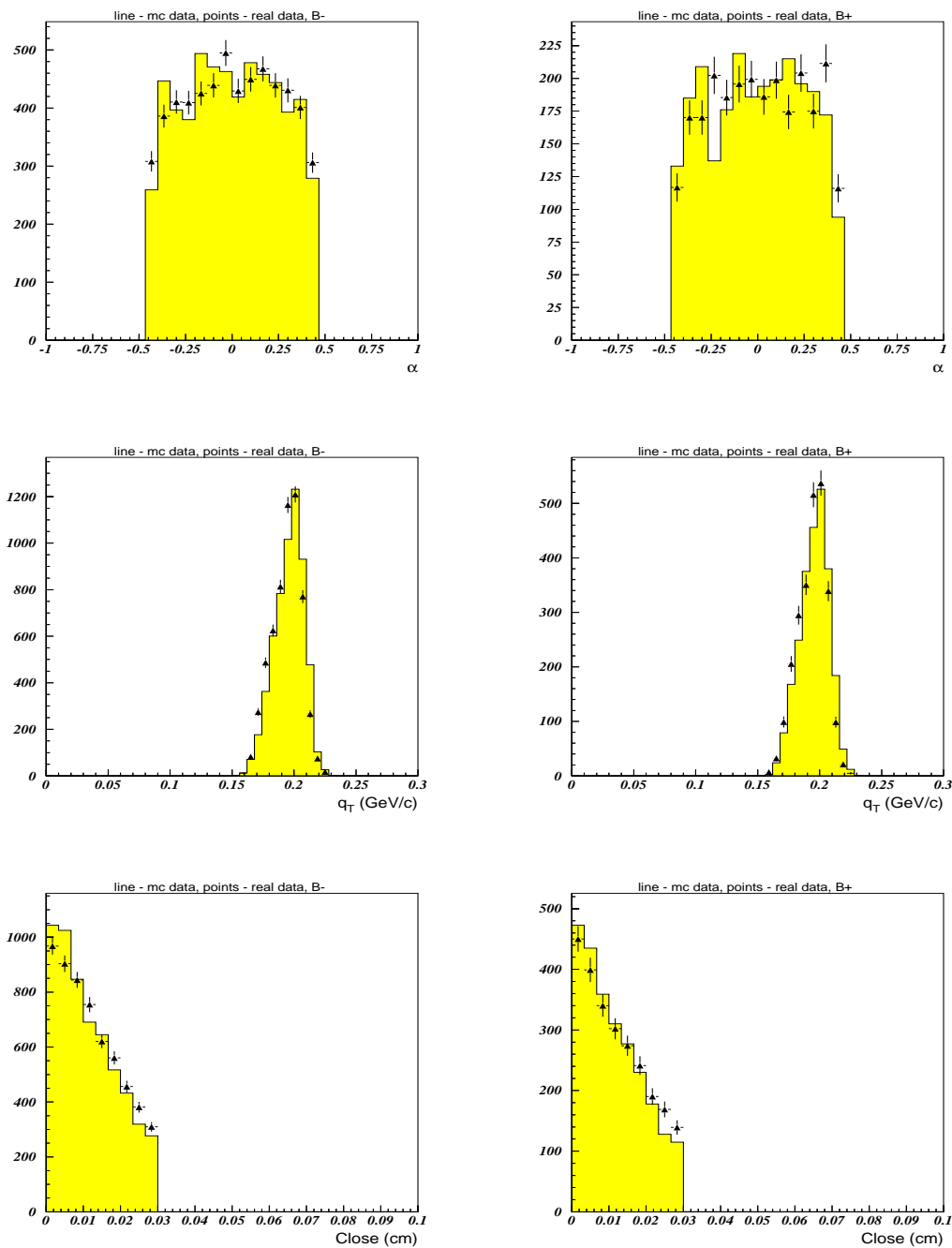
Rozdiel v číselných hodnotách uvedených podmienok je spôsobený rôznymi šírkami výsledných rozdelení efektívnych hmotností. Výsledné signály častíc K^0 a Λ sú zobrazené na obrázku 4.18. Výsledný signál pre $\bar{\Lambda}$ obsahuje nezanedbateľnú časť pozadia, ktorú budeme musieť pri výpočte výt'azku vziať do úvahy.

Aplikáciou uvedených selekčných kritérií na zrekonštruované rozpady V^0 , sme získali pre rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ a $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ štatisticky bohatý signál so zanedbateľným pozadím. O vhodnosti uvedených kritérií sa môžeme presvedčiť porovnaním reálnych nekorigovaných prípadov zo signálu K^0 a hrubou fyzikálnou Monte Carlo

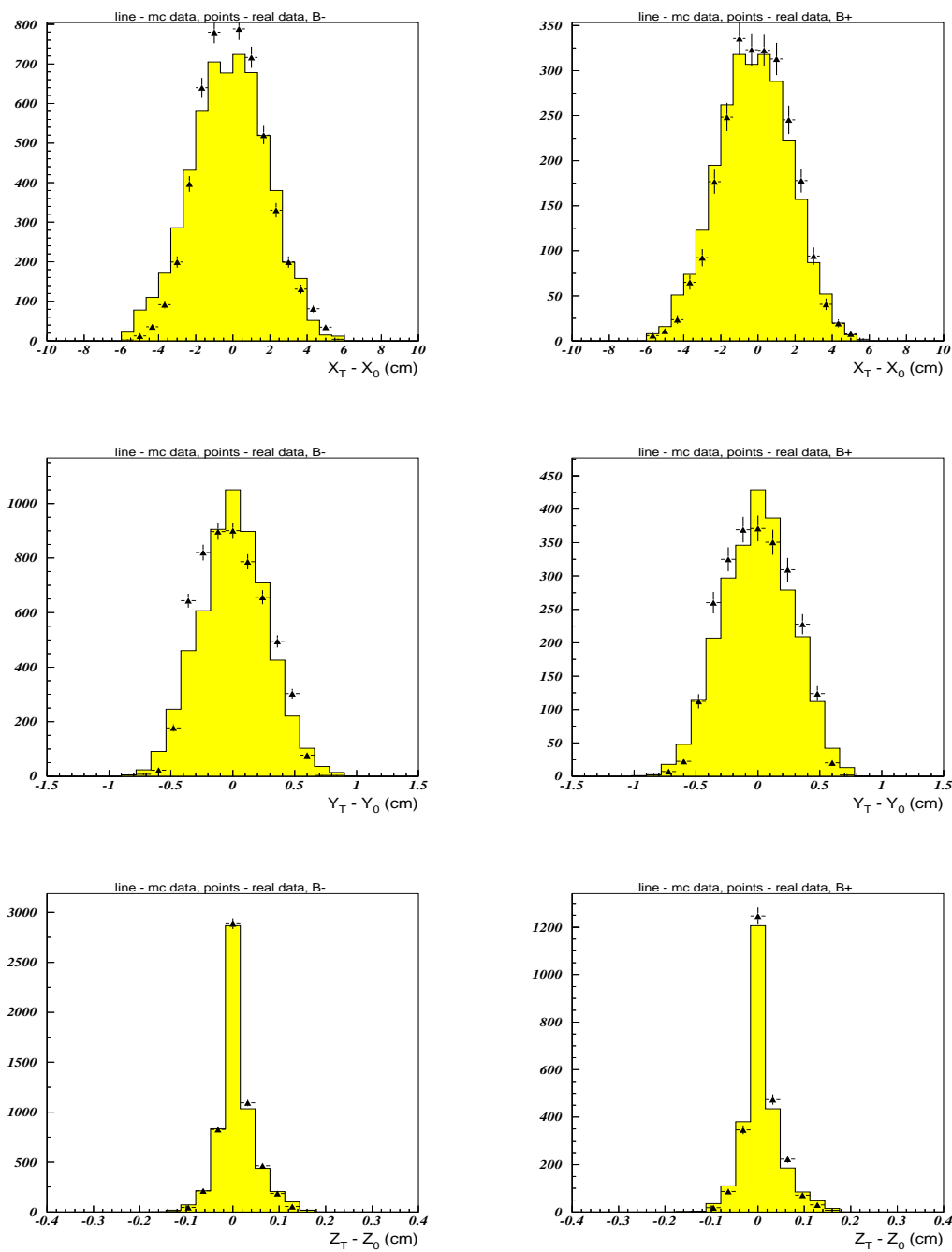
simuláciou rozpadov $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ boli generované s predpokladom konštantného priebehu rozdelení rapidity y a uhla ϕ medzi osou y a vektorom p_T v intervaloch:

$$\begin{aligned} 2.5 &< y < 3.25 \\ 35^\circ &< \phi < 145^\circ \end{aligned}$$

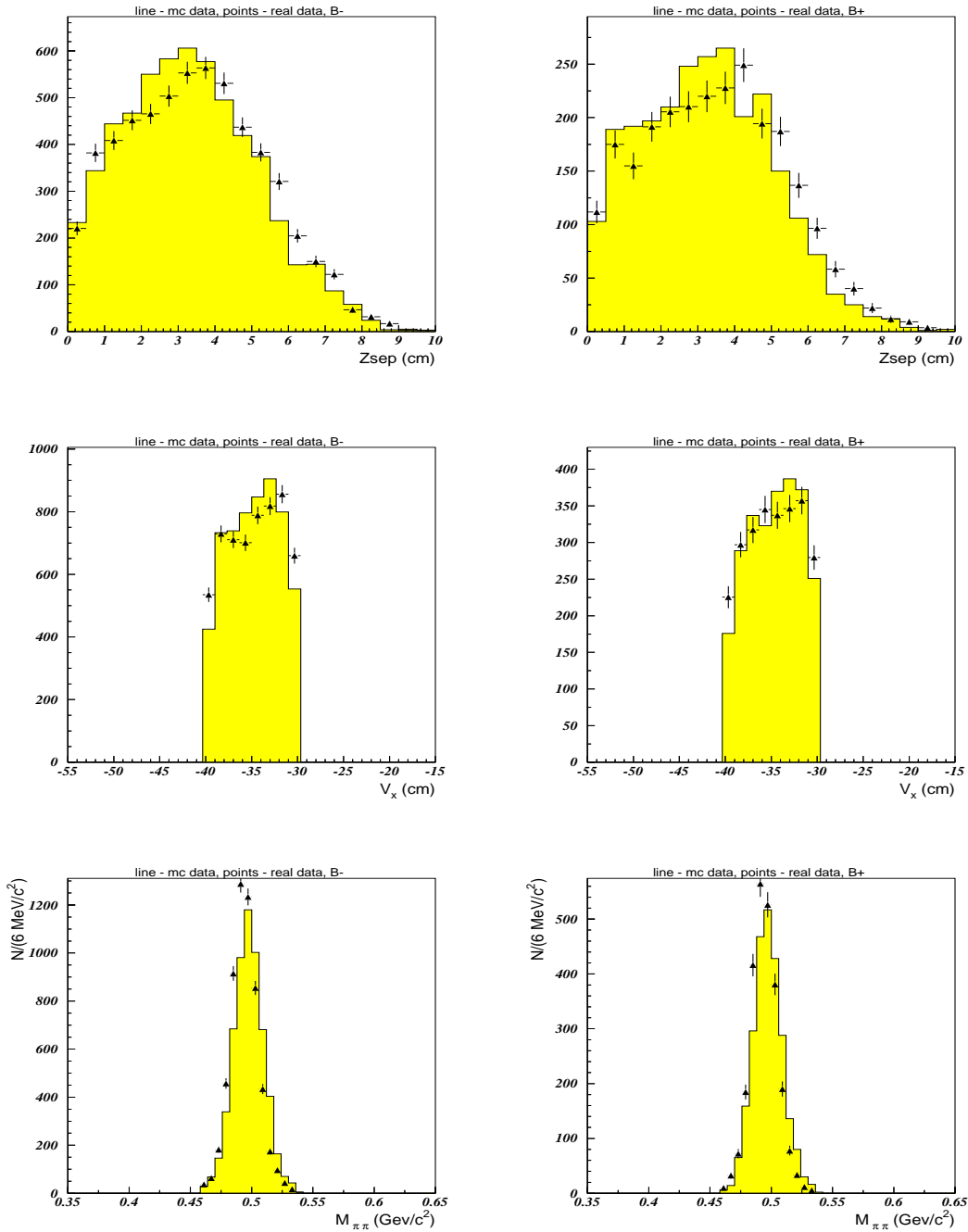
Priečna hybnosť bola generovaná v intervale $(0.25 \text{ GeV}/c, 3.0 \text{ GeV}/c)$ podľa funkcie $m_T \cdot \exp(-m_T/T)$, kde parameter T bol vzatý z fitovania m_T spektra nekorigovaných prípadov zo signálu. Poloha zväzku pre simuláciu bola vzatá z predchádzajúcej kapitoly. Profil zväzku uvedený v predchádzajúcej kapitole sa získal postupným ladením porovnania simulácií a dát. Pozadie sme vzali zo 4 runov pri polarite B- a 3 runov pri polarite B+. Výsledok je zobrazený na obrázkoch 4.19, 4.20 a 4.21. Vidíme, že nami približne odhadnutý profil zväzku zodpovedá fyzikálnej simulácii (obrázok 4.20). Týmto hrubým porovnaním dát a simulácie sme si naladili simulačný program, ktorý využijeme v nasledujúcej kapitole.



Obrázok 4.19: Porovnanie nekorigovaných dát s MC simuláciou - Armenterosove a Podolanského premenné α (hore) a q_T (v strede) a najmenšej vzdialenosti medzi dráhami nabitých častíc (dole)



Obrázok 4.20: Porovnanie nekorigovaných dát s MC simuláciou - rozdiel x -ových (hore), y -ových (v strede) a z -ových (dole) zložiek interakčného bodu a pravdepodobného stredu terčika



(a)

(b)

Obrázok 4.21: Porovnanie nekorigovaných dát s MC simuláciou - vzdialenosť dráh vo vrchole typu *sailor* (hore), rozpadový objem (v strede) a výsledné rozdelenie $M_{\pi^+\pi^-}$ (dole)

Kapitola 5

Výpočet korekcií

Výsledné signály sú tvorené kandidátmi na rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ a $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$, ktorí prešli sitom selekčných kritérií. Signál je videný v oblasti s dobrou geometrickou akceptanciou charakterizovanou rapiditou a priečnou hybnosťou, čo úzko súvisí s geometriou experimentu. Na určenie výt'azku častíc musíme každý prípad vo výslednom signáli korigovať na geometrickú akceptanciu a účinnosť detekcie a rekonštrukcie, t. j. priradiť mu váhu.

Kvôli úspornosti a prehľadnosti sa budeme ďalej zaoberať len rozpadom $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Metodika výpočtu korekcií je pre Λ a $\bar{\Lambda}$ rovnaká.

5.1 Postup pri výpočte váhy prípadu

Vstup do celej vážiacej procedúry predstavujú parametre prípadu, ako číslo runu, číslo prípadu v rune, rapidita, priečna hybnosť a poloha zväzku. Na základe vlozenej rapidity a priečnej hybnosti generuje simulačný program častice s rovnakou rapiditou a priečnou hybnosťou, ako má vážený prípad zo signálu. Každý generovaný prípad sa potom vloží do simulovaného detekčného systému. Na základe počtu zrekonštruovaných prípadov spĺňajúcich selekčné podmienky na výber signálu a počtu generovaných prípadov sa stanoví geometrická akceptancia vloženého prípadu.

5.1.1 Generácia prípadu

Uhol ϕ , definovaný ako uhol medzi osou y a priečnou hybnosťou, sa generuje v intervale 35° až 145° . Tento interval plne pokrýva detekčné zariadenie experimentu. Pri širšom intervale by sa nám zbytočne generovali prípady, ktoré neprejdú dostatočným

množstvom pixelových rovín teleskopu. Pri užšom by sme zase nepokryli celú aktívnu plochu detektorových rovín, a tým by sme nedosiahli žiadajú objektívu generácie. Poloha zväzku sa generuje podľa gaussovského rozdelenia okolo nami vypočítanej strednej hodnoty Y_0 a Z_0 s odhadnutou šírkou rozdelenia $\sigma_{Y_0} = 0.3$ cm a $\sigma_{Z_0} = 0.2$ cm. Detailná simulácia odozvy detekčného systému sa realizuje pomocou programového balíka GEANT [34]. Všetky rozpady sa realizovali výlučne v študovanom móde rozpadu.

Výsledkom simulácie sú adresy pixelových detektorov, cez ktoré prešli nabité produkty rozpadu. Túto počiatočnú simuláciu pokladáme za ukončenú, ak je na výstupe 10000 prípadov rozpadu $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Počet 10000 predstavuje rozumný kompromis medzi veľkosťou chyby váhy a počítačovým časom potrebným na výpočet váhy. V závislosti od hodnoty y a p_T generujeme k dosiahnutiu 10000 prípadov rádovo 10^6 až 10^8 častíc.

5.1.2 Zmiešavanie MC signálu a detektorového šumu

Každý generovaný rozpad V^0 , ktorý prešiel simuláciou, sa vloží do skutočného prípadu pochádzajúceho z toho istého runu ako vstupný prípad, kvôli realistickému popisu šumu a radiačného poškodenia. O týchto prípadoch sme hovorili v sekcii 3.5 pri výpočte polohy zväzku. Dôsledkom zmiešavania je získanie rovnakého formátu dátových súborov ako pri skutočných dátach (raw data format).

5.1.3 Rekonštrukcia rozpadu

Údaje získané zmiešaním MC signálu a detektorového šumu tvoria vstup do programu ORHION, ktorý na základe jednotlivých adres pixelových detektorov zrekonštruje dráhy nabitých častíc v priestore.

5.1.4 Analýza rozpadu - výber signálu

Zrekonštruované rozpady vchádzajú ďalej do toho istého analyzačného programu, pomocou ktorého sme na základe selekčných kritérií vybrali všetkých kandidátov na rozpad $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Výstup z analyzačného programu tvorí súbor s prípadmi, ktoré prešli celou vážiacou procedúrou a bol dodatočne preverený, či nájdené K^0 boli pôvodne generované. Váha jedného prípadu sa potom vypočíta ako:

$$váha = \frac{n_g}{n_p} \quad (5.1)$$

kde n_g je počet generovaných častíc a n_p je počet častíc, ktoré prešli celou vážiacou procedúrou. Konečný počet vážených prípadov v analýze K^0 bol 8954, čo predstavuje 97.6% ¹ výsledného signálu. Počet vážených prípadov v signáli pre Λ predstavoval 26% , pre $\bar{\Lambda}$ 100% . Celú vážiacu procedúru vykresľuje diagram 5.1.

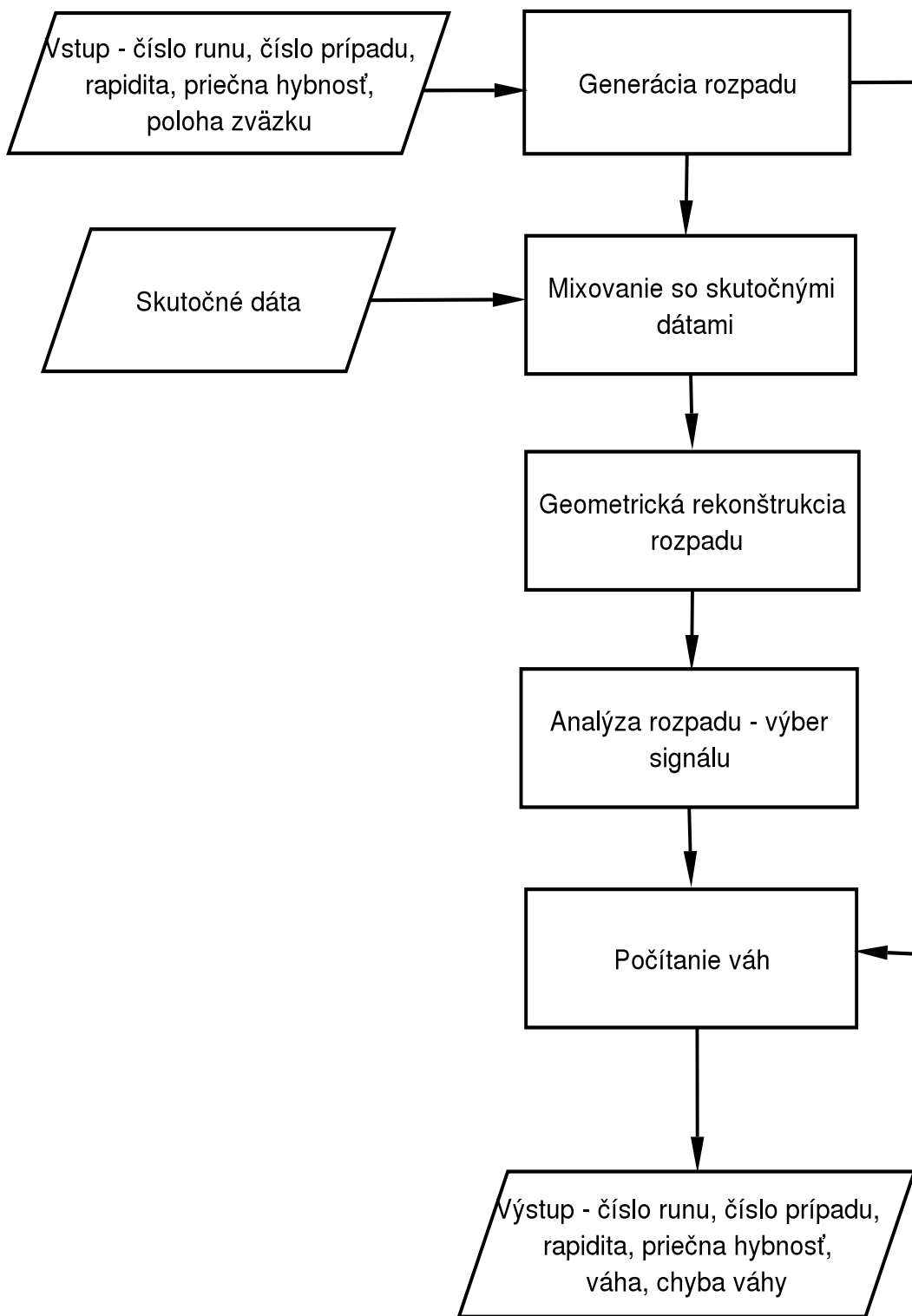
Kvalitu počítania váh dokumentujú obrázky 5.2 až 5.4. Body predstavujú skutočné vážené prípady z výsledného signálu, histogramy s neprerušovanou čiarou predstavujú simulované prípady. Na každý prípad zo signálu pripadá priemerne 50 až 300 simulovaných prípadov s tou istou rapiditou a p_T , ktoré prešli celou reťazou váženia. Obe rozdelenia boli normované na jednotku.

Z obrázkov vidíme, že rozdelenia, ktoré súvisia so silnými selekčnými kritériami, sú v simulácii veľmi dobre popísané. Slabé selekčné kritériá (odstraňujeme len “chvosty” rozdelení) sú v simulácii popísané rozumne a nemali by viesť k systematickým chybám.

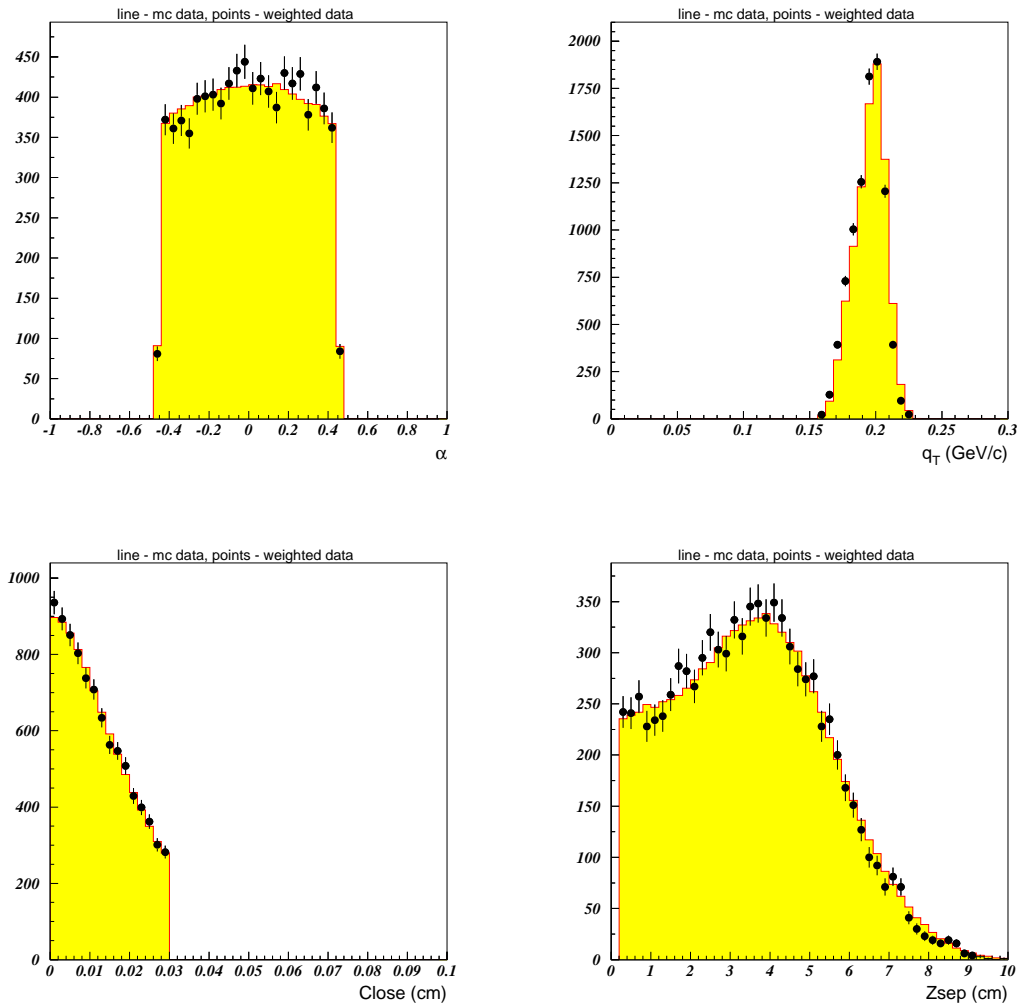
5.2 Určenie vybraného kinematického okna

Oblasť s dobrou geometrickou akceptanciou je oblasť fázového priestoru určená rapiditou a priečnou hybnosťou, ktorú experiment svojou detekčnou aparatórou dostatočne dobre pokrýva. V experimente NA57 je určená aktívnou plochou kremíkových rovín a sklonom kremíkového teleskopu ku zväzku. K určeniu výt'azku častíc je vhodné vylúčiť z tejto oblasti prípady s malou geometrickou akceptanciou, ktoré by do výsledkov vnášali veľkú odchýlku. Preto z kinematických rozdelení (y, p_T) výsledných signálov vyberieme oblasť, resp. kinematické okno s najnižšou fluktuáciou váh. Dostatočné kritérium pre výber tohto kinematického okna je oblasť, v ktorej sú váhy tridsaťnásobne väčšie ako najmenšia váha celej oblasti. Pre Λ a $\bar{\Lambda}$ predstavovala táto podmienka hodnotu 50. Na základe tejto podmienky môžeme definovať hranice kinematických okien pre rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ a $\Lambda \rightarrow p \pi^-$, ktoré sú uvedené v tabuľke 5.1. Výpočet hraníc vybraného kinematického okna je uvedený v Dodatku B.

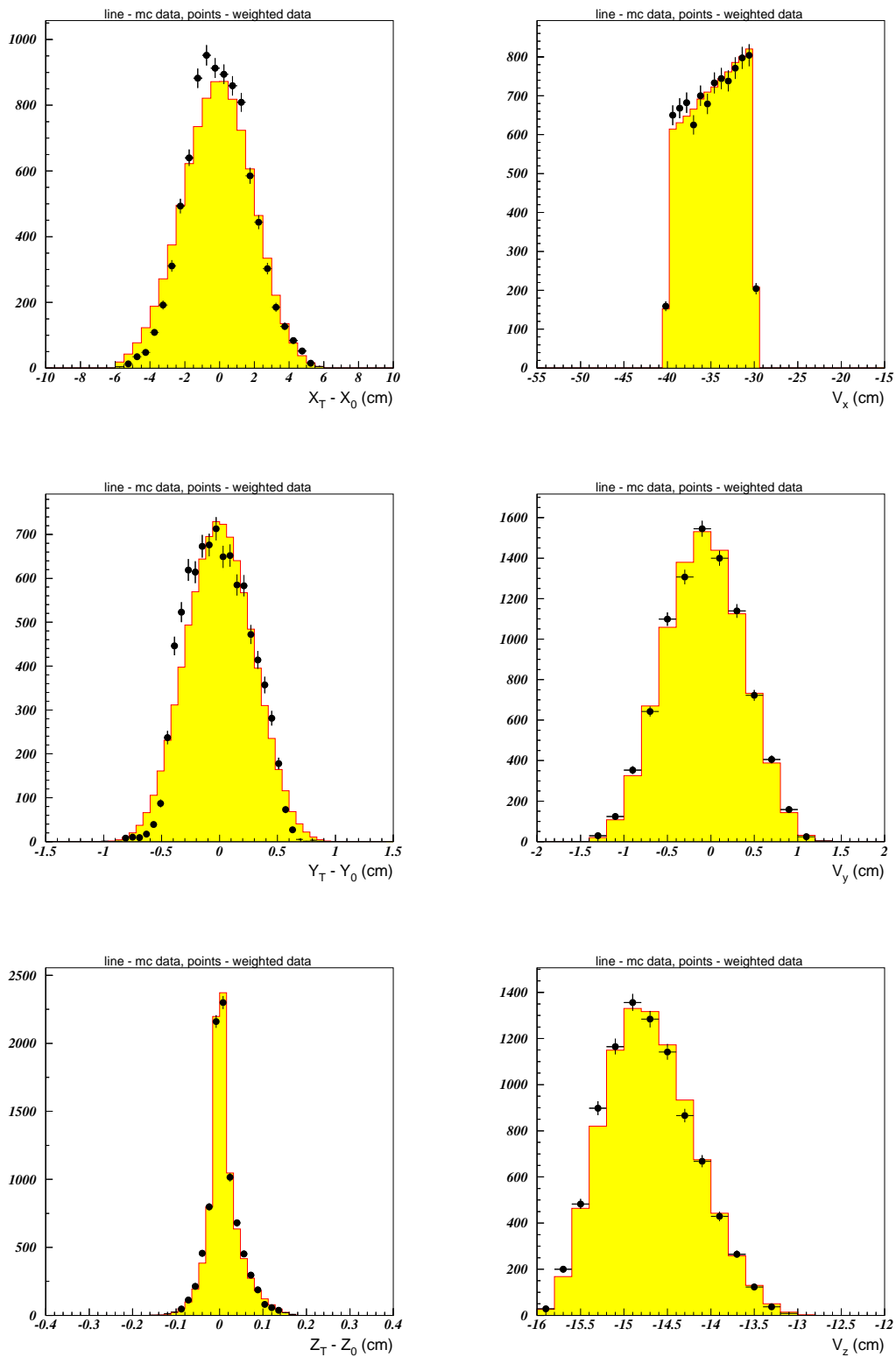
¹Zvyšných 2.4% tvoria prípady, ktorých váhy sa z dôvodu zahltenia siete pri prenose dát na PC farme v CERN nespočítali a neboli z časových dôvodov neskôr prepočítané.



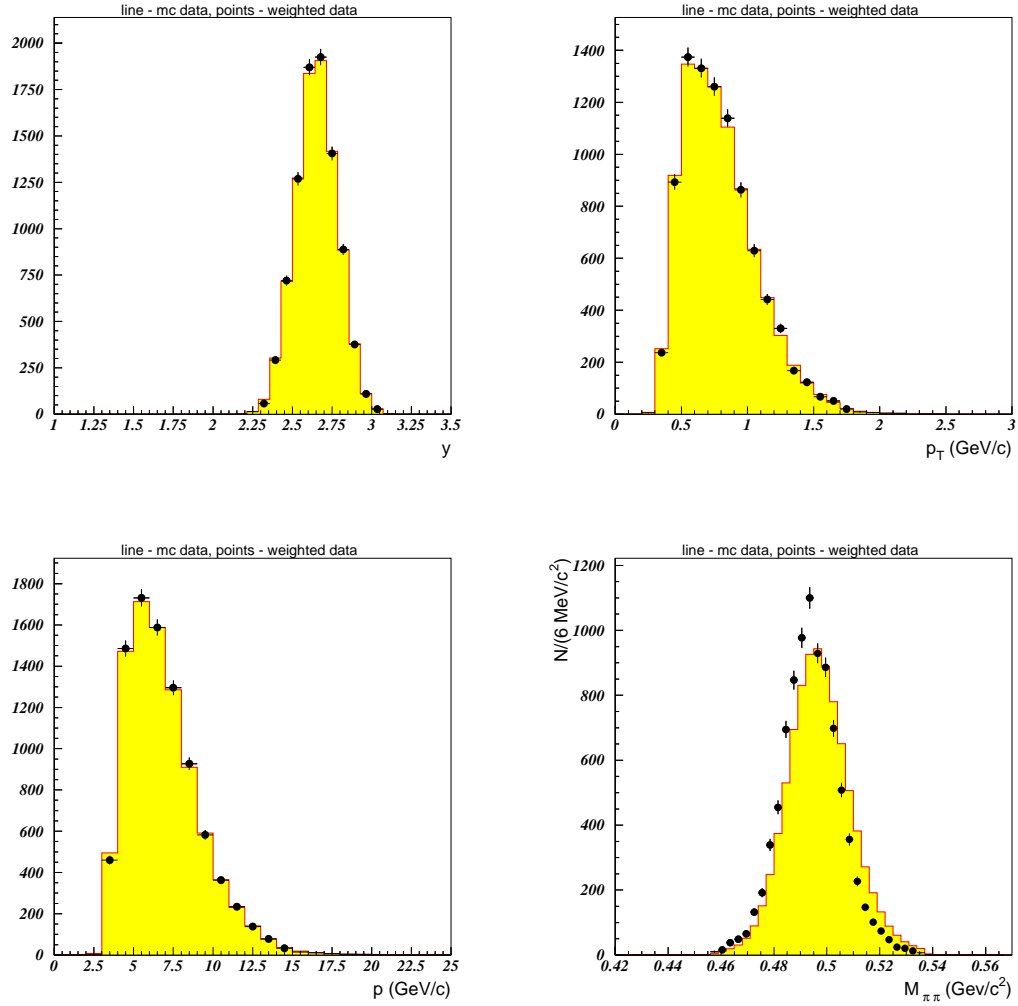
Obrázok 5.1: Vývojový diagram počítania váhy prípadu



Obrázok 5.2: Porovnanie vážených dát s MC simuláciou - Armenterosove a Podolanského premenné α a q_T (hore) a najmenšia vzdialenosť medzi dráhami nabitých častíc (CLOSE) (vľavo dole) a vzdialenosť dráh vo vrchole typu *sailor* (Zsep) (vpravo dole)



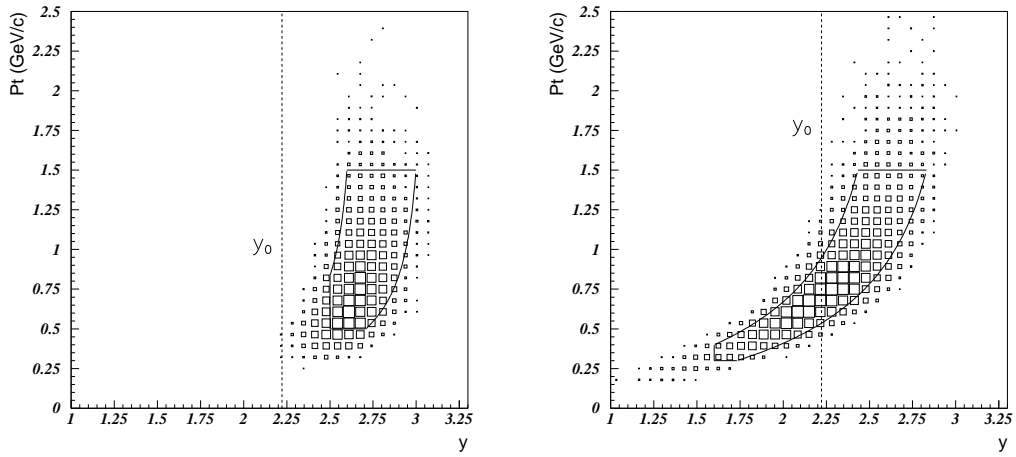
Obrázok 5.3: Porovnanie vážených dát s MC simuláciou - rozdiely súradníc miesta interakcie a pravdepodobného stredu terčika (stĺpec vľavo) a súradníc bodu rozpadu (stĺpec vpravo)



Obrázok 5.4: Porovnanie vážených dát s MC simuláciou - rapidita y (vľavo hore), priečna hybnosť p_T (vpravo hore) a hybnosť p (vľavo dole) a rozdelenie efektívnych hmotností $M_{\pi^+\pi^-}$ (vpravo dole)

Rozpad	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$)
y_{min}	2.5	1.6
y_{max}	3.0	3.0
p_{Tmin} (GeV/c)	0.5	0.5
p_{Tmax} (GeV/c)	1.5	1.7
Θ_{min} (rad)	0.095	0.090
Θ_{max} (rad)	0.141	0.147

Tabuľka 5.1: Vybrané kinematické okná pre rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ a $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$). Uhol Θ je uhol, ktorý zvierá hybnosť častice so smerom letu zväzku a definuje hranice okna v η (pseudorapidite).



Obrázok 5.5: Rozdelenie (y, p_T) prípadov z výsledných signálov K^0 (vľavo) a Λ (vpravo) a vybrané kinematické okná

Vybrané kinematické okná pre rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ a $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ sú zobrazené na obrázku 5.5.

Kapitola 6

Výsledky

Suma váh prípadov vo vybranom kinematickom okne predstavuje počet K^0 produkovaných v danej oblasti fázového priestoru. Je potrebné extrapolovať tento výsledok do takej oblasti (y, p_T) , v ktorej by bol výsledok porovnateľný s výsledkami z ostatných experimentov. Vhodnou oblasťou je oblasť celého intervalu priečných hybností a jednotkovej rapidity so stredom v midrapidite:

$$\begin{aligned} 0 \text{ GeV}/c &< p_T \\ |y - y_0| &< 0.5 . \end{aligned}$$

Celkový výt'azok je potom definovaný vzt'ahom 3.1. Dvojité diferenciálne rozdelenie (y, m_T) môžeme vo všeobecnosti napísať ako

$$\frac{d^2N}{dm_T dy} = F(y, m_T) . \quad (6.1)$$

Predpokladáme, že funkcia F sa dá rozpísať ako

$$F(y, m_T) = f(y).g(m_T) . \quad (6.2)$$

V našich úvahách predpokladáme tvary funkcií:

$$f(y) = \text{konšt.} \quad (6.3)$$

$$g(m_T) = m_T . e^{-\frac{m_T}{T}} . \quad (6.4)$$

Dvojité diferenciálne rozdelenie (y, m_T) fitujeme podľa vzt'ahu

$$\frac{d^2N}{dm_T dy} = f(y)m_T . e^{-\frac{m_T}{T}} \quad (6.5)$$

jednparametrickou metódou maximálnej vierohodnosti [35]. Predpokladáme, že šírka oblasti $-y_0 \pm 0.5$ je dostatočne úzka na to, aby rozdelenie dN/dy bolo v danej oblasti približne konštantné ($f(y) = \text{konšt.}$).

Označme si sumu váh vo vybranom kinematickom okne ako S_w a v extrapolovanom okne ako S_{ext} . Výpočet extrapolácie sa potom realizuje podľa vzťahu

$$S_{ext} = extfact.S_w , \quad (6.6)$$

kde $extfact$ je extrapoláčny faktor (pre $f(y) = \text{konšt.}$):

$$extfact = \frac{\int_0^{\infty} m_T . e^{-\frac{m_T}{T}} dm_T}{\int_{m_{T_1}}^{m_{T_2}} (y_2(m_T) - y_1(m_T)) . m_T . e^{-\frac{m_T}{T}} dm_T} , \quad (6.7)$$

pričom T je parameter fitu rozdelenia 6.5 a rozdiel rapidít $y_2(m_T) - y_1(m_T)$ predstavuje šírku kinematického okna pre dané m_T .

Sumu váh v extrapolovanom okne musíme ďalej vynásobiť faktorom rovnajúcim sa pomeru vážených prípadov vo vybranej kinematickej oblasti ku všetkým prípadom v danej oblasti. Extrapolovaný výt'ážok sa potom vyjadří ako:

$$Y = \left(\frac{dN}{dy} \right)_{y^*=0} = \frac{S_{ext}}{N_I . BR} , \quad (6.8)$$

pričom BR (branching ratio) je vetviaci pomer uvedený v tabuľke 3.1 a N_I je celkový počet interakcií určený ako:

$$N_I = (1 - e^{-\frac{L}{\lambda}}) . flux . fract ,$$

kde λ predstavuje interakčnú dĺžku protónu s hybnosťou 40 GeV/c v berýliu, L je hrúbka terčika (8% z λ), $flux$ je počet častíc neseparovaného zväzku, ktoré dopadli na terčik a $fract$ vyjadruje podiel protónov vo zväzku. Pri počítaní váh sme kvôli zmenšeniu štatistických chýb pravdepodobnosť rozpadu do nami vybraného kanála položili rovnú 1.

6.1 Odhad štatistickej chyby výt'ážku

Chyba výt'ážku je určená chybou sumy váh v extrapolovanom okne, chybou počtu interakcií a chybou pravdepodobnosti rozpadu. Suma váh v extrapolovanom okne navyše závisí od sumy váh v kinematickom okne a extrapoláčného faktoru (vzťah 6.7). Označme si chybu sumy váh v kinematickej oblasti ako σ_{S_w} . Chybu i -tej váhy si označíme ako σ_{w_i} . Sumu váh si môžeme rozpísať

$$S_w = x_1 . w_1 + x_2 . w_2 + x_3 . w_3 + \dots ,$$

pričom x_i je počet prípadov s danou váhou. V našom prípade je $x_i = 1$, a teda aj $\sigma_{x_i} = 1$. Chyba sumy váh potom bude:

$$\sigma_{S_w} = \sqrt{\sum_i w_i^2 + \sum_i \sigma_{w_i}^2}$$

Chyba extrapoláčného faktoru *extfact* je daná chybou parametra T :

$$\sigma_{extfact} = \sqrt{\left(\frac{\partial extfact(T)}{\partial T}\right)^2 \cdot \sigma_T^2}. \quad (6.9)$$

Deriváciu vo vzťahu 6.9 sme počítali numericky. Chyba určenia počtu interakcií bola stanovená na 7 % [36]. Chyba pravdepodobnosti rozpadu sa nachádza v tabuľke [32]. Určením všetkých týchto chýb je určená celková chyba výt'ážku Y .

Po aplikovaní všetkých predchádzajúcich krokov výt'ážok K^0 predstavuje

$$Y_{K^0} = 0.0466 \pm 0.0034$$

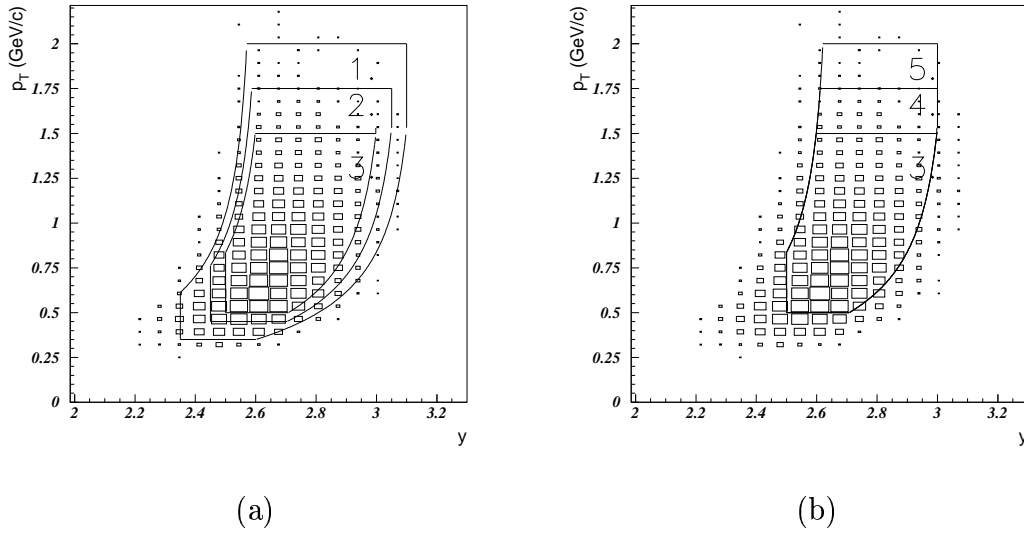
a parameter T rozdelenia priečných hmotností

$$T(K^0) = 154 \pm 2MeV$$

V ďalších sekciách sa pokúsime otestovať nami použité predpoklady a metódy výpočtu, na základe ktorých sme stanovili Y_{K^0} a $T(K^0)$. Postup môžeme rozdeliť do niekoľkých bodov:

- Kinematické okno experimentu, resp. okno geometrickej akceptancie sme určili približným odhadom. Pokúsime sa zistiť závislosť výsledkov od veľkosti okna a určiť tým najstabilnejšie kinematické okno.
- Pozrieme sa na určenie počtu interakcií a absolútnej normalizácie, kde rozdelíme kinematickú oblasť podľa čísla runu, čo vlastne znamená chronologické rozdelenie a vypočítame, ako sa mení výt'ážok v jednotlivých časových intervaloch. Týmto vlastne preveríme stabilitu triggera.
- Predpokladali sme, že funkcia závislá od rapidity vo vzťahu 6.5 je konštantná. Pokúsime sa overiť pravdivosť tohto tvrdenia a ako prípadný nepravdivý predpoklad ovplyvní výsledok.

Týmito krokmi skontrolujeme správnosť určenia výslednej produkcie častíc a skorigujeme prípadné odchýlky vo výsledkoch.



Obrázok 6.1: Kinematické okná vzniknuté zväčšením pôvodného (a) a zvýšením priečnej hybnosti pôvodného (b).

6.2 Určenie veľkosti kinematického okna

V tejto kapitole sa budeme snažiť o presnejší odhad hraníc kinematického okna experimentu. Hranice budeme hľadať dvoma spôsobmi:

- Zväčšením nami určeného, pôvodného okna. Pôjdeme teda do oblastí s vyššími váhami. Vypočítame parameter T a výt'azok K^0 v každom okne.
- Zvýšením priečnej hybnosti pôvodného okna. Zahrnieme teda aj oblasti, kde máme veľmi málo prípadov.

Oba spôsoby zväčšenia okien možno vidieť na obrázku 6.1. Parametre všetkých kinematických okien sú uvedené v tabuľke 6.1.

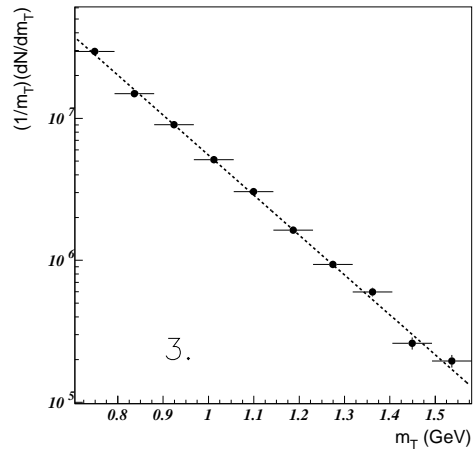
Výsledky výt'azku a parametra T z jednotlivých okien sú uvedené v tabuľke 6.2. Na obrázkoch 6.3, 6.2 a 6.4 sú zobrazené rozdelenia priečných hmotností rozdelené do intervalov a fitované naším fyzikálnym modelom 6.5 s predpokladom konštantnej funkcie $f(y)$. Vidíme, že zväčšením pôvodného okna badáme odklon dát od nami zvolenej parametrizácie, a to tým viac, čím ideme k väčším váham. Posunutie okna do vyšších priečných hybností neprináša žiaden výraznejší efekt pre celkový výsledok, preto niet zmysluplného dôvodu na zmenu hraníc pôvodného okna.

Okno	1	2	3	4	5
min p_T (GeV/c)	0.35	0.45	0.5	0.5	0.5
max p_T (GeV/c)	2.0	1.75	1.5	1.75	2.0
min y	2.35	2.45	2.5	2.5	2.5
max y	3.1	3.05	3.0	3.0	3.0
min Θ (rad)	0.086	0.090	0.095	0.095	0.095
max Θ (rad)	0.148	0.145	0.141	0.141	0.141

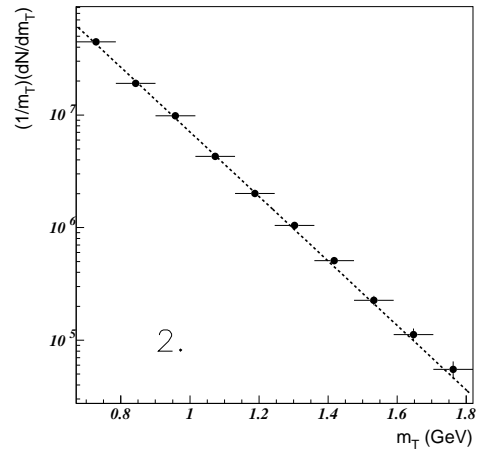
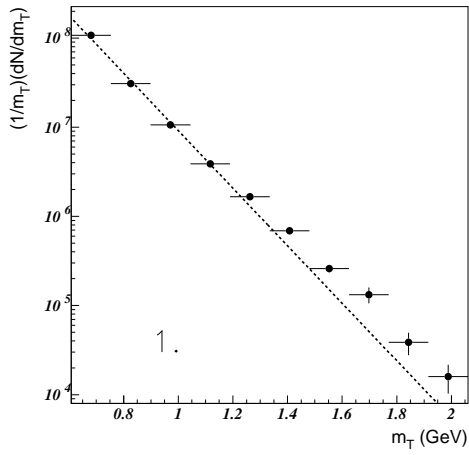
Tabuľka 6.1: Parametre kinematických okien

Okno	Y	T (MeV)
1	0.0614 ± 0.0047	135 ± 3
2	0.0463 ± 0.0034	152 ± 2
3	0.0466 ± 0.0034	154 ± 2
4	0.0466 ± 0.0034	154 ± 2
5	0.0467 ± 0.0034	154 ± 2

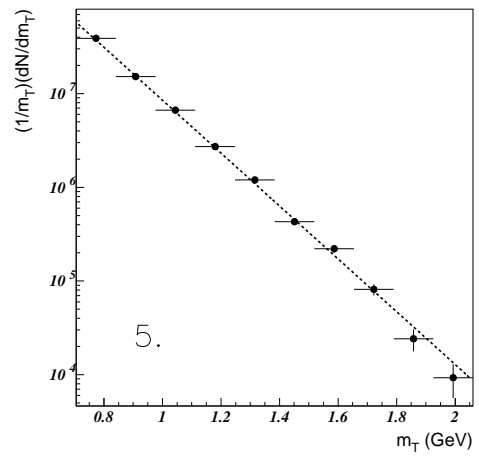
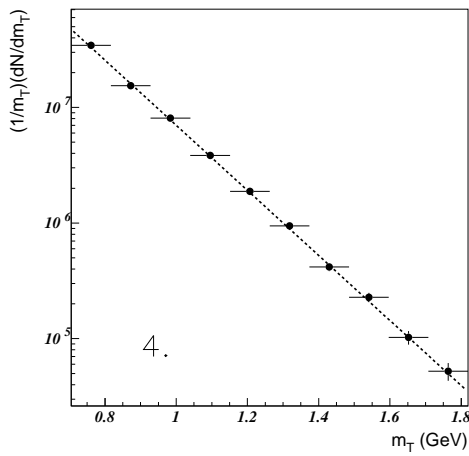
Tabuľka 6.2: Výsledky pre jednotlivé kinematické okná



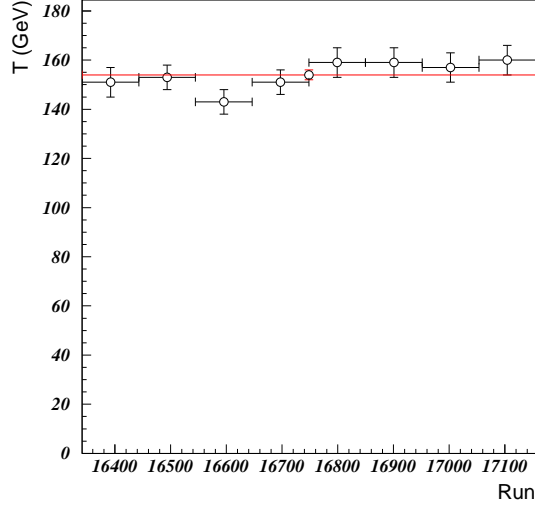
Obrázok 6.2: Rozdelenie priečných hmotností pre pôvodné kinematické okno



Obrázok 6.3: Rozdelenie pričných hmotností pre 1.a 2. kinematické okno



Obrázok 6.4: Rozdelenie pričných hmotností pre 4. a 5. kinematické okno



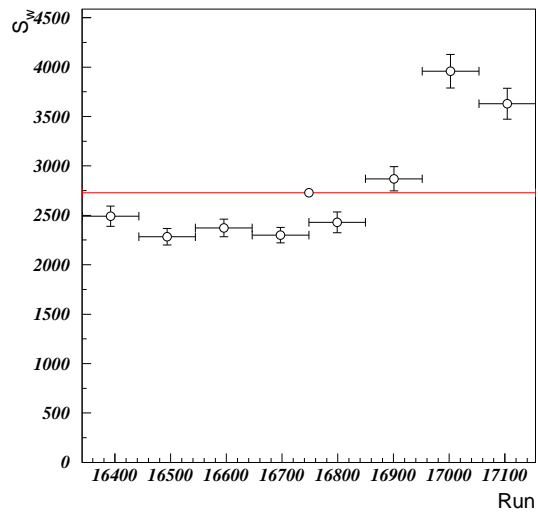
Obrázok 6.5: Parameter T - časový vývoj. Priamka predstavuje T celej vzorky.

6.3 Testovanie stability normalizácie

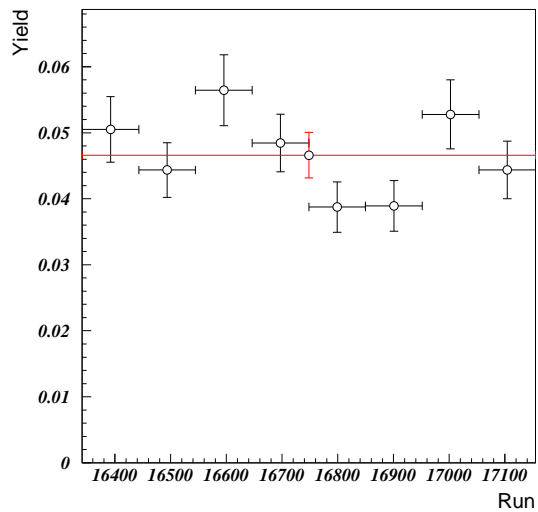
Testovať normalizáciu vlastne znamená určiť výt'azok častíc v závislosti od času. Celú kinematickú oblasť rozdelíme do ôsmich intervalov v závislosti od toho, v ktorom čase boli dané prípady zaznamenané v experimente, t. j. z ktorého runu pochádzajú. Prvé štyri intervaly budú predstavovať prípady rozpadajúce sa v magnetickom poli s polaritou B^+ , ďalšie štyri budú spojené s polaritou B^- . Vypočítame parametre T - obrázok 6.5, stredné váhy - obrázok 6.6 a výt'azky K^0 v týchto intervaloch - obrázok 6.7. V každom intervale ide vlastne o ten istý experiment s tým istým kinematickým oknom, len s "chudobnejšou" štatistikou. Výsledky pre každý interval by sa mali každopádne zhodovať.

Parametre T sú kompatibilné (v rámci chýb) pre všetky intervaly. Na obrázku 6.6 je znázornená stredná váha. Na konci zberu dát vidíme výrazné zvýšenie hodnôt strednej váhy, čo pravdepodobne indikuje pokles účinnosti detekcie pixelových detektorov vplyvom radiačného poškodenia pixelových rovín.

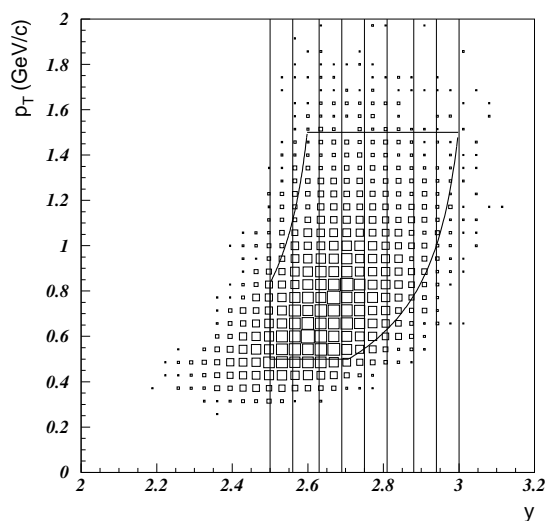
Obrázok 6.7 zobrazuje výt'azky K^0 v daných intervaloch. Napriek pravdepodobnej zníženej účinnosti detekcie pixelových rovín sa výt'azky správajú konzistentne - nie sú nijakým spôsobom systematicky posunuté a sú rozložené okolo hodnoty predstavujúcej celkový výt'azok K^0 . Je to dôkaz toho, že trigger bol stabilný



Obrázok 6.6: Stredná váha - časový vývoj. Priamka zodpovedá celkovej strednej váhe.



Obrázok 6.7: Výťažky K^0 v daných intervaloch - časový vývoj. Priamka predstavuje celkový výťažok.



Obrázok 6.8: Vybrané kinematické okno rozdelené do rovnakých intervalov rapidity

a že normalizácia je korektná.

6.4 Rapiditné rozdelenie

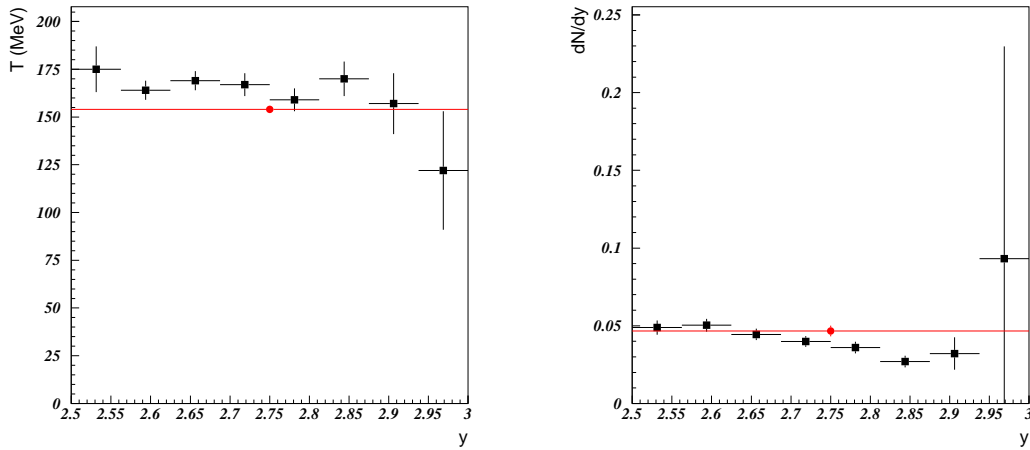
Vo vzťahu 6.5 sme predpokladali, že funkcia $f(y)$ je konštantná. Pozrime sa teraz na rozdelenie dN/dy . Rozdelíme kinematické okno do ôsmich rovnakých podintervalov rapidity - obrázok 6.8 a tabuľka 6.3. Pre každý interval určíme parameter T a dN/dy (obrázky 6.9). Hodnotu dN/dy v každom podintervale určíme extrapoláciou sumy váh do daného podintervalu rapidity. Extrapolovanú sumu váh podelíme celkovým počtom interakcií a pravdepodobnosťou rozpadu. Na obrázkoch môžeme na konci spektra pozorovať pomerne veľké chyby pre T a pre dN/dy . Je to spôsobené nízkym počtom prípadov v daných intervaloch.

Rozdelíme preto opäť kinematické okno do ôsmich intervalov s tým rozdielom, že v každom intervale bude približne ten istý počet prípadov (pozri obrázok 6.10 a tabuľku 6.4). Vypočítajme teraz pre každý interval parameter T a dN/dy . Výsledok je na obrázkoch 6.11. Vidíme, že tieto výsledky sú omnoho stabilnejšie ako v predchádzajúcom prípade. Hodnoty parametra T sú približne rovnaké v každom intervale, čo potvrdzuje správnosť predpokladu tvaru funkcie F vo vzťahu 6.2.

Rozdelenie dN/dy pre K^0 teda nie je rovnomerne rozložené, ako sme predpokla-

Interval rapidity	Šírka intervalu	Počet častíc v intervale
1.	2.5 - 2.56	703
2.	2.56 - 2.63	1451
3.	2.63 - 2.69	1463
4.	2.69 - 2.75	1310
5.	2.75 - 2.81	877
6.	2.81 - 2.88	544
7.	2.88 - 2.94	110
8.	2.94 - 3.0	24

Tabuľka 6.3: Intervaly rapidity s počtom častíc



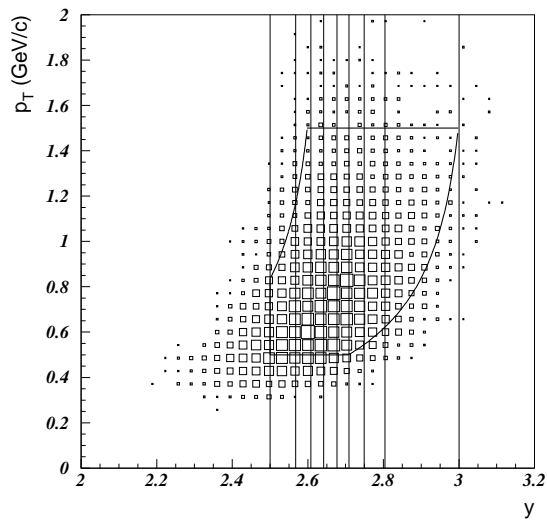
(a)

(b)

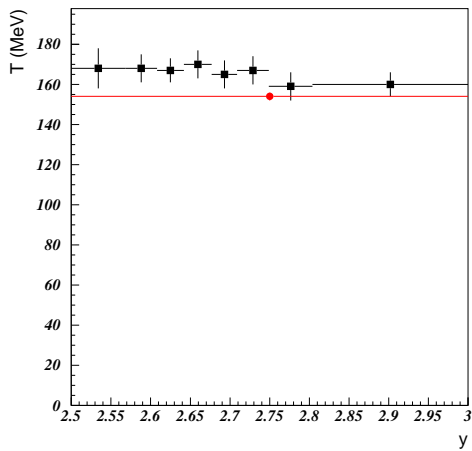
Obrázok 6.9: Parametre T a rozdelenie dN/dy pre rovnako veľké intervaly rapidít. Priamky v rozdeleniach predstavujú hodnoty celej vzorky.

Interval rapidity	Šírka intervalu	Počet častíc v intervale
1.	2.5 - 2.568	816
2.	2.568 - 2.608	819
3.	2.608 - 2.642	826
4.	2.642 - 2.677	812
5.	2.677 - 2.709	815
6.	2.709 - 2.749	823
7.	2.749 - 2.804	821
8.	2.804 - 3.0	810

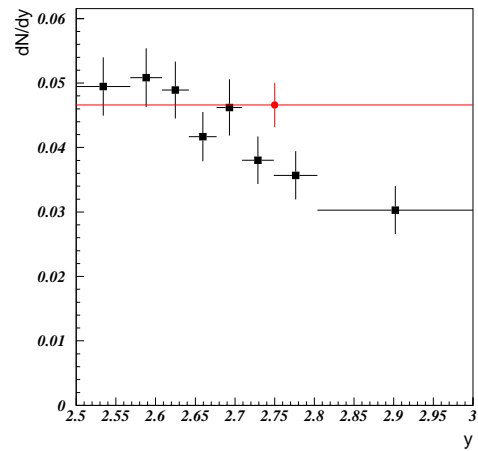
Tabuľka 6.4: Intervaly rapidity s počtom častíc



Obrázok 6.10: Vybrané kinematické okno rozdelené do intervalov s rovnakým počtom častíc

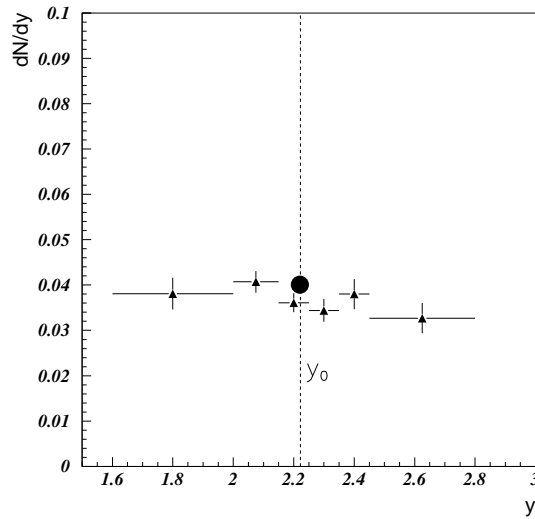


(a)



(b)

Obrázok 6.11: Parametre T a rozdelenie dN/dy intervaly rapidít s rovnakým počtom častíc K^0 . Priamky v rozdeleniach predstavujú hodnoty celej vzorky.



Obrázok 6.12: Rozdelenie dN/dy pre Λ s výt'azkom celej vzorky vypočítaným za predpokladu konštantnej funkcie od rapidity (plný kruhový symbol)

dali pri výpočte výt'azku častice. Túto podmienku musíme zahrnúť pri výpočtoch extrapolovanej sumy váh. Pre časticu Λ je táto funkcia približne konštantná, ako je to zobrazené na obrázoku 6.12.

Rozdelenie dN/dy pre K^0 môžeme v prvom priblížení parametrizovať gaussovou funkciou

$$f(y) = A \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{y-\mu}{\sigma} \right)^2} .$$

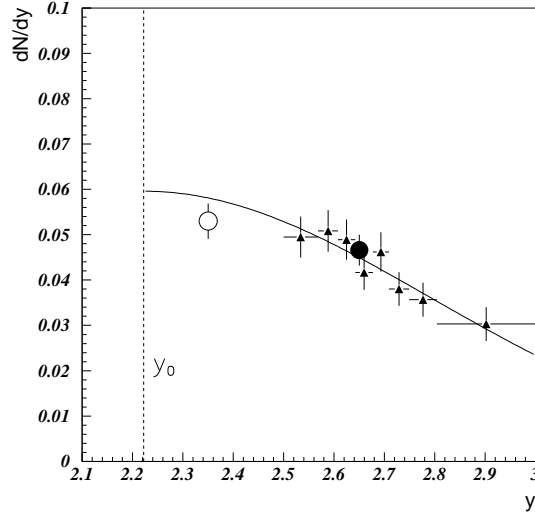
Parametre rozdelenia získané fitovaním:

$$\mu = 2.222 \quad (\text{fixovaný})$$

$$\sigma = 0.569 \pm 0.067$$

$$A = 0.059 \pm 0.005$$

Na obrázku 6.13 vidíme fitované rapiditné rozdelenie spolu s výt'azkom vybranej kinematickej oblasti za predpokladu $f(y) = \text{konšt.}$ (plný kruh), čo predstavuje približne strednú hodnotu dN/dy jednotlivých rapiditných intervalov (vzt'ah 3.3). Otvorený kruhový symbol znamená celkový výt'azok pre predpoklad gaussovského rozdelenia rapidity. Hodnota výt'azku sa v tomto prípade posunula do vyšších



Obrázok 6.13: Rozdelenie dN/dy pre K^0 s výt'azkom celej vzorky vypočítaným za predpokladu konštantnej funkcie od rapidity (plný kruhový symbol) a za predpokladu gaussovského rozdelenia rapidity (prázdny kruhový symbol)

hodnôt, smerom k $(dN/dy)_{y^*=0}$. Rozdelenie dN/dy pre $\bar{\Lambda}$ sme neštudovali vzhľadom na nízky počet prípadov vo výslednom signáli.

6.5 Výt'azky K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ v zrážkach p-Be pri hybnosti 40 GeV/c

Realizovaním celej analýzy dostávame výsledné výt'azky K^0 a Λ a parametre T v jednotlivých rozdeleniach m_T :

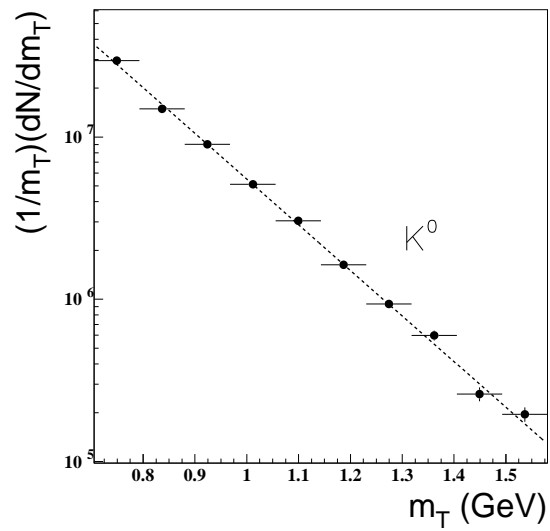
$$Y_{K^0} = 0.0466 \pm 0.0034$$

$$T(K^0) = 154 \pm 2 \text{ MeV}$$

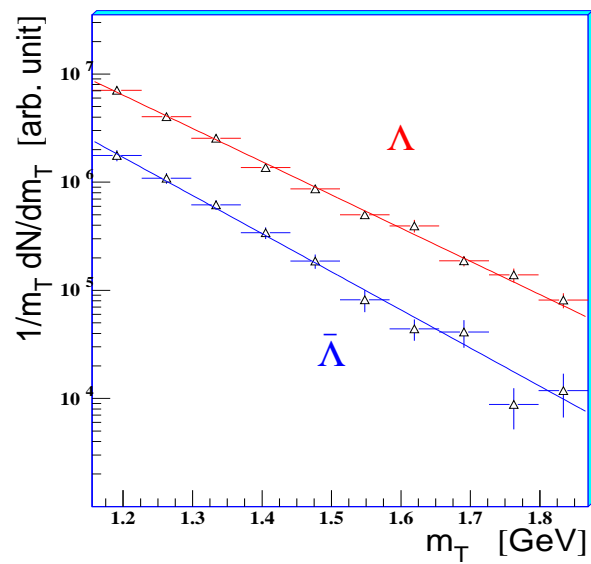
$$Y_{\Lambda} = 0.0310 \pm 0.0023$$

$$T(\Lambda) = 141 \pm 4 \text{ MeV}$$

Výsledok fitu rozdelenia priečných hmotností pre K^0 je na obrázku 6.14. Fit pre Λ a $\bar{\Lambda}$ je zobrazený na obrázku 6.15.



Obrázok 6.14: Rozdelenie pričných hmotností pre K^0 .



Obrázok 6.15: Rozdelenie pričných hmotností pre Λ a $\bar{\Lambda}$.

6.5.1 Výpočet výt'ážku $\bar{\Lambda}$

Výpočtu výt'ážku $\bar{\Lambda}$ sa budeme venovať osobitne vzhľadom na nezanedbateľné pozadie vo výslednom rozdelení $M_{\bar{p}\pi^+}$ (obrázok 4.17). Výsledné rozdelenie $M_{\bar{p}\pi^+}$ vidíme taktiež na obrázku 6.16. Signál(S) je rozdelený do šiestich intervalov a spolu s pozadím (B) obsahuje $S + B = 640$ prípadov (mriežkovaná oblasť). Pokúsme sa odhadnúť pozadie pod signálom. Dva intervaly naľavo od mriežkovanej oblasti a tri napravo predstavujú dokopy 58 prípadov. Predpokladáme, že v mriežkovanej oblasti je pozadie na tej istej úrovni. Rozdelenie signálu do šiestich intervalov zodpovedá pozadiu s $58 \cdot (6/5) = 69.6$ prípadmi. Čistý signál tak bude obsahovať $S = 640 - 69.6 \pm \sqrt{640 + 69.6} \doteq 570 \pm 27$ prípadov. Pozadie nám teda vychádza na úrovni 10 až 11% . Celkový výt'ážok bude rovný

$$Y_S = \frac{Y_{B+S}}{B+S} \cdot S .$$

Odhadovaná chyba:

$$\sigma_{Y_S} = Y_S \cdot \frac{S}{S+B} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{Y_{B+S}}}{Y_{B+S}}\right)^2}$$

Výpočtom dostaneme:

$$Y_{\bar{\Lambda}} = 0.00188 \pm 0.00015$$

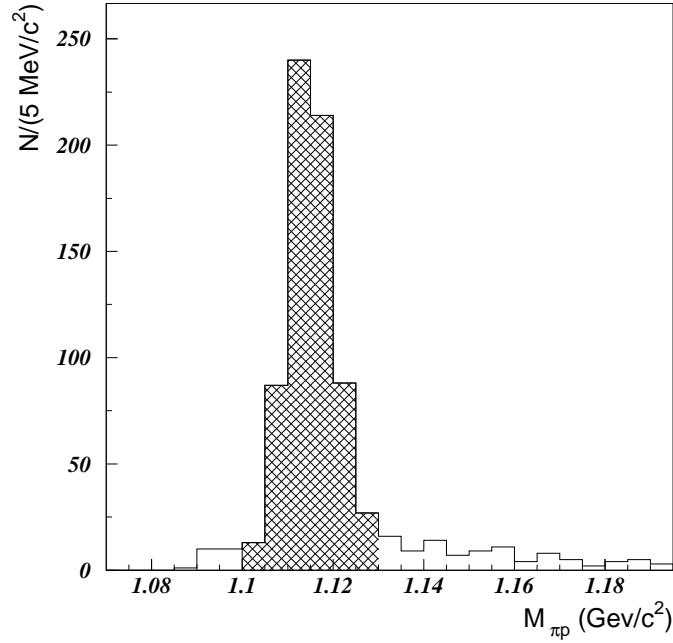
$$T(\bar{\Lambda}) = 123 \pm 6 \text{ MeV}$$

6.6 Určenie zvýšenej produkcie K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ v Pb-Pb zrážkach pri 40 A GeV/c

Získané výt'ážky častíc K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ použijeme pri výpočte produkcie týchto častíc v zrážkach Pb-Pb vzhľadom ku zrážkam p-Be:

$$E = \left(\frac{Y}{\langle N_{wound} \rangle} \right)_{Pb-Pb} / \left(\frac{Y}{\langle N_{wound} \rangle} \right)_{p-Be} ,$$

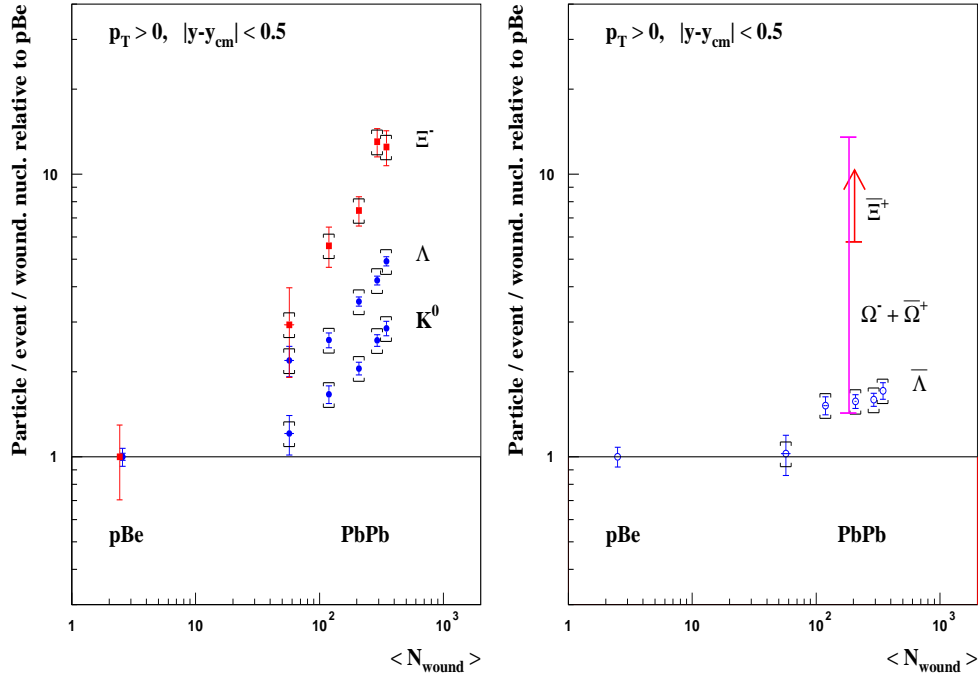
kde $\langle N_{wound} \rangle$ je počet nukleónov absolvujúcich v interakcii aspoň jednu nepružnú zrážku [37]. Zrážky Pb-Pb pri 40 A GeV/c boli rozdelené do piatich intervalov centrality (tried), ktorých hodnoty $\langle N_{wound} \rangle$ sú uvedené v tabuľke 6.5 spolu s hodnotami výt'ážkov Λ , $\bar{\Lambda}$ a K^0 v zrážkach Pb-Pb [38] a hodnotami vypočítaných



Obrázok 6.16: Rozdelenie $M_{\bar{p}\pi^+}$ pre $\bar{\Lambda}$.

Trieda	$\langle N_{wound} \rangle$	Λ	$\bar{\Lambda}$	K^0
p-Be	2.5	0.0310 ± 0.0009	0.00188 ± 0.00015	0.0466 ± 0.0034
Pb-Pb(0)	57 ± 5	1.549 ± 0.133	0.044 ± 0.006	1.284 ± 0.172
Pb-Pb(I)	119 ± 5	3.824 ± 0.167	0.136 ± 0.008	3.693 ± 0.214
Pb-Pb(II)	208 ± 4	9.147 ± 0.293	0.246 ± 0.013	7.971 ± 0.383
Pb-Pb(III)	292 ± 1	15.238 ± 0.532	0.350 ± 0.019	14.064 ± 0.679
Pb-Pb(IV)	346 ± 1	21.117 ± 0.775	0.446 ± 0.030	18.384 ± 1.100

Tabuľka 6.5: Výťažky častíc Λ , $\bar{\Lambda}$ a K^0 a $\langle N_{wound} \rangle$ v zrážkach p-Be a Pb-Pb

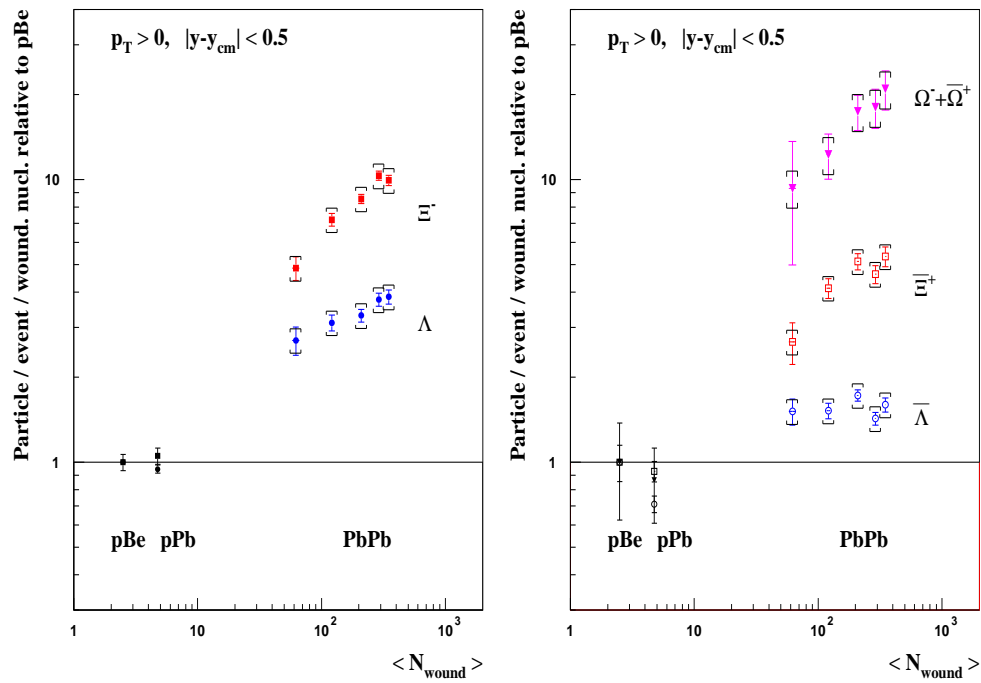


Obrázok 6.17: Výt'ážky podivných častíc pri hybnosti 40 A GeV/c na jeden nukleón v oblasti jednotkovej rapidity so stredom v midrapidite normované na p-Be v závislosti od $\langle N_{wound} \rangle$

výt'ážkov v p-Be pri 40 A GeV/c. Uvedený výt'ážok pre K^0 bol počítaný za predpokladu rovnomerného rozdelenia dN/dy .

Výsledky v produkcii podivných častíc pri hybnosti 40 A GeV/c v jednej primárnej zrážke Pb-Pb normované na produkciu v jednej zrážke p-Be sú na obrázku 6.17. Na obrázku 6.18 sú pre porovnanie uvedené výsledky zvýšenia podivnosti pri hybnosti 158 A GeV/c [38].

Efekt zvýšenej produkcie podivných častíc pozorovaný pri hybnosti 158 A GeV/c je viditeľný aj pri hybnosti 40 A GeV/c. Nárast produkcie podivných častíc vykazuje tú istú hierarchiu ako pri hybnosti 158 A GeV/c: $E(\Lambda) < E(\Xi^-) \sim E(\bar{\Lambda}) < E(\bar{\Xi}^+)$. V najcentrálnejších zrážkach Pb-Pb je tento efekt najviac výrazný. Pozorované zvýšenie produkcie podivných častíc poukazuje na nižší energetický prah nárastu podivnosti.



Obrázok 6.18: Výt'azky podivných častíc pri hybnosti 158 A GeV/c na jeden nukleón v oblasti jednotkovej rapidity so stredom v midrapidite normované na p-Be v závislosti od $\langle N_{wound} \rangle$

Kapitola 7

Záver

Dizertačná práca sa zaoberá štúdiom zrážok p-Be pri hybnosti 40 GeV/c z experimentu NA57 na SPS v CERN. Štúdium bolo fokusované na určenie výťažkov K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ na jednotku rapidity so stredom v midrapidite ($y^* = 0$) a na popísanie metodiky získavania týchto hodnôt. Najdôležitejšie výsledky práce sa dajú zhrnúť do nasledovných bodov:

- boli zmerané m_T spektrá pre K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ a určené parametre exponenciálneho sklonu týchto spektier:

$$T(K^0) = 154 \pm 2 \text{ MeV}$$

$$T(\Lambda) = 141 \pm 4 \text{ MeV}$$

$$T(\bar{\Lambda}) = 123 \pm 6 \text{ MeV}$$

- boli zmerané dN/dy pre K^0 a Λ . Výsledky ukazujú na plató v y pre Λ v okolí midrapidity, pre K^0 sa našla možná parametrizácia

$$dN/dy = A \cdot \exp(-0.5((y - \mu)/\sigma)^2)$$

- boli zmerané výťažky K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ v p-Be zrážkach pri 40 GeV/c:

$$Y_{K^0} = 0.0466 \pm 0.0034$$

$$Y_{\Lambda} = 0.0310 \pm 0.0023$$

$$Y_{\bar{\Lambda}} = 0.00188 \pm 0.00015$$

- kombinovaním nami získaných výt'ážkov K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ v p-Be zrážkach pri 40 GeV/c a výt'ážkov v Pb-Pb zrážkach pri 40 A GeV/c sme zmapovali závislosť efektu zvýšenej produkcie K^0 , Λ a $\bar{\Lambda}$ na centralite Pb-Pb zrážky pri sledovanej energii.

Môžeme konštatovať, že ciele dizertačnej práce boli splnené. Výsledky pre Λ a $\bar{\Lambda}$ boli prezentované na konferencii Quark Matter'04 [39] a publikované v [38], a prezentované na medzinárodných konferenciách Rencontres de Moriond on QCD and High-Energy Hadronic Interactions [40], Hot Quarks [41] a Strangeness in Quark Matter [42].

Dodatok A

Diagram Armenterosa a Podolanského

Armenteros a Podolanski ukázali možnosť rozlíšenia dvojčasticových rozpadov len na základe experimentálne zmeraných hybností produktov rozpadu [33]. Označme si veľkosti pozdĺžnych a priečných zložiek hybností nabitých častíc v dvojčasticovom rozpade neutrálnej častice (ďalej V^0) podľa obrázka A.1.

V pokojovej sústave V^0 platí:

$$q_-^* = q_+^* = q^* \quad (\text{A.1})$$

$$q_L^* = q^* \cdot \cos \Theta \quad (\text{A.2})$$

$$q_T^* = q^* \cdot \sin \Theta, \quad (\text{A.3})$$

kde q_-^* a je veľkosť hybnosti záporne a q_+^* je veľkosť hybnosti kladne nabitej častice, q_T^* a q_L^* sú priečne a pozdĺžne zložky hybností oboch častíc.

Θ je uhol medzi vektorom hybnosti rodičovskej častice a vektorom hybnosti kladne nabitej častice.

q^* je hybnosť dcérskej častice v pokojovej sústave rodičovskej častice, pričom¹:

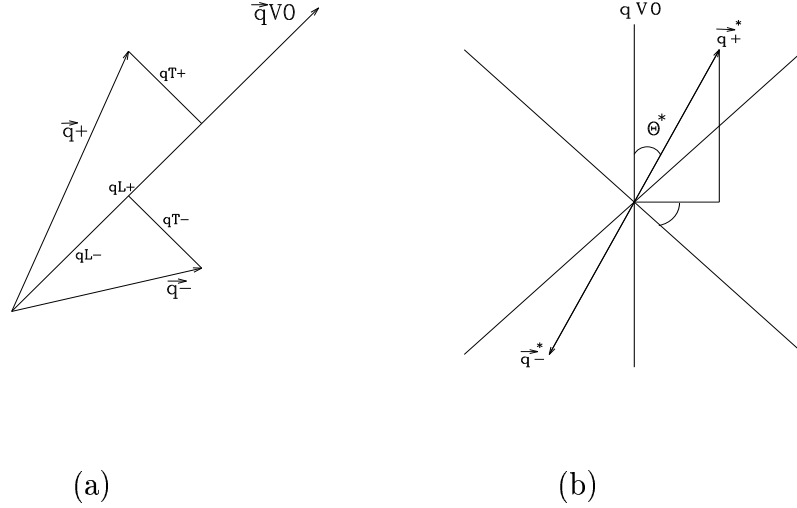
$$q^* = \frac{\sqrt{(M^2 - (m_+ + m_-)^2)(M^2 - (m_+ - m_-)^2)}}{2M} \quad (\text{A.4})$$

m_+ , m_- , M sú hmotnosti kladne nabitej, záporne nabitej a rodičovskej častice.

$E_+^* = \sqrt{q^{*2} + m_+^2}$ je energia kladne nabitej častice v pokojovej sústave rodičovskej častice.

$E_-^* = \sqrt{q^{*2} + m_-^2}$ je energia záporne nabitej častice v pokojovej sústave rodičovskej

¹Pracujeme v sústave $\hbar = c = 1$



Obrázok A.1: Schematické zobrazenie rozpadu V^0 v laboratórnej sústave (a) a v pokojovej sústave častice V^0 (b)

častice.

Transformácia do laboatórnej sústavy, sa uskutoční pomocou vzťahu:

$$\begin{pmatrix} E \\ q_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta \\ \gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ q_L^* \end{pmatrix}, \quad q_T^* = q_T \quad (\text{A.5})$$

kde $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ a β je rýchlosť častice v laboratórnej sústave.

Teda:

$$\begin{aligned} E_+ &= \gamma E_+^* + \gamma\beta q_{L+}^* \\ q_{T+} &= q_{T+}^* = p^* \cdot \sin \Theta \\ q_{L+} &= \gamma q_{L+}^* + \gamma\beta E_+^* \\ q_{L-} &= \gamma q_{L-}^* + \gamma\beta E_-^* \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Z toho dostaneme:

$$q_{L+} - q_{L-} = 2\gamma q^* \cdot \cos \Theta + \gamma\beta(E_+^* - E_-^*) \quad (\text{A.7})$$

$$q_{L+} + q_{L-} = q_L = \gamma\beta M \quad (\text{A.8})$$

Definujme:

$$\alpha = \frac{q_{L+} - q_{L-}}{q_{L+} + q_{L-}} = \frac{2q^* \cdot \cos \Theta}{\beta M} + \frac{E_+^* - E_-^*}{M} \quad (\text{A.9})$$

Ak uvažujeme relativistickú časticu ($\beta \doteq 1$) a položíme

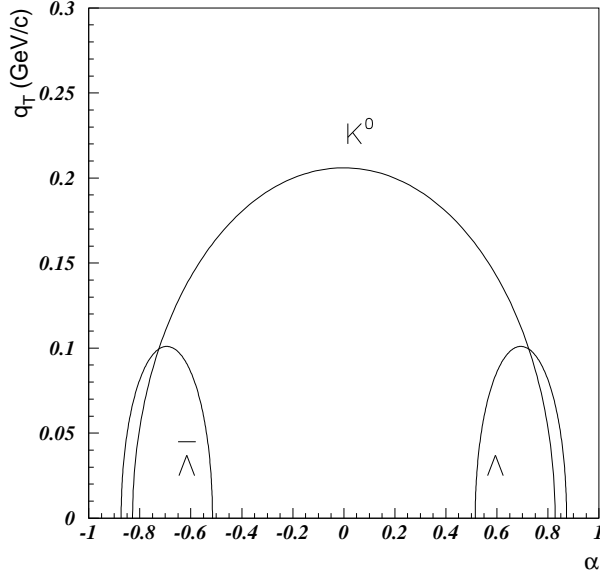
$$\xi = \frac{2q^*}{M} \text{ a } \varphi = \frac{E_+^* - E_-^*}{M} \quad (\text{A.10})$$

potom

$$\alpha = \xi \cos \Theta + \varphi \quad (\text{A.11})$$

Rozpad	ξ	p^* (GeV/c)	α_{min}	α_{max}	φ
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	0.828	0.206	-0.828	0.828	0.
$\Lambda \rightarrow p\pi^-$	0.179	0.101	0.515	0.873	0.694
$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$	0.179	0.101	-0.873	-0.515	-0.694

Tabuľka A.1: Parametre elíps v Armenterosovom a Podolanského diagrame pre rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ a $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$.



Obrázok A.2: Armenteros-Podolanského diagram. Body predstavujú experimentálne dáta

Keďže

$$\cos \Theta = \frac{\alpha - \varphi}{\xi}, \quad \sin \Theta = \frac{q_T^+}{q^*}$$

a $\cos^2 \Theta + \sin^2 \Theta = 1$, môžeme napísať:

$$\frac{(\alpha - \varphi)^2}{\xi^2} + \frac{q_T^{*2}}{q^{*2}} = 1 \quad (\text{A.12})$$

Toto je rovnica elipsy so stredom $(\varphi, 0)$ a poloosami dĺžky ξ a q^* . Tvar a stred elipsy závisí na M, m_+, m_- . Tabuľka A.1 ukazuje hodnoty parametrov elíps pre rozpady $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ a $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$, prislúchajúce elipsy sú zobrazené na obrázku A.2.

Dodatok B

Výpočet hraníc vybraného kinematického okna

Hranice y_{min} , y_{max} , p_{Tmin} a p_{Tmax} odhadneme jednoducho podľa veľkosti váhy v študovanej oblasti. Krivky odhadnutého kinematického okna súvisia s uhlom Θ , ktorým je jednoznačne určená pseudorapidita η :

$$\eta = -\ln(\tan(\Theta/2)) \quad (\text{B.1})$$

Hranice pseudorapidity si odhadneme z obrázka B.1 Z týchto hraníc si ľahko odvodíme hranice Θ_{min} a Θ_{max} :

$$\Theta_{min} = -2.\text{atan}(e^{\eta_{max}}) \quad (\text{B.2})$$

$$\Theta_{max} = -2.\text{atan}(e^{\eta_{min}}) \quad (\text{B.3})$$

Ostáva nám už len určiť funkčnú závislosť p_T od y a Θ . Vieme, že platí:

$$p_L = m_T.\sinh(y) \quad (\text{B.4})$$

$$p_T = p.\sin(\Theta) \quad (\text{B.5})$$

$$p_L = p.\cos(\Theta) \quad (\text{B.6})$$

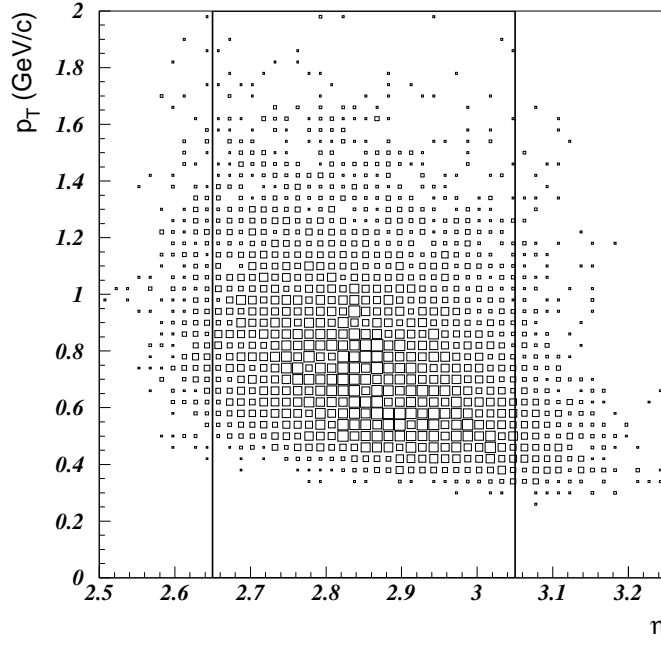
$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} = \sqrt{E^2 - p_L^2} \quad (\text{B.7})$$

Spojením vzťahov B.4, B.6 a B.7 dostaneme:

$$p.\cos(\Theta) = \sqrt{m^2 + p_T^2}.\sinh(y) \quad (\text{B.8})$$

Umocnením oboch strán a použitím vzťahu B.5 získame:

$$p^2.\cos^2(\Theta) = (m^2 + p^2.\sin^2(\Theta)).\sinh^2(y) \quad (\text{B.9})$$



Obrázok B.1: Rozdelenie pseudorapidity vs. priečna hybnosť, s odhadnutými hranicami kinematického okna

Vyjadrieme si hybnosť a odmocnime obe strany:

$$p = \sqrt{\frac{m^2 \sinh^2(y)}{\cos^2(\Theta) - \sin^2(\Theta) \sinh^2(y)}} \quad (\text{B.10})$$

Využitím rovnice B.5 dostávame závislosť p_T od y a Θ :

$$p_T = \sqrt{\frac{m^2 \sinh^2(y)}{\cos^2(\Theta) - \sin^2(\Theta) \sinh^2(y)}} \sin(\Theta) \quad (\text{B.11})$$

Pre doplnenie ešte uvádzame vzťahy pre y a Θ v závislosti od zostávajúcich dvoch veličín:

$$y = \text{asinh} \left(\frac{p_T \cos(\Theta)}{m_T \sin(\Theta)} \right) \quad (\text{B.12})$$

$$\Theta = \text{acotg} \left(\frac{m_T \sinh(y)}{p_T} \right) \quad (\text{B.13})$$

Literatúra

- [1] HEINZ, U.-JACOB, M. 2000. *Evidence for a New State of Matter: An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Programme.*
E-print: <http://arxiv.org/pdf/nucl-th/0002042> and references therein.
- [2] HARRIS, J.W.: Creating and probing high density matter at RHIC. In: *Nuclear Physics A*, Vol. 734, (2004), p. 3-12.
- [3] ANDERSEN, E.*et al.*: Strangeness enhancement at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at 158 A GeV/c. In: *Physics Letters B*, Vol. 449, (1999), p. 401-406.
- [4] ANTINORI, F.*et al.*: Production of strange and multistrange hadrons in nucleus-nucleus collisions at the SPS. In: *Nuclear Physics A*, Vol. 661, (1999), p. 130-139.
- [5] CALIANDRO, R. *et al.*: Study of strange and multistrange particles in ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions. In: CERN/SPSLC 96-40 SPSLC/P300, Geneva: CERN, 1996.
- [6] KOCH, P. - MÜLLER, B. - RAFELSKI, J.: Strangeness in relativistic heavy ion collisions. In: *Physics Reports*, Vol. 142, no. 4, (1986), p. 167-262.
- [7] BJORKEN, J.D.: Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. In: *Physica Scripta D*, Vol. 27, no. 1, (1983), p. 140-151.
- [8] ŠAFARÍK, K: Heavy-Ion Physics. In: *Proceedings of 7th European School of High-Energy Physics, Častá Papiernička, Slovak Republic, 22 August - 4 September 1999.* p. 267-288. and references therein.
E-print: <http://doc.cern.ch/yellowrep/2000/2000-007/p267.pdf>

- [9] WONG, C.Y.: *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. Singapore: World Scientific Publishing, 1994. ISBN: 981-02-0263-6. p. 265-281.
- [10] Ibid. p. 382.
- [11] Ibid. p. 292.
- [12] PRINO, F.: *Study of the phase transition to QGP at the CERN SPS with the NA50 multiplicity detector*. Tesi di Dottorato di Ricerca, Università Degli Studi Di Torino, 2001. p. 88
E-print: <http://www.to.infn.it/~prino/tesi.pdf>
- [13] HEINZ, U.: Concepts of Heavy-Ion Physics. In: *Proceedings of 2002 European School of High-Energy Physics, Pylos, Greece, 25 August - 7 September 2002*. Geneva: CERN, 2004. ISBN 92-9083-220-7. p. 127-178. and references therein
- [14] LETESSIER, J. - RAFELSKI, J.: *Hadrons and Quark-Gluon Plasma*. Cambridge: Cambridge University Press. 2002. ISBN 0-521-38536-9. p. 1.
- [15] SATZ, H.: Limits of confinement: The first 15 years of ultra-relativistic heavy ion studies. In: *Nuclear Physics A*, Vol. 715, (2003), p. 3-19. and references therein.
- [16] HEINZ, U.: The Little Bang: searching for quark-gluon matter in relativistic heavy-ion collisions. In: *Nuclear Physics A*, Vol. 685, (2001), p. 414-431. and references therein.
- [17] MATSUI, T. - SATZ, H.: J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation. In: *Physics Letters B*, Vol. 178, no. 4, (1986), p. 416-422.
- [18] SATZ, H.: The onset of deconfinement in nuclear collisions. In: *Nuclear Physics A*, Vol. 661, (1999), p. 104-118.
- [19] ABREU, M.C. *et al.*: J/ψ , ψ' and Drell-Yan production in pp and pd interactions at 450 GeV/c. In: *Physics Letters B*, Vol. 438, no. 1-2., (1998), p. 35-40.
ABREU, M.C. *et al.*: Charmonia production in 450 GeV/c proton induced reactions. In: *Physics Letters B*, Vol. 444, no. 3-4., (1998), p. 516-522.

- [20] ABREU, M.C. *et al.*: Observation of a threshold effect in the anomalous J/ψ suppression. In: *Physics Letters B*, Vol. 450, no. 4., (1999), p. 456-466.
- [21] E.V. SHURYAK, E.V.: Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and psions. In: *Physics Letters B*, Vol. 78, no. 1., (1978), p. 150-153.
- [22] M. M. AGGARWAL, M.M. *et al.*: Observation of Direct Photons in Central 158 A GeV $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ Collisions. In: *Physical Review Letters*, Vol. 85, no. 17, (2000), p. 3595-3599.
- [23] BECATTINI, F. - HEINZ, U.: Thermal hadron production in $p - p$ and $p - \bar{p}$ collisions. In: *Zeitschrift für Physik C*, Vol. 76, (1997), p. 269-286., Erratum Ibid. p. 578.
- [24] RAFELSKI, J. - MÜLLER, B.: Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma. In: *Physical Review Letters*, Vol. 48, no. 16, (1982), p. 1066-1069., Erratum In: *Physical Review Letters*, Vol. 56, no. 21, (1986), p. 2334.
- [25] MATSUI, T. - SVETITSKY, B. - MCLERRAN, L.D.: Strangeness production in ultrarelativistic heavy-ion collisions. I. Chemical kinetics in the quark-gluon plasma. In: *Physical Review D*, Vol. 34, no. 3, (1986), p. 783-793., Erratum In: *Physical Review D*, Vol. 37, no. 3, (1988), p. 844.
- [26] SIKLÉR, F. *et al.*: Hadron production in nuclear collisions from the NA49 experiment at 158GeV/c. In: *Nuclear Physics A*, Vol. 661, (1999), p. 45-54.
HÖHNE, C. *et al.*: Strangeness production in nuclear collisions - recent results from experiment NA49. In: *Nuclear Physics A*, Vol. 661, (1999), p. 485-488.
- [27] GAZDZICKI, M. *et al.*: Report from NA49. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol. 30, no. 8, (2004), p. S701-S708.
- [28] CARMINATI, F. *et al.*: ALICE: Physics Performance Report, Volume I - Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol. 30, no. 11, (2004), p. 1517-1763.

- [29] MANZARI, V. *et al.*: Experiment NA57 at the CERN SPS. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol. 25, no. 2, (1999), p. 473-479.
 MANZARI, V. *et al.*: Silicon pixel detectors for tracking in NA57. In: *Nuclear Physics A*, Vol. 661, (1999), p. 716-720.
- [30] CAMPBELL, M. *et al.*: Development of a pixel readout chip compatible with large area coverage. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 342, no. 1, (1994), p. 52-58.
- [31] HEIJNE, E.H.M. *et al.*: LHC1: A semiconductor pixel detector readout chip with internal, tunable delay providing a binary pattern of selected events. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 383, no. 1, (1996), p. 55-63.
- [32] CASO, C. *et al.*: *Particle Physics Booklet*. Springer, 1998. 256 p.
- [33] PODOLANSKI, J. - ARMENTEROS, R.: Analysis of V-events. In: *Philosophical Magazine*, Vol. 45, (1954), p. 13-30.
- [34] GEANT - Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writeup W5013, Geneva: CERN, 1993. 428 p.
- [35] EADIE, W.T. - DRIJAD, D. - JAMES, F.E. - ROOS, M. - SADOUET, B.: *Statistical methods in experimental physics*. Amsterdam: North Holland, 1971. ISBN 0-4441-0117-9. p. 172-180.
- [36] Roman Lietava, Private communication
- [37] CARRER, N. *et al.*: Determination of the event centrality in the WA97 and NA57 experiments. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol. 27, no. 3, (2001), p. 391-396.
- [38] BRUNO, G.E., ..., BOMBARA, M., ...: New results from the NA57 experiment. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol. 30, no. 8, (2004), p. S717-S724.

- [39] ELIA, D., ..., BOMBARA, M., ...,: Energy dependence of K_S^0 and hyperon production at CERN SPS. Presented at *Quark Matter, Oakland, USA, 11-17 January 2004*.
E-print: <http://www-rnc.lbl.gov/qm2004/talks/parallel/Friday02/DElia.pdf>
- [40] VIRGILI, T., ..., BOMBARA, M., ...,: Recent results from NA57 on strangeness production in p-A and Pb-Pb collisions at 40 A GeV/c and 158 A GeV/c. To appear in *the proceedings of 39th Rencontres de Moriond on QCD and High-Energy Hadronic Interactions, La Thuile, Italy, 28 March - 4 April 2004*.
E-print: <http://arxiv.org/pdf/hep-ex/0405052>
- [41] ELIA, D., ..., BOMBARA, M., ...,: Strange particle production in 158 and 40 A GeV/c Pb-Pb and p-Be collisions. Prepared for *the Hot Quarks 2004 conference, Taos Valley, New Mexico, USA, 18-24 July 2004*. Accepted for publication in *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*.
E-print: <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0410034>
- [42] ŠÁNDOR, L., ..., BOMBARA, M., ...,: Results on strangeness production from the NA57 experiment. Prepared for *the SQM2004 - 8th International Conference on Strangeness in Quark Matter, Cape Town, South Africa, 15-20 September 2004*. Accepted for publication in *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*.