

UNIVERZITET U BEOGRADU

FIZIČKI FAKULTET

Marjan Ćirković

PRODUKCIJA K_S^0 MEZONA U
NEELASTIČNIM $P+P$ SUDARIMA NA
ENERGIJI OD 158 GeV MERENA
NA61/SHINE DETEKTOROM NA SPS-u U
CERN-u

Doktorska Disertacija



Beograd, 2022.

UNIVERZITET U BEOGRADU

FIZIČKI FAKULTET

Marjan Ćirković

PRODUKCIJA K_S^0 MEZONA U
NEELASTIČNIM $P+P$ SUDARIMA NA
ENERGIJI OD 158 GeV MERENA
NA61/SHINE DETEKTOROM NA SPS-u U
CERN-u

doktorska disertacija



Beograd, 2022.

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Marjan Ćirković

K_S^0 MESON PRODUCTION IN
INELASTIC $P+P$ INTERACTIONS AT
158 GeV/c BEAM MOMENTUM
MEASURED BY NA61/SHINE AT THE
CERN SPS

Doctoral Dissertation



Belgrade, 2022

Mentor:

- prof. dr Jovan Puzović, redovni profesor, Fizički fakultet,
Univerzitet u Beogradu

Članovi komisije:

- dr Tatjana Šuša, viši naučni saradnik, Institut Ruđer Bošković, Zagreb
- dr Predrag Milenović, vanredni profesor, Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu
- prof. dr Jovan Puzović, redovni profesor, Fizički fakultet,
Univerzitet u Beogradu

Datum odbrane: Mart, 2022

Zahvalnica

Zahvalan sam mentoru prof. dr Jovanu Puzoviću koji me je uveo u svet Nuklearne fizike i eksperimentalne fizike čestica. Posebno sam mu zahvalan što me je priključio NA61/SHINE eksperimentu. Takođe, zahvalan sam mu na podršci koju mi je pružao tokom izrade disertacije i pomogao korisnim savetima.

Veliku zahvalnost dugujem Tanji (dr Tatjana Šuša) sa Instituta Ruđer Bošković u Zagrebu. Pored neizmerne pomoći u prevazilaženju svih poteškoća sa kojima sam se susretao tokom analize, Tanja je dala veliki doprinos konačnom izgledu disertacije mnogobrojnim savetima i predlozima.

Zahvalio bih se i saradnicima sa NA61/SHINE eksperimenta: prof. dr Piteru Sejbotu (Peter Seyboth), prof. dr Mareku Gazickom (Marek Gazdicki), prof. dr Herbertu Strobelu (Herbert Ströbele), dr Šimonu Pulavskom (Szymon Pulawski) i Hamdi Šerif (Hamda Cherif). Regularni V0/D0 sastanci su bili mesto dugih diskusija koje su mi pomogle u razumevanju mnogobrojnih fenomena sa kojima sam se susreo tokom analize.

Neizmernu podršku sam dobio od profesora i kolega sa Fizičkog fakulteta u Beogradu. Zahvalan sam prof. dr Petru Adžiću bez čije pomoći moj osmomesetni boravak u CERN-u ne bi bio moguć. Zahvalnost dugujem prof. dr Maji Burić, prof. dr Mariji Dimitrijević-Ćirić i prof. dr Predragu Milenoviću na velikoj podršci i korisnim savetima u toku izrade disertacije. Hvala dragim kolegama iz kancelarije za podršku i pomoć, posebno za pisanje rada i disertacije i ovladavanje LATEX paketom.

Zahvalan sam SEENET-MTP mreži koja mi je pomogla da posetim Institut Ruđer Bošković u Zagrebu, kome se ovim putem zahvaljujem na gostoprimstvu.

Na kraju bih se zahvalio najmilijima, osobama koje me prate i podržavaju u svakoj avanturi. Vi ste mi bili najveća podrška i inspiracija! Hvala mojoj divnoj porodici: majci, sestri, ocu i baki! U momentima kada je bilo najteže, tu je bila ona* da me inspiriše i ohrabri toplim rečima. Imala je želju da shvati zašto *lifetime* odstupa od PDG vrednosti i zašto dn/dy nije simetričan, iako joj fizika nije jača strana. Ona* je moja voljena supruga. Hvala ti Marija!

Rezime

NA61/SHINE je multifunkcionalan eksperiment sa fiksnom metom na CERN-ovom Super Proton Sinhrotron ubrzavaču. Glavni ciljevi NA61/SHINE eksperimenta su otkriće kritične tačke jakih interakcija i izučavanje svojstva zarobljenosti kvarkova i faznog prelaska hadronskog gasa u kvark-gluon plazmu (QGP). Radi ostvarivanja ovih ciljeva izučava se produkcija hadrona u jezgro+jezgro, proton+proton i proton+jezgro interakcijama u zavisnosti od energije projektila i veličine jezgara koja učestvuju u reakciji, sa posebnom pažnjom na proučavanje produkcije “stranih” hadrona.

Jedan od predviđenih signala nastanka QGP jeste povećanje stranosti u sudarima jezgro+jezgro u odnosu na sudare proton+proton na identičnim energijama. Analiza produkcije K_S^0 mezona u proton+proton sudarima nam pomaže u boljem razumevanju ove pojave. Kako je reč o elektro-neutralnoj čestici, njena detekcija nije jednostavna. Detekcija K_S^0 mezona je moguća samo analizom njenih produkata raspada koji su naelektrisani.

Glavni cilj ove teze je izračunavanje K_S^0 -prinosa i K_S^0 multipliciteta u proton+proton sudarima na energiji od 158 GeV-a na podacima kolektovanim pomoću NA61/SHINE eksperimenta tokom 2009., 2010. i 2011. godine. U rezultatima teze se nalaze i izračunati spektri $(\frac{d^2n}{dydp_T})$ i $(\frac{dn}{dy})$, zatim zavisnost inverznog parametra nagiba u funkciji rapiditeta, kao i ukupni K_S^0 multiplicitet ekstrapoliran na 4π geometriju.

Ključne reči: NA61/SHINE, CERN, jake interakcije, kvark-gluon plazma, stranost, K_S^0 .

Naučna oblast: Fizika

Uža naučna oblast: Eksperimentalna fizika visokih energija

UDK broj: 539.12

Abstract

NA61/SHINE is a multi-purpose fixed-target experiment at the CERN Super Proton Synchrotron. The main goals of the NA61/SHINE strong-interaction programme are to discover the critical point of strongly interacting matter as well as study the properties of the onset of deconfinement and transition between hadronic matter and QGP. In order to reach these goals, a study of hadron production properties is performed in nucleus+nucleus, proton+proton and proton+nucleus interactions as a function of collision energy and size of the colliding nuclei with a special effort on a study the properties of the strange-hadron production.

One of the key experimental evidence of existing the QGP is strangeness enhancement. The study of K_S^0 production in proton+proton interaction help us to understand better strangeness enhancement. K_S^0 is electrically neutral particle, so it is not easy to detect it directly. It's detection is possible only via analysing it's charged decay products.

The main aim of this thesis is to calculate K_S^0 -yields and K_S^0 mean multiplicity for proton+proton interactions at 158 GeV/c with the use of the NA61/SHINE data acquired in 2009, 2010 and 2011. The procedure was employed in order to calculate double-differential spectra ($\frac{d^2n}{dydp_T}$), single differential distribution ($\frac{dn}{dy}$), and inverse slope parameter T dependence on y, as well as mean K_S^0 multiplicity extrapolated to 4π for proton+proton at 158 GeV/c.

Key words: NA61/SHINE, CERN, strong interactions, quark-gluon plasma, strangeness, K_S^0 .

Scientific field: Physics

Research area: Experimental high energy physics

UDC number: 539.12

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Kvantna hromodinamika	3
2.1	Standardni model	3
2.2	Osobine kvarkova	6
2.2.1	Barioni	7
2.2.2	Mezoni	9
2.3	Jaka interakcija kvarkova	10
2.4	Kvark-gluonska plazma	12
2.4.1	Signali nastanka QGP	14
2.4.2	NA61/SHINE program	18
2.5	Istorijat stranosti	20
2.6	Neutralni kaoni	21
3	Eksperimentalna postavka NA61/SHINE	23
3.1	Snop projektila	25
3.1.1	Ciklus ubrzavanja protona	25
3.1.2	Sekundarni snop protona	27
3.1.3	H2 linija snopa	27
3.2	Detektori snopa	28
3.2.1	Čerenkovljevi detektori	28
3.2.2	Triger detektori i definicija trigera	29
3.2.3	BPD	30
3.3	Meta	31
3.4	Magneti	31

3.5	TPCs	32
3.5.1	Princip rada	32
3.5.2	NA61/SHINE TPC	35
3.5.3	Bete-Bloh formula	36
3.6	Detektori vremena preleta (ToF)	37
3.6.1	ToF-L/R	37
3.6.2	ToF-F	39
3.7	Hadronski kalorimetar - PSD	39
3.8	Sistem za akviziciju podataka	40
4	Rekonstrukcija događaja	41
4.1	NA61/SHINE softver	41
4.2	Organizacija podataka	42
4.3	Rekonstrukcija snimljenih podataka	43
4.4	Rekonstrukcija tragova	44
4.5	Rekonstrukcija V^0 verteksa	45
4.6	Monte-Karlo simulacije	46
5	Kalibracija detektora vremena preleta (ToF)	48
5.1	Kalibracija detektorskog sistema	48
5.1.1	Kalibracija pojačanja i TPC T0	49
5.1.2	Kalibracija brzine drifta	49
5.1.3	Kalibracija magnetnog polja i rezidualne korekcije	49
5.1.4	BPD-TPC ravnanje	50
5.1.5	Kalibracija gubitka energije po pređenom putu i vremena preleta	50
5.2	Postupak kalibracije ToF-L/R detektora	50

5.2.1	Selekcija piona	53
5.2.2	<i>Event-by-Event</i> korekcije	54
5.2.3	<i>Pixel-wise</i> korekcije	57
5.3	Rezultati kalibracije proton+proton interakcija	58
5.4	Kalibrisani setovi podataka	60
6	Analiza podataka	61
6.1	Selekcija događaja	61
6.2	Identifikacija čestica	64
6.2.1	Armenteros-Podolanski plot	64
6.2.2	Metod invarijantne mase	66
6.3	Selekcija K_S^0 kandidata	66
6.4	Nekorigovan broj K_S^0 mezona	73
6.5	Diferencijalni multiplicitet K_S^0 mezona	75
6.6	Sistematske nesigurnosti	79
7	Rezultati	82
7.1	Izračunati spektri K_S^0 mezona	82
7.2	Kvalitativne provere rezultata	85
7.3	Ukupni multiplicitet	88
7.4	Poređenja sa svetskim rezultatima i predviđanjima teorijskih modela .	89
8	Zaključak	92
A	Diferencijalni multiplicitet K_S^0 mezona u 2D	94
B	Raspodele invarijantne mase	96
C	Kontrolni histogrami: Armenteros-Podolanski	99

1 Uvod

Kaoni sadrže strane (ili anti-strane) valentne kvarkove koji nisu prisutni u početnom stanju prilikom sudara nukleona i/ili jezgara. Zbog toga, kreiranje kaona u proton-proton sudarima implicira stvaranje para strani-anti-strani kvark. Sudari između jezgara odvijaju se stvaranjem vatrene kugle visoke gustine koja se brzo širi [1]. Pri dovoljno visokoj energiji sudara, očekuje se da će se vremenski razvoj vatrene kugle odvijati posredstvom partonske faze, poznatije i kao kvark-gluonska plazma. Cilj istraživanja ovih interakcija jeste pronalaženje razlike između hadronske i partonske materije i karakteristike faznog prelaza između njih. Predviđeno je da se početak razgraničenja ovih stanja materije nalazi u oblasti od nekoliko GeV-a [2]. U cilju sistematskog istraživanja ove oblasti, NA61/SHINE proučava veličine čije su promene prouzrokovane nastajanjem QGP, kako promenom veličine sudarajućih čestica (protoni, jezgra, hadroni), tako i promenom energije projektila (13.4-158.4 GeV). Proučavanje nastajanja kaona u proton-proton sudarima važno je ne samo kao referenca za moguće modifikacije nastajanja stranosti u jezgro-jezgro sudarima [3], već i za razumevanje stvaranja stranosti u elementarnim interakcijama.

U tekstu koji sledi biće predstavljen sadržaj teze. Glava 2 je posvećena kvantnoj hromodinamici. Na početku glave su uvodna teorijska poglavlja u kojima su kratko prikazane osobine kvarkova i vezana stanja u vidu bariona i mezona. Poglavlje 2.3 je posvećeno jakoj interakciji kojom kvarkovi interaguju i posledicama ove interakcije (asimtotska sloboda i zarobljenost kvarkova). Teorijska formulacija kvark-gluonske plazme biće predstavljena u poglavlju 2.4. Na ovom mestu će biti opisan fazni prelaz hadronskog gasa u stanje kvark-gluonske plazme, kao i kritična tačka ovog prelaza. Pored eksperimentalnih potvrda kvark-gluonske plazme, biće reči i o faznom dijagramu jakih interakcija. U nastavku teksta predstavljen je program istraživanja NA61/SHINE eksperimenta koji se odnosi na fiziku jakih interakcija. Kratak istorijat istraživanja stranosti u jakim interakcijama je predstavljen u poglavlju 2.5. Na

kraju ove glave, nalazi se poglavlje koje je inspirisano pričom o neutralnim mezonima koji predstavljaju glavnu temu ove disertacije.

Glava 3 je u potpunosti posvećena eksperimentalnoj postavci NA61/SHINE eksperimenta. U ovom delu biće objašnjen ukratko svaki deo poddetektorskog sistema, sa njegovim karakteristikama i performansama.

U glavi 4 prvo je objašnjen NA61/SHINE softver. Zatim je pažnja posvećena organizaciji podataka. Sledeća tri poglavlja su podređena objašnjenju rekonstrukcionog lanca: rekonstrukcija snimljenih podataka, rekonstrukcija tragova i konačno rekonstrukcija V^0 verteksa. Glavu zatvaramo tekstom koji je posvećen Monte-Karlo simulacijama.

U glavi 5 opisana je kalibracija detektora vremena preleta sa odgovarajućim rezultatima, dok se u glavama 6 i 7 nalazi glavni deo analize. U glavi 6 opisan je metod primenjen u analizi podataka, dok je glava 7 posvećena rezultatima i poređenjima sa svetskim rezultatima u ovoj oblasti kao i sa predviđanjima teorijskih modela na energijama dostupnim na SPS-u.

Rad zatvaramo sa odgovarajućim zaključkom koji se nalazi u glavi 8.

Na kraju uvodnog dela definisaćemo promenljive i uvešćemo definicije koje će biti korišćene u tezi. Rapiditet čestica y je računat u proton-proton sudarima u sistemu centra mase (cms), $y = 0.5 \ln[(E + cp_L)/(E - cp_L)]$, gde su E i p_L energija čestica i longitudinalni impuls. Transverzalna komponenta impulsa će biti predstavljena simbolom p_T . Impuls u laboratorijskom sistemu će biti predstavljen kao p_{lab} , dok će energija sudara po nukleonskom paru u sistemu centra mase biti $\sqrt{s_{NN}}$.

“We do not know what the rules of the game; all we are allowed to do is to watch the playing. Of course, if we watch long enough, we may eventually catch on to a few of the rules. The rules of the game are what we mean by fundamental physics.”

Richard Feynman

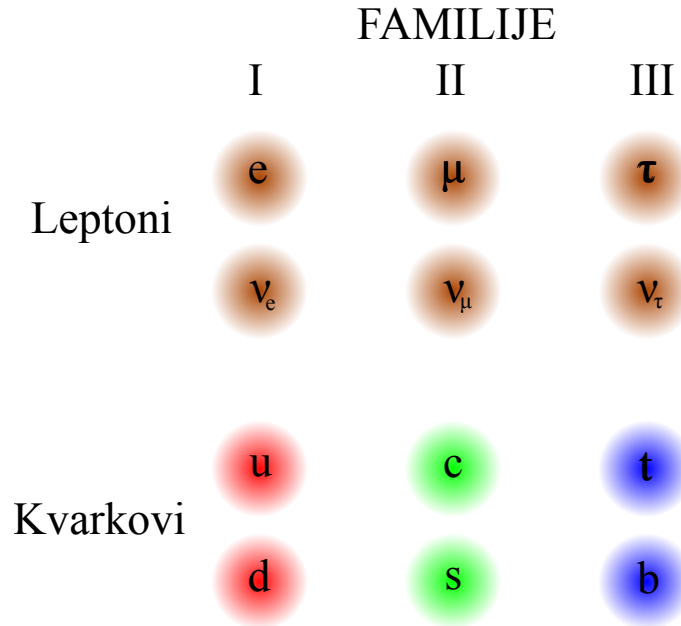
2 Kvantna hromodinamika

U prirodi postoji četiri vrsta interakcija: gravitaciona, elektromagnetna, slaba i jaka. Svaku od interakcija opisuje određena teorija. Kvantna hromodinamika (QCD) opisuje jaku interakciju koja je odgovorna za postojanje hadrona i jezgra (rezidualni ostaci jake interakcije). Čestice koje interaguju jakom interakcijom su kvarkovi. Prenosioci jake interakcije su gluoni - bezmaseni bozoni kojih ima 8. QCD postulira postojanje dodatnog unutrašnjeg stepena slobode za kvarkove - boje.

2.1 Standardni model

Pojam elementarne čestice oduvek je izazivao veliku pažnju fizičara još od antičkih vremena, ali događaj koji je posebno podstakao istraživanja na ovom polju fizike jeste otkriće elektrona od strane Tomsona (J.J. Thomson) 1897. godine [4]. Ređala su se otkrića novih čestica u narednih 50-ak godina, ali bez nekog kriterijuma koji bi razvrstao te čestice na osnovu njihovih osobina. U potpuno nezavisnim istraživanjima, američki fizičari Gel-Man (Murray Gell-Mann) [5] i Cvajg (George Zweig) [6] predlažu model za klasifikaciju elementarnih čestica. Buduća istraživanja na ovom polju omogućila su uspešan razvoj Standardnog Modela, modela kojim opisujemo jake, slabe i elektromagnetne interakcije.

Prema Standardnom Modelu, sva materija koja nas okružuje je izgrađena od kvarkova i leptonova. Na slici 1 nalaze se simboli ovih fundamentalnih konstituenata materije raspoređeni u dubletima i grupisani po familijama.



Slika 1: Kvarkovi i leptoni grupisani u dubletima po familijama.

Naelektrisani leptoni (elektron, mion i taon) su nosioci elementarnog naelektrisanja, pri čemu se mion i taon smatraju težim verzijama elektrona. Neutralne leptone zovemo neutrinima (ν_e, ν_μ, ν_τ) i oni nemaju električni naboj.

Kvarkova, kao i leptona, ima ukupno šest. Imena kvarkova potiču od engleskih reči: **u**p (gornji), **d**own (donji), **c**harm (šarmantni), **s**trange (čudni), **t**op (vrh) i **b**ottom (dno). Jedna od specifičnosti kvarkova jeste “izlomljeni” električni naboj. Naime, polovina njih (u, c, t) ima naelektrisanje $q = +\frac{2}{3}|e|$, dok preostala tri kvarka (d, s, b) poseduju električni naboj $q = -\frac{1}{3}|e|$. Mase kvarkova (kao i leptona) na slici 1 se povećavaju sa leva na desno - najmanju masu ima prva familija, a najveću masu ima treća familija.

Protoni i neutroni su sastavljeni od najlakših kvarkova u i d i to u kombinaciji uud za proton i udd za neutron. Teži kvarkovi (c, s, t, b) takođe mogu graditi određene čestice, međutim te čestice su nestabilne i puno masivnije od protona i neutrona, pa se na kraju raspadaју na neku od kombinacija najlakših kvarkova. Identična je situacija kod leptona: eksperimentalno je potvrđeno postojanje miona i taona koji su nestabilni i raspadaју se na elektron (taoni mogu doživeti i hadronski raspad pored leptonskog, to znači da se ne raspadaју na mion/elektron već na hadrone). Zato je legitimno tvrditi da je ogromna većina materije koja nas okružuje sastavljena od najlakših kvarkova u i d i najlakšeg leptona sa električnim nabojem - elektrona.

Jedan od uslova da je Standardni Model renormalizabilna teorija polja jeste da

je totalno naelektrisanje svih fundamentalnih čestica nula. Da bi ovaj uslov bio moguć, neophodno je uvođenje dodatnog stepena slobode za kvarkove: svaki kvark se može naći u jednom od tri stanja “boje”. Za tri boje, ukupno naelektrisanje u , c , t kvarkova je $3 \times 3 \times \frac{2}{3} = 6|e|$, a za d , s , b kvarkove je $3 \times 3 \times -\frac{1}{3} = -3|e|$. Za leptone je situacija jasna jer nije potrebno uvođenje dodatnih stepena slobode, pa je ukupno naelektrisanje $-3|e|$. Kada saberemo sva naelektrisanja dolazimo do polaznog uslova, totalno naelektrisanje svih fundamentalnih čestica je 0.

Elementarne čestice je moguće podeliti i prema spinu. Po ovoj podeli razlikujemo fermione (čestice čiji je spin polucelobrojna vrednost) koji se pokoravaju Fermi-Dirakovoj (Fermi-Dirac) statistici i bozone (čestice čiji je spin celobrojna vrednost) koji se pokoravaju Boze-Ajnštajnovoj (Bose-Einstein) statistici.

U prirodi su poznate ukupno četiri vrste interakcija: gravitaciona, elektromagnetna, slaba i jaka. Pored fundamentalnih konstituenata materije, Standardni Model opisuje i tri od četiri interakcije materije (elektromagnetna, slaba i jaka).

Gravitaciona interakcija se javlja između svih tipova čestica. Na skali za eksperimente iz fizike čestica ova interakcija je daleko najslabijeg intenziteta, te se uvek zanemaruje. Prenosilac interakcije je *graviton*.

Elektromagnetna interakcija je pre svega zadužena za postojanje vezanih stanja elektrona u elektronskom omotaču atoma i molekula, kao i međumolekularnih sila koje se javljaju unutar tečnosti i čvrstih materijala. Ovom interakcijom interaguju sve čestice koje poseduju električni naboj. Prenosilac interakcije je *foton*.

Slaba interakcija je odgovorna za spore procese nuklearnog β -raspada, prilikom kojih dolazi do emisije jezgara, elektrona i neutrina. Prenosioci slabe interakcije su $W^\pm$ i Z^0 bozoni, čije su mase oko 100 puta veće od mase protona.

Jaka interakcija je odgovorna za postojanje hadrona i jezgra. Prenosioci interakcije su bezmaseni bozoni, *gluoni*.

Ukoliko bi se dva protona našla u neposrednoj blizini (dovoljno blizu da mogu interagovati svim vrstama interakcije), jačina kojom interakcije utiču na protone se može prikazati sledećim odnosom:

jaka	elektromagnetna	slaba	gravitaciona
1	10^{-2}	10^{-7}	10^{-39}

Raspadi nestabilnih čestica se odvijaju nekom od pomenutih interakcija opisanim Standardnim Modelom. U zavisnosti od vrste interakcija, razlikuju se i vremena

raspada. Tipično vreme za raspade koji se odvijaju *slabom* interakcijom je 10^{-10}s , dok je tipično vreme za *jaku* interakciju svega 10^{-23}s i ne može biti mereno direktno.

Standardni Model nam, ipak, ne pruža odgovor na sva pitanja. Neki od glavnih problema ovog modela se ogledaju u pretpostavci da su sva neutrina bezmasena, dok se u pojedinim eksperimentima uporno potvrđuje da ove čestice ipak imaju određenu masu različitu od nule. Takođe postoji problem i sa pripajanjem *gravitacione* interakcije preostalim interakcijama u tzv. veliku ujedinjenu teoriju interakcija. Objašnjenje odnosa tamne i vidljive materije je još jedan od problema sa kojim se ovaj model suočava. Na kraju i jedna estetska neelegantnost jeste postojanje 17 parametara (mase, uglovi mešanja, konstante interakcije...) koji su deo Standardnog Modela i čine da je model neelegantan sa tolikim brojem konstanti. Sve su ovo pitanja na koja će možda odgovoriti fizika izvan Standardnog Modela.

2.2 Osobine kvarkova

U tabeli 1 nalaze se mase mirovanja [7] i kvantni brojevi kvarkova. Do današnjeg dana nije realizovan nijedan eksperiment čiji rezultat bi bio slobodan kvark, pa rezultate u koloni za masu treba uzeti sa rezervom. Sa druge strane, kvarkovi se kombinuju na dva različita načina gradeći tako hadrone (barione i mezone). Sastav bariona je kombinacija tri kvarka, dok mezoni predstavljaju kompoziciju izgrađenu od para kvark-antikvark.

	u	d	s	c	b	t
Masa [MeV/c^2]	2.16	4.67	93	1270	4180	172900
Z-komponenta izospina (I_Z)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
Stranost (S)	0	0	-1	0	0	0
Šarmantnost (C)	0	0	0	1	0	0
Donjost (B)	0	0	0	0	-1	0
Gornjost (T)	0	0	0	0	0	1

Tabela 1: Mase mirovanja i kvantni brojevi kvarkova.

Mnogo pre otkrića kvarkova nastala je hipoteza o “lakoj” gradivnoj čestici protona i neutrona. Ova teza proizilazi iz činjenice da su mase protona (uud) i neutrona (udd) približno jednake, te da je masa te gradivne čestice približno $m_N/3 = 0.3 \text{ GeV}/c^2$. Ova vrednost se često može naći u literaturi kao podatak za masu naj-

lakših kvarkova pri čemu je uračunata i energija vezivanja kvarkova unutar protona/neutrona. Nerazlučivost u i d kvarka po pitanju mase razrešena je mnogo pre otkrića kvarkova i njihovih tačnih masa hipotezom o *izospinskoj simetriji*. To je razlog zašto u i d kvark jedini poseduju kvantni broj izospin (u tabeli je data Z-komponenta). Strani kvark (s) je konstituent tzv. “stranih” čestica otkrivenih u eksperimentima sa kosmičkim zračenjem 50-ih godina 20. veka. U to vreme naučnicima je bio nepoznat mehanizam nastajanja i raspadanja ovih čestica, pa je otuda i uveden ovaj naziv. Kasnije je postalo jasno da strane čestice nastaju u parovima suprotnih stranosti kao posledica delovanja jake interakcije, a da se uglavnom raspadaju kao posledica delovanja slabih interakcija. Naredna dva kvarka su otkrivena kao konstituenti masivnih mezona u kombinaciji kvark-antikvark i to $J/\Psi = c\bar{c}$ i $\Upsilon = b\bar{b}$, pa otuda i odgovarajući kvantni brojevi u tabeli 1. Na kraju, t kvark je eksperimentalno otkriven 1995. godine.

U jakim interakcijama uvek važi zakon održanja kvantnih brojeva I_Z, S, C, B, T iz tabele 1. Ukoliko posmatramo sudar hadrona koji se sastoji samo od kombinacije u i d kvarka (na primer proton+proton sudari) moguće je da nastanu hadroni koji sadrže s kvark, ali samo kao par kvark+antikvark ($s+\bar{s}$). Drugim rečima, ako smo kao rezultat proton+proton interakcije detektovali hadron koji u svom sastavu ima s kvark, sigurno je nastao i hadron koji u svom sastavu ima $\bar{s}$ kvark. Ukoliko pak posmatramo slabe interakcije, tu je situacija drugačija i može doći do promene kvantnih brojeva kvarkova iz tabele 1. Za primer uzmimo raspad Λ bariona koji se odvija posredstvom slabe interakcije:

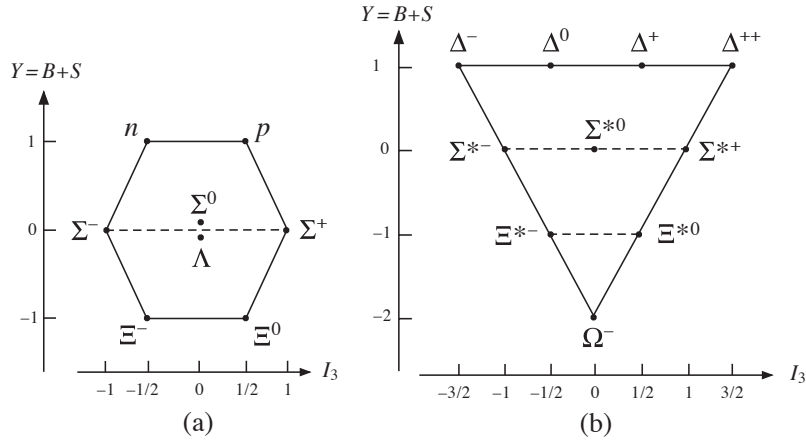
$$\Lambda[uds] \rightarrow p[uud] + \pi^-[\bar{u}d] \quad (2.1)$$

Spin svih kvarkova je $s = \frac{1}{2}$, što znači da svi barioni su fermioni i imaju polucelobroju vrednost spina, dok su mezoni bozoni i njihov spin je celobrojan.

2.2.1 Barioni

U ovom poglavlju biće reči o barionima, jednom od moguća dva vezana stanja kvarkova. Na slici 2 [8] prikazani su svi barioni izgrađeni od u , d i s kvarkova. Na levoj strani slike je barionski oktet u kome se nalazi osam bariona u stanju sa najmanjom masom i vrednosti operatora spin-parnost $J^P = \frac{1}{2}^+$. Na apscisi se nalazi Z-komponenta izospina, dok ordinatu predstavlja *hipernaboj*. Sa slike vidimo da su dva najniža stanja proton i neutron. Ovaj izospinski dublet ($I = \frac{1}{2}$) je približno iste mase mirovanja ~ 939 MeV/c². Nakon neutrona i protona sledi izospinski triplet

($I = 1$) Σ -bariona čija je masa približno jednaka Λ -barionu koji zauzima centralno mesto okteta i deli ga zajedno sa Σ^0 -barionom. Na dnu okteta nalazi se dublet Ξ -bariona, čime je kompletiran sastav barionskog okteta. Na osnovu električnog naboja i pozicije bariona u oktetu/dekupletu vrlo lako možemo odrediti kvarkovsku strukturu posmatranog bariona. Vrednost ordinate nam daje informaciju o prisustvu s kvarka u strukturi bariona, dok nam vrednost I_Z govori o kombinaciji u i d kvarkova.



Slika 2: Barionski oktet (a) i barionski deкупlet (b).

Na desnoj strani slike 2 je barionski deкупlet koji nastanjuje ukupno deset različitih bariona u stanju najmanje mase i vrednosti operatora spin-parnost $J^P = \frac{3}{2}^+$. Na vrhu deкупleta nalazi se izospinski kvadrupol ($I = \frac{3}{2}$) $\Delta(1232)$. U ovom kvadrupolu nalazi se četiri različitih podstanja električnog naboja (Δ^- , Δ^0 , Δ^+ i Δ^{++}) i njihova zajednička karakteristika jeste da u sastavu nemaju s kvark ($S = 0$). Nakon toga, barionski deкупlet popunjavaju redom: izospinski triplet ($I = 1$) $\Sigma^*(1384)$ sa $S = -1$, izospinski dublet ($I = \frac{1}{2}$) $\Xi^*(1533)$ sa $S = -2$ i na kraju izospinski singlet ($I = 0$) $\Omega^-(1672)$ sa $S = -3$.

Kako u oktetu, tako i u deкупletu, važi da svi članovi izospinskog multipliciteta imaju istu *centralnu* masu, pa su razlike u masi između članova multipliciteta 3-5 MeV-a, što se prepisuje razlici u masi u i d kvarka. Sa druge strane, povećanje mase multipliciteta sa većim S kvantnim brojem je direktna posledica razlike u masi između s kvarka u odnosu na u i d kvarkove ($\sim 150 \text{ MeV}/c^2$).

Kako su barioni sastavljeni od tri kvarka, moguće je svakom kvarku pripisati barionski broj $B = \frac{1}{3}$. Jednačina koja povezuje barionski broj, stranost i električni

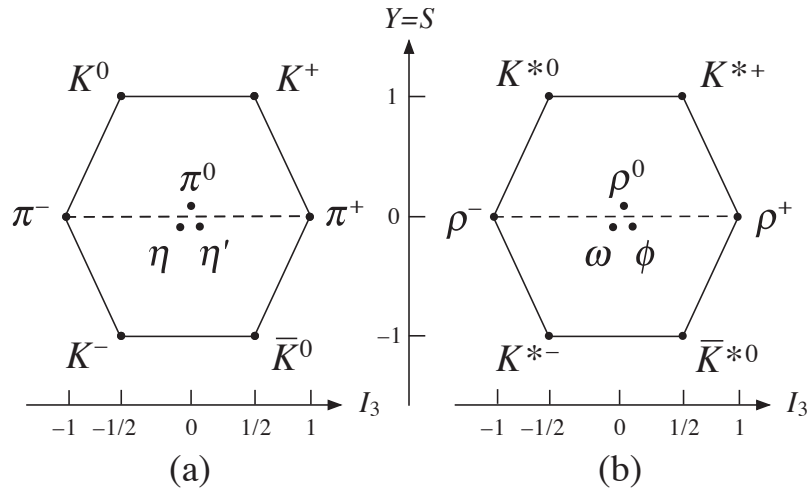
naboj je postulirana još davne 1955. godine od strane Gel-Mana i Nišidžime (eng. Nishijima) [9, 10]:

$$Q/e = \frac{1}{2}(B + S) + I_3 \quad (2.2)$$

Ukoliko primenimo formulu na primeru u kvarka, dobijamo da je njegovo naelektrisanje: $Q/e = \frac{1}{2}(\frac{1}{3} + 0) + \frac{1}{2} = \frac{2}{3}$, dok bi za Δ^{++} barion važiło: $Q/e = \frac{1}{2}(1 + 0) + \frac{3}{2} = 2$.

2.2.2 Mezoni

U tekstu koji sledi biće reći o drugom mogućem vezanom stanju kvarkova: mezonima. Mezoni su izgrađeni od kombinacije kvark+antikvark. Analogno prethodnom poglavlju, predstavimo sve mezone izgrađene od u , d i s kvarkova (i njihovih antikvarkova). *Pseudoskalarni* mezonski oktet nastanjuju mezoni čija je vrednost operatora spin-parnost $J^P = 0^-$, dok *vektorski* mezonski oktet čine stanja sa vrednošću operatora spin-parnost $J^P = 1^-$ (slika 3).



Slika 3: Pseudoskalarni (a) i vektorski (b) mezonski oktet.

Parovi kvark-antikvark koji grade pseudoskalarne mezone imaju suprotne spinove, pa rezultujuće čestice (pseudoskalarni mezoni) imaju spin $s = 0$. Otuda se u njihovom nazivu pojavljuje reč skalar. Prefiks “pseudo” je posledica neparne (negativne) parnosti.

Ako svakom kvarku pridružimo odgovarajuću boju, a antikvarku antiboju, onda za mezone izgrađene od u , d i s kvarkova/antikvarkova imamo $3 \times 3 = 9$ mogućih stanja, što odgovara pseudoskalarnom oktetu (+1 singlet). U oktetu se nalaze 3 piona,

4 kaona i jedan η -mezon, dok singlet predstavlja η' -mezon sastavljen od kombinacije $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ i $s\bar{s}$ i važi za najmasivniji mezon iz grupe pseudoskalarnih mezona. Kaoni se mogu naći u sledećim stanjima: K^+ , K^- , K^0 i $\bar{K}^0$. Oni predstavljaju najniža stanja “stranih” mezona, pa znamo da važi $J = 0$, odnosno $J^P = 0^-$, baš kao što važi i za pione. Neutralnim kaonima (K^0 i $\bar{K}^0$) biće posvećeno jedno celo poglavlje.

Što se tiče vektorskog okteta, svi mezoni imaju iste kvantne brojeve kao i pseudoskalarni mezoni osim spina koji je u tom slučaju $s = 1$. Analogno pseudoskalarnim mezonima, vektorskih mezona isto ima 9 u kombinaciji oktet+singlet.

2.3 Jaka interakcija kvarkova

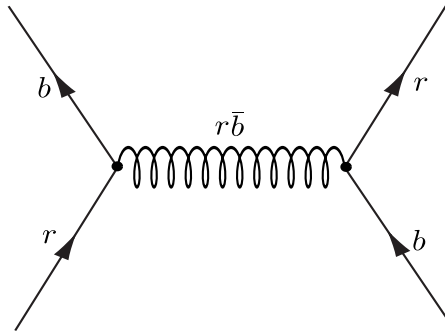
Kvantna hromodinamika je formalna teorija koja uz pomoć dodatnog stepena slobode (boje) opisuje jaku interakciju među kvarkovima. Kvarkovi mogu posedovati jedan od tri moguća naboja boje: crvenu, zelenu ili plavu (r , g , b), dok su antikvarkovi nosioci tzv. antiboja. Prenosioci jake interakcije su gluoni. Svaki gluon je nosilac jedne boje i jedne antiboje. Kako imamo 3 kombinacije boja i 3 antiboja, očekivano bi bilo da gluona ima 9, ali je jedno stanje “bezbojno”, pa gluoni nose informaciju o boji i antiboji u 8 mogućih kombinacija:

$$r\bar{b}, r\bar{g}, b\bar{g}, b\bar{r}, g\bar{b}, g\bar{r}, \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - b\bar{b}), \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g}) \quad (2.3)$$

dok singletno “bezbojno” stanje predstavlja kombinacija:

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}) \quad (2.4)$$

Na slici 4 predstavljen je primer Fajnmanovog dijagrama interakcije crvenog i plavog kvarka razmenom $r\bar{b}$ gluona.



Slika 4: Interakcija crvenog (r) i plavog (b) kvarka, razmenom gluona ($r\bar{b}$), predstavljena pomoću Fejnmanovog dijagrama.

QCD je slična kvantnoj elektrodinamici (QED) jer obe teorije opisuju interakcije čiji su prenosioci bezmasene, vektorske čestice (gluon i foton). Teorije ovog tipa se nazivaju *gejdž* (eng. *gauge*) teorijama zato što poseduju karakteristične simetrije poznate kao gejdž invarijante. Gluone i fotone nazivamo još i gejdž bozonima. Gluoni ne poseduju naboj naelektrisanje, baš kao i fotoni, ali za razliku od njih poseduju naboj boju. Ova tvrdnja nas vodi do činjenice da različiti kvarkovi u , d , s , c , b i t interaguju identičnim interakcijama, jer postoje u istim stanjima boje r , g , b sa istom verovatnoćom i vrednošću naboja boje. Na osnovu činjenice da su i gluoni i fotoni bezmasene čestice, po analogiji sa QED, očekivano je da su interakcije među kvarkovima dugodometne. Ova tvrdnja, međutim, se ne odnosi i na hadrone koji su sastavljeni od kvarkova, pre svega jer su hadroni “bezbojne” čestice, a na osnovu svega navedenog do sada, jasno je da upravo posedovanje naboja boje je odgovorno za jaku interakciju između “obojenih” čestica. Interakcija koja se javlja između hadrona predstavlja rezidualne ostatke jake interakcije kvarkova koji se nalaze u tim hadronima.

Krucijalna razlika između QCD i QED jeste činjenica da fotoni ne interaguju međusobno za razliku od gluona. Interakcija između gluona nema analogije u QED, pa samim tim svojstva jakih interakcija poznata kao *asimptotska sloboda* [11] i *zarobljenost kvarkova* u hadronima [12], nisu nigde primećena van QCD. Baš kao što je slučaj sa kvarkovima da ne mogu biti izolovani kao slobodne čestice, isto važi i za gluone zbog činjenice da nisu “bezbojne” čestice, već poseduju naboj boje.

Asimptotska sloboda nam govori da je sila kojom kvarkovi međusobno interaguju sve slabija kako se njihovo rastojanje smanjuje, pa je na rastojanjima manjim od 0.1 fm najniži red dijagrama dominantan. Na ovim rastojanjima interakcija između kvarkova se može aproksimativno opisati razmenom jednog gluona (baš kao na slici 4). Povećanjem rastojanja između kvarkova povećava se i jačina sile kojom oni interaguju i viši redovi dijagrama postaju sve značajniji. U regionu gde su viši redovi dijagrama bitni, situacija je jako komplikovana i još uvek je nemoguće precizno opisati teoriju, pa se oslanjamo na aproksimativne rezultate dobijene numeričkim simulacijama.

Najzgodnija ilustracija asimptotske slobode i zarobljenosti kvarkova u hadronima jeste razmatranje statičkog potencijala između težih kvarkova i njihovih antikvarkova u singletnim stanjima boje ($J/\Psi = c\bar{c}$ i $\Upsilon = b\bar{b}$). Predviđeno rastojanje kvarkova u ovim singletima je empirijski određeno i iznosi $0.2 \leq r \leq 0.8$ fm. Na rastojanjima $r \leq 0.1$ fm, dominantna je razmena jednog gluona i očekivani oblik potencijala je Kulonovog (eng. Coulomb) tipa, analogno razmeni jednog fotona u QED. Pomenuti

potencijal možemo predstaviti sledećim izrazom:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} \quad (2.5)$$

odakle je α_s - kapling konstanta (eng. coupling) jake interakcije i predstavlja jačinu interakcije analognu konstanti fine strukture α u QED. Na većim rastojanjima ($r \geq 1$ fm) potencijal se povećava linearno:

$$V(r) \approx \lambda \cdot r \quad (2.6)$$

pri čemu konstanta λ ne može biti precizno izračunata, ali znamo da je reda veličine 1 GeV fm^{-1} . Potencijal ovakvog oblika je potvrda zarobljenosti kvarkova u hadronima.

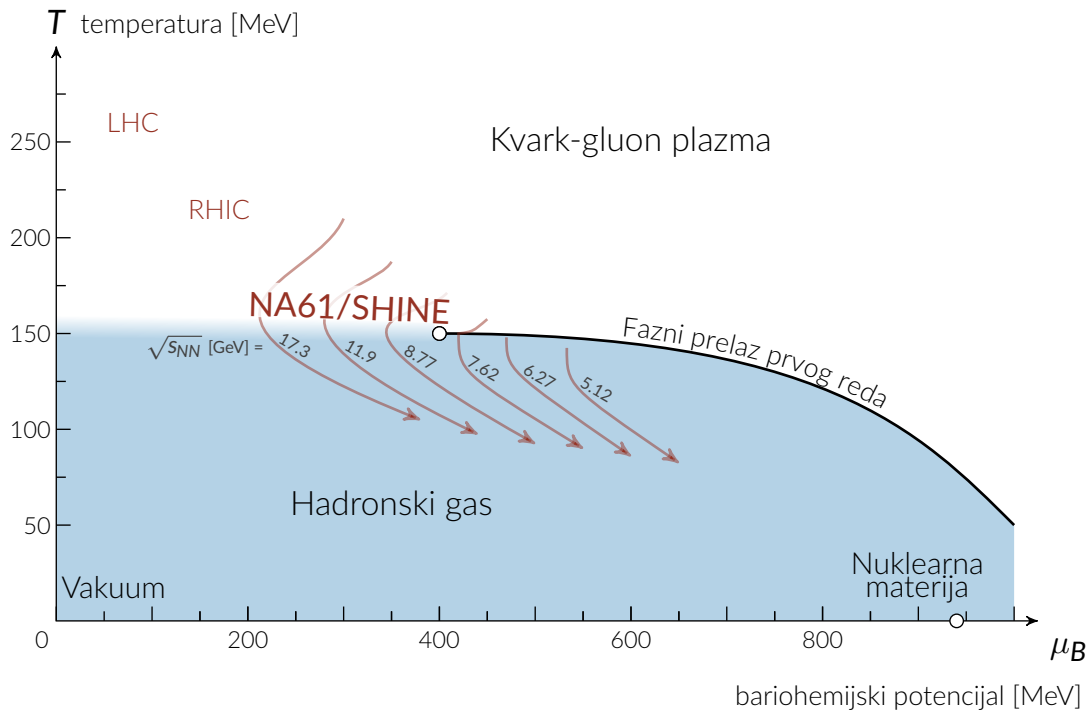
2.4 Kvark-gluonska plazma

QCD predviđa da će hadronska materija preći u stanje kvark-gluonske plazme (QGP) na dovoljno velikoj gustini energije [13]. Ovaj fazni prelaz je moguće inicirati na dva načina: povećanjem gustine barionskog broja i/ili povećanjem temperature. U stanju plazme kvarkovi i gluoni nisu više zarobljeni u hadronima, nego se mogu slobodno kretati unutar volumena u kojem je ostvarena potrebna gustina i/ili temperatura. Takođe, uz prelaz hadronske materije u stanje kvark-gluonske plazme previđa se i ponovno uspostavljanje hiralne simetrije [14].

Na osnovu postojećih saznanja o nastanku svemira, poznato je da je došlo do faznog prelaza iz kvark-gluonske plazme u hadronski gas kada je svemir bio na temperaturi od $T \approx 200 \text{ MeV}$, što odgovara vremenskom intervalu $t = 10^{-5} \text{ s}$ od nastanka svemira [15]. Zbog velikog gravitacionog pritiska materija se verovatno nalazi u stanju kvark-gluonske plazme i u centrima neutronske zvezde. Ideja o kvark-gluon plazmi originalno potiče od Šurjaka (eng. Shuryak) [13, 16] koji je 1978. godine analizirajući upravo svojstva materije unutar neutronske zvezde primetio da za datu gustinu (neutronske zvezde) mora doći do preklapanja hadrona i formiranja kvark-gluonske mešavine. Dalja istraživanja na ovu temu su dala moderne koncepte kvark-gluonske plazme.

Predviđanja *Lattice* QCD za temperaturu prelaza zavise od broja *flejvor* stepena slobode koji se koriste u računu i iznose $140 - 170 \text{ MeV}$ za bariohemijski potencijal jednak nuli, $\mu_B = 0$. Ova vrednost kritične temperature odgovara gustini energije od oko $1\text{-}3 \text{ GeV/fm}^3$. Za veće vrednosti bariohemijskog potencijala očekuje se niža temperatura prelaza. Linija razgraničenja hadronske materije i kvark-gluonske pla-

zme shematski je prikazana na faznom dijagramu jakih interakcija na slici 5. Fazni dijagram jakih interakcija je napravljen po analogiji sa faznim dijagramom molekulskih supstanci. Dok se termodinamičke osobine nerelativističkog sistema mogu opisati pomoću temperature T , broja čestica n i pritiska p , u slučaju relativističkog sistema broj čestica nije konstantan, pa ulogu n preuzima bariohemijski potencijal μ_B [17].

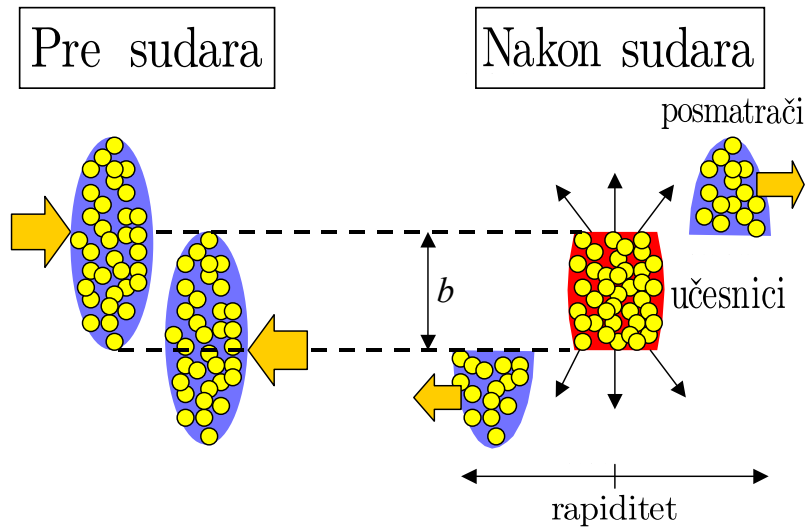


Slika 5: Fazni dijagram nuklearne materije prikazan u funkciji bariohemijskog potencijala μ_B i temperature T . Stanje hadronskog gasa je prikazano plavom površinom, dok je QGP predstavljena bezbojnom (belom) površinom na višim temperaturama. Ove dve faze su razdvojene crnom linijom koja predstavlja fazni prelaz prvog reda.

Teorijska istraživanja faznog dijagrama jakih interakcija [18, 19, 20] predviđaju na velikim vrednostima bariohemijskog potencijala fazni prelaz prvog reda, dok se na malim vrednostima bariohemijskog potencijala predviđa prelazak iz stanja hadronskog gasa u stanje plazme bez faznog prelaza. To znači da bi se kao u slučaju vode, u faznom dijagramu jakih interakcija, na kraju linije faznog prelaza prvog reda trebala nalaziti kritična tačka. *Lattice* QCD računi lociraju kritičnu tačku u područje energija SPS akceleratora [21].

U eksperimentalnim uslovima, gustine energije potrebne za prelazak hadronske materije u stanje kvark-gluonske plazme, mogu se ostvariti u sudarima (teških) jona relativističkih energija. Ovakvi joni su kontrakovani u pravcu snopa i kao posledica Lorencovog busta (eng. Lorentz boost) imaju oblik palačinke. Na slici 6 shematski je prikazan sudar relativističkih jona. Nukleoni koji učestvuju u sudaru jona su

“učesnici”, dok preostale nukleone koji ne učestvuju u sudaru nazivamo “posmatračima”.

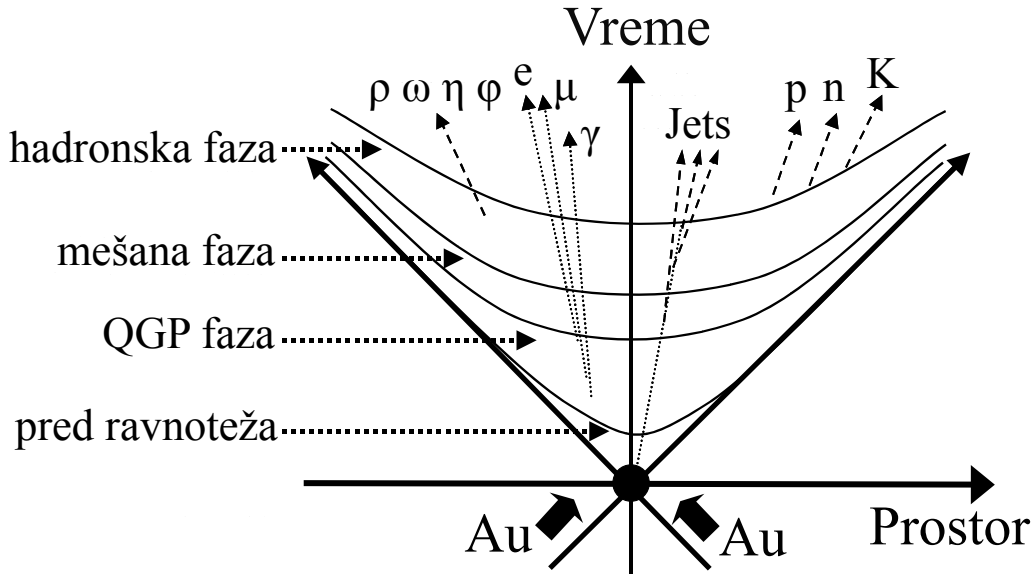


Slika 6: Shematski prikaz sudara relativističkih jona. Nukleoni su podeljeni na učesnike i posmatrača pomoću impakt parametra sudara b .

QGP stvorena u sudaru jona relativističkih energija traje jako kratko. Na slici 7 predstavljena je prostorna i vremenska evolucija sistema nastalog u sudaru jona relativističkih energija, pod pretpostavkom da je došlo do nastanka QGP. Razvoj sistema moguće je predstaviti u četiri faze. Prva faza (pred ravnoteža, eng. pre-equilibrium) traje jako kratko: 1-2 fm/c. Ovo vreme predstavlja dužinu trajanja interakcije dva jezgra (prolazak jednog kroz drugo). Nukleoni jednog jezgra u ovoj fazi interaguju sa nukleonima iz drugog jezgra. Ako su gustine energije ostvarene u sudaru dovoljno velike, dolazi do formiranja QGP. Širenjem, plazma se hladi i formiraju se hadroni. Sistem prelazi prvo u mešanu, a zatim u hadronsku fazu. Kada temperatura sistema dosegne vrednosti od oko 150 - 175 MeV ($\epsilon \leq 1 \text{ GeV/fm}^3$), prestaju neelastične interakcije te dolazi do hemijskog zamrzavanja (eng. chemical freeze-out). Daljim širenjem, na temperaturama od oko $110 < T < 130 \text{ MeV}$ prestaju i elastični procesi u materiji i kažemo da nastupa kinetičko zamrzavanje (engl. kinetic freeze-out). Kreirani hadroni napuštaju mesto interakcije.

2.4.1 Signali nastanka QGP

Kako smo opisali u prethodnom poglavlju 2.4, QGP traje veoma kratko, te je nemoguća direktna detekcija. Međutim, teorijski modeli predviđaju nekoliko eksperimentalnih signala čija detekcija može ukazati na nastanak QGP u jezgro+jezgro sudarima:



Slika 7: Shematski dijagram prostorne i vremenske evolucije sudara jona zlata relativističkih energija [22].

- Kolektivno kretanje usled anomalnog povećanja pritiska. Inforomacije o kolektivnom kretanju dobijaju se merenjem eliptičnog i direktnog protoka proučavanjem korelacija između nastalih čestica [23].
- Smanjena produkcija J/ψ mezona zbog ekraniranja boje u QGP. Kada dođe do kreacije c kvarka u sudarima relativističkih jezgra, zbog zakona o održanju boje i kvantnog broja *šarmantnost*, istovremeno je kreiran i odgovarajući anti-kvark $\bar{c}$. Međutim, ako se proces nastajanja desio u QGP, interakcija između c i $\bar{c}$ je umanjena prisustvom drugih kvarkova, analogno Debajevom ekraniranju električnog naboja u kvantnoj elektrodinamici. U procesu hadronizacije nastali c i $\bar{c}$ u kombinaciji sa manje masivnim kvarkovima formiraju druge *šarm* mezone (i/ili barione). Posledica je smanjen broj detektovanih J/ψ mezona u jezgro-jezgro sudarima u odnosu na proton-proton sudare [24].
- Produkcija fotona: u QGP nastaje veliki broj fotona anihilacijom kvark-antikvark para, kao i rasejanjem gluona na kvarku. Pošto fotoni ne interaguju jakom interakcijom, za njih je povećana verovatnoća da će napustiti područje sudara bez daljih interakcija. Zato se očekuje da fotoni nose direktne informacije o stanju plazme nastale u sudarima teških jona [25].
- Spektar leptonskih parova: ponovno uspostavljanje hiralne simetrije dovodi do promene u masi vektorskih mezona što rezultuje promenom oblika e^+e^- spektra [26, 27].
- Ukupan broj stepeni slobode je veći u stanju QGP u odnosu na hadronski

gas, pa u slučaju stvaranja QGP dolazi do povećanja entropije, što rezultira povećanjem multipliciteta piona [28].

- U procesu hadronizacije nastalih kvark-antikvark parova mogu nastati džetovi u formi suprotno usmerenih parova. Ukoliko se jedan od članova para ne detektuje, to se interpretira time da je absorbovan u QGP. Ovaj efekat je eksperimentalno uočen na eksperimentu RHIC [29].
- U hadron-hadron sudarima produkcija hadrona koji u svom sastavu imaju s kvark je energetski nepovoljnija od produkcije hadrona sastavljenih od u i/ili d kvarka. U slučaju formiranja kvark-gluonske plazme energetski prag za formiranje $s - \bar{s}$ znatno je niži nego u hadronskom gasu. Osim toga, gluoni značajno doprinose formiranju $s - \bar{s}$ parova u kvark-gluonskoj plazmi. Ovo su razlozi zašto očekujemo povećan broj “stranih” hadrona u jezgro-jezgro sudarima [3, 30, 31].

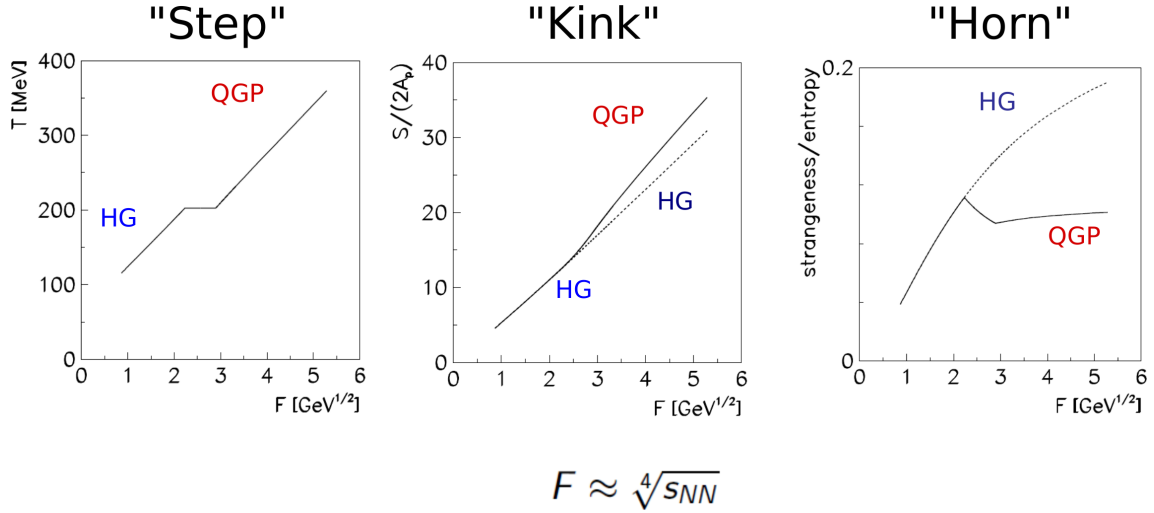
Povećanje stranosti je prvi put primećeno na NA35 eksperimentu (CERN) u sudarima Sumpor+Sumpor jezgra [32], a nakon toga istraživanja su proširena i na sudare jezgra kiseonika ($\sqrt{s_{NN}} \approx 20$ GeV), kao i olova ($\sqrt{s_{NN}} \approx 17$ GeV).

Stanje kvark-gluonske plazme otkriveno je krajem XX veka, na temelju rezultata merenja sedam eksperimenata na SPS akceleratoru. Ovi eksperimenti su detektovali neke od predviđenih signala nastanka QGP u centralnim Pb+Pb sudarima merenim pri impulsu projektila od 158 AGeV/c [33].

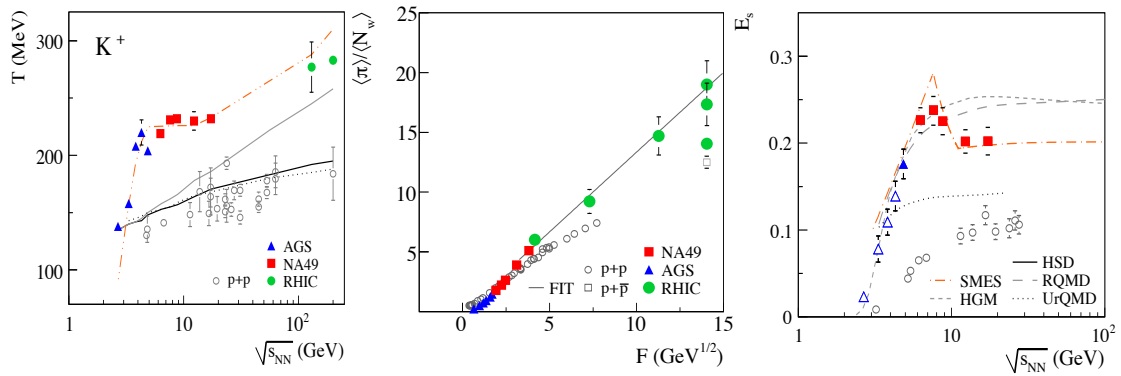
Nakon objave ovih rezultata, program istraživanja sudara teških jona na SPS-u je proširen na merenje centralnih sudara jezgara olova (Pb+Pb) na nižim energijama. Vodeću ulogu u ovoj oblasti je imao prethodnik NA61/SHINE eksperimenta - NA49 eksperiment. Glavni cilj ovih istraživanja je bila potraga i određivanje energije na kojoj dolazi do prestanka zarobljenosti kvarkova (engl. onset of deconfinement). Ovaj eksperimentalni program bio je podstaknut predviđanjima Statističkog modela ranog stadijuma (eng. **S**tatistical **M**odel of the **E**arly **S**tage - SMES) [2], koji predviđa jednačinu stanja sa faznim prelazom prvog reda. SMES model predviđa da se prestanak zarobljenosti kvarkova javlja u području energija od 30 do 60 AGeV te da je praćen pojavom anomalija u energetskoj zavisnosti nekoliko varijabli:

- Odnos entropije i broja nukleona koji učestvuju u interakciji. U eksperimentu kao mera entropije koristi se multiplicitet piona.

- Odnos entropije i stranosti. Ovaj odnos trebao bi rasti u hadronskoj fazi, postići maksimum u području prestanka zarobljenosti, a nakon toga padati te doseći gotovo konstantnu vrednost.
- Stepenasta struktura u energetskej zavisnosti temperature. U okviru SMES modela, u hadronskoj i QGP fazi očekuje se porast temperature s energijom, dok se u mešanoj fazi predviđa da je temperatura konstantna.



Slika 8: Glavna predviđanja SMES modela koja se odnose na osobine početne faze zarobljenosti kvarkova. Puna linija predstavlja predviđanje kada fazni prelaz postoji, dok tačkasta linija odgovara hadronskom gasu. Apscisa na prikazanim graficima je Fermijeva varijabla $F = \frac{(\sqrt{s}-2m_p)^{3/4}}{\sqrt{s}^{1/4}}$ [34], mera energije koja se koristi u Landauovoj (eng. Landau) hidrodinamici. Ordinate su redom: temperatura (T), odnos entropije (S) i broja bariona koji učestvuju u interakciji ($2A_p$) i odnos stranosti i entropije. Predviđanje “rog” strukture (eng. horn) izdvojilo ovaj model od svih drugih koji nisu uspjeli da predvide ovu strukturu.



Slika 9: Eksperimentalni rezultati NA49 eksperimenta koji potvrđuju predviđanja SMES modela. Slika preuzeta iz [35].

Ova predviđanja zaista su opažena u centralnim olovo+olovo sudarima merenim na NA49 eksperimentu, što se može videti na slici 9. Na prvom grafiku prikazana je zavisnost inverznog parametra nagiba $T(\text{MeV})$ od energije sudara po nukleonskom

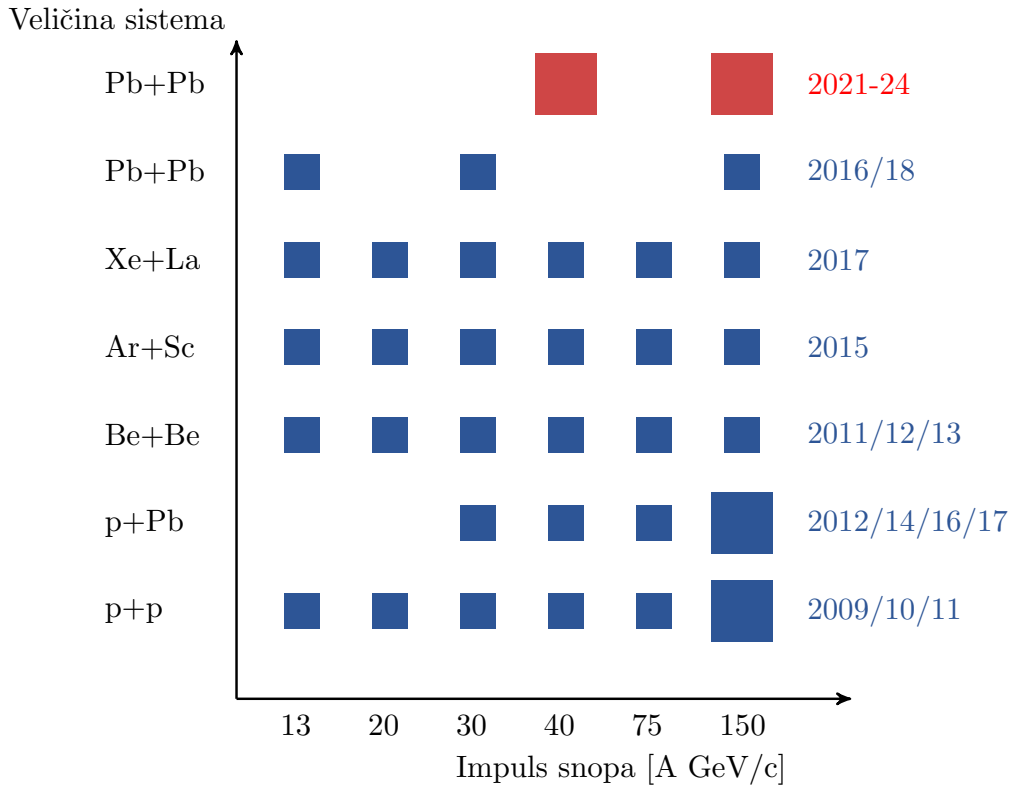
paru u sistemu centra mase $\sqrt{s_{NN}}$ merena na NA49 eksperimentu u centralnim Pb+Pb sudarima (crveni kvadrati) za produkciju pozitivnih kaona (K^+). Ovi rezultati su poređeni sa rezultatima eksperimenata AGS i RHIC (centralni zlato+zlato sudari), a na grafiku su takođe prikazani rezultati iz $p+p$ sudara (prazni krugovi), kao i rezultati teorijskih predviđanja (crvena isprekidana linija pokazuje predviđanje SMES modela). Na srednjem grafiku prikazani su rezultati za multiplicitet piona po broju nukleona u funkciji Fermijeve varijable produkovani na NA49 eksperimentu, poređeni sa rezultatima sa AGS i RHIC (centralni zlato+zlato sudari) eksperimenata. Na grafiku se mogu videti i rezultati iz $p+p$ sudara (prazni krugovi), kao i $p + \bar{p}$ sudara (prazni kvadrati). Na trećem grafiku sa slike 9 posmatrana je energetska zavisnost promenljive $E_s = (\langle K \rangle + \langle \Lambda \rangle) / \langle \pi \rangle$ i poređenje sa predviđanjima teorijskih modela. E_s je odnos produkovane stranosti i ukupnog multipliciteta piona. Rezultati su pokazali da se predviđene promene svojstva produkcije hadrona događaju za $\sqrt{s_{NN}}$ između 7 i 12 GeV i time pokazali da prestanak zarobljenosti kvarkova počinje na nižim energijama dostupnim na SPS-u.

2.4.2 NA61/SHINE program

NA61/SHINE je eksperiment s fiksnom metom na SPS akceleratoru u CERN-u čiji je primarni cilj istraživanje svojstava kvark-gluonske plazme s posebnim naglaskom na istraživanje prestanka zarobljenosti kvarkova, te otkrivanje kritične tačke u faznom dijagramu jakih interakcija. Ovaj eksperimentalni program motivisan je rezultatima NA49 eksperimenta o prestanku zarobljenosti kvarkova te *Lattice* QCD računima koji kritičnu tačku lociraju u područje energija SPS akceleratora. Osim ovih glavnih ciljeva, program NA61/SHINE eksperimenta uključuje i precizna merenja produkcije hadrona u hadron+jezgro sudarima. Ovi rezultati koriste se u modelovanju procesa u neutrinjskim [36, 37, 38] i eksperimentima koji proučavaju interakcije primarnog kosmičkog zračenja sa atmosferom [39, 40].

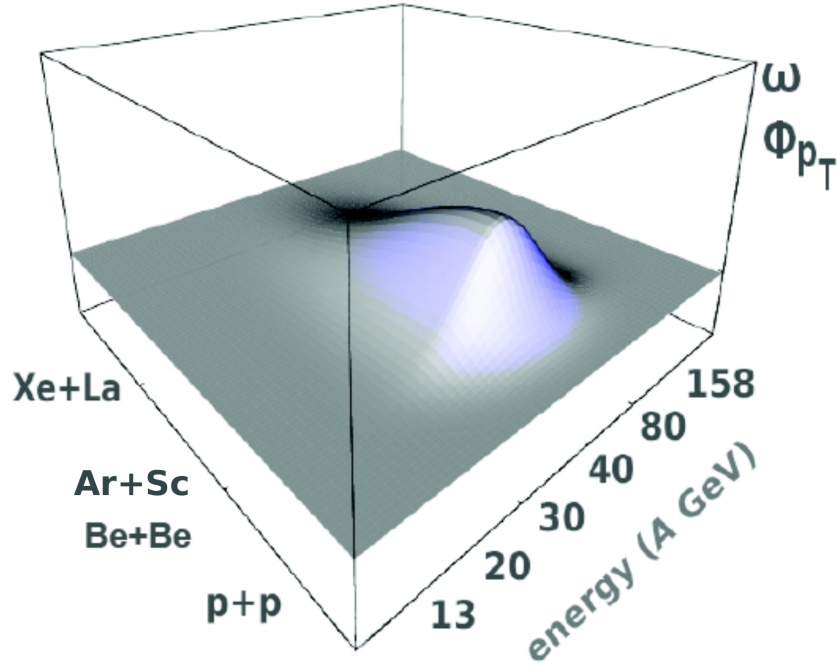
Istraživanje svojstava kvark-gluonske plazme te potraga za kritičnom tačkom baziraju se na sistematskom skeniranju faznog dijagrama jakih interakcija merenjem $p+p$, $p+\text{Pb}$, $\text{Be}+\text{Be}$, $\text{Ar}+\text{Sc}$, $\text{Xe}+\text{La}$ i $\text{Pb}+\text{Pb}$ sudara na energijama projektila dostupnim na SPS-u: 13, 19, 31, 40, 75(80) i 150(158) GeV (slika 10).

U slučaju istraživanja kvark-gluonske plazme detaljno se mere svojstva produkcije hadrona, sa posebnim naglaskom na strukture predviđene SMES modelom opažene u $\text{Pb}+\text{Pb}$ sudarima. U $p+p$ sudarima, kao i u sudarima lakših jezgara, očekuje se njihov nestanak.



Slika 10: Veličina sistema i impulsi snopa korišćeni na NA61/SHINE eksperimentu za skeniranje faznog dijagrama.

Specifično svojstvo kritične tačke, povećanje korelacione dužine, čini fluktuacije osnovnim signalom u njenoj potrazi. Eksperimentalno se proučavaju npr. fluktuacije multipliciteta naelektrisanih čestica te fluktuacije ukupnog transversalnog impulsa [41, 42, 43]. Povećanje fluktuacija očekuju se u slučaju kada se hemijsko zamrzavanje hadronske materije događa u blizini kritične tačke. Ovo je definisalo strategiju koja se koristi u NA61/SHINE eksperimentu za otkrivanje položaja kritične tačke: skenira se fazni dijagram menjanjem energije sudara i veličine sistema te se traga za maksimumom fluktuacija. Vrednosti temperature i bariohemijskog potencijala hemijskog zamrzavanja koji odgovaraju pojedinoj kombinaciji energije i veličine sistema, određuju se merenjem multipliciteta velikog broja produkovanih čestica i njihovom analizom u okviru modela rezonantnog gasa. Fitovanjem merenih i predviđenih multipliciteta određuju se slobodni parametru modela: temperatura, bariohemijski potencijal i zapremina.



Slika 11: Očekivana slika (3D) povećanja fluktuacija sa maksimumom koji odgovara poziciji kritične tačke faznog prelaza hadronski gas - QGP. Ose su redom: veličine sistema koji se sudaraju na eksperimentu, vrednosti impulsa projektila i varijable čije se ponašanje analizira.

2.5 Istorijat stranosti

K^0 mezon je eksperimentalno otkriven davne 1947. godine od strane Ročestera (eng. Rochester, G. D.) i Batlera (eng. Butler, C. C.) u eksperimentu sa kosmičkim zracima [44]. Tri godine nakon toga dolazi do eksperimentalne potvrde i Λ hiperiona [45]. Obe čestice imaju karakterističnu topologiju raspada, nazvanu V^0 . V nam ukazuje na raspad ovih čestica, na par suprotno naelektrisanih produkata, dok 0 u indeksu nam govori da je reč o elektroneutralnim česticama. Zbog svoje elektroneutralnosti ove čestice su za nas nevidljive u detektoru sve dok se ne raspadnu na naelektrisane potomke.

Nakon eksperimentalnih potvrda, krenuo je niz akceleratorских eksperimenata u cilju što preciznijih merenja njihovih osobina, pre svega mase i vremena života. Rezultati dobijeni sa Kosmotrona u Brukhejvenu (eng. Cosmotron at BNL) su bili vrlo zbunjujući za naučnu zajednicu. Naime, rezultati su ukazivali da je vreme života K^0 mezona i Λ hiperiona duže od svih do tada poznatih čestica, sem neutrona. Uzmimo za primer vreme života Δ^{++} bariona koje iznosi 10^{-24} s, vremena života V^0 čestica su 14 redova veličine veća. Objašnjenje ovih osobina V^0 čestica dolazi od Paisa (eng. Pais) [46], a glasi: V^0 čestice se raspadaju posredstvom slabih interakcija. Upravo to

je razlog velike razlike u vremenima života Δ^{++} bariona (i svih drugih čestica koje se raspadaju posredstvom jakih interakcija) i V^0 čestica. Sa druge strane, ove čestice nastaju u procesima koji se odvijaju posredstvom jakih interakcija, što su objasnili Nišidžima (eng. Nishijima) i Nakano (eng. Nakano) [9, 47]. Oni su još objasnili i da se kvantni broj stranost očuvava u jakim interakcijama, dok u slabim interakcijama može doći do promene stranosti za $\Delta S = \pm 1$. Kvarak model je upotpunio znanje o osobinama čestica koje u svom sastavu sadrže s kvark, da bi saznanja o QGP (poglavlje 2.4) pokazala još veću važnost kreacije vezanih stanja sa s kvarkom.

2.6 Neutralni kaoni

Jedno od značajnijih otkrića ranih eksperimenata sa neutralnim kaonima je bilo to da čist snop K^0 mezona, kreiranih u reakciji:

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0 \quad (2.7)$$

nakon nekoliko metara postaje snop pomešanih K^0 i $\bar{K}^0$ mezona. K^0 ($d\bar{s}$) i $\bar{K}^0$ ($\bar{d}s$) su čestica i odgovarajuća antičestica povezane procesom konjugacije naboja, pri čemu se stranost razlikuje za $\Delta S = 2$, a projekcija izospina zadržava vrednost sa promenom znaka ($I_3 = \pm \frac{1}{2}$). Ako je u eksperimentu u trenutku $t = 0$ nastao K^0 mezon, nakon vremena t sistem će biti u stanju:

$$|K(t)\rangle = \alpha(t)|K^0\rangle + \beta(t)|\bar{K}^0\rangle \quad (2.8)$$

Delovanje operatora CP (konjugacije naboja i parnosti) na stanja K^0 i $\bar{K}^0$ možemo predstaviti na sledeći način:

$$CP|K^0\rangle \rightarrow \eta|\bar{K}^0\rangle, \quad CP|\bar{K}^0\rangle \rightarrow \eta'|K^0\rangle \quad (2.9)$$

gde su η i η' proizvoljni faktori koje možemo definisati da budu $\eta = \eta' = 1$. Jasno je da K^0 i $\bar{K}^0$ nisu svojstvena stanja operatora konjugacije naboja i parnosti. Linearne kombinacije stanja K^0 i $\bar{K}^0$ predstavljene na sledeći način:

$$|K_S^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle), \quad CP = +1 \quad (2.10)$$

$$|K_L^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle), \quad CP = -1 \quad (2.11)$$

su svojstvene vrednosti operatora konjugacije naboja i parnosti (CP). Nomenklatura K_S^0 i K_L^0 se odnosi na njihova vremena života (eng. short, long). K^0 i $\bar{K}^0$ se razlikuju po načinu produkcije, dok se K_S^0 i K_L^0 razlikuju po načinu raspada:

$$K_S^0 \rightarrow 2\pi(CP = +1), \quad \tau_s = 8.93 \cdot 10^{-11} s \quad (2.12)$$

$$K_L^0 \rightarrow 3\pi(CP = -1), \quad \tau_L = 5.17 \cdot 10^{-8} s \quad (2.13)$$

Ovo je glavni razlog zašto se na NA61/SHINE eksperimentu analizira samo K_S^0 . Naime, kako je brzina nastalih mezona $v \approx c$, pa rastojanje koje ove čestice pređu za vreme svog života su: $c\tau = 0.03\text{m}$ za K_S^0 , odnosno $c\tau = 15.51\text{m}$ za K_L^0 . Dakle, vrlo je mala verovatnoća da se K_L^0 mezon raspadne u aktivnoj zapremini detektorskog sistema (za dimenzije detektora pogledati sliku [12](#)).

“An experiment is a question which science poses to Nature and a measurement is the recording of Nature’s answer.”

Max Planck

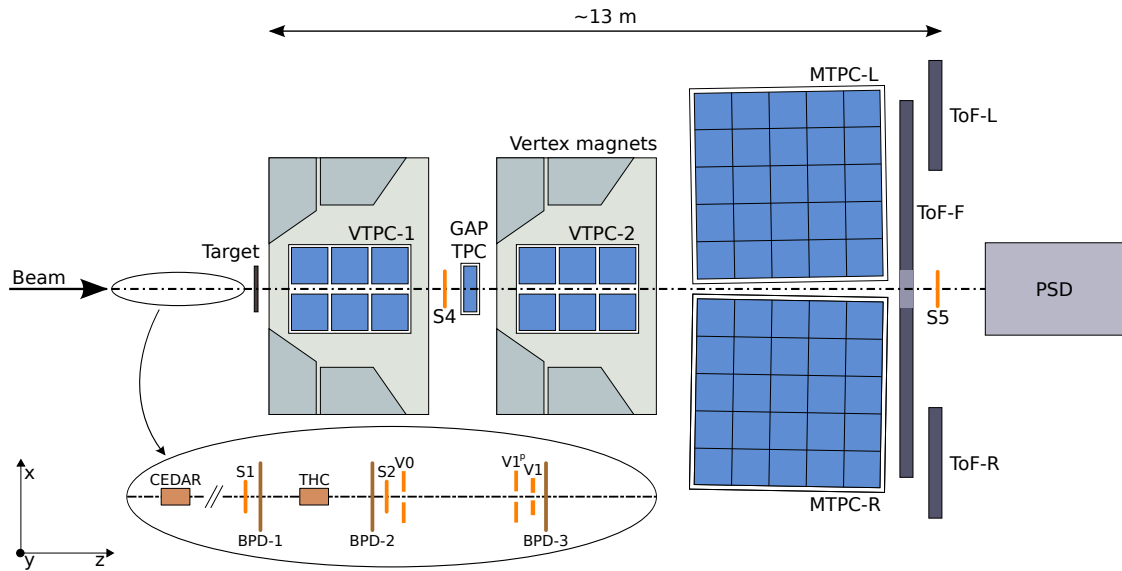
3 Eksperimentalna postavka NA61/SHINE

Ova disertacija je nastala analizom podataka koje je zabeležio NA61/SHINE detektorski sistem. NA61/SHINE (SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment) [48] je eksperiment sa fiksnom metom u severnoj zoni CERN-ovog akceleratorskog kompleksa. Baziran je na svom prethodniku, eksperimentu NA49, od koga je nasledio osnovnu postavku. Značajan deo detektorskih sistema u međuvremenu je unapređen i osavremenjen. Program istraživanja podrazumeva sistematično merenje produkcije hadrona u proton+proton, proton+jezgro i jezgro+jezgro sudarima u funkciji energije i masa čestica projektila i mete. Rezultati ovih merenja imaju sledeće ciljeve:

- (i) potragu za kritičnom tačkom u faznom dijagramu jakih interakcija,
- (ii) proučavanje svojstava kvark-gluon plazme sa posebnim naglaskom na istraživanje prestanka zarobljenosti kvarkova (onset of deconfinement) [17] u sudarima relativističkih jona,
- (iii) visoko precizna merenja hadron+jezgro sudara čiji rezultati se koriste u modelovanju procesa u neutrinjskim [36, 37, 38] i eksperimentima koji proučavaju interakcije primarnog kosmičkog zračenja sa atmosferom [39, 40].

NA61/SHINE detektor predstavlja spektrometar velike akseptanse, vrlo dobre rezolucije za impuls ($\sigma(p)/p^2$ je reda 10^{-4} (GeV/c) $^{-1}$) i sa mogućnošću identifikacije čestica merenjem specifične jonizacije i vremena proleta. Omogućava proučavanje finalnih hadronskih stanja produkovanih u sudarima raznih čestica projektila (π , p, joni) sa različitim fiksnim metama u intervalu energija snopova dostupnih na SPS akceleratoru (impulsa 13-158 GeV/c po nukleonu).

Snopovi čestica koje koristi NA61/SHINE detektor potiču is SPS akceleratora. Primarni snop čestica koji je prošao standardni ciklus ubrzavanja (izvor protona, radio frekventni kvadrupol - RFQ2 (eng. **R**adio **F**requent **Q**uadropole), linearni akcelerator - LINAC2 (eng. **L**INear **A**Ccelerator), Proton Sinhrotron Buster - PSB, Proton Sinhrotron - PS, Super Proton Sinhrotron - SPS za protone odnosno izvor jona - ECR (eng. **E**lectron **C**yclotron **R**esonance source), RFQ, LINAC3, nisko energetski jonski prsten - LEIR (eng. **L**ow **E**nergy **I**on **R**ing), PS, SPS za jone) sudara se sa fiksnom primarnom metom. Nakon selekcije, željene čestice se transportuju duž H2 linije do sekundarne fiksne mete i NA61/SHINE detektora. Duž ove linije nalazi se više kolimatora, brojača i detektora koji služe za kolimaciju i usmeravanje, kontrolu kvaliteta snopa i selekciju željenih čestica projektila. Na slici 12 nalazi se shematski prikaz NA61/SHINE detektora.



Slika 12: Shematski prikaz NA61/SHINE detektora [49].

Glavni delovi NA61/SHINE detektora korišćeni u izradi ove disertacije su četiri TPC komore velike zapremine, kao i jedna TPC komora manjih dimenzija. VTPC-1 i VTPC-2 su smeštene u magnetnom polju, koje je formirano upotrebom dva superprovodna dipolna magneta maksimalne jačine 1.5T. GAP-TPC je komora manjih dimenzija pozicionirana tačno između VTPC-1 i VTPC-2 komora. Preostale dve (veće) TPC komore (MTPC-L i MTPC-R) smeštene su simetrično oko ose snopa odmah posle magneta. Nakon MTPC-L i MTPC-R pozicionirani su zidovi detektora vremena preleta (ToF-L/R). Identifikacija čestica u TPC detektorima je zasnovana

na merenju specifičnog gubitka energije, dE/dx .

Čestice snopa su identifikovane pomoću dva Čerenkovljeva brojača, CEDAR-N [50] i THC (eng. **TH**reshold **C**ounter). CEDAR-N je korišćen u identifikaciji protona upadnog snopa, dok je uloga THC detektora bila anti-koincidentni signal u trigger logici. Detekcija protona pomoću pomenutih Čerenkovljevih brojača omogućava čistoću snopa od 99%. Par scintilacionih (S1 i S2), te po tri veto (V0, V1 i V1') i detektora snopa (BPD-1/2/3), postavljeni su neposredno ispred mete i služe da obezbede vremensku referencu, identifikaciju i poziciju nadolazećih čestica snopa. Scintilacioni brojač S4 postavljen je između VTPC-1 i VTPC-2 i njegova uloga bila je detekcija događaja u kojima se desila interakcija protona sa metom.

Koordinatni sistem je definisan tako što je koordinatni početak postavljen u centru VTPC-2 detektora, a osa snopa uzeta za z -osu. y osa je usmerena vertikalno prema gore, dok je x osa, ako se gleda iz smera snopa, usmerena na levo. Transferzalna ravan je tada xy -ravan, koja je normalna na kretanje protona iz snopa. Na ovaj način formiran je desni koordinatni sistem. Umesto u Dekartovim koordinatama, impulse relativističkih čestica je zgodnije opisivati transferzalnim impulsom (p_T) i rapiditetom (y).

3.1 Snop projektila

U ovom poglavlju pažnja će biti usmerena na sekundarni snop protona, od njihovog izvora do mete, sa detaljnom procedurom ubrzavanja.

3.1.1 Ciklus ubrzavanja protona

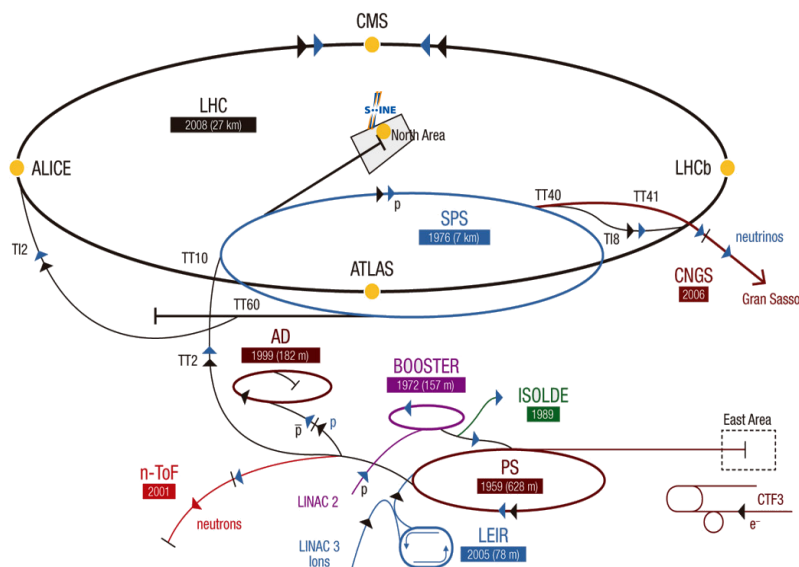
Primarni snop protona nastaje pomoću duo-plazmatronskog izvora jona koji se koristi za jonizaciju vodonikovog gasa. Maksimalna struja protona koja nastaje na ovaj način je 300 mA [51]. Radio frekventni kvadrupol (RFQ2) [52] ima zadatak da formira pakete protona (eng. bunch) i usmeri ih ka sledećem koraku u lancu, linear-nom akceleratoru - LINAC2. Energija protona nakon prolaska kroz radio frekventni kvadrupol je 750 keV. LINAC2 se sastoji od tri koaksijalna cilindra (eng. Alvarez drift tube) ukupne dužine 33.3 m. Energija protona nakon prolaska kroz svaki cilindar je 10.3, 30.5 i 50 MeV, respektivno. Maksimalna struja na izlazu iz LINAC2 je 170 mA, ukoliko se koristi sa frekvencijom od 0.8 Hz i dužinom impulsa od 120 μs [53].

Svi paketi protona nakon izlaska iz LINAC2 akceleratora se raspodeljuju u četiri prstena PS bustera (eng. booster). U PSB se vrši akumulacija paketa protona u 13 zahvata što ukupno daje 10^{13} protona po prstenu. Nakon što je snop protona ubrzan do 1.4 GeV-a, vrši se njegova transportacija do Proton Sinhrotrona (PS). Na ovom koraku, snop protona čini niz od osam paketa protona (dva po prstenu), što predstavlja standardnu strukturu u procesu ubrzavanja protona za eksperimente sa fiksnom metom.

Proton sinhrotron je najstariji aktivni akcelerator u CERN-u [54]. PS je smešten u tunelu kružnog oblika, obima 628 m. Njegov zadatak je da ubrza snop protona do 14 GeV/c i pripremi snop za ubrizgavanje u Super proton sinhrotron (SPS). Ova priprema se odnosi na deljenje svakog paketa protona u nova dva paketa, što se postiže uz pomoć radio frekventnog polja. Kada se dostigne maksimalan impuls protona u PS-u, neophodno je da struktura paketa i radio frekventnog polja budu identične zahtevima SPS-a.

Nakon punjenja SPS-a protonima iz PS-a, što predstavlja jedinstven proces kontinuiranog transfera protona, protoni se ubrzavaju unutar kružne putanje obima 6.8 km do maksimalnog impulsa od 450 GeV/c. Dužina kontinuirane isporuke protona (eng. spill) eksperimentima sa fiksnom metom je u rasponu 4.5-10 s.

Akceleratori kompleks u CERN-u opisan u tekstu prikazan je na slici 13.



Slika 13: Akceleratori kompleks u CERN-u. NA61/SHINE eksperiment na slici je označen logom eksperimenta u severnom delu CERN-a.

3.1.2 Sekundarni snop protona

Snop protona namenjen za eksperimente sa fiksnom metom se nakon tretmana u SPS-u transportuje u specijalnu halu (eng. cavern target) koja je smeštena u severnom delu CERN-a. Pre nego što protoni dođu do hale, snop protona se deli na tri dela, pri čemu se svakom eksperimentu sa fiksnom metom na SPS akceleratoru prosleđuje po jedan deo snopa (NA58/COMPASS, NA61/SHINE i NA62). Deo snopa namenjen NA61/SHINE eksperimentu se dalje vodi ka primarnoj meti T2 koja služi za pravljenje sekundarnog snopa čestica. Hala je smeštena 11 m ispod površine zemlje radi neutralizacije radijacije koja nastaje usled interakcije primarnog snopa protona sa primarnom metom T2. Oko 40% protona iz snopa interaguje sa primarnom metom, dok se preostali deo kontrolisano neutrališe unutar hale.

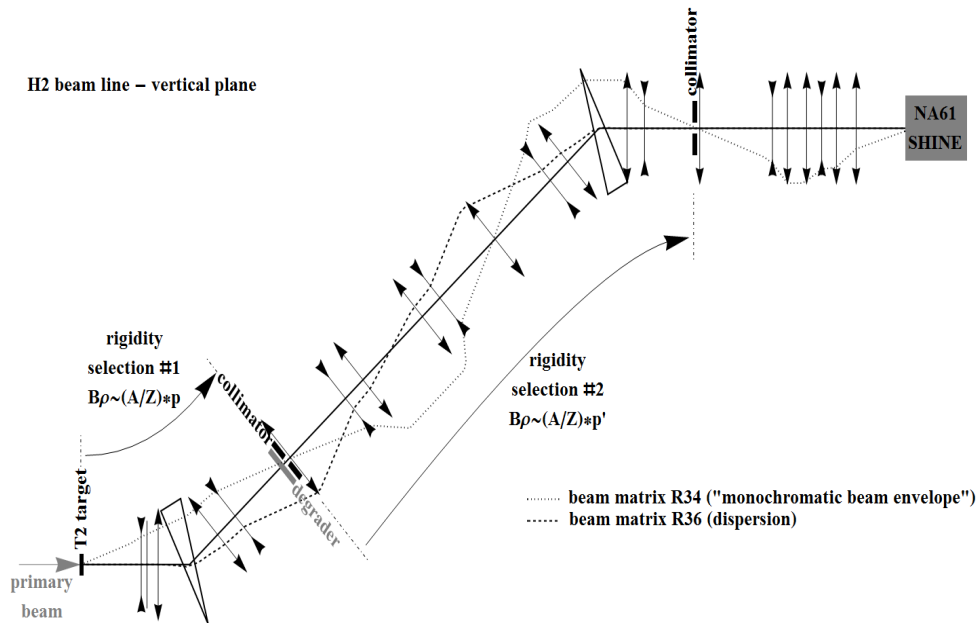
T2 meta se sastoji od nekoliko ploča različite dužine napravljenih od berilijuma, pa se debljina mete lako može prilagoditi potrebama sekundarnog snopa čestica: količini i impulsu sekundarnih čestica. Za potrebe NA61/SHINE eksperimenta najčešća debljina mete je 100 ili 180 mm.

Sekundarni snop čestica čine hadroni, protoni pre svega, pioni, kaoni kao i čestice koje nastaju usled interakcije primarnog snopa sa kolimatorima i ostalom opremom (elektroni i mioni). Kada je formiran sekundarni snop čestica, on se dalje sprovodi H2 linijom snopa do sekundarne mete.

3.1.3 H2 linija snopa

Na slici 14 prikazana je H2 linija snopa kojom se sekundarni snopovi čestica vode do sekundarne mete unutar NA61/SHINE detektora. Ova linija snopa omogućava transport čestica sa impulsom od minimalnih 9 GeV/c do maksimalnih 400 GeV/c. Rastojanje koje protoni pređu od primarne do sekundarne mete je 535 m. Takođe, moguće je transportovati i primarne snopove protona i jona duž H2 linije snopa.

H2 linija snopa je izgrađena od dva velika spektrometra. Selekcija po impulsu se vrši duž vertikalne ravni gde se vrši selekcija čestica na osnovu rigidnosti (p/q). Kako se u sekundarnom snopu nalazi ogroman broj različitih čestica, selekcija odgovarajućeg snopa se vrši pomoću dva Čerenkovljeva brojača o kojima će biti reči u sledećem poglavlju. Snop čestica je dovoljno dobro fokusiran ka sekundarnoj meti ukoliko je širina tačke snopa na meti oko 2 mm za impulse od 20 GeV/c, odnosno 1.2 mm za impuls od 158 GeV/c. Širenje impulsa u snopu je manje od 1 %, dok je divergencija snopa manja od 0.2 mrad.



Slika 14: Shematski prikaz H2 linije snopa.

3.2 Detektori snopa

U ovom poglavlju biće opisani Čerenkovljevi brojači, detektori zaduženi za određivanje pozicije snopa (BPD) i trigger detektori. Glavni zadatak trigger detektora jeste selekcija kvalitetnog snopa i interakcije u meti. Svi ovi detektori se nalaze neposredno ispred (osim S4 detektora koji se nalazi iza) sekundarne mete.

3.2.1 Čerenkovljevi detektori

Čerenkovljevi brojači su napunjeni gasom i služe za selekciju čestica odgovarajućeg tipa - u našem slučaju reč je o protonima. Na H2 liniji snopa instalirana su dva ovakva detektora: diferencijalni Čerenkovljev brojač sa ahromatičnim fokusom u obliku prstena (CEDAR) [55] i prag Čerenkovljev brojač (THC) [56].

CEDAR je smešten na mestu gde snop gotovo i da ne pokazuje divergenciju. Ovaj detektor je opremljen sa specijalnim optičkim sistemom uz pomoć koga je moguće fokusirati Čerenkovljevo zračenje u ravni dijafragme. Otvaranjem dijafragme moguće je podešavati intezitet svetlosti i širinu signala za datu česticu. Pozicija pika zavisi od temperature i pritiska, baš kao što Čerenkovljev ugao zavisi od gustine materijala.

Ukoliko je gas unutar brojača helijum onda je reč o detektoru CEDAR-N koji se koristi za impulse čestica iz snopa veće od 60 GeV/c. Sa druge strane, radni gas brojača može biti azot pa je onda reč o CEDAR-W detektoru koji se koristi za impulse manje od 60 GeV/c. Iako je radna sredina ova dva brojača različita, njihov princip rada je gotovo identičan.

U kombinaciji sa CEDAR detektorom, za impulse u intervalu 20-40 GeV/c, koristi se i pomenuti THC detektor. Radni gas THC detektora je azot. Nakon podešavanja pritiska i selekcije željenog tipa čestica, ovim detektorom je moguće identifikovati sve čestice čija je masa manja ili jednaka masi selektovane čestice. Ovaj podatak je veoma bitan jer se koristi u logici okidača za anti-slučajne događaje.

Uz pomoć opisanog sistema Čerenkovljevih brojača, pogrešno se identifikuje manje od 0.8 % čestica.

3.2.2 Triger detektori i definicija trigera

Celom dužinom H2 linije snopa neophodno je kontrolisati kolimisanost i kvalitet snopa čestica. To se postiže uz pomoć niza scintilacionih detektora. Svi ovi detektori su napravljeni od istog materijala: *plastik* BC-408.

Čestice snopa se detektuju pomoću dva scintilaciona detektora, S1 i S2, postavljena tačno 36.42 m (S1) i 14.42 m (S2) ispred mete. S1 je brojač kvadratnog oblika površine $6 \times 6 \text{ cm}^2$, dok je S2 kružnog oblika prečnika 2.8 cm.

Nakon S1 i S2 nalaze se dva "veto" detektora, V0 i V1, postavljena 14.16 m (V0) i 6.72 m (V1) ispred mete. Reč je o detektorima identične debljine - 0.5 cm. V0 brojač je kružnog oblika, prečnika 8 cm, sa šupljinom u centru brojača dijametra 1 cm. Aktivna površina V1 brojača je oblika kvadrata sa osnovom dužine 10 cm, takođe sa šupljinom u centru koja je kružnog oblika i dijametra 1 cm. Ovakva geometrija "veto" detektora sa jedne strane omogućava nesmetan prolazak česticama snopa, dok sa druge strane detektuje i eliminiše čestice nastale interakcijom snopa sa materijalom ispred brojača. Da bi se poboljšala efikasnost V1 detektora, koristi se V1' detektor aktivne površine oblika kvadrata sa šupljinom u centru dijametra 2 cm. Ovaj detektor je postavljen odmah nakon V1 detektora.

Jedini detektor koji je korišćen u ovoj analizi a da se nalazi iza mete je S4 brojač. Njegova udaljenost od mete je 211 cm. S4 je kružnog oblika prečnika 2 cm i debljine 0.5 cm. Glavni zadatak S4 brojača jeste da detektuje interakcije u meti, jer je mala verovatnoća detekcije čestica produkovanih u interakciji pomoću S4 brojača.

Pozitivni signal iz S1 i S2 brojača, te nedostatak signala iz V0, V1 i V1' brojača osigurava pravilno poravnanje snopa. Protoni u snopu su identifikovani pozitivnim signalom iz CEDAR detektora, dok nedostatak signala iz THC detektora ukazuje na odsustvo lakih čestica u snopu ($\pi^\pm, K^\pm$). Ovom logikom dolazimo do formule koja selektuje protone u snopu:

$$\text{snop protona} \equiv S1 \wedge S2 \wedge \overline{V0} \wedge \overline{V1} \wedge \overline{V1'} \wedge \text{CEDAR} \wedge \overline{\text{THC}}.$$

Interakcija upadnog protona sa metom identifikuje se nametanjem dodatnog uslova, nedostatka signala iz S4 detektora:

$$\text{interakcija} \equiv \text{snop protona} \wedge \overline{S4}.$$

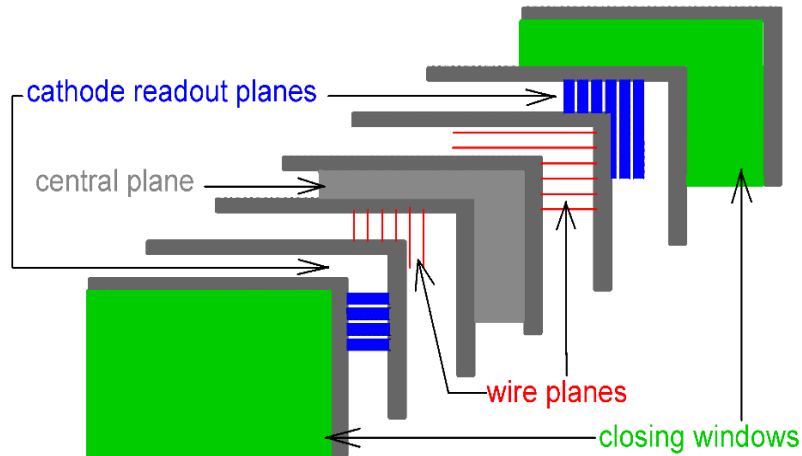
Ovaj selekcionni kriterijum je bio apliciran tokom prikupljanja podataka.

3.2.3 BPD

Tri detektora direktno zadužena za rekonstrukciju putanje čestica iz snopa i rekonstrukciju x i y koordinate glavnog verteksa su detektori pozicije snopa (eng. **Beam Position Detector**). Reč je o višezličanim proporcionalnim komorama čija je aktivna sredina mešavina argona (85%) i ugljen-dioksida (15%) površine 48×48 mm². Sva tri BPD detektora su postavljena ispred mete i to na 330 cm (BPD1), 110 cm (BPD2) i 70 cm (BPD3) (videti sliku 12).

Svaki od tri BPD detektora se sastoji od tri katodne ravni od mylara debljine 25 μm premazane aluminijumom, između kojih su postavljene dve vertikalne anodne ravni (slika 15). Ulogu anodne ravni imaju žice od volframa dimenzije 15 μm . Signal se očitava sa spoljašnjih katoda podeljenih u trake širine 1.6 mm. Kada čestica iz snopa prođe kroz BPD detektor, stvaraju se signali na 5-6 traka katode i ti se signali koriste za određivanje položaja čestice otežinjenom metodom. Na opisani način, u mogućnosti smo da merimo položaj čestice snopa na 3 različite udaljenosti od mete, što nam omogućava rekonstrukciju putanje čestice.

Ekstrapolacijom rekonstruisane putanje do mete, određuje se položaj glavnog verteksa u x - y ravni. Opisanim sistemom BPD detektora postiže se tačnost u određivanju x i y koordinate glavnog verteksa od 140 μm .



Slika 15: Na slici je predstavljen shematski prikaz BPD detektora.

3.3 Meta

Cilj ovog rada je analiza neelastičnih sudara protona projektila sa protonima u meti. Ulogu mete ima cilindrični kontejner dužine 20.29 cm i prečnika 3 cm ispunjen tečnim vodonikom. Ovaj kontejner je smešten tačno 88.4 cm ispred VTPC-1 komore. Gustina tečnog vodonika je $\rho_{LH} = 0.07 \text{ g/cm}^3$ na atmosferskom pritisku $p = 965 \text{ mbar}$. U samom eksperimentu nije moguće pratiti temperaturu tečnog vodonika, samim tim i gustina mete je poznata samo aproksimativno. Ono što je moguće izračunati jeste odnos gustine vodonika u gasnom stanju (ρ_{GH}) koji ostaje u kontejneru nakon vađenja tečnog vodonika i gustine tečnog vodonika. Ovaj odnos varira u intervalu $\rho_{GH}/\rho_{LH} = 0.4\% - 0.6\%$ i to nam ukazuje da radni uslovi u procesu skupljanja podataka nisu bili konstantni sve vreme. Ovo je glavni razlog zašto nismo u mogućnosti da izračunamo totalni presek za proton+proton sudare u našem eksperimentu.

3.4 Magneti

VTX-1 i VTX-2 su dva identična superprovodna magneta postavljena u liniji snopa iza mete (VTX-1 na rastojanju od 200 cm od mete i VTX-2 na rastojanju od 580 cm od mete). Identičnih su dimenzija ($360 \times 570 \times 120 \text{ cm}^2$) i mase (450 t). Unutar magneta postoji šupljina između gornjeg i donjeg kalema dimenzije 100 cm u kojoj su smeštene VTPC komore. Kalemovi imaju šupljinu u centru (dijametra 200 cm) bez gvožđa koja uzrokuje velike nehomogenosti magnetnog polja. Ove nehomogenosti dovode do toga da je intenzitet polja na rubovima VTPC komora tek 60% od maksimalnog intenziteta polja u centru VTPC komora. Nehomogenosti magnetnog

polja imaju jak uticaj na rekonstrukciju i kalibraciju snimljenih podataka, pa se za potrebe istih koristi mapa magnetnog polja.

Maksimalna jačina polja koju magneti mogu da stvore je 1.5 T. Međutim, u standardnoj konfiguraciji tokom prikupljanja podataka kada je impuls upadnih čestica 158 GeV/c po nukleonu, VTX-1 stvara polje maksimalne jačine, dok VTX-2 stvara polje jačine 1.1 T. Za niže vrednosti impulsa upadnih čestica, jačine polja se smanjuju proporcionalno, tako da je odnos jačine polja prvog i drugog magneta konstantan. Više detalja o NA61/SHINE magnetima može se naći u [57].

Glavni zadatak magneta jeste da utiče na pravac kretanja naelektrisanih čestica, čime putanje postaju zakrivljene, u cilju:

- merenja impulsa čestica na osnovu zakrivljenosti putanje u magnetnom polju;
- razdvajanje čestica koje su emitovane pod malim uglom u odnosu na upadni snop.

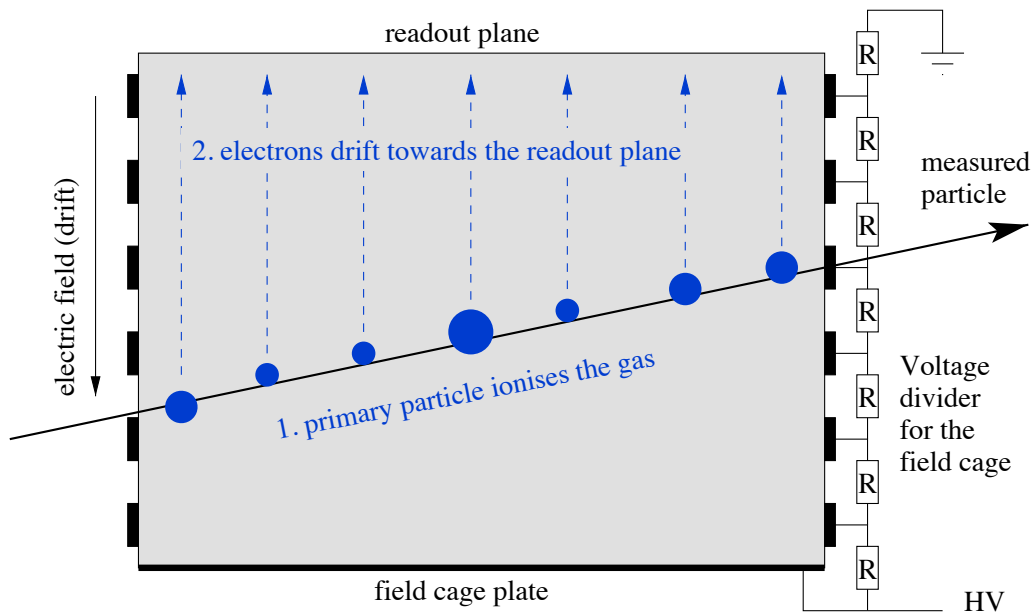
3.5 TPCs

Glavni i najvažniji deo NA61/SHINE detektora čini sistem za detektovanje tragova naelektrisanih čestica. Ovaj sistem sastoji se od pet TPC komora (naziv potiče od engleskih reči: **T**ime **P**rojection **C**hamber). Osim rekonstrukcije trodimenzionalne putanje naelektrisanih čestica, TPC komore omogućuju i njihovu identifikaciju merenjem specifične jonizacije, dE/dx .

3.5.1 Princip rada

Rad TPC detektora zasniva se na principima rada driftnih komora i višežičanih proporcionalnih brojača (eng. **M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber). Osnovni delovi TPC detektora su: gasna komora, električni kavez i komore za očitavanje signala. Komore postavljene u magnetno polje (VTPC) se sastoje od jedne gasne komore i dva električna kaveza postavljena simetrično u odnosu na upadni snop. Ovakva postavka sprečava prolazak čestica snopa kroz aktivni deo detektora, što bi moglo prouzrokovati zasićenje elektronike za očitavanje. Ovakav problem ne postoji kod MTPC detektora jer su oni postavljeni simetrično od upadnog snopa, pa u gasnim komorama imaju po jedan električni kavez.

Naelektrisane čestice prilikom prolaska kroz gasnu komoru vrše jonizaciju sredine. Elektroni nastali pomenutom jonizacijom kreću se pod uticajem homogenog električnog polja prema komorama za očitavanje, driftnom brzinom v_D . Vreme koje je neophodno da svi kreirani elektroni pređu rastojanje od mesta nastanka do komora za očitavanje naziva se *vreme drifta*. Na slici 16 dat je pojednostavljen shematski prikaz rada TPC detektora.



Slika 16: Na slici je prikazan pojednostavljen shematski prikaz rada TPC detektora. Slika je preuzeta iz [58].

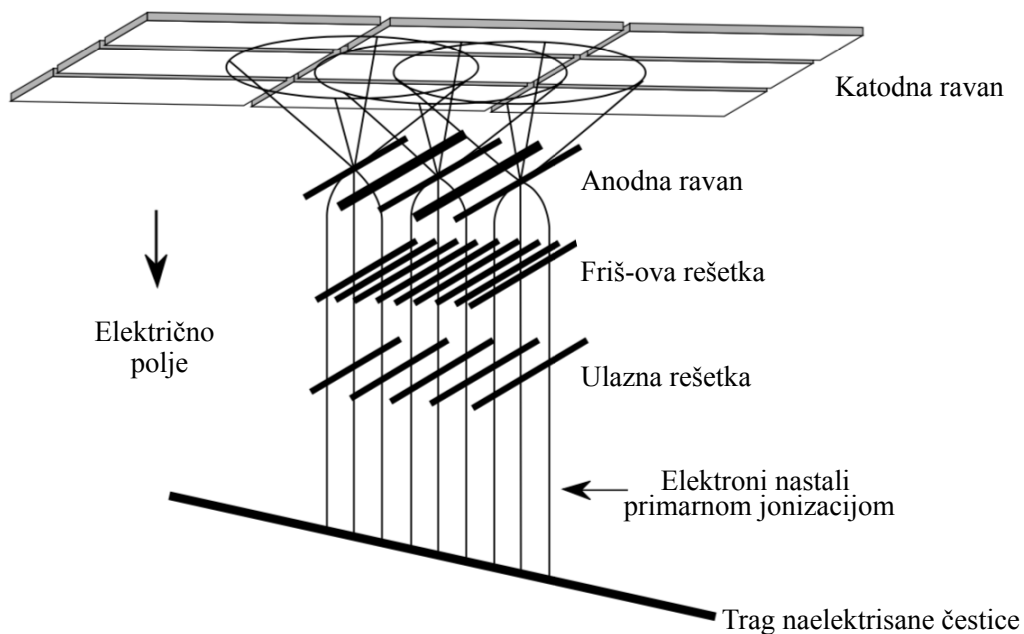
Za aktivnu sredinu TPC komora, u eksperimentima fizike visokih energija, najčešće se koristi mešavina gasova sastavljena većim delom od plemenitih gasova (npr. Ar, Ne) sa dodatkom malih količina takozvanih “zarobljavajućih” gasova (npr. CO_2 , CH_4). Plemeniti gasovi su osetljivi na jonizaciju naelektrisanim relativističkim česticama, dok zarobljavajući gasovi sprečavaju nekontrolisane lavine elektrona koje nastaju sekundarnom jonizacijom¹. Stabilnost aktivne sredine TPC detektora (odnos gasova) tokom prikupljanja podataka je od izuzetne važnosti jer i najmanje varijacije mogu izazvati promene u brzini drifta elektrona i na taj način ugroziti proces rekonstrukcije i kalibracije.

Brzina drifta elektrona, pored pomenute stabilnosti aktivne sredine detektora, zavisi i od temperature i pritiska gasa. Zbog toga, tokom skupljanja podataka na NA61/SHINE eksperimentu svi pomenuti parametri (v_D , temperatura, pritisak i sastav sredine) se aktivno prate i beleže, čime smo u mogućnosti da usled promene nekog od parametra izvršimo korekcije tokom rekonstrukcije podataka.

¹Elektroni stvoreni primarnom jonizacijom se kreću pod dejstvom električnog polja i na tom putu se ubrzavaju. Njihove energije postaju dovoljno velike da opet izvrše jonizaciju sredine. Ovaj proces predstavlja sekundarnu jonizaciju.

Kako su VTPC detektori smešteni unutar magnetnog polja, uvek se teži da su linije polja paralelne vektoru brzine drifta. Ovakva orijentacija polja minimalizuje doprinos takozvanog $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ efekta. Ovaj efekat je posledica delovanja Lorencove sile na elektrone nastale primarnom jonizacijom. Ukoliko bi linije električnog i magnetnog polja bile paralelne, ovaj efekat se ne pojavljuje i u mnogome pojednostavljuje proceduru rekonstrukcije.

Broj primarnih elektrona koje stvara upadna čestica najčešće nije dovoljan da bi se očitao signal u komorama. Taj broj je najčešće oko nekoliko hiljada po centimetru putanje naelektrisane čestice. To je razlog zašto je neophodno pojačanje signala, koje je bazirano na princip rada višezičanih proporcionalnih brojača [59, 60]. Shematski prikaz sistema za gasno pojačanje signala i strukture za očitavanje signala NA61/SHINE TPC detektora, bazirano na principu rada MWPC komora, dat je na slici 17.



Slika 17: Na slici je prikazan shematski prikaz gasnog pojačanja i registracije signala u NA61/SHINE TPC detektorima. Friš-ova rešetka ima ulogu negativne elektrode za anodnu ravan, ali za gasnu komoru ima ulogu pozitivne elektrode.

Električni kavez definiše aktivnu sredinu detektora i stvara homogeno električno polje. Sastoji se od katode (ulogu katode obavljaju trake napravljene od mylara, premazane aluminijumom) postavljene na dnu detektora i Friš-ove rešetke smeštene unutar komora za očitavanje signala. Na katodu VTPC(MTPC) detektora dovodi se određeni napon (reda -15kV), dok je Friš-ova rešetka na potencijalu 0 V.

Sastav za očitavanje signala sastoji se od ukupno 62 komore veličine $72 \times 72 \text{ cm}^2$. Svaki VTPC detektor sadži 6 (2×3), a svaki MTPC detektor 25 (5×5) komora. Komore se sastoje od katodne ravni i tri sloja tankih žica: anodne ravni, Friš-ove rešetke i ulazne rešetke, slika 17. Ulazna rešetka može biti u dva različita moda: *transparentnom* i *zatvorenom*. U transparentnom modu, sve žice se nalaze na potencijalu U_G , čime je omogućen nesmetan prolaz za elektrone iz driftnog područja u komoru za očitavanje signala. U zatvorenom modu, dodatni potencijal $U_G \pm \Delta U$ se dovodi na svaku drugu žicu (ΔU je reda veličine 50V). Na ovaj način sprečen je prolaz elektrona i pozitivnih jona iz driftnog područja u komoru za očitavanje signala. Friš-ova rešetka razdvaja proporcionalno i driftno područje detektora. U anodnoj ravni smenjuju se žice anode na potencijalu reda 1kV i konturne žice na potencijalu 0V. U blizini žica anode dolazi do sekundarne jonizacije, dok konturne žice imaju ulogu da oblikuju električno polje. Zbog velike gustine tragova klasično očitavanje signala sa žica anode nije dovoljno, pre svega zato što više tragova indukuje signal na istoj žici. Umesto toga, signal se očitava sa fino segmentisane bakarne katode, koja je smeštena odmah iznad anodne ravni. Udaljenost između katodne i anodne ravni iznosi 2-3 mm, dok je veličina katodnih pločica 3.5-5.5 mm.

3.5.2 NA61/SHINE TPC

MTPC i VTPC detektori su podeljeni na sektore, čiji sistemi za očitavanje čine nezavisni višežičani proporcionalni brojači. Struktura sektora je vidljiva na slici 12. Pored pomenutih detektora, na NA61/SHINE eksperimentu postoji i jedna komora manjih dimenzija (GAP-TPC) postavljena u pravcu snopa čestica i njena uloga je detekcija čestica proizvedenih sa malim uglom u odnosu na upadni pravac snopa čestica. Za razliku od MTPC i VTPC detektora, GAP-TPC se sastoji od jednog sektora. Topologija NA61/SHINE TPC detektora je prilagođena za detekciju čestica čiji je $p_x \cdot q > 0$, što znači da se putanje čestica, usled delovanja magnetnog polja, savijaju od ose snopa. Trenutne performanse sistema za očitavanje signala dopuštaju ekscitaciju do 234 jonizacionih klastera u pravcu putanje naelektrisanе čestice, uzrokovane gubitkom energije upadne čestice. NA61/SHINE TPC detektori za radnu sredinu imaju mešavinu gasova argona (Ar) i ugljen-dioksida (CO_2). U tabeli 2 date su osnovne informacije o NA61/SHINE TPC detektorima. Više informacija o navedenim komorama se može naći u [49, 61, 62].

Komora / Karakteristika	VTPC-1/2	MTPC-L/R	GAP-TPC
Dimenzije (L×W×H) [cm]	250×200×98	390×390×180	30×81.5×70
Dužina drifta [cm]	66.60	111.74	58.97
Driftno polje [V/cm]	195	170	173
Odnos Ar/CO ₂	90/10	95/5	90/10
Brzina drifta [cm/μs]	1.4	2.3	1.3
Broj sektora	2×3	5×5	1

Tabela 2: Karakteristike NA61/SHINE TPC detektora. Dimenzije su date duž x (širina), y (visina) i z (dužina) ose u NA61/SHINE koordinatnom sistemu.

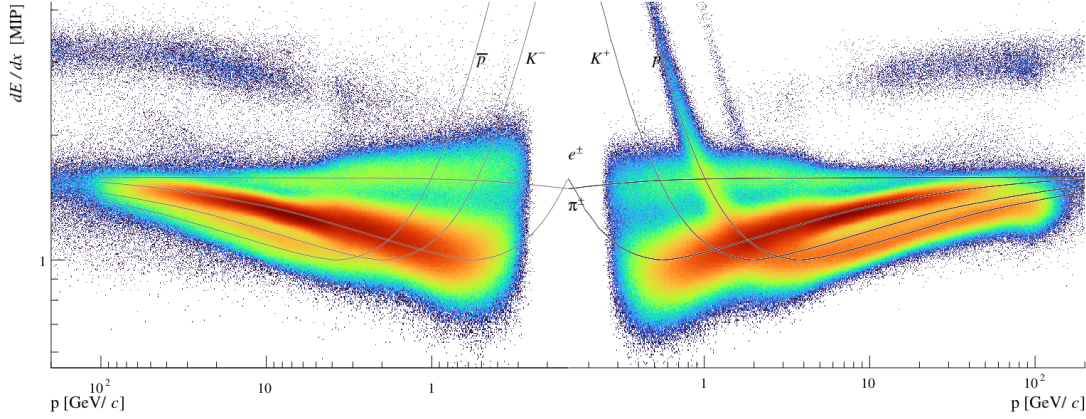
3.5.3 Bete-Bloh formula

Široko rasprostranjen metod identifikacije čestica je zasnovan na specifičnom jonizacionom gubitku energije čestica prilikom prolaska kroz aktivnu sredinu detektora. Merenje specifičnog jonizacionog gubitka energije čestica na NA61/SHINE detektoru se vrši pomoću TPC komora. Gubitak energije čestica ne zavisi samo od vrste materijala sa kojim interaguju prilikom prolaska kroz detektor, već i od količine naelektrisanja i brzine same čestice. Proces kojim čestice gube najveći deo svoje energije se naziva jonizacija, što je veoma dobro opisano Bete-Blohomovom formulom:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = k \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_k^{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \quad (3.1)$$

gde su $k = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \approx 0.307 \text{ MeV} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^2$, N_A -Avogadrov broj, r_e -klasičan radijus elektrona, m_e -masa elektrona, z -redni broj upadne čestice, Z -atomski broj sredine, A -atomska masa sredine, β i γ Lorencove varijable, I -minimalna jonizaciona energija sredine, E_k^{max} -maksimalni transfer energije u sudaru upadne čestice sa elektronom u sredini, δ -faktor za korekciju gustine energije [7]. Formula 3.1 veoma dobro opisuje interakciju takozvanih teških naelektrisanih čestica (čestice čija je masa mirovanja veća od $1 \text{ GeV}/c^2$) i elektrona na nižim energijama. Primećeno je da se i protoni ponašaju po istoj recepturi. Formulom 3.1 se ne može opisati interakcija elektrona na visokim energijama, pre svega zbog efekata koji se zanemaruju kod protona i teških naelektrisanih čestica - zakočno zračenje (ger. bremstrahlung) i sinhrotrono zračenje. To su efekti koji su kod visokoenergetskih elektrona dominantniji od jonizacije, pa se parametrizuju nešto drugačijom formulom. Bete-Bloh kriva za protone, pione, kaone i elektrone (i odgovarajuće antičestice) prikazana je na slici 18. Sa slike vidimo da ove krive imaju veoma karakterističan oblik. Naime, sa porastom energije (impulsa) upadne čestice smanjuje se gubitak deponovane energije sve dok kriva ne dostigne odgovarajući minimum, koji se naziva minimum jonizacione krive.

U ovoj oblasti dolazi do preklapanja krivih koje odgovaraju različitim česticama, pa je identifikacija u ovoj oblasti nemoguća primenom ove metode. Ali i pored nemogućnosti precizne identifikacije čestica u ovoj oblasti, ovaj metod je vrlo koristan u redukciji pozadinskog signala, što je primenjeno u ovoj tezi. Nakon minimuma, daljim povećanjem energije čestice formira se plato na kome su tragovi pomenutih čestica razdvojeni i moguća je vrlo precizna identifikacija čestica.



Slika 18: Na slici je prikazana deponovana energija u funkciji impulsa upadnih čestica snimljena na NA61/SHINE eksperimentu u $p+p$ sudarima energije 158 GeV. Crnim linijama su predstavljene parametrisovane Bete-Bloho funkcije za odgovarajuće čestice (oblik funkcije elektrona odstupa od oblika ostalih čestica, videti tekst).

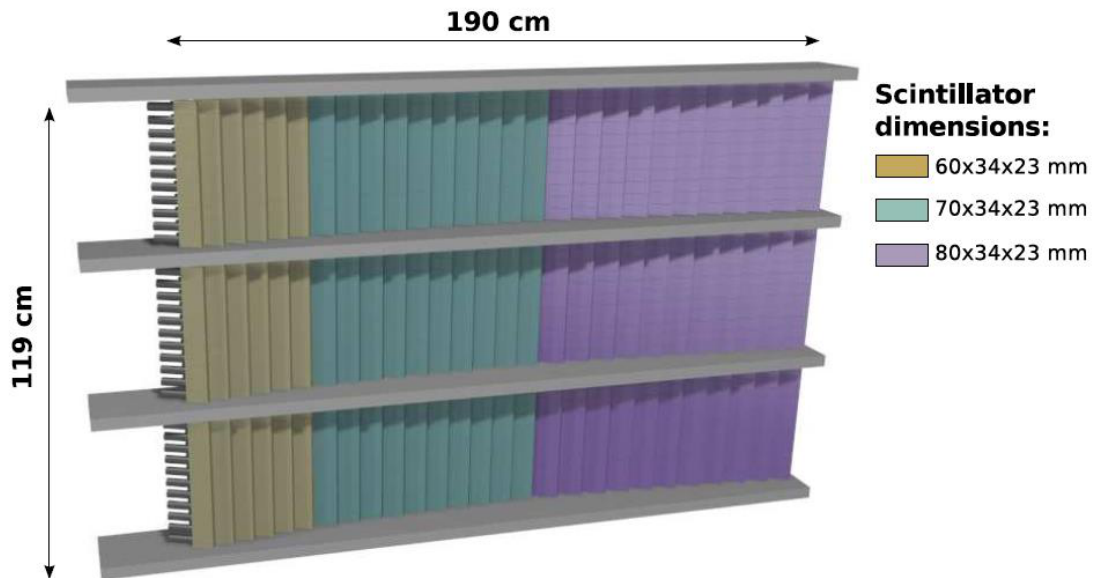
3.6 Detektori vremena preleta (ToF)

Identifikacija čestica zasnovana na merenju deponovane energije prilikom jonizacije sredine u komorama je praktično nemoguća u oblastima gde dolazi do preklapanja Bete-Blohovih (eng. Bethe-Bloch) funkcija. Upravo to je razlog zbog koga je NA49 eksperiment detektorskom sistemu priključio detektor vremena preleta (ToF). ToF se sastoji od dva zida ToF-L/R (eng. ToF-left i ToF-right) uz pomoć kojih se vrši identifikacija čestica na osnovu vremena preleta i rastojanja koje čestice pređu od mesta interakcije (mete) do samog detektora. Kasnije je uveden još jedan zid ToF-F (eng. ToF-forward) kao potreba povećanja akseptanse za potrebe neutrinske fizike. On je postavljen između levog i desnog zida, odmah nakon MTPC-a.

3.6.1 ToF-L/R

ToF-L (levi detektor vremena preleta) i ToF-R (desni detektor vremena preleta) su dva zida ukupne površine 4.4 m^2 , smeštena odmah nakon MTPC-a (slika 12). Dužina tragova čestica produkovanih u meti, a detektovanih pomoću ToF-L/R, je

oko 14 m. Svaki zid se sastoji od pojedinačnih scintilatora pravougaonog oblika. U svaki od zidova nalazi se 891 scintilator i svaki poseduje jedan fotomultiplikator zalepljen za kraću stranu. Scintilatori su debljine 23 mm, visine 34 mm i horizontalne širine od 60, 70 ili 80 mm. Najkraći scintilatori su postavljeni najbliže liniji snopa, a najduži najdalje od linije snopa (slika 19).

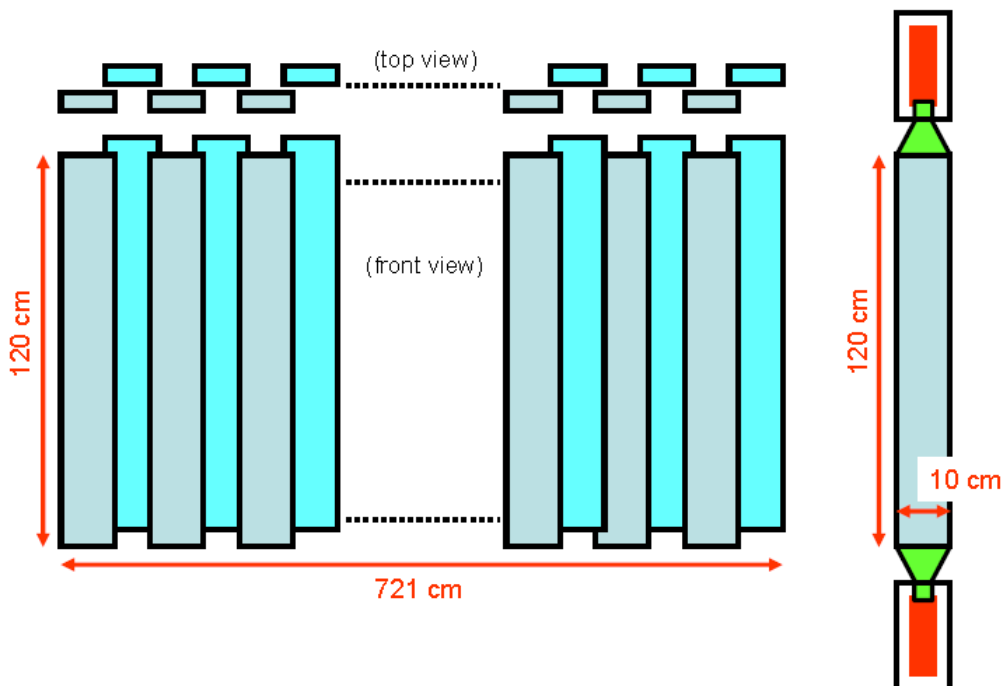


Slika 19: Shematski prikaz scintilatora u jednom od ToF zidova.

Operativni napon za fotomultiplikatore u levom zidu je oko 1600 V, a na desnom zidu je oko 1300 V. Za ToF-L signal sa fotomultiplikatora ulazi u modul diskriminatora (*CFD*, *KFKI* posebno napravljen za ove potrebe) koji se nalazi u *VME* kućištima (*WIENER*). Ovde se analogni signal deli pre nego što se prosledi na prave diskriminatorske jedinice. Jedan deo signala se direktno šalje na *FASTBUS analog-to-digital* pretvarač (96-o kanalni *ADC LeCroy 1885F*), dok drugi deo signala prolazi kroz diskriminatorsku jedinicu i šalje se na *time-to-digital* pretvarač (64-o kanalni *ADC LeCroy 1775F*). Za ToF-R signal sa fotomultiplikatora se prvo deli, pa se jedan deo signala šalje na *analog-to-digital* pretvarač (96-o kanalni *ADC LeCroy 1885F*), dok se drugi deo signala šalje u *time-to-digital* pretvarač (64-o kanalni *FASTBUS TDC LeCroy 1772A*). Početak signala za *TDC* dolazi sa S11 fotomultiplikatora od S1 detektora snopa (scintilator), dok kraj signala dolazi sa *CFD*-a ako je ulaz iznad praga.

3.6.2 ToF-F

Za potrebe izučavanja fizike neutrina konstruisan je novi prednji detektor vremena preleta (ToF-F). On je postavljen između ToF-L i ToF-R, odmah nakon MTPC-a. Pri snopu protona impulsa 31 GeV/c veliki deo tragova uzrokovan česticama niskog impulsa izlazi iz spektrometra između ToF-L i ToF-R, tako da je bilo potrebno ubaciti još jedan detektor vremena preleta da bi se dobila puna identifikacija čestica iza MTPC-a. ToF-F se sastojao od 80 vertikalno orijentisanih scintilatora. Scintilatori su testirani i postavljeni u grupama od po 10 na individualne module od kojih jedna polovina je postavljena na levu, a druga polovina na desnu stranu detektora. Veličina svakog scintilatora je $120 \times 10 \times 2.5 \text{ cm}^3$. Da bi se obezbedila puna pokrivenost, scintilatori su postavljeni tako da se preklapaju u dužini od 1 cm. Ova konfiguracija pruža ukupnu detekcionu površinu od $720 \times 120 \text{ cm}^2$. Svaki scintilator se očitava sa obe strane sa po 200 fotomultiplikatora modela Fast-Hamamatsu R1828, za ukupno 160 izlaznih kanala. Tip korišćenih plastik scintilatora je Bicron BC-408.



Slika 20: Shematski prikaz scintilatora u ToF-F detektoru.

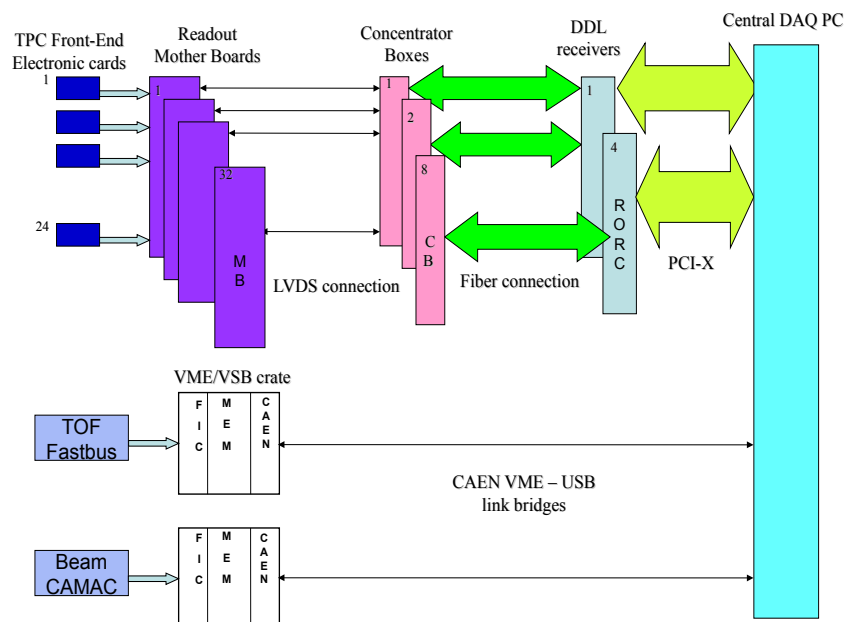
3.7 Hadronski kalorimetar - PSD

Svi delovi NA61/SHINE detektorskog sistema objašnjeni u tekstu iznad su pretpreli minimalne prepravke (poboljšanja) u odnosu na prethodnika NA49 eksperi-

ment. Jedna od glavnih razlika NA61/SHINE i NA49 eksperimenta jeste uvođenje potpuno novog detektora - hadronskog kalorimetra (eng. Particle Spectator Detector - PSD). Glavni zadatak hadronskog kalorimetra jeste detekcija čestica posmatrača (eng. spectators), čestica koje nisu interagovale sa metom. Visoka rezolucija hadronskog kalorimetra je značajna za sistematska proučavanja fluktuacija u jezgro-jezgro sudarima za koje se očekuje da su osetljive na svojstva faznog prelaska materije iz kvark-gluonske plazme u hadronski gas. Prilikom izučavanja fluktuacija, neophodno je najpreciznije moguće isključiti sve fluktuacije koje su posledica promene geometrije sudara od fluktuacija koje su posledica promene broja jezgara koje interaguju sa metom. Osnovni dizajn hadronskog kalorimetra je dobra energetska rezolucija sa zahtevom da je $\sigma_E/E < 60\%/\sqrt{E(GeV)}$ i dobra transversalna ravnomernost ove rezolucije. Detaljnije o dizajnu i performansama hadronskog kalorimetra može se naći u [49].

3.8 Sistem za akviziciju podataka

Sistem za akviziciju podataka [63] se sastoji iz tri dela: FEE - elektronika za TPC komore, FASTBUS - sistem za detektor vremena preleta i CAMAC - deo koji se odnosi na elektroniku detektora snopa (slika 21).



Slika 21: Readout elektronika NA61/SHINE eksperimenta.

*“A chain is no stronger than its weakest link,
and if one of the team cannot handle the forces,
everybody is going to suffer.”*

Violet Mary Firth Evans

4 Rekonstrukcija događaja

Rekonstrukcija događaja je prvi korak u analizi podataka snimljenih NA61/SHINE detektorom.

Na početku ove glave detaljno je predstavljeno softversko okruženje NA61/SHINE. Nakon toga, u poglavlju 4.2 objašnjena je organizacija podataka na NA61/SHINE eksperimentu. Poglavlje 4.3 u potpunosti je posvećeno opisu rekonstrukcije snimljenih podataka. Nakon što je predstavljen algoritam za rekonstrukciju tragova detektovanih čestica (poglavlje 4.4), u poglavlju 4.5 je detaljno opisan postupak identifikacije V^0 čestica. Na kraju glave nalazi se poglavlje posvećeno Monte-Karlo simulacionom lancu za neelastične $p+p$ sudare.

4.1 NA61/SHINE softver

Imajući u vidu da se konfiguracija NA61/SHINE detektora menja kako nadogradnjom hardverskih komponenti detektora, tako i u zavisnosti od tipa podataka koji se prikupljaju ($p+p$, $p+A$ ili $A+A$), neophodno je bilo razviti adaptivan softver. Nasleđeni softver razvijen za potrebe NA49 eksperimenta imao je nekoliko ozbiljnih nedostataka. Između ostalih, to su upotreba mešovitog koda (pisanih u C, C++ i Fortranu), zastarelih alata za simulacije, problemi portabilnosti (nije bilo moguće korišćenje programa van CERN-a) i nedostatak odgovarajuće podrške. Iz tih razloga napravljena je migracija na novo softversko okruženje, nazvano *Shine framework* [64]. Novo okruženje je koncipirano po ugledu na softver Pjer-Ože (eng. Pierre-Auger) eksperimenta [65] napisan u programu C++. Glavni delovi softvera su:

- Interfejs detektora (eng. detector interface),
- SHOE (eng. **SH**ine **O**ffline **E**vent) - klase za skladišćenje podataka,
- Moduli za kalibraciju, analizu i rekonstrukciju.

Interfejs detektora sadrži geometriju i kalibracione konstante svih poddetektor-skih sistema. Podaci se čuvaju u XML datotekama ili MySQL bazi podataka. Pristupa mu se pomoću centralnog konfiguracionog modula (eng. Central Config) i njegova promena nije dozvoljena korisnicima. SHOE predstavlja kolekciju klasa koje se mogu strimovati i čuvaju se u ROOT formatu. Nasleđeni softver je koristio nekoliko različitih struktura podataka, pa je svrha SHOE formata da ih sve zameni jedinstvenim formatom. Prednost SHOE formata je u prilagodljivosti potrebama korisnika, te u mogućnosti laganog povezivanja različitih objekata putem indeksa. Osim toga, informacije o događajima mogu se skladištiti na nekoliko nivoa: od neobrađenih signala detektora do potpuno rekonstruisanih događaja. Rekonstrukcija, kalibracija i/ili analiza vrši se putem specijalizovanih modula koji imaju pristup opisu detektora te SHOE datotekama.

4.2 Organizacija podataka

Svaki događaj (jedan sudar projektil-meta) izaziva elektronski odgovor detektora. Ako su zadovoljeni uslovi trigera, read-out elektronika očitava ove signale i konvertuje ih u odgovarajući elektronski zapis, koji se zatim skladišti. Ovi podaci se radi veće sigurnosti snimaju na magnetne trake koje su deo CERN-ovog sistema za skladištenje elektronskih podataka. Taj sistem se zove CASTOR (eng. **C**ern **A**dvanced **STOR**age manager). Ovi podaci sadrže punu informaciju o elektronskom odgovoru detektora, ali ne sadrže nikakvu informaciju koja se tiče fizičkih osobina čestica koje učestvuju u događaju. Takav format podataka naziva se format sirovih podataka (eng. raw). Rekonstrukcioni lanac sastoji se od niza modula kojima se polazeći od sirovih podataka rekonstruišu sve fizičke informacije neophodne za analizu. Rekonstruisani podaci su dostupni u različitim formatima: DST (stari format nasleđen od NA49 eksperimenta koji se sada već više i ne koristi), ROOT61 i SHOE (ROOT fajlovi sa karakterističnom strukturom). Svi ovi podaci se skladište na CASTOR-u i na EOS-u (moderan multi-protokolarni disk koji se koristi za skladištenje rekonstruisanih podataka) i dostupni su za fizičku analizu. U analizi koja će biti predstavljena u ovom radu korišćen je SHOE format sa EOS-a.

U organizaciji podataka osnovna struktura je set podataka (eng. data set) koji je karakterisan odgovarajućim tipom projektila, mete i određenim vremenskim

periodom u kome je vršena akvizicija podataka. Svaki set se sastoji od određenog broja sesija (eng. run). Sesija predstavlja skup podataka zabeleženih u okviru jednog kontinuiranog snimanja. Sesija se sastoji od određenog broja čankova (eng. chunk). Broj čankova u jednoj sesiji određen je maksimalnom količinom podataka koju jedan čank može da sadrži. Svakom čanku odgovara jedan raw fajl. Svaki čank se sastoji od određenog broja događaja (eng. event). Događaj je tačno jedna interakcija projektil-meta.

U analizi je korišćen set proton+proton podataka. U pitanju je sudar projektila sa fiksnom metom, gde su projektili ubrzani protoni sa impulsom od 158 GeV/c, dok metu predstavljaju protoni, odnosno jezgra vodonika koji se u tečnom stanju nalaze u odgovarajućem cilindričnom kontejneru (videti poglavlje 3.3).

4.3 Rekonstrukcija snimljenih podataka

Glavni zadatak softvera za rekonstrukciju je konverzija signala detektora u putanje čestica u cilju izračunavanja kinematike događaja. Proces rekonstrukcije se sastoji iz sledećih koraka:

- Rekonstrukcija signala iz detektora koji mere poziciju snopa (BPD),
- Nalaženje klastera² u TPC komorama,
- Rekonstrukcija tragova,
- Računanje impulsa čestica u prvoj merenoj tački,
- Rekonstrukcija pozicije primarnog verteksa,
- Računanje impulsa na poziciji primarnog verteksa,
- Izračunavanje maksimalnog broja klastera koje može imati određeni trag (ta-kozvane potencijalne tačke),
- Računanje gubitka energije po pređenom putu i vremena preleta,
- Aplikacija algoritma za nalaženje V^0 i Ξ (Ω) tragova.

²eng. cluster, odziv TPC komora na prolazak naelektrisane čestice. Klasteri predstavljaju pozicije u kojima je naelektrisana čestica deponovala deo svoje energije.

Rekonstrukcija signala iz detektora koji mere poziciju snopa je nezavisna od koraka u kome se traže klasteri u TPC komorama. Ovaj korak je zapravo neophodan tek u kasnijem stadijumu rekonstrukcije prilikom određivanja pozicije primarnog interakcionog verteksa. Rekonstrukcija tragova unutar TPC komora počinje nalaženjem odgovarajućih klastera. Nakon rekonstrukcije klastera, primenjuju se korekcije u cilju uklanjanja anomalija koje mogu poticati recimo od $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ efekta. Zaostale korekcije se mogu primeniti i u postupku kalibracije. Na osnovu rekonstruisanih klastera u svakoj TPC komori formiraju se lokalni tragovi. Nakon toga, analizira se podudarnost lokalnih tragova sa lokalnim tragovima iz drugih TPC komora (ukoliko postoje) i formiraju se jedinstveni globalni tragovi. Pozicija glavnog verteksa se određuje ekstrapolacijom globalnih tragova prema rekonstruisanoj putanji projektila, sve dok se ne postigne minimalna željena udaljenost. Kada se odredi pozicija primarnog verteksa, određuju se impulsi tragova u tački primarnog verteksa. U sledećem koraku za svaki globalni trag računaju se potencijalne tačke, gubitak energije po pređenom putu i konačno vreme preleta. U poslednjem koraku se identifikuju i rekonstruišu V^0 i Ξ (Ω) kandidati. Nakon prve rekonstrukcije, određuju se kalibracione konstante, a zatim se podaci ponovno rekonstruišu sa poboljšanim kalibracionim konstantama. Većina koraka opisanih u tekstu iznad primenjuje se i za rekonstrukciju Monte-Karlo simuliranih događaja. Detaljnije o rekonstrukciji tragova se može naći u sledećem poglavlju.

4.4 Rekonstrukcija tragova

Rekonstrukcija tragova se odvija u nekoliko koraka čiji je redosled određen svojstvima pojedinih TPC detektora. MTPC komore se nalaze van magnetnog polja pa su tragovi čestica pravolinijski, dok su VTPC komore unutar magnetnog polja, pa su tragovi čestica lučni (zakrivljeni) u zx -ravni³ (dok su u zy -ravni približno pravolinijski).

Na početku rekonstrukcije tragova čestica uzimamo u obzir samo njihove putanje u MTPC komorama (pravolinijske putanje). Impulse čestica računamo pod pretpostavkom da su sve čestice nastale u glavnom verteksu, sa fiksiranim položajem u centru mete. U sledećem koraku ove tragove ekstrapolišemo unazad do VTPC-2 detektora, te identifikujemo klaster u VTPC-2 detektoru duž predviđenih putanja. Odbacujemo tačke MTPC tragova za koje nismo pronašli odgovarajući VTPC-2 trag. Nakon toga rekonstruišemo preostale tragove u VTPC-2 detektoru. Pronađene VTPC-2 tragove ekstrapolišemo u MTPC komore, te identifikujemo klaster duž

³Koordinatni sistem NA61/SHINE detektora definisan je u glavi 3

predviđenih putanja. Zatim VTPC-2 i MTPC tragove ekstrapolišemo u VTPC-1 detektor i identifikujemo klastere duž predviđenih putanja. Odbacujemo tačke MTPC tragova za koje nije pronađen predviđeni trag u VTPC-1 detektoru. Rekonstruišemo preostale tragove u VTPC-1 detektoru. VTPC-1 tragove ekstrapolišemo u MTPC komore i identifikujemo tačke duž predviđenih putanja. U poslednjem koraku, rekonstruišemo preostale tragove u MTPC detektoru.

GAP-TPC detektor je kasnije stavljen u funkciju u odnosu na MTPC i VTPC detektore. Za potrebe rekonstrukcije tragova razvijen je poseban modul koji pronalazi lokalne tragove u GAP-TPC detektoru te ih dodaje prethodno pronađenim tragovima u VTPC i MTPC detektorima.

Za pronađene tragove zatim određujemo impuls u prvoj tački zabeleženoj unutar TPC komora (lokalni impuls). Izuzetak su tragovi detektovani samo u MTPC komorama. Za ovaj tip tragova impuls se može odrediti samo u tački primarnog verteksa, budući da se MTPC komore nalaze u području gde nema magnetnog polja.

Pozicija primarnog verteksa (x i y koordinata) se određuje uz pomoć traga upadnog projektila koji je detektovan u BPD detektorima. Sa druge strane, z -koordinata glavnog verteksa određena je ekstrapolacijom unazad svih globalnih, rekonstruisanih tragova u pravcu mete korišćenjem Runge-Kuta (eng. Runge-Kutta) metode 4-og reda [66]. Tačka u kojoj se najveći deo globalnih tragova preseca predstavlja z -koordinatu glavnog verteksa.

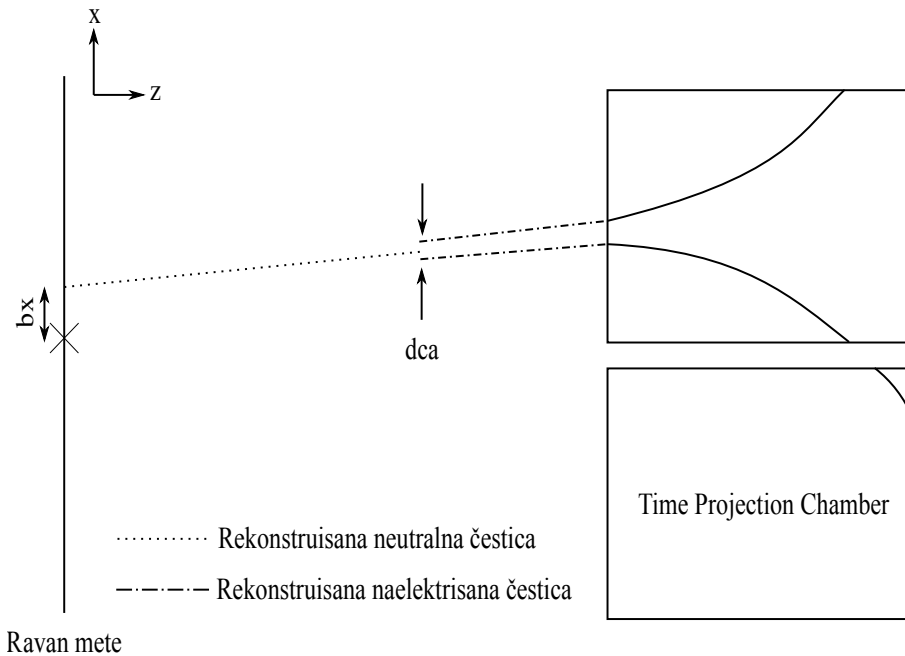
Kada su određene koordinate glavnog verteksa, vrši se preračunavanje impulsa gde se pozicija glavnog verteksa koristi kao referentna tačka.

4.5 Rekonstrukcija V^0 verteksa

V^0 su neutralne čestice (objašnjava indeks 0 u nazivu) čiji su produkti raspada pozitivno i negativno naelektrisane čestice (njihovi tragovi od mesta raspada formiraju slovo V). Tema ovog rada je upravo čestica ovakvih karakteristika ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$).

Rekonstrukcija V^0 čestica je moguća samo ukoliko su rekonstruisani tragovi produkata raspada metodom koja je objašnjena u prethodnom poglavlju (videti 4.4). Korišćenjem ovih tragova određuje se položaj tačke raspada (sekundarni verteks). Metoda koja se primenjuje za pronalaženje sekundarnog verteksa ilustrovana je na slici 22. Parovi tragova koji odgovaraju česticama suprotnog naelektrisanja ekstrapolišu se u smeru mete (u koracima od po 2 cm) te se za svaki par određuje tačka

u kojoj je razmak između tragova najmanji. Ako je u toj tački udaljenost tragova u x i y smeru manja od 2.5 cm (dca uslov, od eng. **d**istance of **c**losest **a**pproach), oni se uzimaju kao kandidati koji dolaze iz raspada V^0 čestice.



Slika 22: Na slici su predstavljena dva traga naelektrisanih čestica rekonstruisana pomoću TPC komora. Ukoliko je minimalno rastojanje na kome se tragovi približavaju jedan drugom manje od 2.5 cm, smatramo da dolaze iz raspada V^0 verteksa.

Za sve pronađene V^0 kandidate vrši se preračunavanje impulsa za tragove koji predstavljaju produkte raspada, kao i preračunavanje pozicije V^0 verteksa. Ovo preračunavanje se postiže primenom Levenberg-Marquard metode [67, 68]. Tragovi produkata raspada se tretiraju kao par koji potiče iz istog verteksa, pozicije sve tri koordinate verteksa kao i 6 (2×3) koordinata impulsa se fituju zajedno.

4.6 Monte-Karlo simulacije

Monte-Karlo simulacioni lanac za neelastične $p+p$ sudare se sastoji iz nekoliko faza:

- Simulacija interakcije protona sa protonom u meti,
- Propagacija čestice kroz detektor korišćenjem GEANT3 [69, 70] paketa,
- Rekonstrukcija simuliranih događaja,
- Konverzija u SHOE format.

Simulacija interakcije protona sa protonima u meti je izvršena pomoću EPOS1.99 modela [71, 72, 73]. Za propagiranje čestica kroz NA61 detektor korišćen je GEANT3 paket. Prilikom propagacije uzimaju se u obzir svi relevantni fizički procesi: raspad nestabilnih čestica, višestruko rasejanje, te produkcija sekundarnih čestica neelastičnim interakcijama s materijalom detektora. Simulacija signala iz ToF detektora ne postoji, pa je nažalost nemoguće izvršiti Monte-Karlo korekcije za informacije dobijene iz ToF-a. Ovo je jedini razlog zašto su svi rezultati predstavljeni u tezi dobijeni pomoću TPC detektora. U sledećem koraku, simulirani podaci su rekonstruisani istovetnom procedurom kao i podaci dobijeni pomoću detektora, a zatim je analizirana podudarnost rekonstruisanih i simuliranih veličina te su događaji konvertovani u SHOE format.

“Without good software design, programming is an art of adding bugs to an empty text file.”

Louise Srygley

5 Kalibracija detektora vremena preleta (ToF)

U ovoj glavi biće opisan proces kalibracije čitavog detektorskog sistema i detaljno opisana procedura kalibracije ToF-L/R detektora.

5.1 Kalibracija detektorskog sistema

Kalibracija podataka se grubo može podeliti na nekoliko delova:

- Kalibracija pojačanja (signala) i TPC T0,
- Kalibracija brzine drifta (eng. drift velocity) i TPC ravnanje (eng. TPC alignment),
- Rezidualne korekcije za TPC klastere,
- Magnetno polje,
- BPD ravnanje,
- BPD-TPC ravnanje,
- Gubitak energije po pređenom putu,
- Vreme preleta.

Navedeni koraci se moraju sprovesti u redosledu koji je predstavljen u tekstu, jer su najčešće rezultati jednog koraka ulazni podaci za sledeći korak. To znači da je nemoguće izvršiti kalibraciju npr. detektora vremena preleta pre kalibracije magnetnog polja.

5.1.1 Kalibracija pojačanja i TPC T0

Kao što smo videli u poglavlju 3.5, putanje čestica unutar TPC komora su rekonstruisane na osnovu izmerenih vremena dolaska elektrona kreiranih u procesu jonizacije radnog gasa TPC komora. Unutrašnjost komora je izdeljena na 234 klastera. U prvom koraku kalibracije izračunavaju se vremenska kašnjenja za sve klastera. Ova kašnjenja imaju dva izvora: različite dužine kablova za klastera koji su povezani različitim čipom i vremenske varijacije oblikovanja signala koje su nezavisne od klastera do klastera. Kalibracija se vrši ubrizgavanjem naelektrisanja unutar katode, što rezultira signalom u ravni klastera. Tada se oduzimaju vremenska kašnjenja indukovanih signala da bi se dobilo nepristrasno (eng. non-biased) merenje vremena drifta. Pojačanje signala se kalibriše ubacivanjem pobuđenog jezgra kriptona ^{83}Kr unutar TPC. Jezgra kriptona prelaze u osnovno stanje uz emisiju fotona energije 41.5 keV. Emitovani fotoni vrše jonizaciju radnog gasa TPC komora. Pojačanje signala iz klastera se podešava tako da se signali preklapaju sa energijom pika. Pravilna kalibracija pojačanja je važna za precizno merenje gubitaka energije po pređenom putu (dE/dx).

5.1.2 Kalibracija brzine drifta

Brzina drifta elektrona unutar TPC se monitoriše stalno za vreme prikupljanja podataka. Ovu veličinu je neophodno kalibrisati zbog razlike u temperaturi i pritisku koja se javlja unutar TPC. Pozicije na kojima su detektovani elektroni, u sektorima TPC predviđenim za detekciju elektrona, imaju linearnu zavisnost od izmerenog vremena drifta, a koeficijent pravca ove zavisnosti je upravo brzina drifta. Proizvod brzine drifta i vremena kašnjenja elektrona (odstupanje od očekivane vrednosti) predstavlja parametar presretanja (eng. intercept parameter). Zadatak kalibracije jeste da vrednost parametra presretanja bude konstantan, a da je zavisnost pozicije detektovanih elektrona od izmerenog vremena drifta glatka, bez izrazitih ekstremnih vrednosti.

5.1.3 Kalibracija magnetnog polja i rezidualne korekcije

Kalibracija magnetnog polja zasnovana je na nalaženju K_S^0 i Λ kandidata unutar detektora. Fitom raspodele invarijantne mase vrši se poređenje dobijenih vrednosti masa iz fita sa tabličnim vrednostima (PDG). Pronađena odstupanja u masi, rezultat su odstupanja u impulsu detektovanih kandidata, što je posledica loše izračunate

vrednosti magnetnog polja. Korekcije ove vrste su obično jako male. Rezidualne korekcije se računaju poređenjem informacija dobijenih iz fita globalnih tragova unutar TPC i informacija iz klastera. Rezidualne korekcije su skoro zanemarljive u središnjim delovima TPC, dok su veoma dominantne na rubovima TPC. Računanje rezidualnih korekcija je veoma zahtevan i važan korak u kalibraciji čitavog detektorskog sistema, a njegova obimnost se ogledava u fitu svih tragova koji su detektovani unutar TPC.

5.1.4 BPD-TPC ravnanje

Kako je rastojanje između detektora koji mere poziciju snopa čestica (BPD) i TPC komora jako veliko, neophodno je proveriti da li se tragovi detektovani u TPC komorama poklapaju sa tragovima koji su zabeleženi pomoću detektora pozicije snopa. Ova provera predstavlja tzv. ravnanje (eng. alignment) između BPD i TPC. Ravnanje se postiže ekstrapolacijom tragova snimljenih unutar TPC unazad do ravni mete, a zatim se analizira njihovo preklapanje sa tragovima iz BPD.

5.1.5 Kalibracija gubitka energije po pređenom putu i vremena preleta

Gubitak energije po pređenom putu zavisi od nekoliko faktora: mešavina gasa, pritisak gasa, brzine drifta i pojačanja signala. Svi pomenuti efekti se obično kalibrišu jednom u toku prikupljanja podataka. Pored pomenutih korekcija, primenjuju se i vremenski zavisne korekcije kako bi se u obzir uzele i fluktuacije (npr. fluktuacije pritiska u TPC).

Kalibracija detektora vremena preleta predstavlja deo ove doktorske disertacije i detaljno će biti objašnjena u narednim poglavljima.

5.2 Postupak kalibracije ToF-L/R detektora

Procedura kalibracije se bazira na ekstrapolaciji tragova rekonstruisanih u MTPC-u do prostora sa ToF detektorima i identifikaciji scintilatora do kojih je vršena ekstrapolacija. Da bi ovaj proces bio efikasan analizira se signal u odgovarajućim TDC i ADC kanalima i vrše se detaljne korekcije u zavisnosti od deponovane količine naelektrisanja i relativnog položaja interagujuće čestice u svakom scintilatoru. Korekcije položaja u odnosu na glavnu interakciju (za slučaj debele mete) i pozicije ulaznog snopa čestica u S1 detektoru se takođe apliciraju.

Glavni rezultat kalibracije jeste ukupna rezolucija ToF-L/R detektora. Ukupna rezolucija ToF-L/R detektora je određena na osnovu raspodele razlike izmerenog vremena preleta čestica identifikovanih kao pioni i izračunatog vremena (na osnovu izmerenog impulsa i dužine trajektorije) korišćenjem teorijske mase piona. Ova raspodela se može opisati Gausovom raspodelom. Vrednost vremenske rezolucije u sebi sadrži sve doprinose merenju vremena preleta (svojstvena rezolucija ToF detektora, rezolucija detektora start signala i nesigurnosti u određivanju i ekstrapolaciji tragova). Ova rezolucija nam omogućava da razlikujemo pione i kaone impulsa do 3 GeV/c (u kombinaciji sa dE/dx informacijama ovaj interval se povećava do 5 GeV/c), dok se pioni i protoni razlikuju do vrednosti impulsa od 8 GeV/c.

Sve korekcije koje se apliciraju prilikom kalibracije ToF-L/R detektora se mogu podeliti u dve grupe:

- *Event-by-Event* - izračunavaju se za sve piksele zajedno za dati događaj,
- *Pixel-wise* - izračunavaju se za svaki pojedinačni piksel na celom setu podataka.

Da bi se razumele korekcije koje će biti objašnjene u tekstu koji sledi, neophodno je da prvo objasnimo proces merenja vremena preleta. Najpre treba izabrati koordinatni sistem tako da se poklapa sa eksperimentom kao što je prikazano na slici 12. Računanje vremena počinje od momenta kada snop projektila interaguje sa S1 detektorom. Nakon pređenog rastojanja od 37 m (oko 120 ns) čestice ulaznog snopa interaguju sa česticama mete. Čestice nastale u toj interakciji prelaze rastojanja od 13.5 – 14 m (46 – 48 ns) pre nego interaguju sa scintilatorima. Kombinacijom informacija dostupnih iz TPC komora (impuls čestica i dužina puta) i ToF detektora (vreme preleta), možemo izvršiti identifikaciju posmatrane čestice korišćenjem sledeće jednačine:

$$m^2 = p^2 \left[\frac{c^2(tof)^2}{l^2} - 1 \right] \quad (5.1)$$

Odnos pravog vremena preleta (t) sa izmerenom TDC vrednošću (t_{meas}) nije baš očigledan. Sa stanovišta detekcije, detekcija signala u kanalima u elektronskom procesu se sastoji iz više koraka. Prvi korak detekcije podrazumeva merenje vremenskog intervala između prolaska svetlosti kroz detekcioni materijal u S1 detektoru i fotokatode (t_{01}). Zatim se mere vremena potrebna za propagaciju lavine elektrona u fotomultiplikatoru (t_{02}) i propagaciju signala kroz kablove do elektronike (t_{03}). U

sledećem koraku meri se vreme neophodno da start signal stigne do TDC jedinice (t_0). Sada možemo predstaviti start signal u konvertoru jednačinom:

$$t_0 = t_{01} + t_{02} + t_{03} + t_{04} \quad (5.2)$$

Na sličan način možemo predstaviti i komponente stop signala (t_1) jednačinom:

$$t_1 = t_{11} + t_{12} + t_{13} + t_{14} + t_{15} + t_{16} \quad (5.3)$$

pri čemu su:

- t_{11} - vreme neophodno da čestice ulaznog snopa od detektora stignu do mete,
- t_{12} - vreme za koje čestice stignu od mete do brojača,
- t_{13} - vreme za koje svetlost u detektoru stigne od udara čestice u detektor do fotokatode,
- t_{14} - vreme propagacije lavine elektrona u fotomultiplikatoru,
- t_{15} - vreme propagacije signala kroz kablove,
- t_{16} - vremenski interval od generisanja signala do stop signala u konvertoru.

Signal u N–kanalnom *time-to-digital* konvertoru konvertovano u vreme T je:

$$T = N \cdot 25 [ps] \quad (5.4)$$

Cilj kalibracije je određivanje vremena preleta od mete do scintilacionog detektora (t_{12}). Uprkos velikom broju komponenti u formulama 5.2 i 5.3, svi vremenski intervali su ili konstantni (vreme prolaska signala kroz kablove) ili zavise od nekih izmerenih vrednosti (t_{13} zavisi od koordinate mesta interakcije u detektoru). Na osnovu toga, mereno vreme možemo predstaviti sledećom jednačinom:

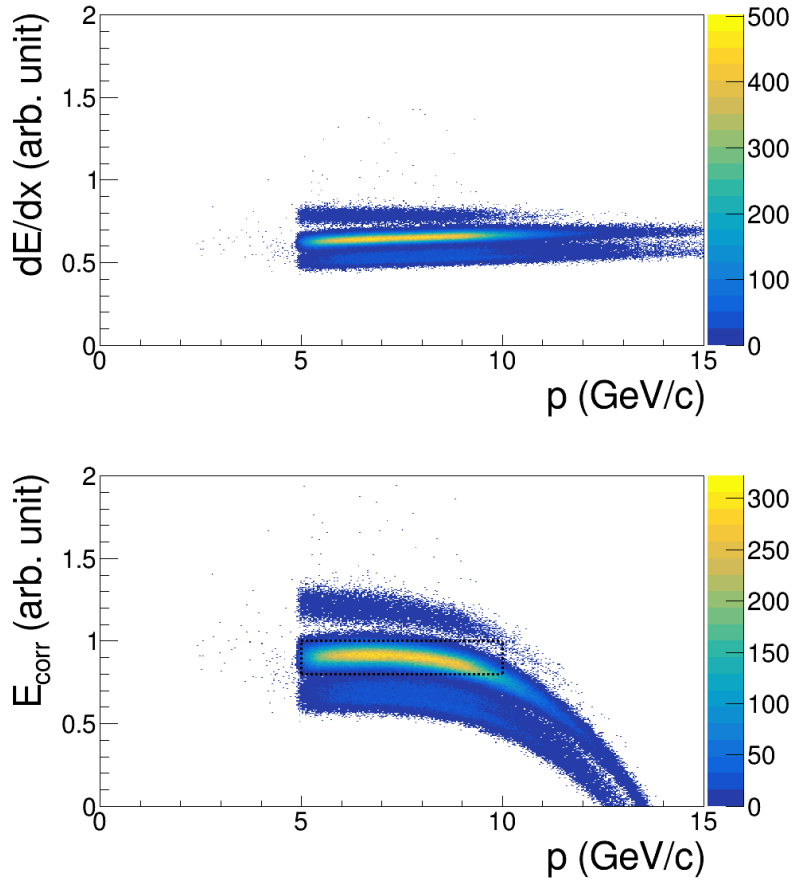
$$t = t_0 + t_{12} + t_K(x_1, x_2, x_3...) \quad (5.5)$$

pri čemu su:

- t_0 - konstanta koja u sebi sadrži sumu svih konstantnih vremenskih popravki,
- t_{12} - pravo vreme preleta,
- t_K - korekcija vremena u zavisnosti od izmerenih parametara $x_1, x_2, x_3...$

5.2.1 Selekcija piona

Sastav sekundarnih čestica je takav da su većinom ($\sim 80\%$) pioni. Ovo je razlog zašto će se ostatak procedure zasnivati na što preciznijem određivanju vremena preleta piona. Da bi se odredilo teorijsko vreme preleta piona (t_π), neophodno je što preciznije izvršiti selekciju piona, što se najjednostavnije postiže uklanjanjem zavisnosti dE/dx od impulsa. Na slici 23 (gore) prikazana je raspodela dE/dx izmerena u TPC komorama. Nakon tretiranja ove raspodele polinomom trećeg reda, konstruisana je pomoćna veličina (E_{corr}) koja ne zavisi od impulsa, pa je ovako moguće vrlo precizno odrediti oblast za koju smo sigurni da su pioni apsolutna većina što se može videti na slici 23 (dole).



Slika 23: Na gornjoj slici je prikazana raspodela dE/dx u funkciji impulsa. Na donjoj slici nalazi se nova veličina E_{corr} prikazana u funkciji impulsa čestica. Crnim kvadratom uokvirena je oblast u kojoj su dominantni pioni.

Na ovom mestu je zgodno definisati jednu pomoćnu veličinu t_{cr} na sledeći način:

$$t_{cr} = t_{meas} - t_\pi - t_0 - t_c(x_1, x_2, x_3 \dots) \quad (5.6)$$

pri čemu je:

$$t_{\pi} = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \frac{m_{\pi}^2 \cdot c^2}{p^2}} \quad (5.7)$$

koja će služiti kao referentna vrednost u korekcijama. U idealnom slučaju, nakon aplikacije svih korekcija, raspodela ove veličine bi trebala biti u blizini nule sa što manjom širinom.

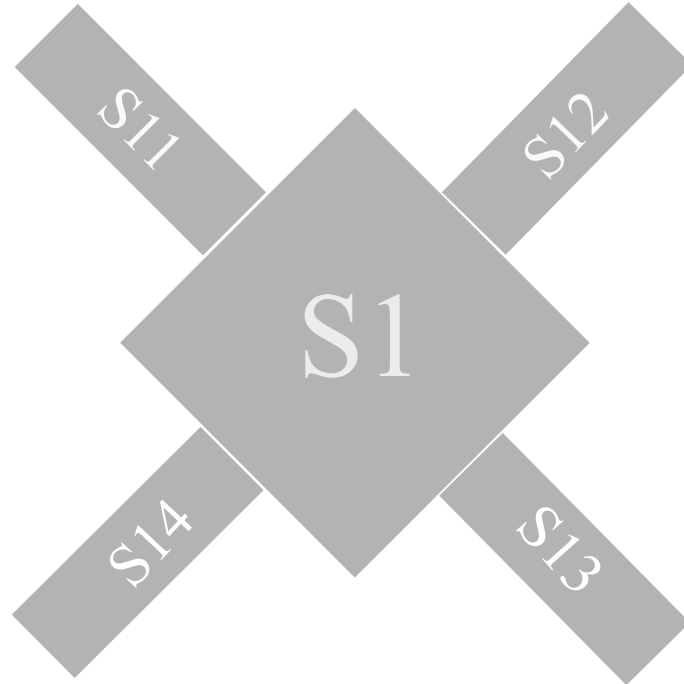
5.2.2 *Event-by-Event* korekcije

Korekcije koje se vrše za svaki događaj posebno i iste su za sve piksele nazivamo događaj po događaj (eng. Event-by-Event) korekcije. U korekcije ovog tipa spadaju:

- Kalibracija start signala,
- Kalibracija položaja mete (prisutna samo kada je meta tečni vodonik).

Kalibracija start signala

S1 scintilator poseduje 4 fotomultiplikatora (S11, S12, S13 i S14) koji se nalaze na četiri različite strane, baš kao na slici 24.

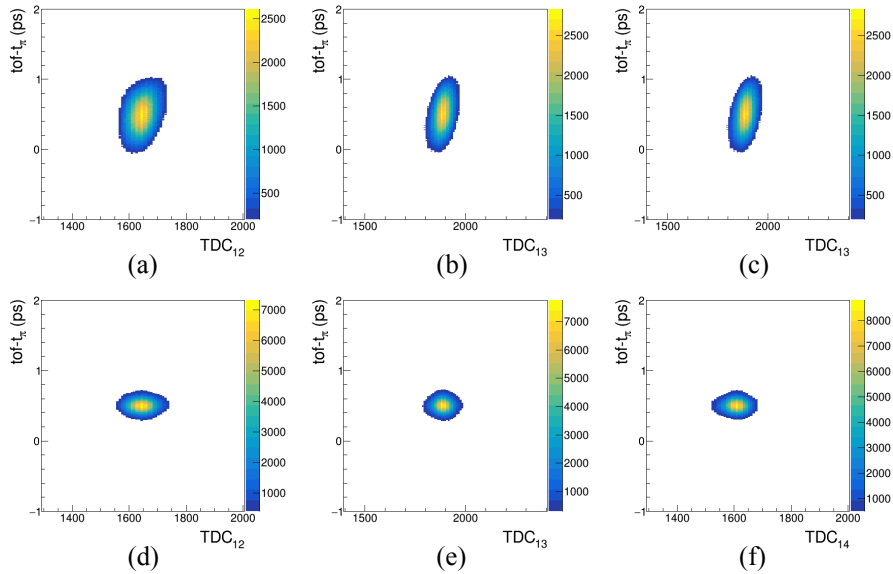


Slika 24: Položaj fotomultiplikatora u S1 detektoru.

Start signal za ToF detektor dolazi od fotomultiplikatora S11. Vreme za koje svetlost stiže do detektora zavisi od položaja snopa koji prolazi kroz scintilator. Kako je snop čestica karakterisan određenom širinom, S1 scintilator može biti pogoden na različita mesta, pa će kreiranim fotonima biti potrebna različita vremena da stignu do fotomultiplikatora. Vreme potrebno fotonima koji potiču iz centra snopa čestica da stignu do fotomultiplikatora je uključeno unutar start signala (t_0). Fluktuacije širine snopa usloviće fluktuacije izmerenog vremena preleta. Ova pojava utiče na povećanje rezolucije kvadrata mase u funkciji impulsa, ali ne utiče na položaj centroide posmatrane raspodele. Korišćenjem srednje vrednosti iz sva 4 fotomultiplikatora (S11, S12, S13 i S14), moguće je ukloniti zavisnost od pozicije snopa (u S1) i dobiti tačan start signal. Odgovarajuća korekcija se može predstaviti sledećim izrazom:

$$t_0 = t_1 + \frac{1}{4}(\Delta t_{21} + \Delta t_{31} + \Delta t_{41}) \quad (5.8)$$

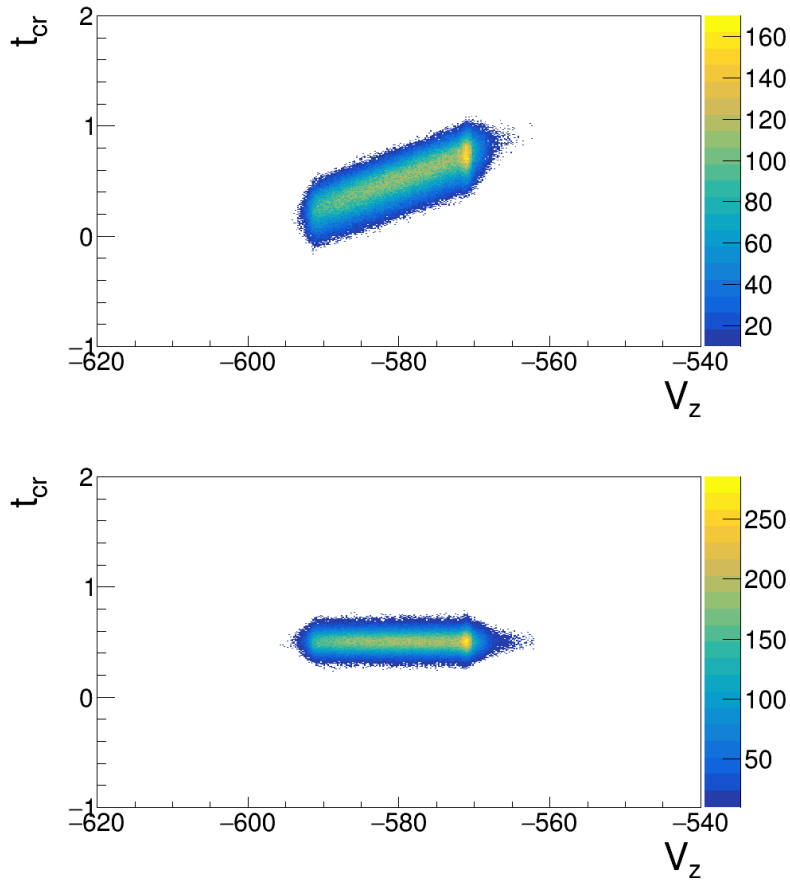
pri čemu su: t_1 - start signal trigger sistema, Δt_{j1} - vremenske razlike između S11 i ostala tri fotomultiplikatora. U cilju poboljšanja rezolucije vremena preleta, t_0 se oduzima od izmerenog vremena preleta. Ovo je veoma iterativna procedura jer pomenute zavisnosti nisu međusobno nezavisne. Pre apliciranja korekcije za start signal, primećena je jaka zavisnost u razlici merenog i teorijski izračunatog vremena preleta piona i tri TDC vrednosti dobijene iz 3 fotomultiplikatora (S12, S13 i S14). Nakon apliciranja pomenute korekcije, ta zavisnost nestaje, što se jasno može videti na slici 25. Popravka finalne rezolucije apliciranjem korekcije za položaj snopa koji prolazi kroz S1 scintilator je tipično u intervalu 20-50 ps.



Slika 25: Razlika merenog i teorijski izračunatog vremena preleta piona predstavljena u funkciji srednje vrednosti TDC signala dobijenih iz tri fotomultiplikatora S12, S13 i S14, pre (a, b, c) i nakon (d, e, f) korekcije.

Kalibracija položaja mete

U proton+proton interakcijama izuzetno je važno precizno odrediti položaj primarne interakcije čestice snopa sa česticama mete (primarni verteks). Uz pomoć T2 trigera (za definiciju pogledati poglavlje 3.2.2) moguće je veoma precizno odrediti poziciju mete, tačnije njenog preseka posmatrano iz smera snopa čestica. Dužina cilindrične posude u kojoj je smeštena meta je 20.29 cm, a centar mete se nalazi u tački $z = -580.0$ cm u koordinatnom sistemu NA61/SHINE eksperimenta (za detalje videti sliku 12). Ukoliko analiziramo zavisnost pomoćne veličine t_{cr} od z koordinate mete (slika 26 - gore), može se uočiti linearna zavisnost posmatranih veličina. Cilj korekcije na položaj mete jeste ukidanje uočene zavisnosti što se postiže linearnim fitom, pa pomenuta zavisnost nakon apliciranja ove korekcije je prikazana na slici 26 (dole).



Slika 26: Zavisnost referentne veličine t_{cr} od položaja mete pre (gore) i nakon (dole) kalibracije.

5.2.3 *Pixel-wise* korekcije

Korekcije koje se vrše za svaki piksel posebno i iste su za sve događaje nazivamo *Pixel-wise* (preuzeto iz engleskog) korekcije. U korekcije ovog tipa spadaju:

- Kalibracija t_0 ,
- Kalibracija vremena za koje svetlost propagira kroz scintilator.

Kalibracija t_0

Vreme t_0 predstavlja konstantu koja u sebi sadrži sumu svih konstantnih vremenskih popravki, a najdominantnija od svih popravki odnosi se na dužinu kablova kroz koje signal propagira. Kalibracija ove konstante zasniva se na preciznoj selekciji piona. Ukoliko je selekcija piona izvršena na zadovoljavajućem nivou, može se pristupiti koraku koji podrazumeva kalibraciju vremena t_0 . Za svaki piksel ponaosob se formira raspodela teorijski izračunatih vremena preleta (za masu piona se koristi teorijska vrednost) i zatim se dobijena raspodela fituje Gausijanom. Centroida dobijena iz fita je vreme preleta piona (t_π) i koristi se za kalibraciju t_0 pomoću sledeće formule:

$$t_0 = t_{meas} - t_\pi$$

U prvoj iteraciji korigovano vreme preleta (t_{cr}) se računa prema sledećem izrazu:

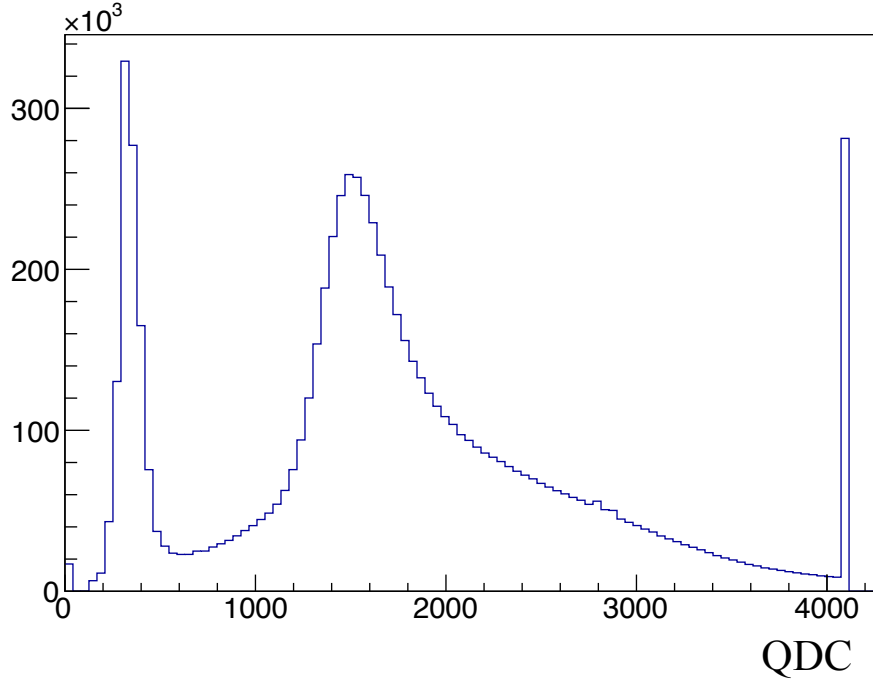
$$t_{cr} = t_{meas} - t_0 - t_\pi$$

Finalna rezolucija korigovanog vremena t_0 nakon apliciranja korekcije za vreme t_0 je tipično u intervalu 300-400 ps.

Kalibracija vremena za koje svetlost propagira kroz scintilator

Vreme preleta koje se meri u scintilatorima zavisi od koordinate tačke udara u odnosu na fotokatodu. Kako je tipična brzina svetlosti u scintilatoru $v \approx 10 - 13$ cm/ns, za željenu rezoluciju od 80 ps tačnost određivanja mesta udara u scintilatoru treba da bude bolja od 2 mm. Na slici 27 prikazana je amplitudna raspodela signala (kanali QDC) za jedan od brojača kada je pogođen relativističkim česticama. Ova raspodela odgovara Landauvoj (eng. Landau) raspodeli sa dva karakteristična pika, jedan za niske, a drugi za visoke vrednosti kanala. Prvi pik odgovara pedestalnoj vrednosti i predstavlja minimalnu vrednost naelektrisanja u kanalu (npr. odsustvo

signala u brojaču). Drugi pik predstavlja maksimalnu vrednost koja može da se izmeri, što za ovaj tip QDC-a je $2^{12} - 1 = 4095$ i predstavlja zasićenje brojača. Kao što se može primetiti na slici, desna strana signala je duža od tipične Landaouve distribucije i ona se javlja usled pozadinskog zračenja neutrona i protona produkovanih usled interakcije sekundarnih čestica u scintilatoru.



Slika 27: QDC raspodela.

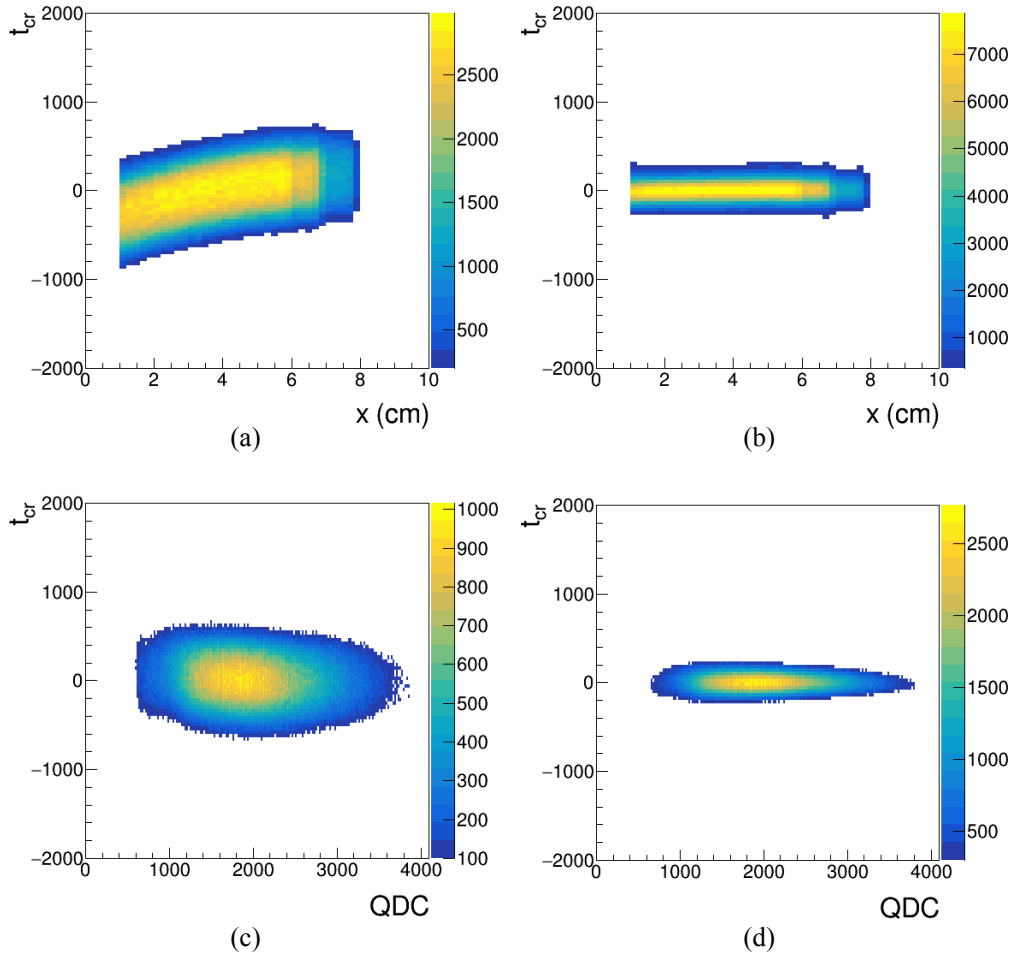
Da bi se izračunalo pravo vreme preleta neophodno je da se uračuna i vreme propagacije svetla u scintilatoru od mesta udara čestice do fotokatode, kao i vreme generisanja signala u brojaču. Ovi parametri (x_i) su x koordinata (u odnosu na fotokatu) i amplituda signala q . Iako se ove dve korekcije vrše pojedinačno, zavisnost korigovanog vremena preleta od x i q se može predstaviti polinomom drugog stepena:

$$t_{cr} = k_{00} + k_{01} \cdot x(q) + k_{02} \cdot x^2(q^2)$$

Nakon fita, određuju se vrednosti konstanti k_{00} , k_{01} i k_{02} i uklanja se zavisnost korigovanog vremena preleta od x i q . Na slici 28 prikazana je zavisnost t_{cr} od x (a, b) i q (c, d), pre (a, c) i nakon (b, d) apliciranja objašnjenih korekcija.

5.3 Rezultati kalibracije proton+proton interakcija

Sve korekcije koje su opisane u tekstu iznad se posebno apliciraju za lefi zid, a posebno za desni. Nakon aplikacije svih korekcija, glavni rezultat ToF kalibracije su

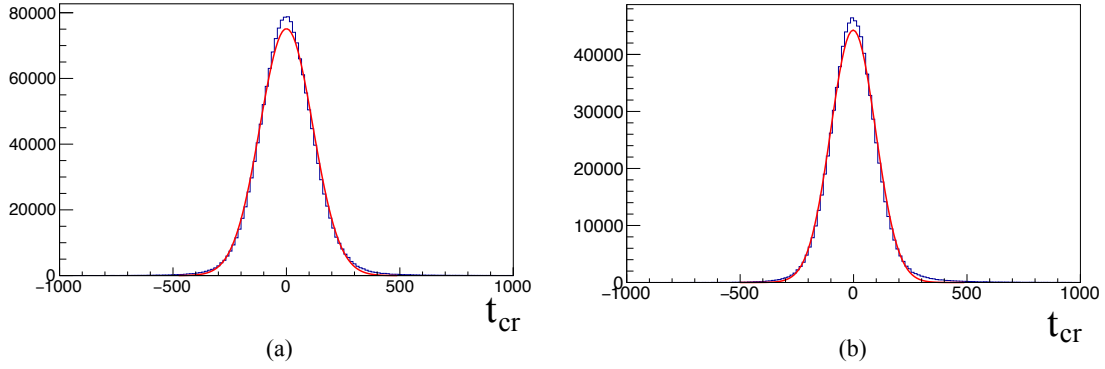


Slika 28: Zavisnost korigovanog vremena t_{cr} od x (a, b) i q (c, d), pre korekcija (a, c) i nakon (b, d).

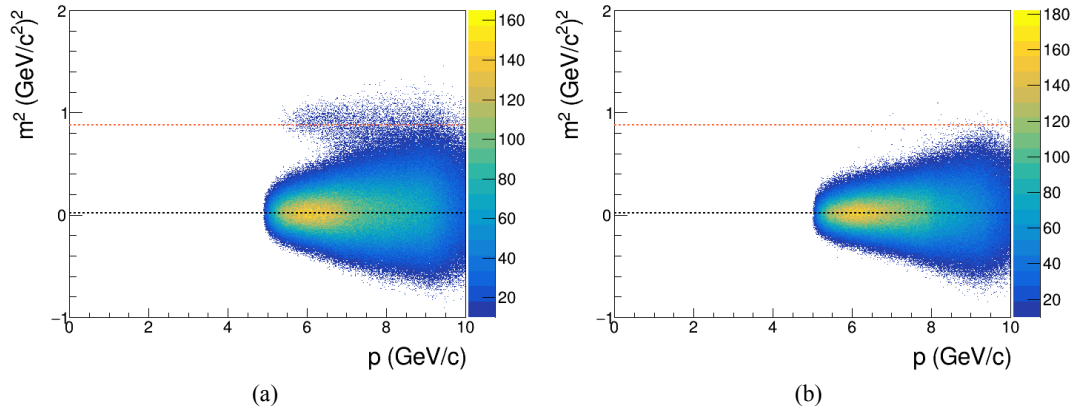
histogrami kvadrata mase u funkciji impulsa i finalna rezolucija korigovanog vremena t_{cr} .

Na slici 29 su prikazane raspodele korigovanog vremena t_{cr} za levi ToF zid (a), odnosno desni ToF zid (b). Raspodele korigovanog vremena su fitovane Gausovom funkcijom (crvena kriva), a rezultati fita, tj. vrednosti širine na polovini visine, predstavljaju finalnu rezoluciju koja za posmatrani set podataka ($p+p$ sa impulsom snopa od 158 GeV/c) iznosi 112 ps za levi, odnosno 96 ps za desni ToF zid.

Na slici 30 su prikazane raspodele kvadrata mase u funkciji impulsa za levi ToF zid (a), odnosno desni ToF zid (b). Ovakav tip raspodele služi za separaciju različitih vrsta čestica, međutim u ovom slučaju mogu se razlikovati samo pioni i protoni, dok je signal koji potiče od kaona unutar signala kojim identifikujemo pione. Ova pojava nije nikakva anomalija, već posledica oblasti impulsa u kojoj poredimo signale. Na početku poglavlja je objašnjeno da je separacija piona i kaona moguća za impulse čestica do 5 GeV/c.



Slika 29: Raspodela korigovanog vremena t_{cr} za levi (a) i desni (b) ToF zid fitovana Gausovom funkcijom u cilju određivanja finalne rezolucije ToF detektora.



Slika 30: Raspodela kvadrata mase u funkciji impulsa za levi (a) i desni (b) ToF zid. Isprekidane horizontalne linije predstavljaju vrednosti kvadrata mase piona (crna) i protona/antiprotona (narandžasta).

5.4 Kalibrisani setovi podataka

Jedan od zadataka autora ove disertacije na NA61/SHINE eksperimentu jeste kalibracija ToF detektora. Od 2014. godine do nastanka ovog teksta kalibrisani su sledeći setovi podataka:

- Be+Be (13-150 GeV/c),
- Ar+Sc (13-150 GeV/c),
- p+Pb (158 GeV/c),
- $p+p$ (158 GeV/c),
- Xe+La (40 i 150 GeV/c).

U toku je kalibracija Xe+La za preostale vrednosti impulsa snopa.

“Everyone wants to shine bright like a diamond, but no one wants to get cut.”

Eric Thomas

6 Analiza podataka

Glavni cilj analize jeste izračunavanje diferencijalnog multipliciteta K_S^0 mezona u zavisnosti od rapiditeta i transversalnog impulsa. Kako je reč o neutralnoj čestici (za karakteristike K_S^0 mezona pogledati poglavlje 2.6), detektorski sistem NA61/SHINE nije u mogućnosti da izvrši direktnu detekciju ove čestice. Detekcija se vrši identifikacijom produkata raspada: $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (najverovatniji kanal raspada K_S^0 mezona sa verovatnoćom od 69.3%) i određivanjem položaja tačke raspada.

U ovoj glavi prvo će biti objašnjen metod za selekciju $p+p$ događaja. Nakon toga detaljno će biti predstavljeni selekcionni kriterijumi za selekciju tragova produkata raspada (π^+ i π^-) pomoću kojih dolazimo do signala koji potiče od K_S^0 mezona. U daljem tekstu, takođe će biti objašnjen i metod ekstrakcije signala od pozadinskog signala, funkcijama koje su korišćene u analizi za fitovanje pomenutih signala, kao i korekcije koje su izvršene pomoću Monte-Karlo simuliranih podataka. Na samom kraju, biće predstavljen i detaljan opis računanja sistematske nesigurnosti.

6.1 Selekcija događaja

Tokom 2009., 2010. i 2011. godine NA61/SHINE detektor je zabeležio 5.79×10^7 događaja u proton+proton interakcijama. Pored podataka koje je zabeležio NA61/SHINE detektor, postoje i simulirani Monte-Karlo podaci napravljeni uz pomoć EPOS modela [71, 72, 73]. Sve generisane čestice su procesuirane uz pomoć GEANT3 paketa [69, 70] i simuliran je odziv detektora za njihov transport i interakciju sa komponentama detektora (pogledati poglavlje 4.6). Ukupan broj MK simuliranih događaja je 9.5×10^7 . Ovi podaci su neophodni za korekciju dobijenih rezultata (poglavlje 6.5) zbog detekcione neefikasnosti koja je posledica primene kinematičkih i kvalitativnih selekcionih kriterijuma.

Prvi korak u analizi predstavlja selekcija selekcija stvarnih $p+p$ događaja. Naime, osim događaja u kojima ulazni proton interaguje sa protonima u meti, među 5.79×10^7 zabeleženih događaja nalaze se i pozadinski događaji koji dolaze od interakcije upadnih protona sa ulaznim i izlaznim prozorom mete, te materijalom ispred i/ili iza mete. Iz analize se eliminišu svi događaji koji ne zadovoljavaju jedan od sledećih kriterijuma:

- (i) da je došlo do interakcije upadnog protona;
- (ii) da je moguće kvalitetno rekonstruisati putanju upadne čestice snopa;
- (iii) da postoji glavni verteks;
- (iv) da postoji fitovani verteks;
- (v) da je do interakcije došlo u meti;
- (vi) da nije došlo do elastičnog rasejanja.

Kao što je opisano u poglavlju 3.2.2, trigger predstavlja elektronski signal koji saopštava read-out elektronici da očitava trenutni odziv detektora. Tokom merenja $p+p$ sudara korišćena su 4 trigera:

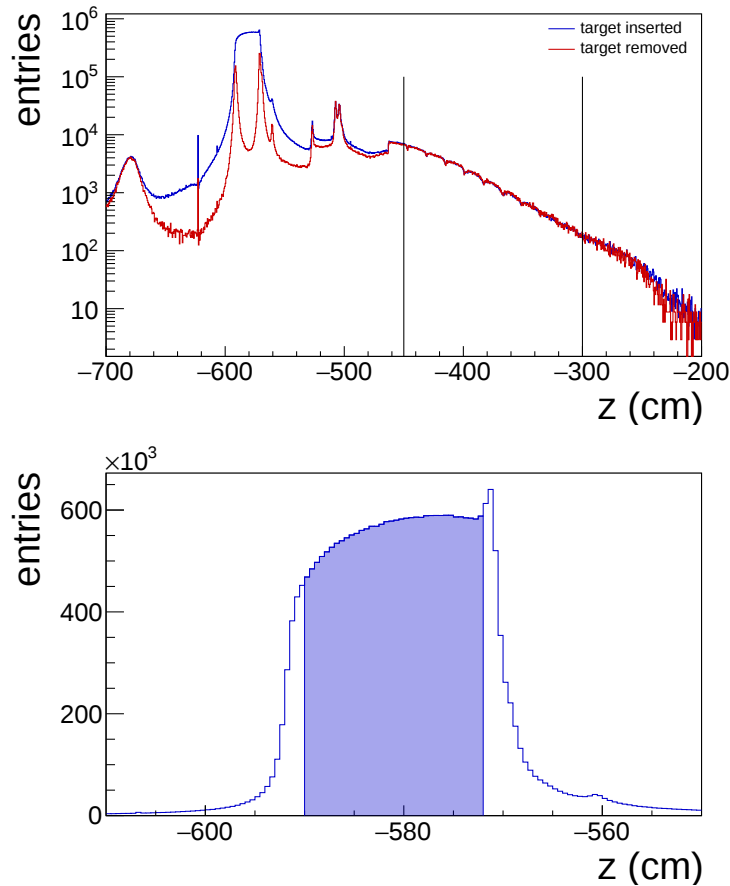
- (i) T1 trigger znači da smo imali proton kao projektil i da nije došlo do interakcije;
- (ii) T2 trigger znači da smo imali proton kao projektil i da je došlo do interakcije;
- (iii) T3 trigger nam govori da je projektil bilo koja čestica i da nismo imali interakciju;
- (iv) T4 trigger nam kaže da je bilo koja čestica projektil i da smo imali interakciju.

Kako su nama od značaja samo događaji u kojima je došlo do interakcije protona, odbacujemo sve događaje koji nisu okinuti T2 triggerom.

Kako bi se obezbedilo precizno rekonstruisanje putanje upadnog protona, a time i izračunavanje x i y koordinate glavnog vertexa, postavljaju se uslovi na signale merene BPD detektorima. Zahteva se da je putanja čestice izmerena u BPD-3 detektoru te bar u još jednom od preostala dva BPD detektora.

U sledećem koraku neophodno je odstraniti događaje koji nemaju rekonstruisani glavni verteks, kao i događaje kod kojih ekstrapolacija tragova unazad nije dala zadovoljavajuću konvergenciju.

Postoje dva načina da se odstrane događaji koji ne potiču od interakcije čestice iz upadnog snopa sa česticama mete. Jedan od načina jeste analiza podataka koji su snimani u potpuno istim uslovima ali bez tečnog vodonika u meti (takva konfiguracija je poznata kao target removed) [74]. Ovaj metod zahteva veliki broj događaja koji su zabeleženi sa konfiguracijom bez mete, što najčešće nije slučaj. Sa druge strane, postoji još jedan način da se izvrši selekcija odgovarajućih događaja: zahteva se da je z -koordinata primarnog interakcionog verteksa najdalje ± 9 cm od centra mete (slika 31). Da bi pokazali kako je moguće izvršiti selekciju događaja na ovaj način, izračunat je odnos broja događaja u konfiguraciji bez mete i konfiguraciji sa metom u intervalu $-590 < z < -572$. Taj odnos od 2.4% nam govori da nisu potrebne nikakve dodatne korekcije za interakcije van mete.



Slika 31: Na gornjoj slici prikazana je razlika u raspodeli z -koordinate rekonstruisanog verteksa za događaje snimljene u konfiguraciji sa metom (plava linija) i događaje snimljene bez prisustva mete (crvena linija). Vertikalne crne linije na pozicijama -450 cm i -300 cm selektuju oblast dovoljno daleku od centra mete koja se koristi za normalizaciju histograma. U ovoj oblasti nema uticaja izabrana konfiguracija snimljenih događaja, pa bi preklapanje trebalo biti sa velikim procentom, što se može i videti na slici. Na donjoj slici prikazana je raspodela z -koordinate rekonstruisanog verteksa za događaje snimljene u konfiguraciji sa metom. Svi događaji čija je z -koordinata u intervalu $-590 < z < -572$ cm (plavo obojena površina na slici) su dalje razmatrani u analizi i na njih je primenjen set selekcionih kriterijuma.

U tabeli 3 prikazana je kompletna statistika opisanih selekcionih pravila kojim smo izvršili selekciju događaja koji će se koristiti u daljoj analizi.

Ukupan broj događaja za analizu	57.90M (100%)
Broj događaja nakon T2 trigera	53.65M (92.66%)
Broj događaja nakon BPD uslova	48.04M (82.97%)
Broj događaja sa glavnim verteksom	47.69M (82.37%)
Broj događaja sa fitovanim verteksom	39.76M (68.67%)
Broj događaja sa traženom pozicijom fitovanog verteksa	28.64M (49.46%)
Broj preostalih događaja	28.64M (49.46%)

Tabela 3: Statistika selekcionih kriterijuma korišćenih u analizi događaja. Procenti u zagradi predstavljaju procenualnu zastupljenost događaja nakon nekog selekcionog kriterijuma u odnosu na ukupan broj događaja dostupnih za analizu.

6.2 Identifikacija čestica

Već smo pomenuli u prethodnim poglavljima da je jedan od najtežih zadataka detektovati elektroneutralne čestice iz razloga što kao takve ne interaguju elektromagnetno sa sredinom kroz koju prolaze (detektor). Najzastupljeniji metod detekcije neutralnih V^0 čestica sastoji se u pronalaženju (rekonstrukciji) njihove tačke raspada (sekundarni verteks). Drugim rečima, detekcija ovim putem nije direktna već indirektna i glavni zadatak je detekcija čestica potomaka. Kombinacija tragova naelektrisanih čestica se smatra uspešnom (taj par proglašavamo potomcima) tek kada ovi tragovi formiraju sekundarni verteks. Međutim, pored pomenutog zahteva, neophodno je proveriti i slaganje vremena života detektovane čestice sa tabličnim vrednostima.

Kako se u procesu nalaženja i rekonstrukcije sekundarnog verteksa (pogledati poglavlje 4.5) ne primenjuju selektivni kriterijumi, očekujemo da je signal od K_S^0 mezona u velikoj meri kontaminiran pozadinskim signalom. Jedan od načina da to proverimo jeste analiza kontrolnih Armenteros-Podolanski plotova.

6.2.1 Armenteros-Podolanski plot

Jedan od metoda analize stranih čestica je ispitivanje asimetrije ugaonih raspodela produkata raspada. Kako važi zakon održanja impulsa, obe čestice nastale raspadom V^0 su opisane transverzalnim impulsom (p_T^+ za pozitivno naelektrisanu, odnosno p_T^- za negativno naelektrisanu česticu), istih amplituda ($\sqrt{(p_T^+)^2} = \sqrt{(p_T^-)^2}$), ali različitih smerova ukoliko se meri u odnosu na impuls V^0 čestice. Longitudinalne komponente impulsa produkata V^0 raspada su različite ($p_L^+ \neq p_L^-$), jer je ugaona distribucija u sistemu centra mase slučajna. Asimetrija produkata raspada određena je odnosom longitudinalnih komponenti impulsa [75]:

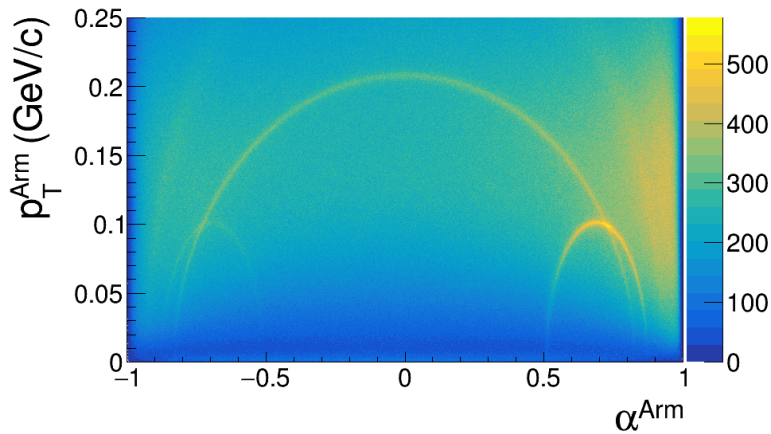
$$\alpha^{Arm} = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-}. \quad (6.1)$$

U slučaju K_S^0 mezona sistem je simetričan, jer je masa produkata raspada identična ($m_{\pi^+} = m_{\pi^-}$), pa α^{Arm} može imati vrednost u intervalu $-1 < \alpha^{Arm} < 1$. Za asimetrične sisteme važi da što je veća razlika u masi produkata raspada, gušće je naseljena oblast za vrednosti $\alpha^{Arm} \approx +1$ ukoliko je masivnija pozitivno naelektrisana čestica (slučaj Λ hiperiona), odnosno $\alpha^{Arm} \approx -1$ ukoliko je masivnija negativno naelektrisana čestica (slučaj $\bar{\Lambda}$ hiperiona). Da bi separacija stranih čestica različitih vrsta bila efikasnija, neophodno je uvođenje još jedne dimenzije koju možemo definisati na sledeći način:

$$p_T^{Arm} = p_T^+ = p_T^- = \sqrt{(p^+)^2 - (p_L^+)^2}, \quad (6.2)$$

gde je p^+ ukupni impuls pozitivno naelektrisane čestice.

Ukoliko analiziramo zavisnost veličina objašnjenih u tekstu iznad, rezultat je kontrolni Armenteros-Podolanski histogram prikazan na slici 32. Sa slike se vidi signal pronađenih V^0 kandidata koji mogu biti K_S^0 mezoni, Λ , $\bar{\Lambda}$ hiperoni, elektron-pozitron parovi nastali konverzijom fotona ili pozadina nastala slučajnom kombinacijom čestica produkovanih u $p+p$ sudarima. Kako se za pojedini kandidat ne može nedvosmisleno utvrditi njegov identitet, u analizi se za identifikaciju K_S^0 mezona služimo raspodelama invarijante mase.



Slika 32: Armenteros-Podolanski histogram nakon izvršene selekcije događaja.

6.2.2 Metod invarijantne mase

Glavni metod primenjen u analizi jeste metod invarijante mase. Invarijantna masa je definisana na standardan način:

$$m = \sqrt{E^2 - p^2}. \quad (6.3)$$

Kako važi zakon održanja energije i impulsa, moguće je izračunati masu V^0 čestice pomoću masa i impulsa njenih produkata raspada na sledeći način:

$$E_{V^0} = E_1 + E_2, \quad (6.4)$$

$$\mathbf{p}_{V^0} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2, \quad (6.5)$$

$$m_{V^0} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2)}, \quad (6.6)$$

pri čemu se indeksi 1 i 2 odnose na čestice koje su produkti raspada odgovarajuće V^0 čestice. Ukoliko jednačinu 6.6 napišemo za K_S^0 :

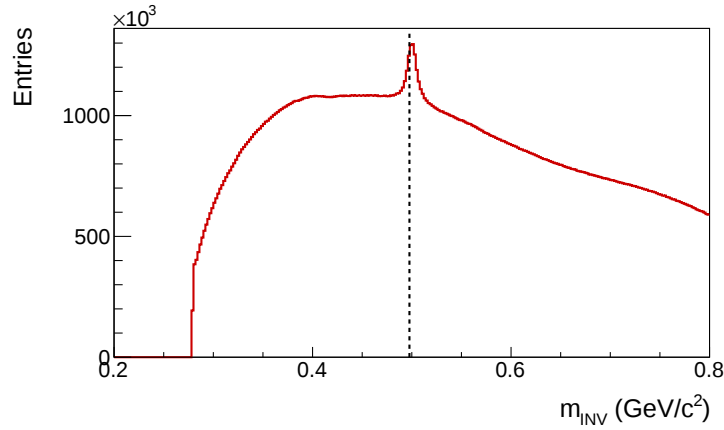
$$m_{K_S^0} = \sqrt{m_{\pi^+}^2 + m_{\pi^-}^2 + 2(E_{\pi^+} E_{\pi^-} - \mathbf{p}_{\pi^+} \mathbf{p}_{\pi^-})}, \quad (6.7)$$

pri čemu su E_{π^+}/E_{π^-} totalne energije piona dobijenih raspadom K_S^0 , $\mathbf{p}_{\pi^+}/\mathbf{p}_{\pi^-}$ impulsi pomenutih piona, dok su vrednosti odgovarajućih masa po PDG $m_{\pi^+} = m_{\pi^-} = 0.13957018(35) \text{ GeV}/c^2$ [7]. Primenom ove metode K_S^0 se identifikuje kao pik (eng. peak) iznad kombinatorijalnog pozadinskog signala.

Nakon izvršene selekcije događaja, analiziran je signal formiran metodom invarijantne mase (slika 33). Sa slike se jasno vidi da je pozadinski signal dominantan i da je neophodno izvršiti njegovu redukciju, što se postiže nizom selekcionih kriterijuma objašnjenih u tekstu koji sledi.

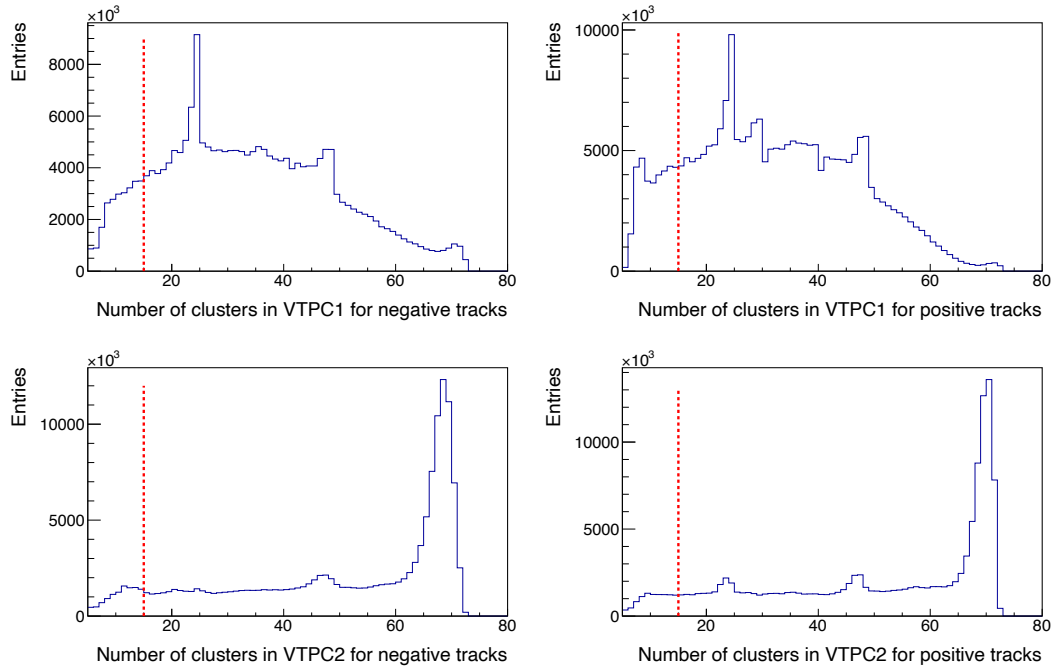
6.3 Selekcija K_S^0 kandidata

Uz pomoć signala dobijenih iz TPC komora u mogućnosti smo da izvršimo rekonstrukciju tragova naelektrisanih čestica (pogledati poglavlje 4.4). Spajanjem klastera koji pripadaju jednoj čestici izvršena je rekonstrukcija traga te čestice. Što je broj klastera veći za posmatranu česticu, veća je i tačnost njenih osobina (masa i impuls).



Slika 33: Histogram invarijantne mase nakon izvršene selekcije događaja. Isprekidana vertikalna linija crne boje označava masu K_S^0 mezona.

U cilju da se što tačnije odredi impuls čestica koje su rezultat raspada K_S^0 mezona, zahtevan je uslov da je minimalan broj klastera u VTPC komorama minimum 15. Na slici 34 prikazana je raspodela tragova negativnih i pozitivnih čestica u funkciji broja klastera. Nametanjem ovog kriterijuma za sve kandidate, obezbeđena je stabilnost rekonstrukcije impulsa naelektrisane čestice detektovane u TPC komorama.



Slika 34: Broj klastera u VTPC1 (gornji red) i VTPC2 (donji red) za negativne (levo) i pozitivne (desno) čestice koje su rezultat raspada V^0 kandidata.

Glavni zadatak selekcije kandidata jeste da se maksimalno smanji pozadinski signal u odnosu na signal koji potiče od K_S^0 mezona. U tu svrhu, moraju biti zadovoljeni

sledeći uslovi (istovetni uslovi važe i za MK događaje):

- (i) U cilju što efikasnije redukcije pozadinskog signala neophodno je napraviti odabir primarnih tragova među V^0 kandidatima, odnosno sekundarnih tragova koji predstavljaju tragove produkata raspada V^0 kandidata. Iz tog razloga vrši se ekstrapolacija tragova unazad svih V^0 kandidata do pozicije glavnog verteksa i računa se njihovo rastojanje u ravni mete. Na ovaj način izračunate su vrednosti impakt parametara duž x (b_x) i y (b_y) ose. Svi tragovi koji zadovoljavaju uslov:

$$\left(\frac{b_x}{2}\right)^2 + (b_y)^2 < 1 \text{ cm} \quad (6.8)$$

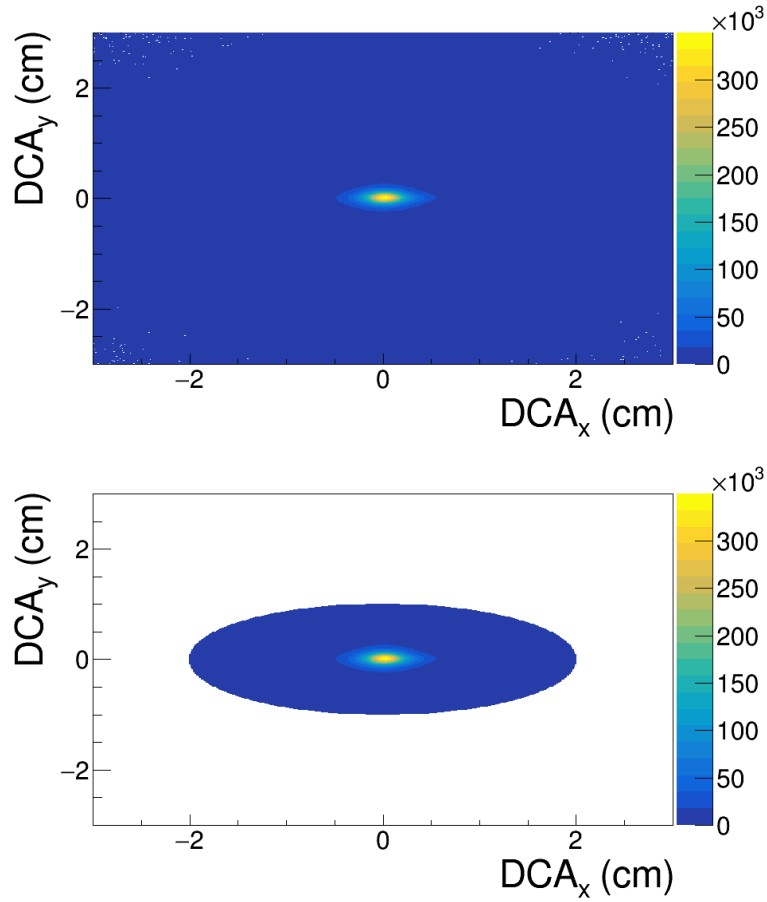
biće proglašeni za primarne kandidate i biće dalje analizirani. Svi tragovi koji ne zadovoljavaju pomenuti uslov, biće odbačeni iz dalje analize jer njihovi tragovi ne potiču iz primarnog verteksa. Na slici 35 prikazana je 2D raspodela ekstrapoliranih tragova svih V^0 kandidata u ravni mete pre (gore) i nakon (dole) primene jednačine 6.8.

Na identičan način izvršena je ekstrapolacija unazad do glavnog verteksa i tragova koji potiču od produkata raspada, sa ciljem izračunavanja impakt parametara u ravni mete. S obzirom da su ovi tragovi sekundarni, oni ne bi smeli dolaziti iz glavnog verteksa, pa je neophodno odstraniti sve sekundarne tragove koji dolaze iz glavnog verteksa. To se postiže uvođenjem dodatnog uslova:

$$\left(\frac{b_x}{2}\right)^2 + (b_y)^2 > 0.25 \text{ cm} \quad (6.9)$$

Na slici 36 je prikazana raspodela svih ekstrapoliranih tragova sekundarnih čestica do glavnog verteksa (gore) i raspodela ekstrapoliranih tragova sekundarnih čestica koji su odbačeni iz dalje analize (dole) jer potiču iz glavnog verteksa. Ispostavlja se da je ovaj selekcionni kriterijum veoma bitan jer maksimalno smanjuje pozadinski signal u odnosu na signal koji potiče od K_S^0 kandidata.

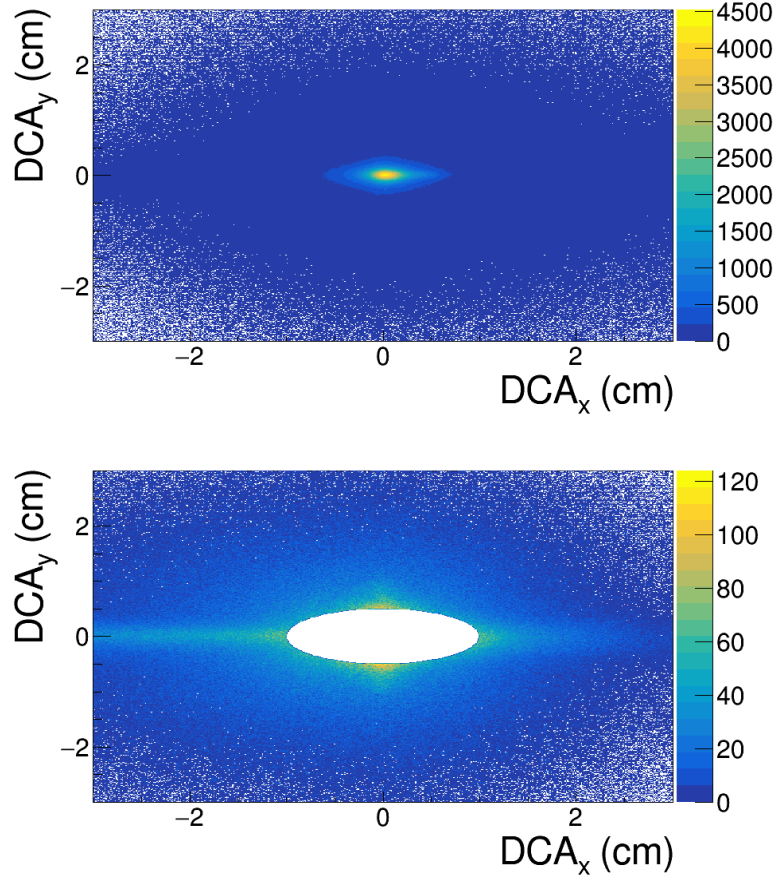
- (ii) Kao što je već pomenuto, glavni kanal raspada K_S^0 mezona je na par pozitivan+negativan pion ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$). Vrlo važan zadatak na ovom mestu jeste precizna identifikacija piona. Uz pomoć TPC komora u mogućnosti smo da izvršimo identifikaciju čestica na osnovu deponovane energije po pređenom



Slika 35: Raspodela ekstrapoliranih tragova V^0 kandidata u ravni mete pre (gore) i nakon (dole) primene selektivnog kriterijuma.

putu (dE/dx). Na slici 37 (gore) se mogu videti raspodele deponovane energije po pređenom putu sledećih čestica: e^- , e^+ , π^- , π^+ , K^- , K^+ , p , $\bar{p}$, d i $\bar{d}$. Korišćenjem Bete-Blohave formule za pione, možemo veoma precizno zadržati samo pione u intervalu $\pm 3\sigma$ u odnosu na nominalnu vrednost Bete-Blohave funkcije i odbaciti sve ostale čestice iz dalje analize (slika 37 (dole)). Ovakav način identifikacije čestica detaljno je objašnjen u poglavlju 3.5.3. Ovaj kriterijum je moguće primeniti samo na eksperimentalnim podacima jer ne postoji odgovarajuća simulacija (dE/dx) za MK podatke.

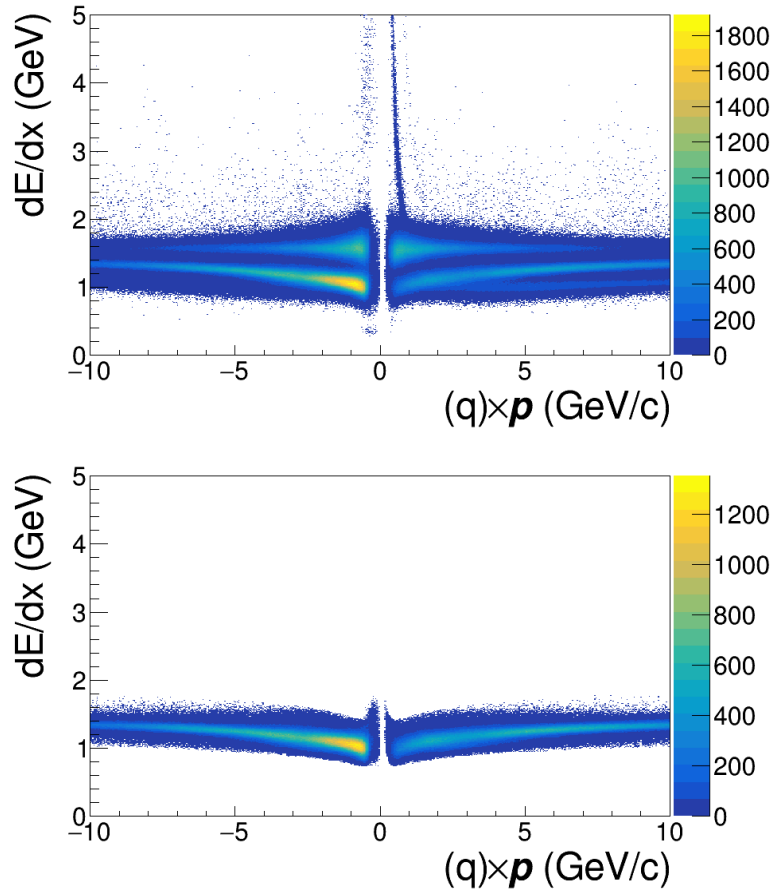
- (iii) K_S^0 mezoni za vreme svog života pređu rastojanje $c\tau \approx 3$ cm, pre nego se raspadnu na par piona. Međutim, to rastojanje može biti mnogo veće zbog busta (eng. boost) duž ose kretanja K_S^0 mezona. Veličina koja nam govori o rastojanju između primarnog i sekundarnog verteksa (Δz) je zavisna od rapiditeta i njene vrednosti jako variraju od 0 do nekoliko desetina cm. Iz tog razloga napravljena je detaljna analiza pomenute zavisnosti i primećena je velika razlika



Slika 36: Raspodela ekstrapoliranih tragova sekundarnih čestica u ravni mete pre (gore) i nakon (dole) primene selektivnog kriterijuma.

vrednosti Δz u oblasti negativnog i pozitivnog rapiditeta. U cilju pomenute analize, tretirana je raspodela invarijantne mase kreirane za različite vrednosti rapiditeta. Za fit pozadinskog signala korišćen je polinom drugog reda, dok je signal koji potiče od K_S^0 mezona tretiran Lorencovom funkcijom (za detalje pogledati poglavlje 6.4). Nakon fita su izračunate vrednosti $S/\sqrt{(S+B)}$ (eng. Signal significance) za različite vrednosti Δz , pri čemu su: S - vrednost integrala Lorencove funkcije, dok je B - vrednost integrala polinoma drugog stepena. Vrednost Δz za određeni rapiditet je određen za maksimalnu vrednost parametra $S/\sqrt{(S+B)}$. Izabrane vrednosti za Δz koje moraju ispunjavati svi K_S^0 kandidati su:

- $\Delta z \geq 14$ za rapiditet $y \leq -0.75$,
- $\Delta z \geq 16$ za rapiditet $-0.75 < y \leq -0.25$,
- $\Delta z \geq 20$ za rapiditet $-0.25 < y \leq 0.25$,
- $\Delta z \geq 26$ za rapiditet $0.25 < y \leq 0.75$,



Slika 37: Raspodela deponovane energije čestica (gore) u TPC komorama u funkciji impulsa i identifikovani pioni (dole) u intervalu $\pm 3\sigma$ oko nominalne Bete-Blobove krive.

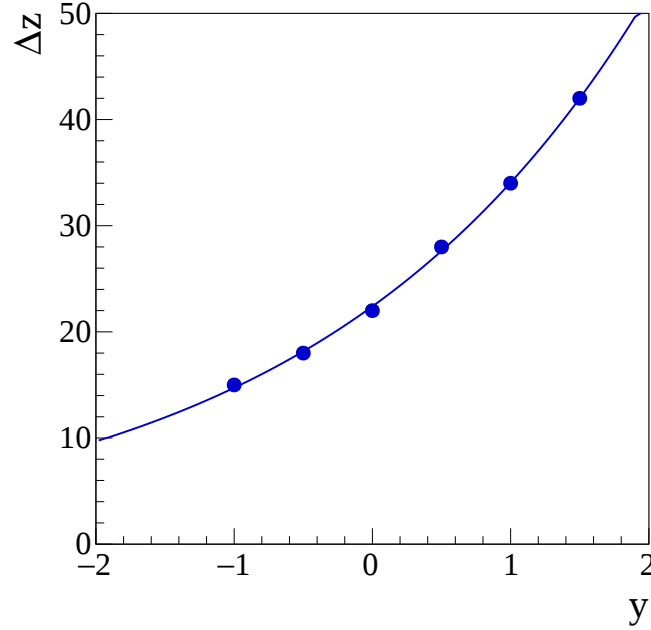
- $\Delta z \geq 30$ za rapiditet $0.75 < y \leq 1.25$,
- $\Delta z \geq 40$ za rapiditet $1.25 < y \leq 1.75$,
- $\Delta z \geq 60$ za rapiditet $y > 1.75$.

Umesto korišćenja diskretnih vrednosti Δz za različite vrednosti rapiditeta, ideja je da se po prvi put u analizi ovakvog tipa formira eksponencijalna zavisnost Δz u funkciji rapiditeta:

$$\Delta z = e^{a+b \cdot y} \quad (6.10)$$

Takva zavisnost sa rezultatima iznad je prikazana na slici 38. Vrednosti konstanti su dobijene iz fita i iznose: $a = 3.1$ i $b = 4.2 \cdot 10^{-1}$. U cilju redukcije pozadinskog signala uvodi se selekcionni kriterijum kojim se odstranjuju svi K_S^0 kandidati koji ne ispunjavaju uslov da je:

$$\Delta z > e^{3.1+0.42 \cdot y} \quad (6.11)$$



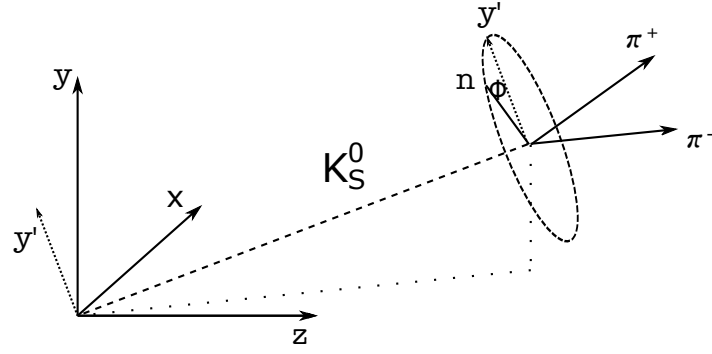
Slika 38: Na slici je prikazana zavisnost Δz u funkciji rapiditeta. Plavim markerima obeleženi su podaci dobijeni u analizi (pogledati tekst), statističke nesigurnosti nisu vidljive jer su manje od veličine markera. Plavom linijom predstavljen je fit eksponencijalnom funkcijom.

Iako je uvođenje ovog selekcionog uslova znatno smanjilo pozadinski signal, nažalost sa njim se dosta redukuje i signal koji potiče od K_S^0 kandidata (videti tabelu 4).

(iv) Naredni kriterijum koji moraju zadovoljiti svi K_S^0 kandidati je takođe zavisn od rapiditeta. Reč je o azimutalnom uglu Φ koji zaklapaju vektori y' i n , gde je y' vektor normalan na vektor impulsa K_S^0 kandidata u odnosu na ravan koju formiraju y-osa i impuls K_S^0 kandidata, dok je n vektor normalan na ravan koji formiraju pioni - produkti raspada (slika 39). Vrednosti $\cos\Phi$ koje moraju zadovoljiti svi K_S^0 kandidati zavise od rapiditeta na sledeći način:

- $|\cos\Phi| < 0.95$ za rapiditet $-0.25 < y \leq 0.25$,
- $|\cos\Phi| < 0.9$ za rapiditet $0.25 < y \leq 0.75$,
- $|\cos\Phi| < 0.8$ za rapiditet $0.75 < y \leq 1.25$,
- $|\cos\Phi| < 0.5$ za rapiditet $y > 1.25$.

U tabeli 4. može se videti detaljna statistika svakog selekcionog kriterijuma, sa definisanim vrednostima u tekstu iznad, na posmatrani set podataka. Važna napomena na ovom mestu jeste da smo i pored opisanih selekcionih kriterijuma, uveli



Slika 39: Definicija ugla Φ koja se koristi za V^0 selekciju.

Ukupan broj tragova za analizu	329.66M (100%)
Broj tragova nakon VTPC zahteva	276.32M (83.82%)
Broj tragova nakon DCA zahteva	259.57M (78.74%)
Broj tragova nakon Δz zahteva	8.83M (2.68%)
Broj tragova nakon IP zahteva	5.29M (1.60%)
Broj tragova nakon dE/dx zahteva	2.68M (0.81%)
Broj tragova nakon $\cos(\Phi)$ zahteva	1.40M (0.42%)
Broj preostalih tragova za analizu	1.40M (0.42%)

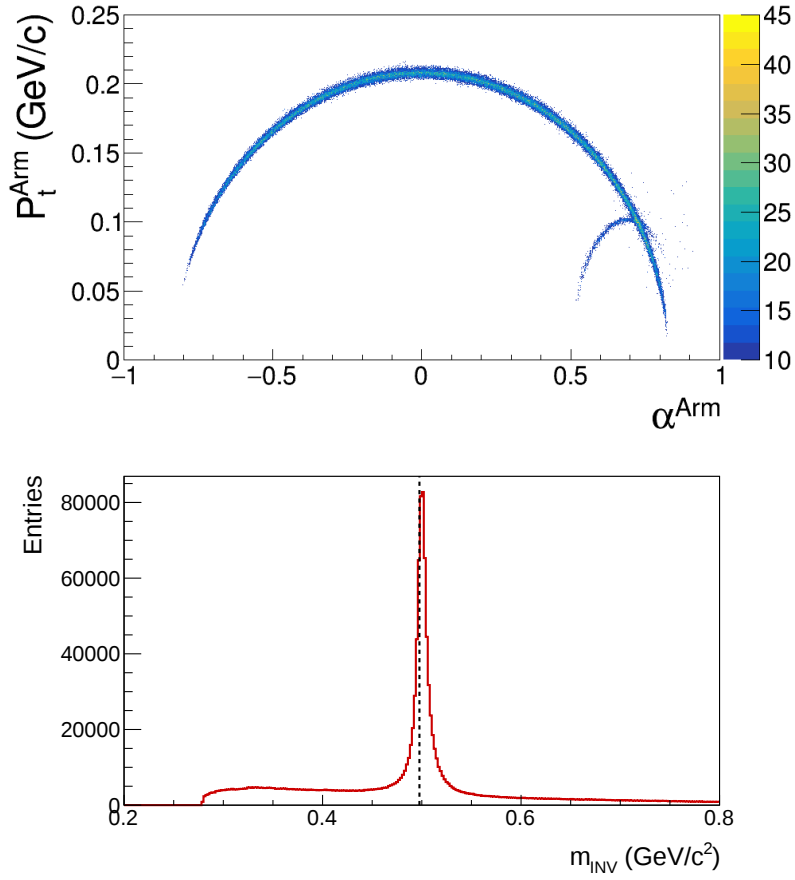
Tabela 4: Statistika selekcionih kriterijuma korišćenih u analizi. Procenti u zagradi predstavljaju procentualnu zastupljenost tragova nakon nekog selekcionog kriterijuma u odnosu na ukupan broj tragova dostupnih za analizu.

dodatne zahteve u analizi koje su podrazumevale da se odbace svi tragovi koji ne potiču iz V^0 verteksa.

Nakon izvršene selekcije kandidata, na slici 40 možemo videti kontrolni histogram Armenteros-Podolanski (gore) i histogram invarijantne mase (dole). Sa slike se može konstatovati da je pozadinski signal veoma dobro redukovan primenom objašnjenih selekcionih kriterijuma, te da je dominantan signal koji potiče isključivo od K_S^0 mezona, sa veoma malim primesama Λ hiperona (slika 40 - gore). Signal koji potiče od Λ hiperona utapa se u kombinatorijalni pozadinski signal (slika 40 - dole).

6.4 Nekorigovan broj K_S^0 mezona

Nakon što su zadovoljeni svi selekциони kriterijumi objašnjeni u poglavlju 6.3, neophodno je kreirati histograme invarijantne mase u različitim oblastima rapiditeta i transverznog impulsa, tako da posmatramo rapiditet u intervalu $[-1.75, 2.25]$ sa korakom od 0.5, odnosno transverzalni impuls u intervalu $[0., 1.8]$ sa korakom 0.3.



Slika 40: Armenteros-Podolanski histogram (gore) i histogram invarijantne mase (dole) nakon izvršene selekcije kandidata. U dodacima **B** i **C** mogu se naći i preostali histogrami invarijantne mase i kontrolni histogrami, kojim smo proverili redukciju pozadinskog signala u odnosu na signal koji potiče od K_S^0 mezona za svaki selekcionni kriterijum posebno.

Dakle, ukupan broj histograma invarijantne mase za analizu je 48. U svakom od ovih histograma primenjena je istovetna procedura analize podataka. Iako smo primenom selekcionih kriterijuma pokušali da maksimalno smanjimo uticaj pozadinskog signala, njega nije moguće u potpunosti eliminisati, već je neophodno taj signal tretirati polinomijalnom funkcijom ($P(m)$) drugog reda. Signal koji potiče od K_S^0 mezona je tretiran Lorencovom (eng. Lorentz) funkcijom:

$$L(m) = A \frac{1}{\pi} \frac{\frac{1}{2}\Gamma}{(m - m_0)^2 + (\frac{1}{2}\Gamma)^2} \quad (6.12)$$

gde je A normalizacioni faktor, Γ je širina signala na polovini visine (eng. FWHM - full width at half maximum) i m_0 je invarijantna masa K_S^0 kandidata. Globalna funkcija kojom će biti tretirani svi histogrami invarijante mase predstavlja zbir

Lorencove i polinomijalne funkcije:

$$G(m) = L(m) + P(m) \quad (6.13)$$

Kako bi se obezbedila stabilnost i tačnost fita (samim tim i tačan broj nekorigovanih K_S^0 mezona), neophodno je definisanim funkcijama zadati početne vrednosti određenih parametara. Celokupna procedura izračunavanja nekorigovanog broja K_S^0 mezona se može objasniti u tri koraka. U prvom koraku pristupilo se fitovanju pozadinskog signala polinomijalnom funkcijom izabranog stepena, ali sa intervalom odbačenih podataka $[0.475, 0.525]$ gde se nalazi najveći deo signala koji potiče od K_S^0 mezona. U sledećem koraku, rezultati prvog dela koriste se kao početne vrednosti parametara globalne funkcije koji se odnose na polinomijalni deo, dok se parametri globalne funkcije koji se odnose na Lorencovu funkciju fiksiraju sa sledećim vrednostima: Γ u intervalu $1 - 3$ MeV, m_0 na tabličnu vrednost mase K_S^0 mezona koja po PDG-u iznosi $m_0 = 0.497614(24)$ GeV/ c^2 [7]. U poslednjem koraku pristupa se fitu podataka globalnom funkcijom bez fiksiranih parametara u intervalu $[0.35, 0.7]$. Nekorigovani broj K_S^0 mezona se računa integracijom globalne funkcije u intervalu $m_0 \pm 3\Gamma$. Ovaj metod je primenjen na svakom od 48 histograma invarijantne mase, a korišćen je program ROOT 5.34/03 [76]. Na slici 41 prikazan je primer spektra invarijantne mase fitovan sa odgovarajućim funkcijama.

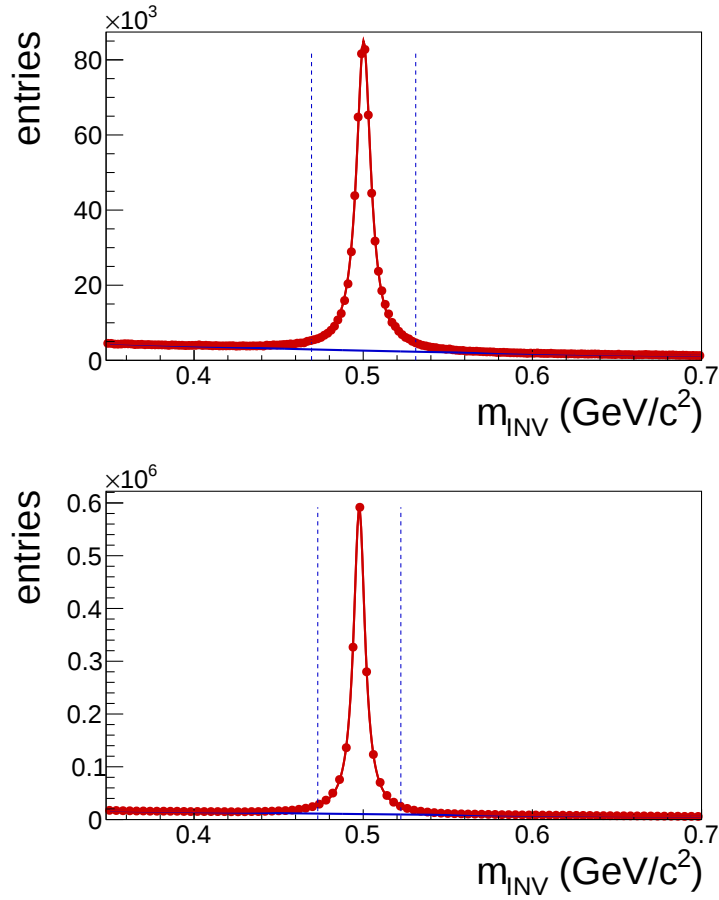
6.5 Diferencijalni multiplicitet K_S^0 mezona

Nekorigovan broj K_S^0 mezona izračunat u poglavlju 6.4 neophodno je popraviti iz više razloga: detekciona efikasnost, kvalitet rekonstrukcije događaja, gubici usled pogrešno okinutog trigera i jedan od najvažnijih je svakako geometrijska akseptansa. Kada je reč o geometrijskoj akseptansi, iako je NA61/SHINE detektor velike akseptanse, određen broj K_S^0 mezona neće biti detektovan. Da bi se nadomestio gubitak događaja značajnih za našu analizu usled pomenutih razloga, vrši se analiza simuliranih događaja na identičan način kao i na realnim podacima. Za svaki y i p_T bin, izračunat je Monte-Karlo korekcionni faktor $c_{MC}(y, p_T)$ na sledeći način:

$$c_{MC}(y, p_T) = \frac{N_{K_S^0}^{gen}(y, p_T)}{N_{events}^{gen}} \bigg/ \frac{N_{K_S^0}^{rec}(y, p_T)}{N_{events}^{rec}}, \quad (6.14)$$

pri čemu:

- $N_{K_S^0}^{gen}(y, p_T)$ je broj generisanih K_S^0 mezona u odgovarajućem (y, p_T) binu,



Slika 41: Raspodela invarijantne mase K_S^0 kandidata za merene podatke (gore) i simulirane podatke (dole). Crvena linija predstavlja globalnu funkciju (suma polinomijalne i Lorencove raspodele), dok plava linija odgovara fitu pozadinskog signala polinomijalnom funkcijom. Plave vertikalne linije ukazuju na interval unutar koga je vršena integracija i računat broj K_S^0 kandidata. Rezolucije dobijene iz fita su: $\sigma = (0.01026 \pm 0.00002) \text{ GeV}/c^2$ za eksperimentalne podatke i $\sigma = (0.00819 \pm 0.00001) \text{ GeV}/c^2$ za simulirane podatke.

- $N_{K_S^0}^{rec}(y, p_T)$ je broj rekonstruisanih K_S^0 mezona koji ispunjavaju sve zadane selekzione kriterijume u posmatranom (y, p_T) binu. Sve rekonstruisane čestice su pridružene odgovarajućim simuliranim česticama na osnovu pozicije klastera u TPC komorama. Zatim je izračunata invarijantna masa za sve parove rekonstruisanih piona π^+ i π^- . Broj rekonstruisanih K_S^0 mezona je dobijen ponavljanjem svih koraka analize objašnjene u prethodnom poglavlju (videti poglavlje 6.4),
- N_{events}^{gen} je broj generisanih neelastičnih proton-proton sudara (9.5×10^7),
- N_{events}^{rec} je broj preostalih događaja nakon selekcije događaja relevantnih za analizu (5.4×10^7).

Statistička nesigurnost izračunatih $c_{MC}(y, p_T)$ ima doprinos od dva različita izvora. Jedan od njih opisuje gubitke neelastičnih interakcija usled selekcije događaja (u

daljem tekstu α), dok se drugi deo odnosi na gubitke koji nastaju kao posledica V^0 selekcionih pravila (u daljem tekstu β):

$$\begin{aligned} c_{MC}(y, p_T) &= \frac{N_{K_S^0}^{gen}(y, p_T)}{N_{events}^{gen}} \bigg/ \frac{N_{K_S^0}^{rec}(y, p_T)}{N_{events}^{rec}} = \\ &= \frac{N_{events}^{rec}}{N_{events}^{gen}} \bigg/ \frac{N_{K_S^0}^{rec}(y, p_T)}{N_{K_S^0}^{gen}(y, p_T)} = \frac{\alpha}{\beta(y, p_T)}, \end{aligned} \quad (6.15)$$

Greška za α je izračunata sa pretpostavkom da se radi o binomnoj raspodeli, dok je greška za β izračunata uzimajući u obzir i grešku dobijenu iz fita:

$$\Delta\alpha = \sqrt{\frac{\alpha(1-\alpha)}{N_{events}^{gen}}}, \quad (6.16)$$

$$\Delta\beta(y, p_T) = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{K_S^0}^{rec}(y, p_T)}{N_{K_S^0}^{gen}(y, p_T)}\right)^2 + \left(\frac{N_{K_S^0}^{rec}(y, p_T) \cdot \Delta N_{K_S^0}^{gen}(y, p_T)}{N_{K_S^0}^{gen}(y, p_T)}\right)^2}, \quad (6.17)$$

pri čemu $\Delta N_{K_S^0}^{rec}(y, p_T)$ je greška dobijena iz fita, dok je:

$$\Delta N_{K_S^0}^{gen}(y, p_T) = \sqrt{N_{K_S^0}^{gen}(y, p_T)}. \quad (6.18)$$

Jednačina za $\Delta c_{MC}(y, p_T)$ može biti napisana na sledeći način:

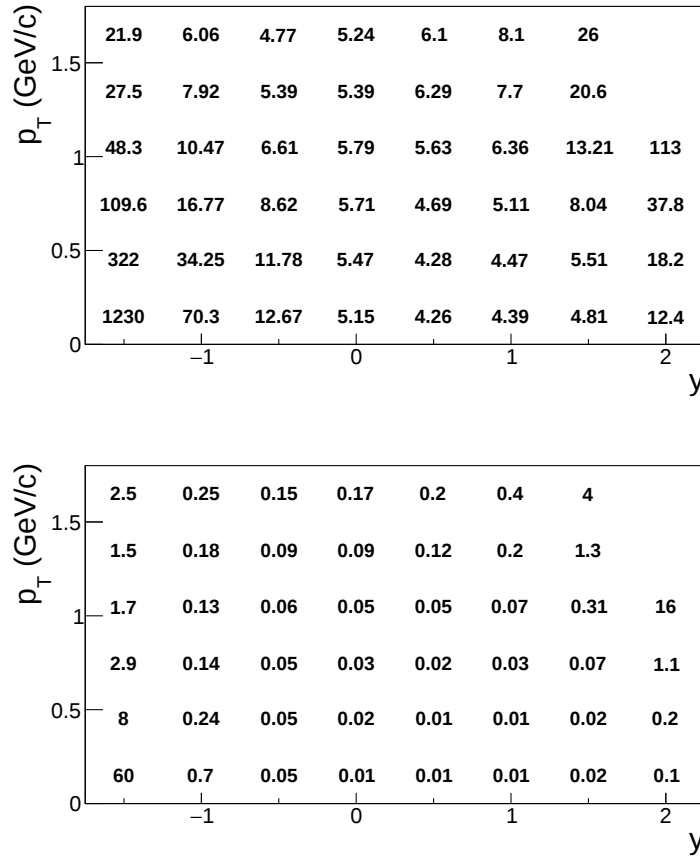
$$\Delta c_{MC}(y, p_T) = \sqrt{\left(\frac{\Delta\alpha}{\beta}\right)^2 + \left(-\frac{\alpha \cdot \Delta\beta}{\beta^2}\right)^2} \quad (6.19)$$

Numeričke vrednosti izračunatih Monte-Karlo korekcionih faktora ($c_{MC}(y, p_T)$), sa odgovarajućim greškama ($\Delta c_{MC}(y, p_T)$), prikazane su na slici 42.

Za simulirane podatke ne postoji informacija za dE/dx , pa je neophodno nadomestiti gubitak kreiranih K_S^0 mezona konstantnim faktorom:

$$c_{dE/dx} = \frac{1}{\epsilon^2} = 1.005, \quad (6.20)$$

gde je $\epsilon = 0.9973$ verovatnoća da pioni budu detektovani u intervalu $\pm 3\sigma$ oko nomi-



Slika 42: Monte-Karlo korekcionni faktori za svaki (y, p_T) bin (gore) i odgovarajuća statistička greška (dole).

nalne Bete-Blobove krive za pione.

Konačno, diferencijalni multiplicitet K_S^0 mezona po događaju u pojedinačnom (y, p_T) binu je računat na sledeći način:

$$\frac{d^2n}{dy dp_T}(y, p_T) = \frac{c_{dE/dx} \cdot c_{MC}(y, p_T)}{\Delta y \Delta p_T} \cdot \frac{N_{K_S^0}(y, p_T)}{N_{events}}, \quad (6.21)$$

pri čemu:

- $N_{K_S^0}(y, p_T)$ je nekorigovani broj K_S^0 mezona, izračunat u prethodnom poglavlju (videti 6.4),
- N_{events} je broj realnih događaja nakon primene selektivnih kriterijuma,
- $c_{MC}(y, p_T)$ i $c_{dE/dx}$ su korekcionni faktori izračunati u tekstu iznad,
- Δy i Δp_T predstavljaju širinu binova.

Da bi se izračunala statistička nesigurnost dobijenih rezultata za diferencijalni multiplicitet K_S^0 mezona (jednačina 6.21) uzete su u obzir statističke greške izračunatih Monte Karlo korekcionih faktora ($c_{MC}(y, p_T)$) i nekorigovanog broja K_S^0 mezona ($\Delta N_{K_S^0}(y, p_T)$):

$$\Delta \frac{d^2n}{dydp_T}(y, p_T) = \sqrt{\left(\frac{c_{dE/dx} \cdot c_{MC}(y, p_T)}{N_{events} \Delta y \Delta p_T}\right)^2 \Delta N_{K_S^0}^2(y, p_T) + \left(\frac{c_{dE/dx} \cdot N_{K_S^0}(y, p_T)}{N_{events} \Delta y \Delta p_T}\right)^2 \Delta c_{MC}^2(y, p_T)}.$$

Totalan multiplicitet K_S^0 mezona na celom setu podataka, kao i diferencijalni multiplicitet u pojedinačnim (y, p_T) binovima, sa odgovarajućim statističkim i sistemskim nesigurnostima biće predstavljeni u glavi 7.

6.6 Sistematske nesigurnosti

U procesu izračunavanja sistematske nesigurnosti rezultata posebno će se razmatrati doprinos efekata koji potiču od primene selekcionih kriterijuma od efekata koji su rezultat primenjene procedure za računanje broja produkovanih K_S^0 mezona. U daljem tekstu će biti predstavljene tri grupe efekata koji imaju uticaj na sistematske nesigurnosti rezultata.

Sistematske nesigurnosti koje potiču od selekcije događaja

Prilikom selekcije događaja za analizu, veoma često se dešava da pojedini događaji budu odbačeni iz dalje analize bez obzira što sadrže informacije o K_S^0 mezonima. Jedan od načina da se proceni ukupan doprinos takvih događaja jeste analiza rezultata sa sledećim promenama u selekcionim kriterijumima:

- (i) Jedan od mogućih izvora loše selekcije događaja može biti T2 trigger. S4 trigger selektuje uglavnom neelastične interakcije, ali se može desiti i da ne selektuje baš svaku neelastičnu interakciju. Da bi se procenio mogući gubitak K_S^0 mezona usled loše selekcije interakcija, ponovljena je kompletna analiza pri čemu je za simulirane podatke uklonjen S4 trigger. Rezultati te analize su poređeni sa rezultatima dobijenim standardnom analizom, a kao doprinos sistematskoj nesigurnosti rezultata uračunata je polovina uočene razlike.
- (ii) Prilikom standardne analize svi događaji za koje važi da je z-koordinata primarnog interakcionog verteksa manja od -590 cm ili veća od -572 cm bili

su odbačeni iz dalje analize. Da bi se procenio mogući uticaj ove selekcije na dobijene rezultate, analiza je ponovljena sa modifikovanim zahtevima: $-588 < z < -574$ cm i $-592 < z < -570$ cm.

Sistematske nesigurnosti koje potiču od selekcije kandidata

Efekti koji se odnose na primenu selekcionih kriterijuma se proveravaju ponovljenom analizom sa sledećim modifikacijama u odnosu na originalne vrednosti:

- (i) Minimalan broj klastera u VTPC detektorima koji su posledica detekcije produkata K_S^0 raspada je promenjen od 15 na 10 i 20.
- (ii) Selekcioni kriterijum koji smo koristili u analizi radi identifikacije čestica koje su produkt raspada K_S^0 mezona (dE/dx) je promenjen sa standardne vrednosti od $\pm 3\sigma$ na $\pm 2.5\sigma$ i $\pm 3.5\sigma$ od nominalne Bete-Blobove vrednosti za pione.
- (iii) Vrednosti impakt parametara za V^0 kandidate po x i y-osi su povećane i smanjene za faktor 2: $\left(\frac{b_x}{2}\right)^2 + (b_y)^2 < 0.5$ i $\left(\frac{b_x}{2}\right)^2 + (b_y)^2 < 1.5$.
- (iv) Vrednosti impakt parametara za sekundarne tragove po x i y-osi su povećane i smanjene za faktor 2: $\left(\frac{b_x}{2}\right)^2 + (b_y)^2 > 0.125$ i $\left(\frac{b_x}{2}\right)^2 + (b_y)^2 > 0.375$.
- (v) Uslov koji je rastojanje između primarnog i sekundarnog verteksa moralo zadovoljiti je promenjen od $|\Delta z| < e^{3.1+0.42 \cdot y}$ na $|\Delta z| < e^{2.96+0.47 \cdot y}$ i $|\Delta z| < e^{3.24+0.38 \cdot y}$.
- (vi) Selekcioni kriterijum za $\cos\Phi$ je analiziran korišćenjem novih limita koji su predstavljeni u tabeli 5 u odnosu na originalne vrednosti definisane u poglavlju 6.3.

Sistematske nesigurnosti koje potiču od primenjene metode

Sistematske nesigurnosti koje su posledica primenjene metode za izračunavanje K_S^0 mezona su računate primenom sledećih promena u analizi:

- (i) Funkcija za fitovanje pozadinskog signala je promenjena od polinoma drugog stepena na treći stepen.
- (ii) Globalna funkcija za fitovanje je korišćena u opsegu $[0.35, 0.7]$ GeV/ c^2 . Da bi se odredile sistematske nesigurnosti koje potiču od korišćenog opsega fita, ovaj interval je promenjen u $[0.4, 0.65]$ GeV/ c^2 .

- (iii) Oblast invarijantne mase unutar koga je integracijom globalne funkcije računat nekorigovan broj K_S^0 mezona je promenjen od $m_0 \pm 3\Gamma$ na $m_0 \pm 2.5\Gamma$ i $m_0 \pm 3.5\Gamma$.
- (iv) Način računanja nekorigovanog broja K_S^0 mezona je promenjen, pa je umesto dosadašnje procedure koja podrazumeva integraljenje globalne funkcije prime-njen metod gde se od sume svih ulaznih podataka oduzima integral fukcije kojom je fitovan pozadinski signal.

Maksimalna dozvoljena vrednost $ \cos\Phi $				
y_{min}	y_{max}	originalna	niža	viša
-0.25	0.25	0.95	0.925	0.975
0.25	0.75	0.9	0.85	0.95
0.75	1.25	0.8	0.75	0.85
1.25	1.75	0.5	0.4	0.6

Tabela 5: Numeričke vrednosti za selekcionu kriterijum $\cos\Phi$ korišćene za računanje sistematskih nesigurnosti.

Za svaku grupu efekata napravljena je kompletna analiza sa modifikacijama opisanim u tekstu iznad i izračunati su svi rezultati predstavljeni u ovoj tezi. Konačne sistematske nesigurnosti su asimetrične i računaju se pomoću formula:

$$sys^{max} = \sqrt{(sys_1^{max})^2 + (sys_2^{max})^2 + (sys_3^{max})^2} \quad (6.22)$$

$$sys^{min} = \sqrt{(sys_1^{min})^2 + (sys_2^{min})^2 + (sys_3^{min})^2} \quad (6.23)$$

pri čemu sys_j^{max} predstavljaju razliku maksimalnih rezultata i rezultata standardne analize, dok sys_j^{min} su razlike rezultata standardne analize i minimalnih rezultata dobijenih modifikacijama opisanim u tekstu iznad. Na kraju, da bi sistematske nesigurnosti postale simetrične, korišćen je sledeći izraz:

$$sys = \frac{1}{2}(sys^{max} + sys^{min}). \quad (6.24)$$

7 Rezultati

Ova glava je posvećena rezultatima finalnih K_S^0 spektara, sa odgovarajućim statističkim i sistematskim nesigurnostima, izračunatim u neelastičnim $p+p$ sudarima sa impulsom snopa od 158 GeV/c. Spektri se odnose na kaone koji nastaju jakim interakcionim procesima, a raspadaju se posredstvom slabih interakcija. Prikazana su poređenja spektra, njihovih parametara i multipliciteta K_S^0 mezona sa svetski dostupnim rezultatima, kao i predviđanjima teorijskih modela.

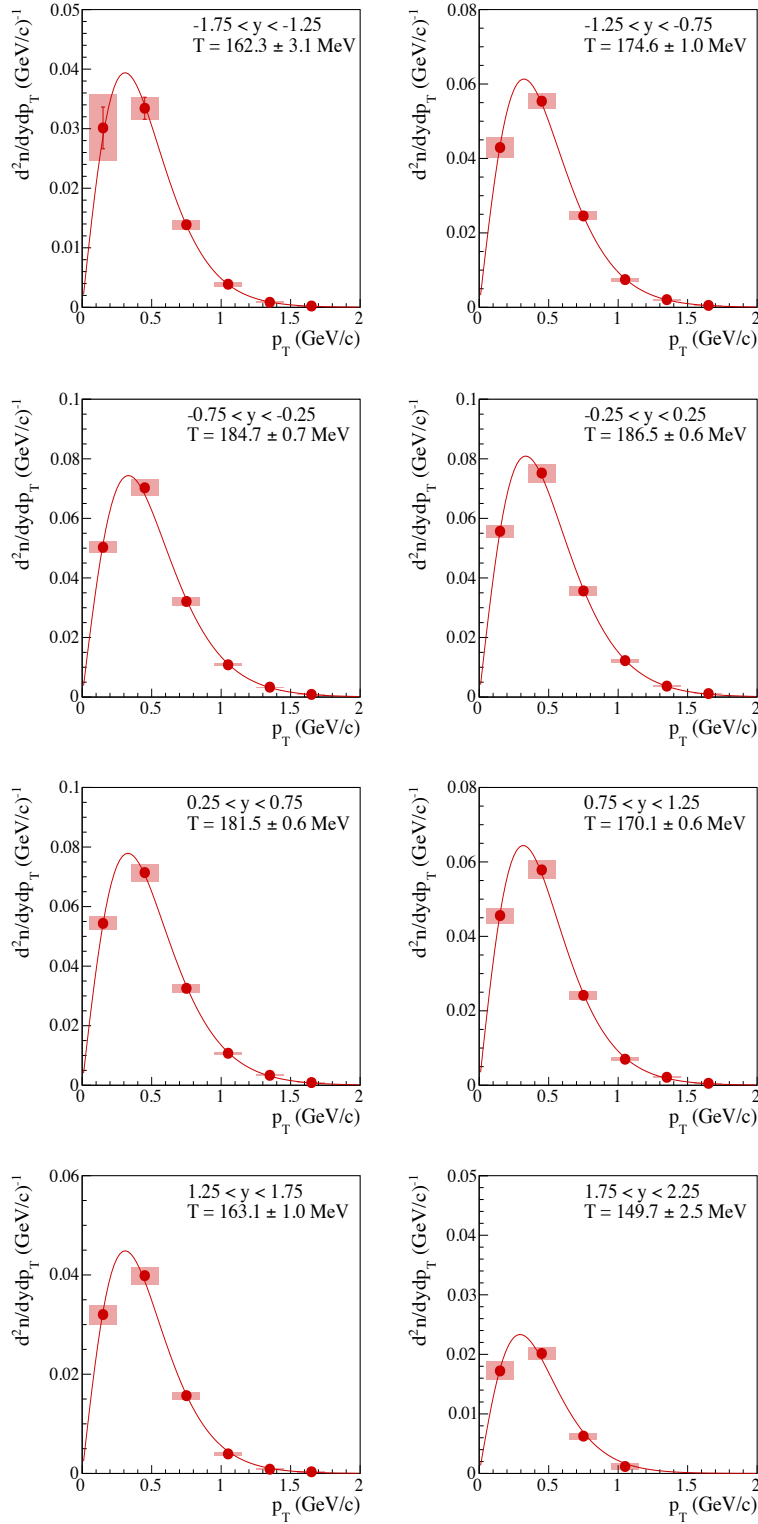
7.1 Izračunati spektri K_S^0 mezona

Dvostruki-diferencijalni spektar K_S^0 mezona predstavlja glavni rezultat ove teze. Diferencijalni multipliciteti su računati u 8 rapiditet (prva tačka predstavlja interval $-1.75 < y < -1.25$, a poslednja $1.75 < y < 2.25$) i 6 p_T binova (prva tačka predstavlja interval $0.0 < p_T < 0.3$, a poslednja $1.5 < p_T < 1.8$). Rezultujućim spektri u (y, p_T) binovima u funkciji transverznog impulsa su prikazani na slici 43, dok su odgovarajuće numeričke vrednosti predstavljene u tabeli 6.

Spektar transverznog impulsa se može tretirati eksponencijalnom funkcijom:

$$f(p_T) = A \cdot p_T \cdot \exp\left(-\frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2}}{T}\right) \quad (7.1)$$

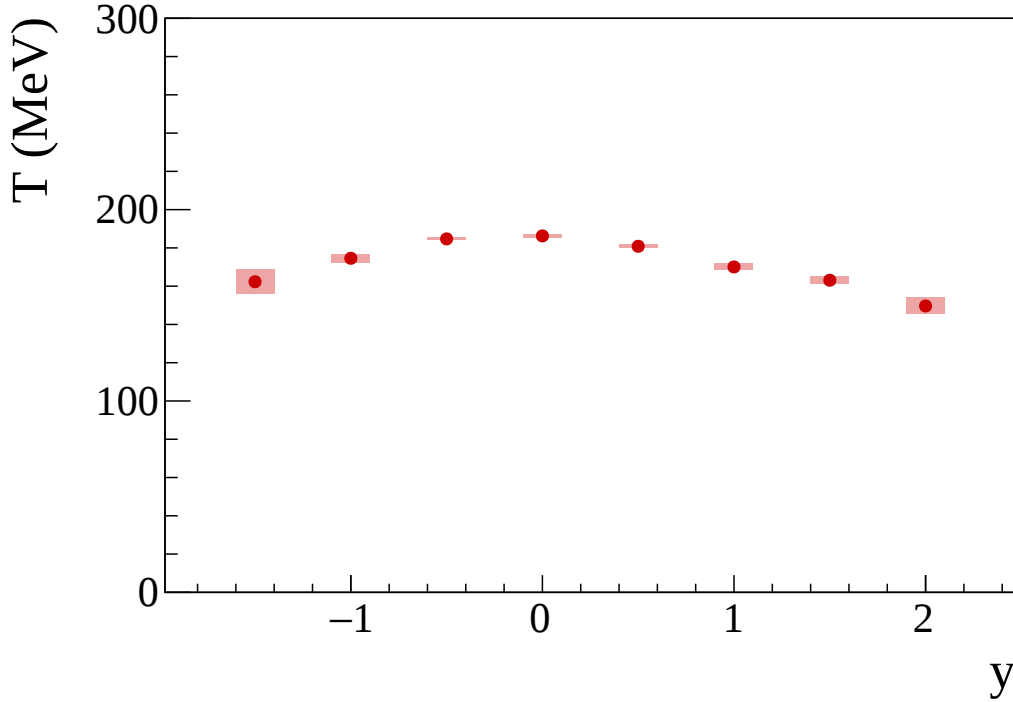
gde je m_0 masa K_S^0 mezona. Merene tačke prikazane na slici 43 su fitovane u svakom binu rapiditeta y u cilju dobijanja inverznog parametra nagiba T (temperature). Vrednosti dobijenih parametara iz fita u funkciji rapiditeta prikazane su na slici 44.



Slika 43: Dvostruki-diferencijalni spektar K_S^0 mezona u (y, p_T) binovima izračunat korišćenjem jednačine 6.21. Merene tačke su predstavljene crvenim markerima. Crvena linija je rezultat fita merenih tačaka eksponencijalnom funkcijom. Statističke nesigurnosti su predstavljene vertikalnim linijama (za većinu tačaka su manje od veličine markera, pa se ne vide). Sistematske nesigurnosti su predstavljene crveno ošćenim pravougaonima. Numeričke vrednosti ovih spektara su date u tabeli 6.

Tabela 6: Numeričke vrednosti dvostruko-diferencijalnog spektra $\frac{d^2 n}{dy d p_T}$ predstavljenog na slici 43, u jedinicama $10^{-3} \text{ (GeV/c)}^{-1}$, sa odgovarajućim statističkim i sistematskim nesigurnostima.

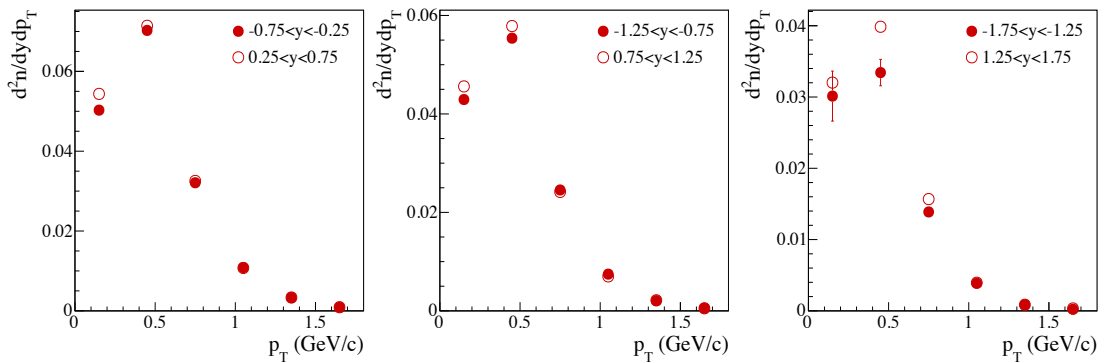
$p_T \text{ (GeV/c)}$	y			
	(-1.75;-1.25)	(-1.25;-0.75)	(-0.75;-0.25)	(-0.25;0.25)
(0.0;0.3)	$30.1 \pm 3.5 \pm 5.6$	$43 \pm 1 \pm 3$	$50.3 \pm 0.5 \pm 1.9$	$55.7 \pm 0.3 \pm 2.2$
(0.3;0.6)	$33 \pm 2 \pm 2$	$55.4 \pm 0.8 \pm 2.1$	$70.3 \pm 0.6 \pm 2.7$	$75.2 \pm 0.4 \pm 3.1$
(0.6;0.9)	$13.9 \pm 0.8 \pm 0.8$	$24.6 \pm 0.4 \pm 1.1$	$32.1 \pm 0.3 \pm 1.5$	$35.6 \pm 0.3 \pm 1.5$
(0.9;1.2)	$3.9 \pm 0.3 \pm 0.4$	$7.4 \pm 0.2 \pm 0.5$	$10.8 \pm 0.2 \pm 0.5$	$12.2 \pm 0.2 \pm 0.5$
(1.2;1.5)	$0.8 \pm 0.1 \pm 0.2$	$2.07 \pm 0.08 \pm 0.15$	$3.32 \pm 0.09 \pm 0.15$	$3.7 \pm 0.1 \pm 0.2$
(1.5;1.8)	$0.22 \pm 0.05 \pm 0.07$	$0.52 \pm 0.04 \pm 0.04$	$0.89 \pm 0.04 \pm 0.04$	$1.15 \pm 0.05 \pm 0.05$
$p_T \text{ (GeV/c)}$	y			
	(0.25;0.75)	(0.75;1.25)	(1.25;1.75)	(1.75;2.25)
(0.0;0.3)	$54.4 \pm 0.3 \pm 2.3$	$45.6 \pm 0.3 \pm 2.1$	$32.0 \pm 0.3 \pm 2.0$	$17.2 \pm 0.3 \pm 1.5$
(0.3;0.6)	$71.4 \pm 0.4 \pm 3.0$	$57.9 \pm 0.3 \pm 2.5$	$39.9 \pm 0.3 \pm 1.7$	$20.1 \pm 0.4 \pm 1.0$
(0.6;0.9)	$32.6 \pm 0.3 \pm 1.5$	$24.2 \pm 0.2 \pm 1.1$	$15.7 \pm 0.3 \pm 0.8$	$6.3 \pm 0.4 \pm 0.5$
(0.9;1.2)	$10.7 \pm 0.2 \pm 0.5$	$7.0 \pm 0.2 \pm 0.4$	$3.9 \pm 0.2 \pm 0.4$	$1.2 \pm 0.3 \pm 0.5$
(1.2;1.5)	$3.34 \pm 0.10 \pm 0.19$	$2.14 \pm 0.09 \pm 0.14$	$0.86 \pm 0.13 \pm 0.15$	
(1.5;1.8)	$0.91 \pm 0.05 \pm 0.09$	$0.51 \pm 0.05 \pm 0.07$	$0.34 \pm 0.09 \pm 0.10$	



Slika 44: Na slici su prikazane vrednosti inverznog parametra nagiba T u funkciji rapiditeta. Statističke nesigurnosti su prikazane vertikalnim linijama, ali su manje od veličine markera pa se ne vide na slici. Sistematske nesigurnosti su predstavljene crvenom osenčanom površinom u obliku pravougaonika oko merenih tačaka.

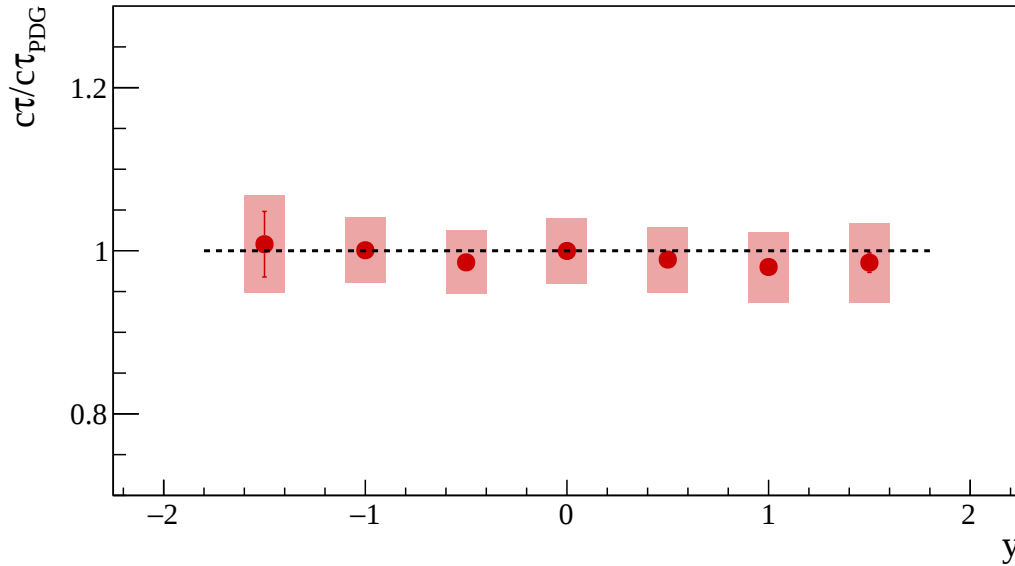
7.2 Kvalitativne provere rezultata

Za kvalitativnu proveru rezultata napravljeno je poređenje raspodela transverzalne komponente impulsa (p_T) za odgovarajuće oblasti negativnog i pozitivnog rapiditeta (y). U ovom testu očekuje se simetrija rezultata u okviru statističkih nesigurnosti, što je i pokazano na slici 45.

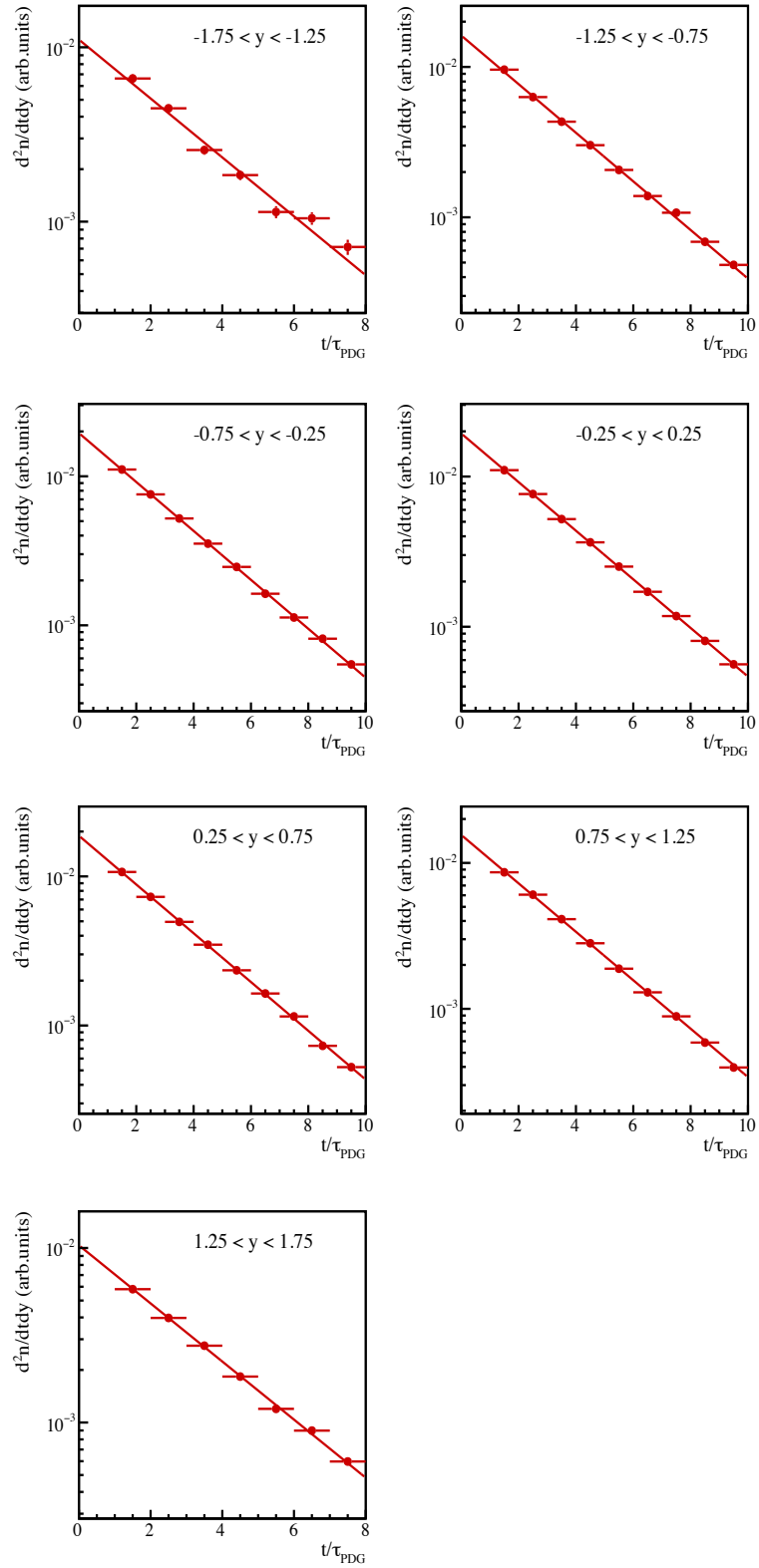


Slika 45: Na slici su prikazane raspodele p_T . Statističke nesigurnosti prikazane su vertikalnim linijama, ali su za većinu tačaka manje od veličine markera, pa se one ne vide. Crvenim markerima predstavljena je raspodela p_T za oblasti negativnog rapiditeta, dok beli markeri (šuplji) označavaju raspodelu p_T za oblasti pozitivnog rapiditeta.

Analiza raspodele sopstvenog vremena života K_S^0 mezona takođe ima za cilj kvalitativnu proveru rezultata. Ova analiza je realizovana na identičan način kao i analiza predstavljena u poglavlju 7.1. Vreme života je računato korišćenjem rastojanja r između glavnog interakcionog verteksa V^0 kandidata i V^0 - verteksa raspada. Ovo rastojanje se računa na eksperimentu, a procedura je opisana u poglavljima 4.4 i 4.5. Sa druge strane, pretpostavljamo da se K_S^0 mezoni kreću brzinom svetlosti (c), pa jednostavnim računom dolazimo do sopstvenog vremena života K_S^0 mezona. U sledećem koraku izračunat je spektar $d^2n/dydt$ i fitovan eksponencijalnom funkcijom u svakom rapiditet - vreme života binu (vreme života je normalizovano t/τ_{PDG} , pri čemu je teorijska vrednost $c\tau_{PDG} = 2.6844$ cm). Podaci su raspoređeni u 7 binova rapiditeta (prva tačka u intervalu $-1.75 < y < -1.25$, a poslednja $1.25 < y < 1.75$) sa korakom 0.5. Prvi i poslednji bin rapiditeta podeljeni su na 8 binova vremena života (od 0 do 8, sa korakom 1), dok su preostali binovi podeljeni na 10 binova (od 0 do 10, sa korakom 1). Odnos izračunatog vremena života τ i odgovarajuće teorijske vrednosti τ_{PDG} u funkciji rapiditeta je prikazan na slici 46. Sa slike 46 se može videti da su izračunata vremena života u različitim binovima rapiditeta u veoma dobrom slaganju sa teorijskim vrednostima [7], što predstavlja potvrdu tačnosti procedure sprovedene u analizi. Rezultati u pojedinim binovima rapiditeta su prikazani na slici 47.



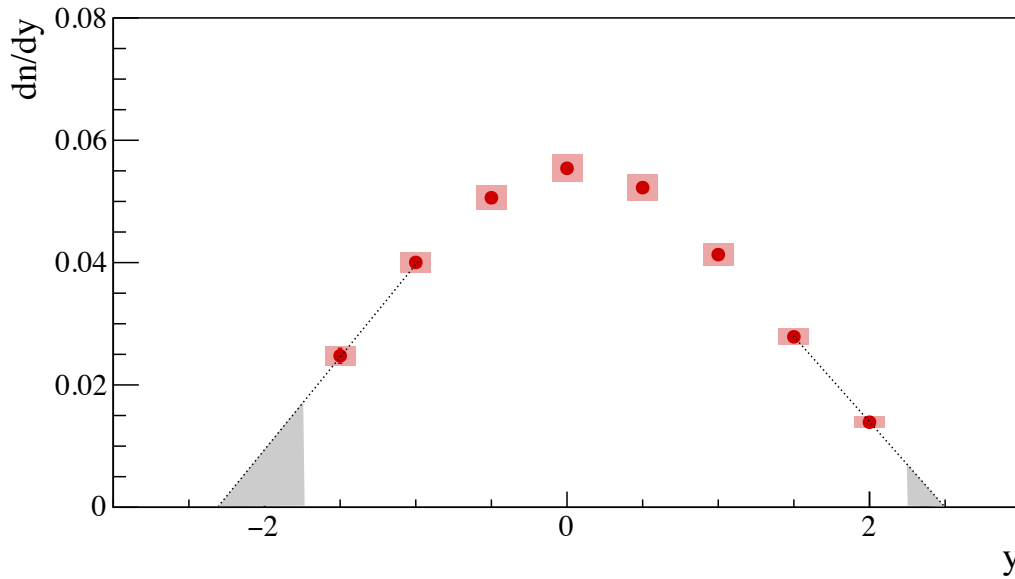
Slika 46: Odnos izračunatog vremena života i teorijske vrednosti [7] u funkciji rapiditeta.



Slika 47: Raspodele vremena života K_S^0 mezona za različite opsege rapiditeta.

7.3 Ukupni multiplicitet

Raspodela diferencijalnog multipliciteta po rapiditetu ($\frac{dn}{dy}$) se računa integracijom merenih spektara transversalnog impulsa i ekstrapolacijom u nemerene oblasti ($p_T > 1.8$) korišćenjem funkcije definisane jednačinom 7.1. Raspodela ($\frac{dn}{dy}$) dobijena p_T -integracijom i ekstrapolacijom prikazana je na slici 48, dok su numeričke vrednosti predstavljene u tabeli 7.



Slika 48: Raspodela diferencijalnog multipliciteta K_S^0 mezona po rapiditetu dn/dy dobijena p_T -integracijom. Merene tačke su predstavljene crvenim markerima. Statističke nesigurnosti su predstavljene vertikalnim linijama (za većinu tačaka su manje od veličine markera, pa se ne vide). Sistematske nesigurnosti su predstavljene crveno osenčanim pravougaonicima. Crne isprekidane linije prikazuju polinome prvog reda koji su korišćeni za ekstrapolaciju nemeranih oblasti (za detalje videti tekst). Numeričke vrednosti ovih spektara su date u tabeli 7.

Konačni multiplicitet K_S^0 mezona je izračunat na dva različita načina. U oba slučaja polazni podaci predstavljali su raspodelu diferencijalnog multipliciteta K_S^0 mezona u funkciji rapiditeta. Prvi korak, zajednički za oba metoda, jeste sumiranje svih merenih tačaka prikazanih na slici 48. Ovoj vrednosti neophodno je dodati vrednost ekstrapoliranog dela. Suštinska razlika ova dva metoda jeste u načinu ekstrapolacije za nemerene oblasti (za rapiditete manje od -1.75 i veće od 2.25). Prvi metod podrazumeva fit pomenute raspodele ($\frac{dn}{dy}$) Gausovom funkcijom, jer se ($\frac{dn}{dy}$) raspodela u merenom delu rapiditeta može dobro aproksimirati ovim oblikom funkcije. Ekstrapolacija bi u ovom slučaju podrazumevala integral fitovane funkcije u intervalima $y \in [-3.0, -1.75]$ i $y \in [2.25, 3.0]$. U drugoj metodi za ekstrapolaciju korišćen je polinom prvog reda (prava linija). U tom slučaju korišćene su samo prve dve tačke u oblasti negativnog rapiditeta, odnosno poslednje dve tačke za oblast pozitivnog rapiditeta, za određivanje parametra pravca. Nakon toga, računata je

y	T (MeV)	$\frac{dn}{dy} \times 10^{-3}$	ekstrapolirani deo (%)
(-1.75;-1.25)	$162.3 \pm 3.1 \pm 7.0$	$24.8 \pm 1.2 \pm 1.5$	0.21
(-1.25;-0.75)	$174.6 \pm 1.0 \pm 2.3$	$40.0 \pm 0.4 \pm 1.6$	0.35
(-0.75;-0.25)	$184.7 \pm 0.7 \pm 0.7$	$50.6 \pm 0.3 \pm 1.8$	0.56
(-0.25;0.25)	$186.5 \pm 0.6 \pm 0.8$	$55.4 \pm 0.2 \pm 2.1$	0.58
(0.25;0.75)	$181.5 \pm 0.6 \pm 0.8$	$52.3 \pm 0.2 \pm 2.1$	0.47
(0.75;1.25)	$170.1 \pm 0.6 \pm 1.6$	$41.3 \pm 0.2 \pm 1.8$	0.31
(1.25;1.75)	$163.1 \pm 1.0 \pm 2.0$	$27.9 \pm 0.2 \pm 1.3$	0.23
(1.75;2.25)	$149.7 \pm 2.5 \pm 4.2$	$13.9 \pm 0.2 \pm 0.8$	3.33

Tabela 7: Numeričke vrednosti $\frac{dn}{dy}$ raspodele predstavljene na slici 48. Prikazani su rezultati sa odgovarajućim statističkim i sistematskim nesigurnostima. U poslednjoj koloni tabele prikazan je i doprinos ekstrapolacije ukupnom rezultatu (u procentima).

površina ispod pravca i to u intervalu od tačke u kojoj se seku pravac i apscisa do prve (odnosno poslednje) merene tačke. Vrednost ekstrapoliranog dela dobijena drugom metodom korišćena je pri određivanju ukupnog multipliciteta K_S^0 mezona, a razlika rezultata dobijenih primenom opisane dve metode ekstrapolacije uračunata je u ukupnu sistematsku nesigurnost. Statistička nesigurnost je računata kao kvadratni koren sume kvadrata statističkih nesigurnosti binova koji se sumiraju, dok je sistematska nesigurnost izračunata kao kvadratni koren kvadrata sistematskih nesigurnosti opisanih u poglavlju 6.6 i polovina ekstrapoliranog dela. Vrednost ukupnog multipliciteta računatog drugom metodom iznosi:

$$\langle K_S^0 \rangle = 0.162 \pm 0.001(stat.) \pm 0.011(sys.)$$

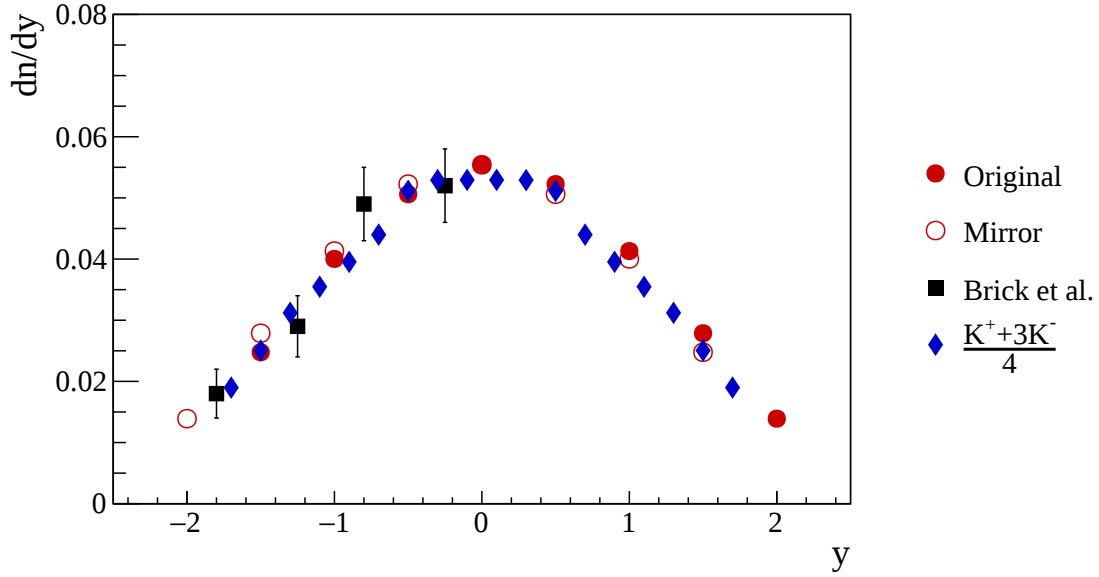
7.4 Poređenja sa svetskim rezultatima i predviđanjima teorijskih modela

U ovom poglavlju biće napravljeno poređenje najnovijih rezultata NA61/SHINE eksperimenta u neelastičnim $p+p$ sudarima sa impulsom snopa od 158 GeV/c (rezultati ove teze) sa svetski dostupnim rezultatima na približnim energijama, kao i sa predviđanjima teorijskih modela.

Na slici 49 prikazano je poređenje raspodele dn/dy u funkciji rapiditeta y sa rezultatima analize u radu Brick *et al.* sa impulsom snopa od 147 GeV/c [77], kao i sa rezultatima za naelektrisane kaone merene na NA61/SHINE eksperimentu sa impulsom snopa od 158 GeV/c [78]. Poređenje sa naelektrisanim kaonima je napravljeno korišćenjem formule [79] :

$$N_{K_S^0} = \frac{1}{4}(N_{K^+} + 3 \cdot N_{K^-}) \quad (7.2)$$

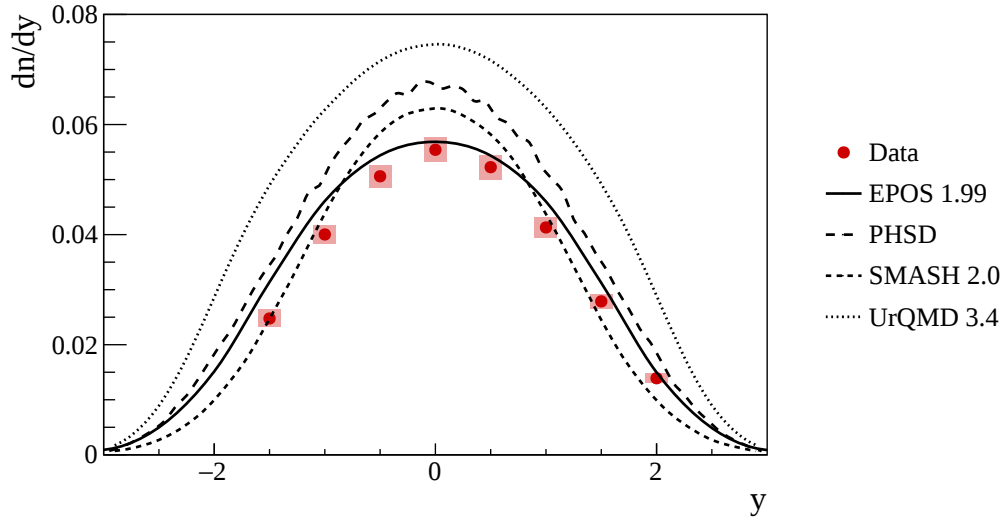
pri čemu su $N_{K_S^0}$ - broj K_S^0 mezona, N_{K^+} - broj pozitivno naelektrisanih kaona, N_{K^-} - broj negativno naelektrisanih kaona. Sa slike 49 vidimo izuzetno slaganje rezultata ove teze sa navedenim radovima.



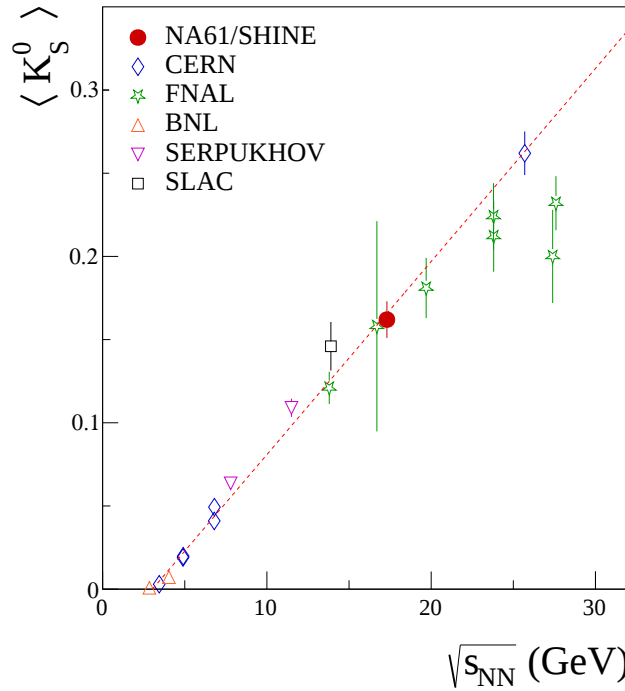
Slika 49: Crveni markeri u obliku kruga predstavljaju rezultate za K_S^0 mezona kreirane u neelastičnim $p+p$ sudarima sa impulsom snopa od 158 GeV/c. Beli (šuplji) krugovi su vrednosti koje preslikavaju originalne vrednosti u odnosu na rapiditet $y = 0$. Crni kvadrati predstavljaju rezultate analize Brick *et al.*. Plavi markeri u obliku dijamanta predstavljaju rezultate dobijene formulom $\frac{1}{4}(N_{K^+} + 3 \cdot N_{K^-})$ za kaone merene na NA61/SHINE eksperimentu u neelastičnim $p+p$ sudarima sa impulsom snopa od 158 GeV/c.

Poređenje sa predviđanjima teorijskih modela prikazano je na slici 50. Modeli korišćeni za poređenje rezultata su: EPOS1.99 [72, 73], PHSD [80, 81], SMASH2.0 [82] i UrQMD3.4 [83, 84, 85]. Sa slike 50 se može primetiti da teorijski modeli dobro opisuju oblik izmerene raspodele dn/dy . Predviđanja EPOS1.99 modela u potpunosti prate trend merenih tačaka, dok preostala tri modela imaju nešto veće vrednosti u oblasti centralnog rapiditeta, posebno UrQMD3.4 model koji je pokazao najmanje slaganje sa merenim tačkama.

Ukupni multiplicitet K_S^0 mezona merenih u neelastičnim $p+p$ sudarima sa impulsom snopa od 158 GeV/c upoređen je sa svetski dostupnim rezultatima [86, 87, 88, 89, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 77, 96, 97, 98, 99, 100, 101] na slici 51. Sa slike se može uočiti vrlo dobro slaganje rezultata merenog multipliciteta sa svetskim rezultatima. Kao što je i očekivano, primećen je monotoni rast multipliciteta sa povećanjem energije projektila.



Slika 50: Poređenje rezultata ove teze sa predviđanjima teorijskih modela. Crveni markeri predstavljaju merene tačke. Predviđanja EPOS1.99, PHSD, SMASH2.0 i UrQMD3.4 modela prikazana su crnim linijama. Statističke nesigurnosti su manje od veličine markera pa se ne vide na slici, dok su sistematske nesigurnosti predstavljene crvenim pravougaoncima.



Slika 51: Na slici je predstavljeno poređenje ukupnog multipliciteta K_S^0 mezona u funkciji energije dostupne u neelastičnim $p+p$ sudarima. Crveni marker predstavlja rezultat ove teze, dok su ostale tačke rezultati svetski dostupnih publikacija i to: rezultati eksperimenata pri CERN-u su predstavljeni plavim markerom u obliku dijamanta, rezultati FERMILAB eksperimenata su predstavljeni zelenim markerom u obliku zvezde, narandžasti trouglovi prikazuju rezultate BROOKHAVEN eksperimenata, obrnute trouglove ljubičaste boje prezentuju rezultate SERPUKHOV eksperimenata, dok su rezultati sa SLAC eksperimenata predstavljeni crnim markerom u obliku kvadrata.

“There is no real ending. It’s just the place where you stop the story.”

Frank Herbert

8 Zaključak

U tezi je prikazana kompletna analiza i rezultati produkcije K_S^0 mezona u neelastičnim $p+p$ sudarima sa impulsom snopa od 158 GeV/c ($\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV). Merenja su realizovana na hadronskom spektrometru velike akseptanse NA61/SHINE na Super Proton Sinhrotronu u CERN-u. Rezultati teze su predstavljeni u glavi 7. Spektri raspodele diferencijalnog multipliciteta po rapiditetu ($\frac{dn}{dy}$) su poređeni sa rezultatima dobivenim na FERMILAB-u (impuls snopa 147 GeV/c) [77]. Slaganja rezultata su u velikoj meri, pri čemu su rezultati ove teze prikazani sa velikom statističkom preciznošću. Takođe, poređenja su napravljena i sa predviđanjima teorijskih modela, od kojih se najveće slaganje dobija sa predviđanjima EPOS 1.99 modela, dok su najveća odstupanja u odnosu na predviđanja UrQMD 3.4 modela. Ukupni K_S^0 multiplicitet ekstrapoliran na 4π geometriju je izračunat i iznosi $\langle K_S^0 \rangle = 0.162 \pm 0.001 \pm 0.011$. Prva nesigurnost je statistička, a druga sistematska. Dobijena vrednost je u izuzetnom slaganju sa drugim svetski dostupnim rezultatima za približne vrednosti energije. Pored pomenutih rezultata, izračunati su još dvostruko-diferencijalni spektar ($\frac{d^2n}{dydp_T}$) i inverzni parametar nagiba T u funkciji rapiditeta.

Dobijeni rezultati su od velikog značaja za NA61/SHINE kolaboraciju jer nikada do sada nije analizirana produkcija K_S^0 mezona u $p+p$ sudarima na energijama dostupnim na SPS-u.

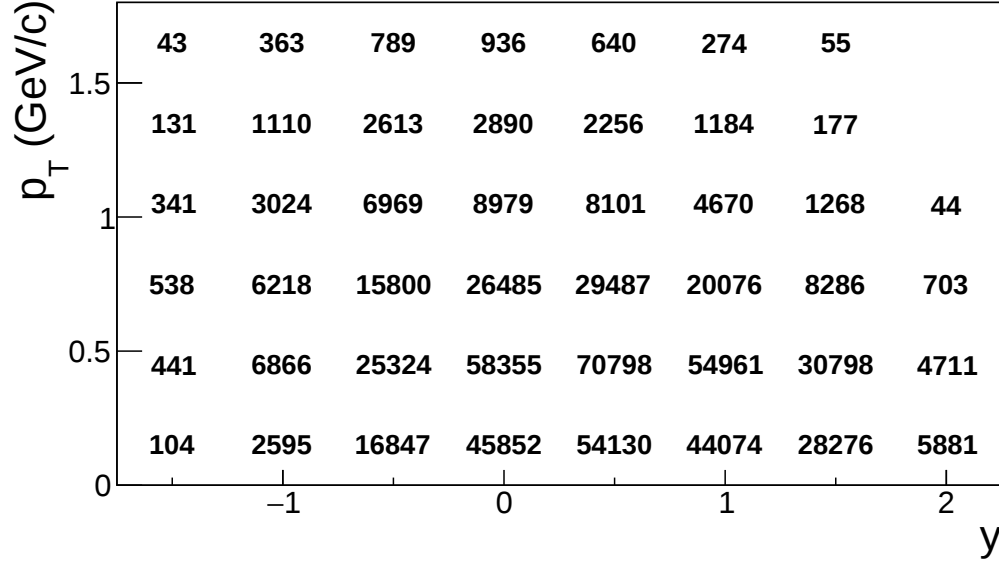
Rezultati ove teze su publikovani u European Journal of Physics C.

Analiza je već nastavljena na preostalim $p+p$ podacima prikupljenim u toku 2010. i 2011. godine. Reč je o impulsima snopa od 19, 31, 40 i 80 GeV/c. Iako je analiza određenih podataka u poodmakloj fazi i postoje preliminarni rezultati, oni neće biti prikazani u ovoj tezi jer još uvek nisu prošli kolaboracijsku reviziju i

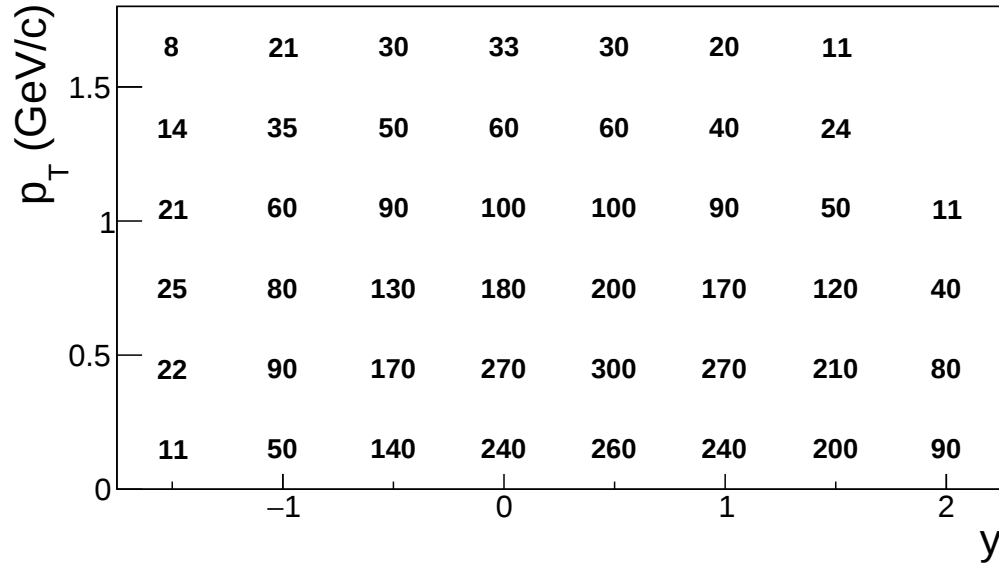
odobrenje. Merenje produkcije K_S^0 mezona, kao i ostalih stranih čestica, na nižim energijama je izuzetno važno jer pokriva područje u kojem se pretpostavlja da je došlo do faznog prelaza iz stanja hadronskog gasa u stanje QGP. Idealno scenario bi bio da se nakon završene kompletne analize K_S^0 mezona na svim dostupnim energijama u neelastičnim $p+p$ sudarima, analiza ponovi za $\Lambda/\bar{\Lambda}$ hiperione, jer bi u tom slučaju bila formirana jaka referenca za poređenje sa rezultatima produkcije stranih čestica u sudarima Pb+Pb, Be+Be, Ar+Sc i Xe+La. Glavni doprinos takve analize bi se ogledao u tome što bi odredili položaj tačke faznog prelaza u funkciji veličine sistema i dostupne energije u sudarima. Analiza sudara teških jona je identična opisanoj analizi u ovoj temi, sa samo jednom bitnom razlikom koja se odnosi na selekciju centralnosti sudara.

Ovaj rad je početak u budućim analizama koje se tiču produkcije stranih čestica, a za cilj imaju da odgovore na pitanja postavljena u glavi [2](#).

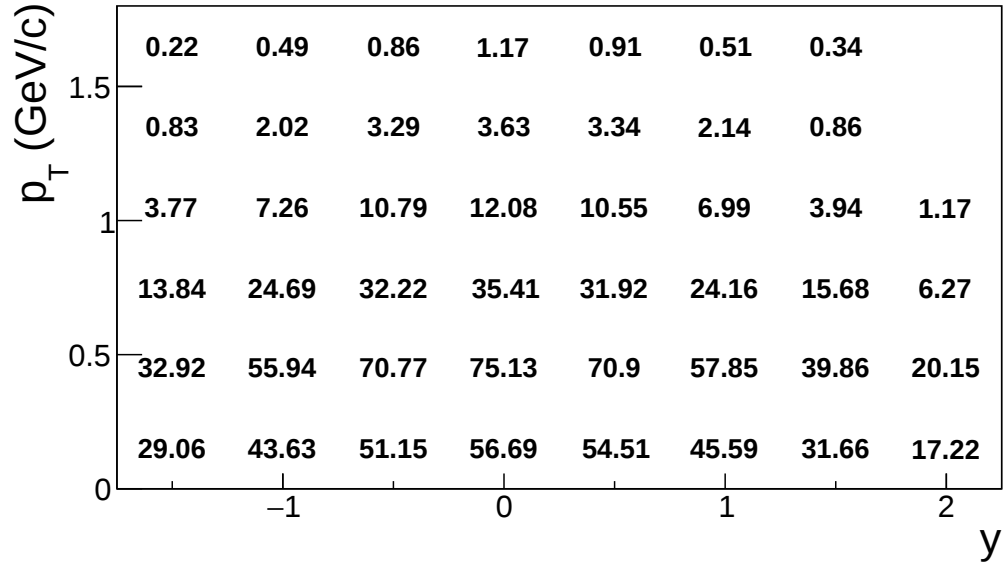
A Diferencijalni multiplicitet K_S^0 mezona u 2D



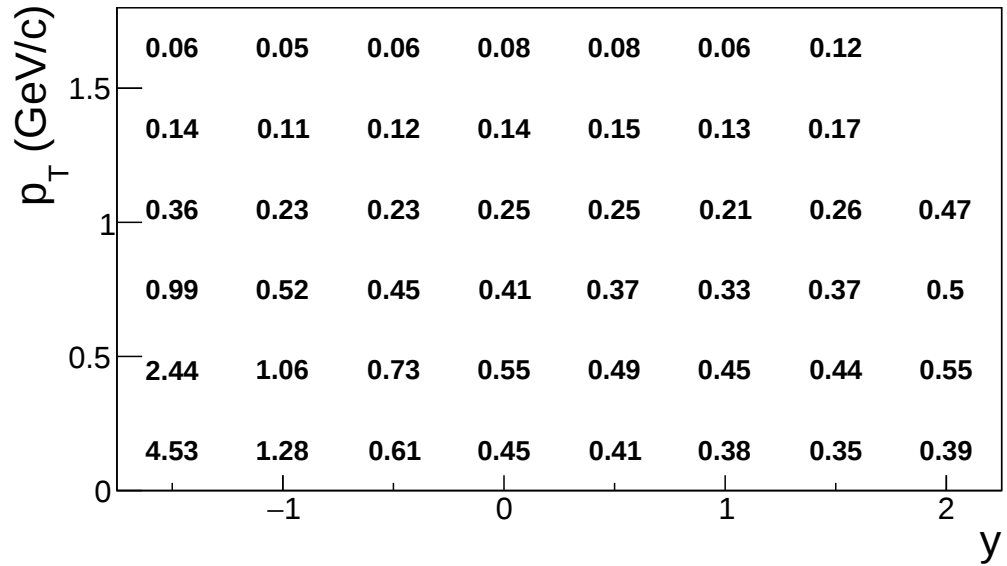
Slika 52: Nekorigovan broj K_S^0 mezona u rapiditet-transverzalni impuls binovima.



Slika 53: Statističke nesigurnosti nekorigovanog broja K_S^0 mezona u rapiditet-transverzalni impuls binovima.

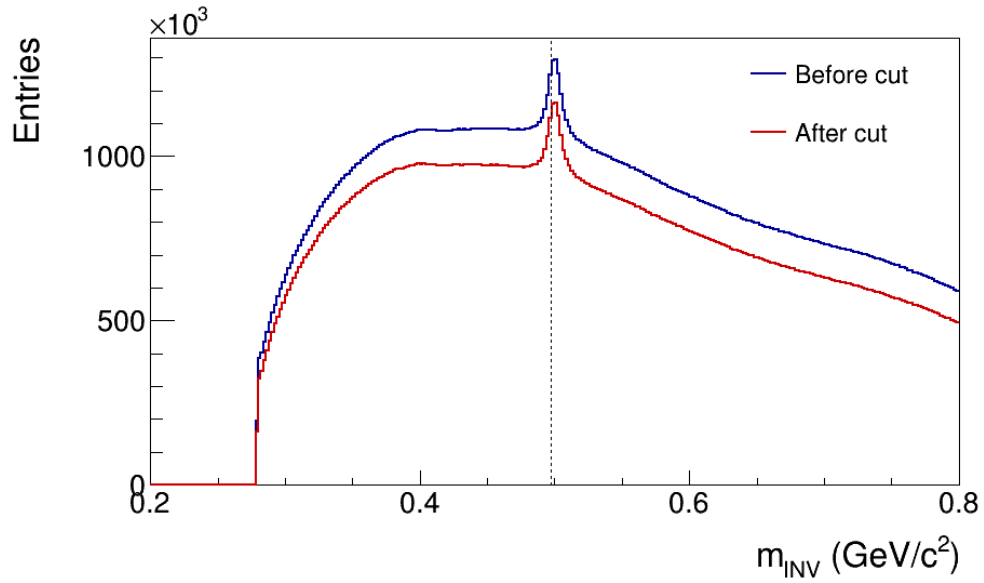


Slika 54: Korigovan broj K_S^0 mezona u rapiditet-transverzalni impuls binovima, prikazano u skali $\times 10^{-3}$.

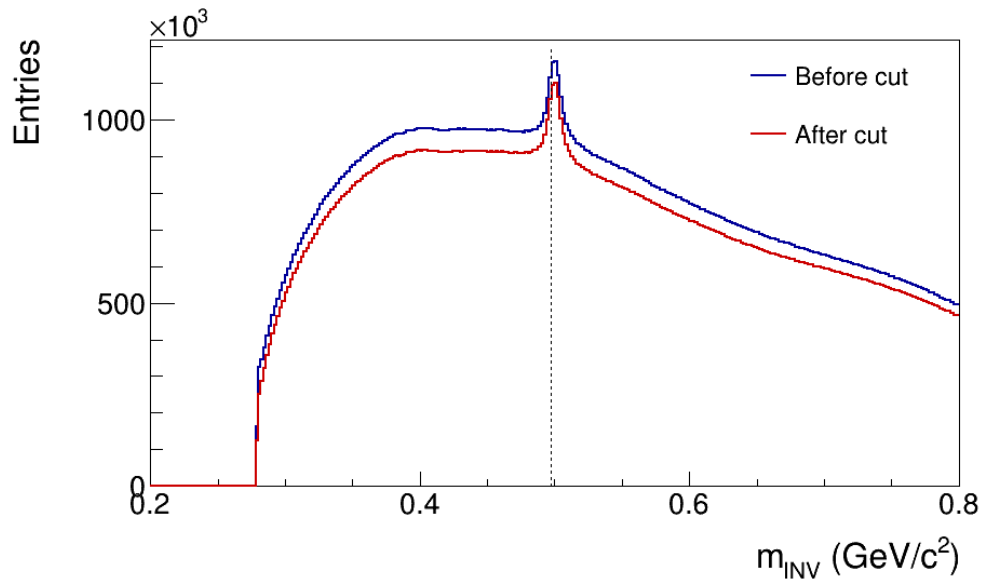


Slika 55: Statističke nesigurnosti korigovanog broja K_S^0 mezona u rapiditet-transverzalni impuls binovima, prikazano u skali $\times 10^{-3}$.

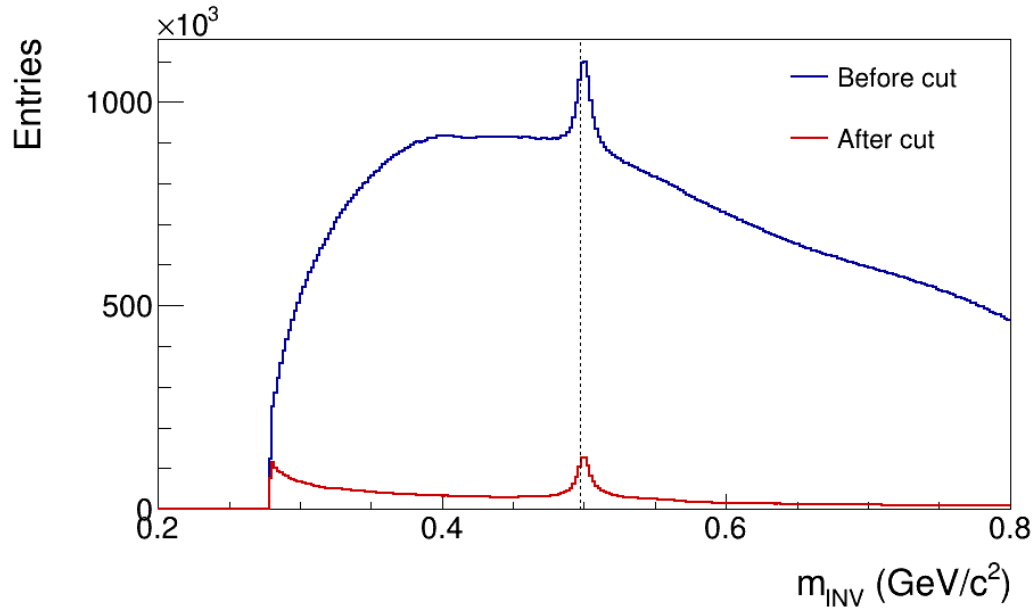
B Raspodele invarijantne mase



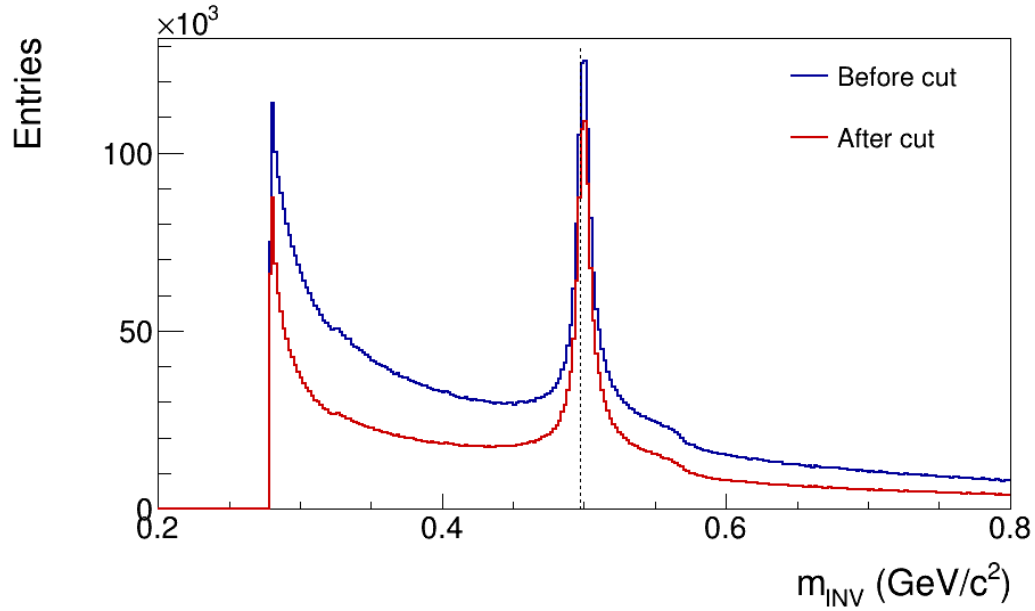
Slika 56: Histogram invarijantne mase pre primene selekcionih kriterijuma (plava boja) i nakon primene selekcionog kriterijuma za minimalan broj klastera u VTPC komorama (crvena boja).



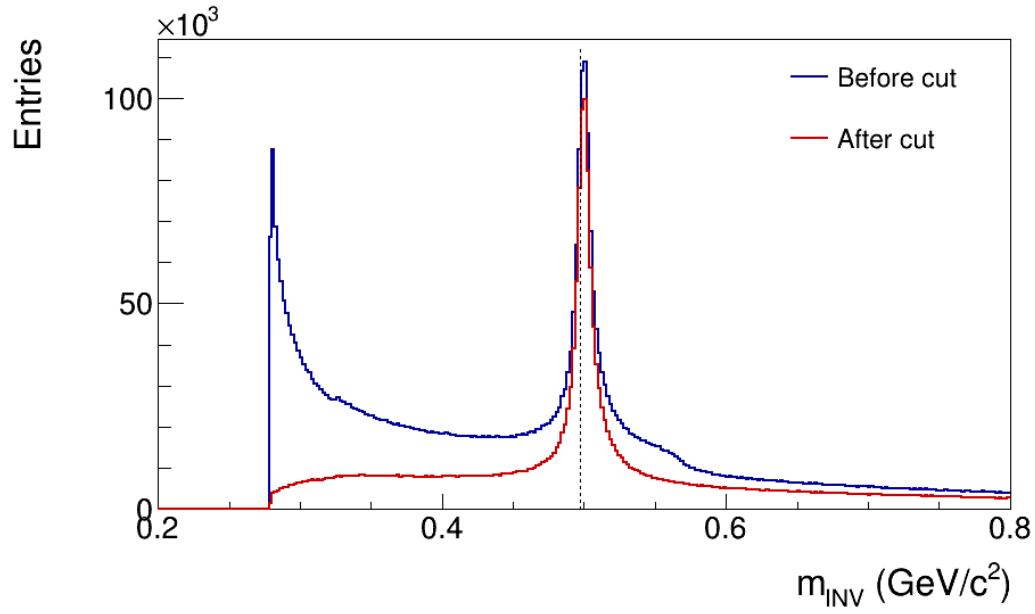
Slika 57: Histogram invarijantne mase pre (plava boja) i nakon (crvena boja) primene DCA selekcionog kriterijuma.



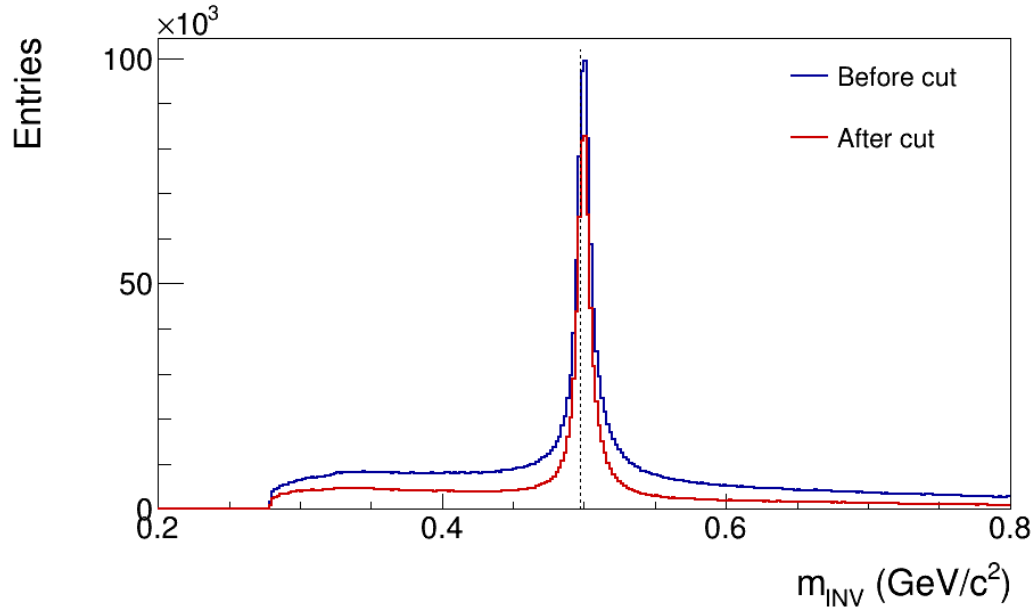
Slika 58: Histogram invarijantne mase pre (plava boja) i nakon (crvena boja) primene selekcionog kriterijuma za minimalno dozvoljeno rastojanje između primarnog i sekundarnog verteksa (Δz).



Slika 59: Histogram invarijantne mase pre (plava boja) i nakon (crvena boja) primene selekcionog kriterijuma za odstranjivanje svih sekundarnih čestica (piona) iz primarnog verteksa.

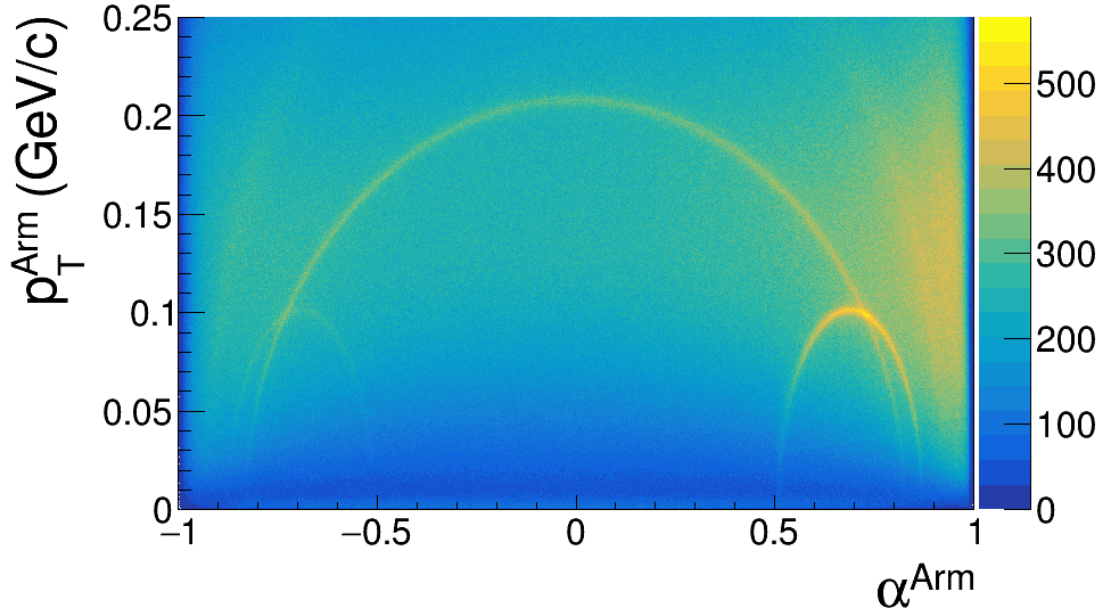


Slika 60: Histogram invarijantne mase pre (plava boja) i nakon (crvena boja) primene selekcionog kriterijuma za identifikaciju piona u intervalu $\pm 3\sigma$ od nominalne Bete-Blobove krive.

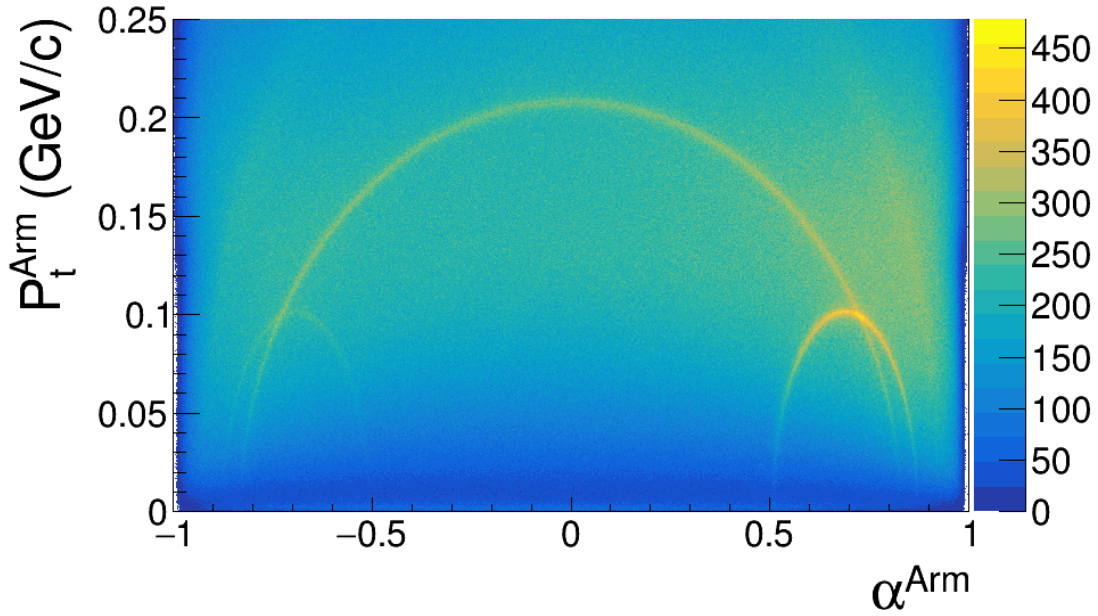


Slika 61: Histogram invarijantne mase pre (plava boja) i nakon (crvena boja) primene selekcionog kriterijuma koji se odnosi na azimutalni ugao ϕ .

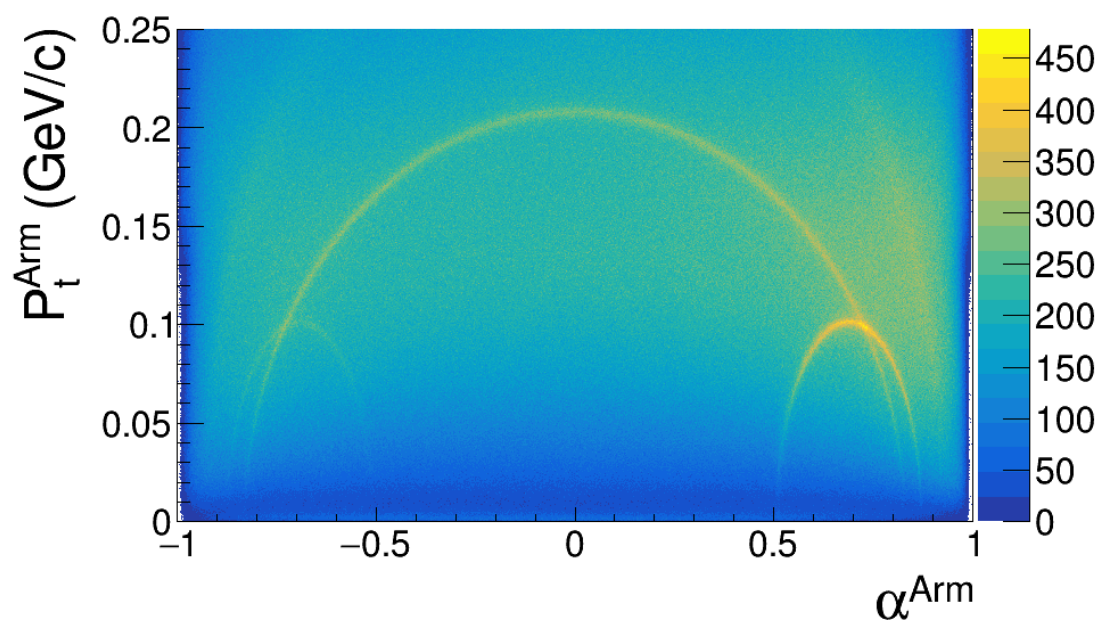
C Kontrolni histogrami: Armenteros-Podolanski



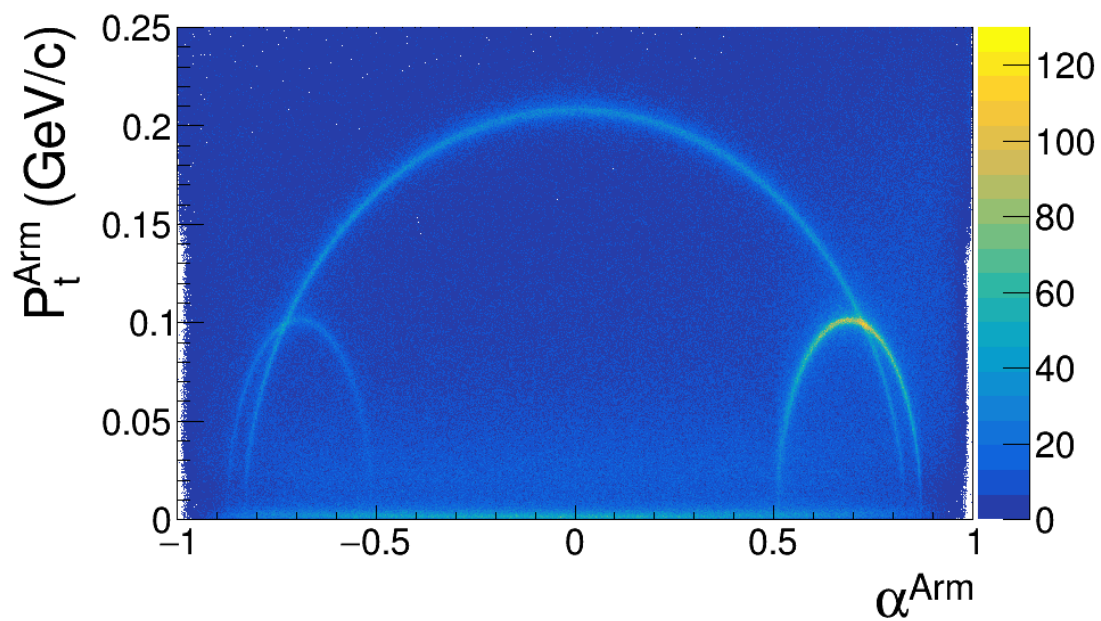
Slika 62: Armenteros-Podolanski kontrolni histogram pre primene selekcionih kriterijuma.



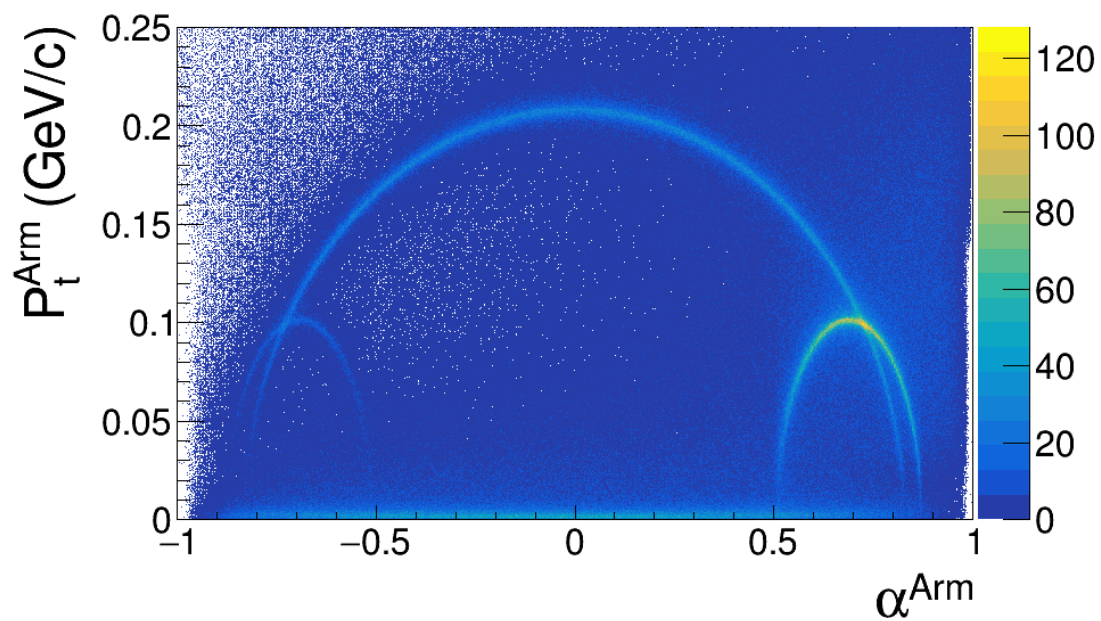
Slika 63: Armenteros-Podolanski kontrolni histogram nakon primene selekcionog kriterijuma za minimalan broj klastera u VTPC komorama.



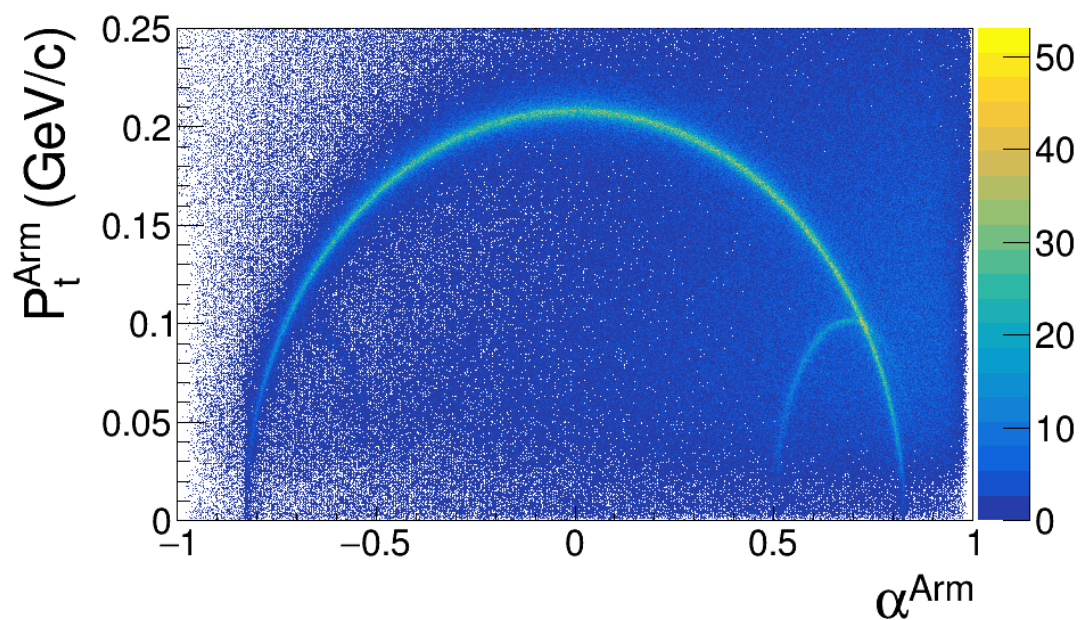
Slika 64: Armenteros-Podolski kontrolni histogram nakon primene DCA selekcionog kriterijuma.



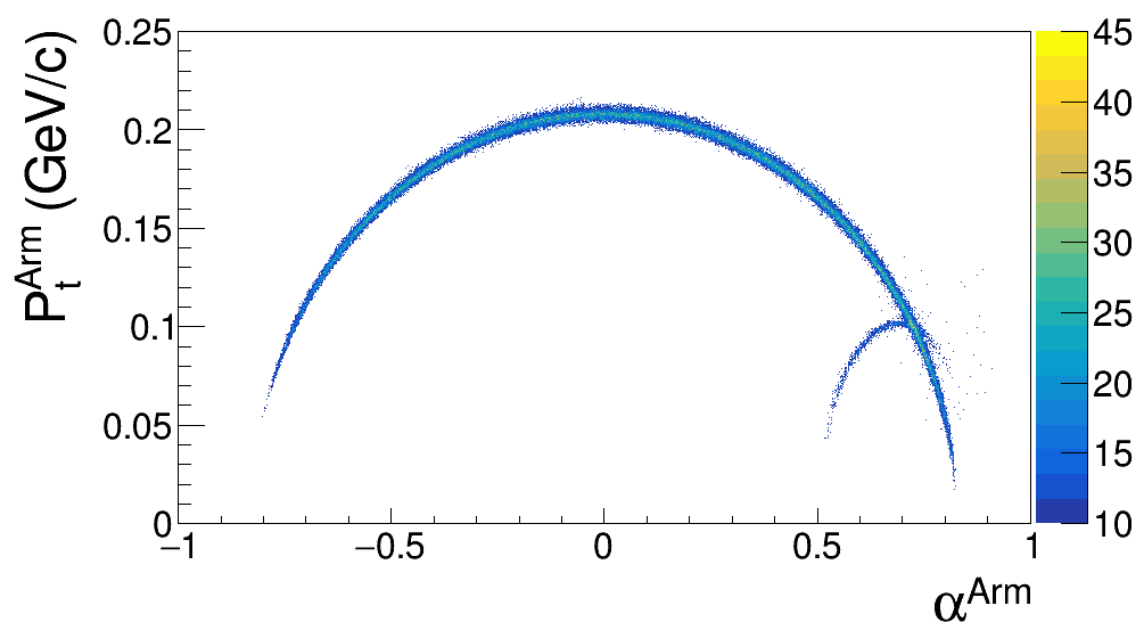
Slika 65: Armenteros-Podolski kontrolni histogram nakon primene selekcionog kriterijuma za minimalno dozvoljeno rastojanje između primarnog i sekundarnog verteksa (Δz).



Slika 66: Armenteros-Podolanski kontrolni histogram nakon primene selekcionog kriterijuma za odstranjivanje svih sekundarnih čestica (piona) iz primarnog verteksa.



Slika 67: Armenteros-Podolanski kontrolni histogram nakon primene selekcionog kriterijuma za identifikaciju piona u intervalu $\pm 3\sigma$ od nominalne Bete-Blobove krive.



Slika 68: Armenteros-Podolanski kontrolni histogram nakon primene svih selekcionih kriterijuma.

Literatura

- [1] Wojciech Florkowski. *Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions*. Singapore, World Scientific 416 p, 2010.
- [2] Marek Gazdzicki and Mark I. Gorenstein. On the early stage of nucleus-nucleus collisions. *Acta Phys. Polon. B*, 30:2705, 1999.
- [3] Johann Rafelski and Berndt Muller. Strangeness Production in the Quark - Gluon Plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 48:1066, 1982. [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 56, 2334 (1986)].
- [4] J. J. Thomson M.A. F.R.S. XL. Cathode Rays. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 44(269):293–316, 1897.
- [5] Murray Gell-Mann. A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys. Lett.*, 8:214–215, 1964.
- [6] G. Zweig. *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2*, pages 22–101. CERN, 2 1964.
- [7] M. Tanabashi et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 98(3):030001, 2018.
- [8] B. R. Martin and G. Shaw. *Particle Physics, third edition*. The Manchester Physics Series. A John Wiley and Sons, Ltd, Publication, The Atrium, Southern Gate, Chichester, West Sussex, PO19 8SQ, United Kingdom, 2008.
- [9] Tadao Nakano and Kazuhiko Nishijima. Charge Independence for V-particles*. *Progress of Theoretical Physics*, 10(5):581–582, 11 1953.
- [10] M. Gell-Mann. The interpretation of the new particles as displaced charge multiplets. *Il Nuovo Cimento*, 4, 04 1956.
- [11] David J. Gross and Frank Wilczek. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1343–1346, 1973.
- [12] Bo Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys. Rept.*, 97:31–145, 1983.
- [13] Edward V. Shuryak. Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter. *Phys. Rept.*, 61:71–158, 1980.

- [14] M. C. Ruivo, Pedro Costa, C. A. de Sousa, H. Hansen, and W. M. Alberico. How the Polyakov Loop and the Regularization Affect Strangeness and Restoration of Symmetries at Finite T. *AIP Conf. Proc.*, 1257(1):770–774, 2010.
- [15] V. Mukhanov. *Physical Foundations of Cosmology*. Cambridge University Press, Oxford, 2005.
- [16] Edward V. Shuryak. Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 28:408, 1978.
- [17] M. Gorenstein M. Gazdzicki and P. Seyboth. Onset of deconfinement in nucleus-nucleus collisions: review for pedestrians and experts. *Acta Phys. Pol. B*, 42:307, 2011.
- [18] Joseph I. Kapusta and A. Mekjian. How Much Strangeness Production Is There in Ultrarelativistic Nucleus Nucleus Collisions? *Phys. Rev. D*, 33:1304–1313, 1986.
- [19] Misha A. Stephanov, K. Rajagopal, and Edward V. Shuryak. Signatures of the tricritical point in QCD. *Phys. Rev. Lett.*, 81:4816–4819, 1998.
- [20] Mikhail A. Stephanov. QCD phase diagram and the critical point. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 153:139–156, 2004.
- [21] Z. Fodor and S. D. Katz. Critical point of QCD at finite T and mu, lattice results for physical quark masses. *JHEP*, 04:050, 2004.
- [22] A. Enokizono. *Space-time evolution of hot and dense matter probed by Bose-Einstein correlation in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*. Hiroshima University, 2004.
- [23] C. Alt et al. Directed and elliptic flow of charged pions and protons in Pb + Pb collisions at 40-A-GeV and 158-A-GeV. *Phys. Rev. C*, 68:034903, 2003.
- [24] T. Matsui and H. Satz. J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys. Lett. B*, 178:416–422, 1986.
- [25] S. S. M. Wong. *Introductory Nuclear Physics*. WILEY-VCH Verlag Gmbl I & Co. KGaA, 2004.
- [26] G. Agakichiev et al. Low mass $e^+ e^-$ pair production in 158/A-GeV Pb - Au collisions at the CERN SPS, its dependence on multiplicity and transverse momentum. *Phys. Lett. B*, 422:405–412, 1998.

- [27] B. Lenkeit et al. New results on low-mass lepton pair production in Pb-Au collisions at 158 GeV per nucleon. *Nucl. Phys. A*, 654(1):627c–630c, 1999.
- [28] S. V. Afanasiev et al. Energy dependence of pion and kaon production in central pb+pb collisions. *Phys. Rev. C*, 66:054902, Nov 2002.
- [29] D. G. d’Enterria. Jet quenching: RHIC results and phenomenology. In *AIP Conf. Proc.*, 2006.
- [30] J. Letessier et J. Rafelski. *Hadrons and quark-gluon plasma*. Cambridge University, 2002.
- [31] P. Koch, Berndt Muller, and Johann Rafelski. Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions. *Phys. Rept.*, 142:167–262, 1986.
- [32] Juergen Eschke. Strangeness enhancement in sulphur - nucleus collisions at 200-GeV/N. *Acta Phys. Hung. A*, 4:105–116, 1996.
- [33] Ulrich W. Heinz and Maurice Jacob. Evidence for a new state of matter: An Assessment of the results from the CERN lead beam program. *CERN*, 1 2000.
- [34] Enrico Fermi. High-energy nuclear events. *Prog. Theor. Phys.*, 5:570–583, 1950.
- [35] Peter Seyboth. Study of the Onset of Deconfinement and Search for the Critical Point of Strongly Interacting Matter. *Acta Phys. Polon. Supp.*, 6:409–418, 2013.
- [36] Y. Itow et al. The JHF-Kamioka neutrino project. *3rd Workshop on Neutrino Oscillations and Their Origin*, 2001.
- [37] S. Johnson et al. Hadron Production Measurements for Fermilab Neutrino Beams. *CERN-SPSC-2014-032. SPSC-P-330-ADD-7*, 2014.
- [38] N. Abgrall et al. NA61/SHINE plans beyond the approved program. *CERN-SPSC-2012-022. SPSC-P-330-ADD-6*, 2012.
- [39] J. Abraham et al. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 523:50, 2004.
- [40] T. Antoni et al. The cosmic-ray experiment KASCADE. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 513:490, 2003.

- [41] C. Alt et al. Pion and kaon production in central Pb + Pb collisions at 20-A and 30-A-GeV: Evidence for the onset of deconfinement. *Phys. Rev. C*, 77:024903, 2008.
- [42] C. Roland et al. Event by event fluctuations of particle ratios in central Pb+Pb collisions at 20-AGeV to 158-AGeV. *J. Phys. G*, 30:S1381–S1384, 2004.
- [43] M Rybczynski et al. Multiplicity fluctuations in nuclear collisions at 158-A-GeV. *J. Phys. Conf. Ser.*, 5:74–85, 2005.
- [44] G. D. Rochester and C. C. Butler. Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles. *Nature*, 160:855–857, 1947.
- [45] V. D. Hopper and S. Biswas. Evidence concerning the existence of the new unstable elementary neutral particle. *Phys. Rev.*, 80:1099–1100, Dec 1950.
- [46] A. Pais. Isotopic spin and mass quantization. *Physica*, 19(1):869–887, 1953.
- [47] Kazuhiko Nishijima. Charge Independence Theory of V Particles. *Prog. Theor. Phys.*, 13(3):285–304, 1955.
- [48] Web page of NA61/SHINE experiment. . <https://shine.web.cern.ch>.
- [49] N. Abgrall et al. NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system. *JINST*, 9:P06005, 2014.
- [50] A. Placci C. Bovet, R. Maleyran and M. Placidi. The cedar (cerenkov differential counters with achromatic ring focus) project. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 25(1):572–576, 1978.
- [51] R Scrivens et al. Overview of the status and developments on primary ion sources at CERN*. *2nd International Particle Accelerator Conference*, page 4 p, Sep 2011.
- [52] M Weiss. The RFQ2 complex: the future injector to CERN Linac 2. *3rd European Particle Accelerator Conference*, page 4 p, Jun 1992.
- [53] C. E. Hill, A. M. Lombardi, E. Tanke, and M. Vretenar. Present performance of the CERN proton linac. In *19th International Linear Accelerator Conference*, 8 1998.
- [54] S. Gilardoni and D. Manglunki. *Fifty years of the CERN Proton Synchrotron: Volume 1*. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, 2011.

- [55] A. Placci C. Bovet, R. Maleyran and M. Placidi. The cedar (cerenkov differential counters with achromatic ring focus) project. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 25(1):572–576, 1978.
- [56] M. Vivargent, G. Von Dardel, R. Mermod, G. Weber, and K. Winter. A threshold gas Čerenkov counter. *Nuclear Instruments and Methods*, 22:165 – 168, 1963.
- [57] S. Afanasiev et al. The NA49 large acceptance hadron detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 430:210–244, 1999.
- [58] Antoni Aduszkiewicz. *Energy dependence of negatively charged pion production in proton-proton interactions at the CERN SPS*. PhD thesis, Warsaw U., 2016.
- [59] Georges Charpak and F. Sauli. MULTIWIRED PROPORTIONAL CHAMBERS AND DRIFT CHAMBERS. *Nucl. Instrum. Meth.*, 162:405–428, 1979.
- [60] F. Sauli. Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers. *CERN Yellow Reports: Monographs*, 5 1977.
- [61] S. Afanasiev et al. The na49 large acceptance hadron detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 430(2):210 – 244, 1999.
- [62] D. Varga. Study of inclusive and correlated particle production in elementary hadronic interactions. *Ph.D. Thesis, Budapest Hungary*, 2003.
- [63] E. Denes et al. Design and Performance of the Data Acquisition System for the NA61/SHINE Experiment at CERN. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 798:1–11, 2015.
- [64] R. Sipos, A. Laszlo, A. Marcinek, T. Paul, M. Szuba, M. Unger, D. Veberic, and O. Wyszynski. The Offline Software Framework of the NA61/SHINE Experiment. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 396, page 022045, 12 2012.
- [65] S. Argiro, S. L. C. Barroso, J. Gonzalez, L. Nellen, Thomas Cantzon Paul, T. A. Porter, L. Prado, Jr., M. Roth, R. Ulrich, and D. Veberic. The Offline Software Framework of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 580:1485–1496, 2007.
- [66] J. Myrheim and L. Bugge. A FAST RUNGE-KUTTA METHOD FOR FITTING TRACKS IN A MAGNETIC FIELD. *Nucl. Instrum. Meth.*, 160:43–48, 1979.

- [67] Kenneth Levenberg. A method for the solution of certain non-linear problems in least squares. *Quarterly of Applied Mathematics*, 2(2):164–168, 1944.
- [68] Donald W. Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2):431–441, 1963.
- [69] René Brun, F Bruyant, Federico Carminati, Simone Giani, M Maire, A McPherson, G Patrick, and L Urban. *GEANT: Detector Description and Simulation Tool; Oct 1994*. CERN, Geneva, 1993. Long Writeup W5013.
- [70] René Brun, F. Bruyant, Federico Carminati, Simone Giani, M. Maire, A. McPherson, G. Patrick, and L. Urban. GEANT Detector Description and Simulation Tool. , 10 1994.
- [71] Web page of CRMC package. <https://web.ikp.kit.edu/rulrich/crmc.html>.
- [72] K. Werner, F. M. Liu, and T. Pierog. Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at RHIC. *Phys. Rev. C*, 74, 2006.
- [73] T. Pierog and K. Werner. EPOS Model and Ultra High Energy Cosmic Rays. *Nucl. Phys. B Proc.*, 196:102–105, 2009.
- [74] N. Abgrall et al. Measurement of negatively charged pion spectra in inelastic p+p interactions at $p_{lab} = 20, 31, 40, 80$ and 158 GeV/c. *Eur. Phys. J. C*, 74(3):2794, 2014.
- [75] J. Podolanski and R. Armenteros. III. Analysis of V-events. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 45(360):13–30, 1954.
- [76] Web Page of ROOT package. <https://root.cern.ch/content/release-53403>.
- [77] D. Brick, A. M. Shapiro, N. Widgoff, R. E. Ansorge, J. R. Carter, W. W. Neale, J. G. Rushbrooke, D. R. Ward, B. M. Whyman, and R. A. Burnstein. Inclusive production of neutral strange particles by 147-GeV/c $\text{Pi}^+ \text{K}^+ \text{p}$ interactions in hydrogen. *Nucl. Phys. B*, 164, 1980.
- [78] A. Aduszkiewicz et al. Measurements of $\pi^\pm$, $\text{K}^\pm$, p and $\bar{\text{p}}$ spectra in proton-proton interactions at 20, 31, 40, 80 and 158 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS. *Eur. Phys. J. C*, 77(10):671, 2017.

- [79] M. Bonesini, A. Marchionni, F. Pietropaolo, and T. Tabarelli de Fatis. On particle production for high energy neutrino beams. *The European Physical Journal C*, 1, 2001.
- [80] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya. Parton transport and hadronization from the dynamical quasiparticle point of view. *Phys. Rev. C*, 78:034919, 2008.
- [81] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya. Parton-Hadron-String Dynamics: an off-shell transport approach for relativistic energies. *Nucl. Phys. A*, 831:215–242, 2009.
- [82] Justin Mohs, Sangwook Ryu, and Hannah Elfner. Particle Production via Strings and Baryon Stopping within a Hadronic Transport Approach. *J. Phys. G*, 47(6):065101, 2020.
- [83] S. A. Bass et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 41:255–369, 1998.
- [84] M. Bleicher et al. Relativistic hadron hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model. *J. Phys. G*, 25:1859–1896, 1999.
- [85] Hannah Petersen, Marcus Bleicher, Steffen A. Bass, and Horst Stocker. UrQMD v2.3: Changes and Comparisons. -, 5 2008.
- [86] R. I. Louttit et al. Production of Strange Particles in p-p Collisions at 2.85 GeV. *Phys. Rev.*, 123:1465–1471, 1961.
- [87] G. Alexander et al. Proton-Proton Interactions at 5.5 GeV/c. *Phys. Rev.*, 154:1284–1304, 1967.
- [88] R. L. Eisner et al. Λ and K^0 production in p+p interactions at 6 GeV/c. *Nuclear Physics B*, 123:361–381, 1977.
- [89] M. Firebaugh et al. Strange-particle production in 8-BeV/c proton-proton interactions. *Phys. Rev.*, 172:1354–1369, 1968.
- [90] V. Blobel et al. Multiplicities, topological cross sections, and single particle inclusive distributions from pp interactions at 12 and 24 GeV/c. *Nuclear Physics B*, 69:454–492, 1974.
- [91] H. Fesefeldt et al. Strangeness-transfer distributions in proton-proton collisions at 12 and 24 GeV/c. *Nuclear Physics B*, 147:317–335, 1979.

- [92] M. Yu. Bogolyubsky et al. Study of Neutral Strange Particle Production in pp Interactions at 32-GeV/ c and Comparison With $\bar{p}p$ Data. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 50:424, 1989.
- [93] V.V. Ammosov et al. Neutral strange particle production in pp interactions at 69 gev/ c . *Nuclear Physics B*, 115:269–286, 1976.
- [94] M. Alston-Garnjost et al. Neutral particle production in π^+p and pp collisions at 100 gev/ c . *Phys. Rev. Lett.*, 35:142–145, Jul 1975.
- [95] J. W. Chapman et al. Production of γ , Λ^0 and K_S^0 in pp collisions at 102 GeV/ c . *Physics Letters B*, 47:465–468, 1973.
- [96] K. Jaeger et al. Characteristics of V^0 and γ production in pp interactions at 205 gev/ c . *Phys. Rev. D*, 11:2405–2425, May 1975.
- [97] A. Sheng et al. pp interactions at 300 gev/ c : γ and neutral-strange-particle production. *Phys. Rev. D*, 11:1733–1742, Apr 1975.
- [98] F. LoPinto et al. Inclusive K^0 , Λ^0 , $K^{*\pm}(890)$, and $\Sigma^{*\pm}(1385)$ production in pp collisions at 300 gev/ c . *Phys. Rev. D*, 22:573–581, Aug 1980.
- [99] J. L. Bailly et al. Inclusive pion production in 360 gev/cpp interactions. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 35:309–316, 1987.
- [100] R. D. Kass et al. Charged- and neutral-particle production from 400-gev/ c pp collisions. *Phys. Rev. D*, 20:605–614, Aug 1979.
- [101] H. Kichimi et al. Inclusive study of strange-particle production in pp interactions at 405 gev/ c . *Phys. Rev. D*, 20:37–52, Jul 1979.

Biografija

Marjan Ćirković je rođen 11. septembra 1987. godine u Leskovcu. Nakon završene gimnazije u Vlasotincu 2006. godine upisao je osnovne studije na Fizičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu, smer Teorijska i eksperimentalna fizika. Osnovne studije je završio 2012. godine sa prosečnom ocenom 8.86. Master studije na Fizičkom fakultetu je završio 2013. godine sa prosečnom ocenom 9.67 i završnim radom pod nazivom “Detekcija Δ^{++} barionske rezonanse u proton-proton sudarima na energiji od 158 GeV-a u CERN-u”, koja je urađena pod rukovodstvom prof. dr Jovana Puzovića.

Od marta 2014. godine zaposlen je na Fizičkom fakultetu kao asistent. Zadužen je za računske i laboratorijske vežbe iz sledećih predmeta: Nuklearna fizika, Fizika jezgra i čestica, Numerički metodi u fizici i Savremena fizika 2.

Od 2013. godine je uključen u aktivnostima NA61/SHINE eksperimenta kao član beogradske SHINE grupe. Od 2014. godine Marjan je ekspert za detektor vremena preleta (ToF) što ga je kvalifikovalo da postane član autorske liste NA61/SHINE eksperimenta. Pored hardverskog zaduženja koje se sastojalo od održavanja operativnosti sistema za vreme aktivnog perioda detektora (eng. physics run), podjednako važan doprinos predstavlja i softverska kalibracija ToF detektora. Na kraju, naučni doprinos se ogleda i u analizi čiji rezultat je predstavljen u ovoj tezi.

Naučna oblast istraživanja Marjana Ćirkovića je nuklearna fizika i eksperimentalna fizika visokih energija.