

Mjerenje dielektrona pomoću Hadron Blind Detektora u PHENIX eksperimentu

Nikola Vukman

30. siječnja 2015.

PMF, Fizički odsjek; Bijenička c.32, 10 000 Zagreb

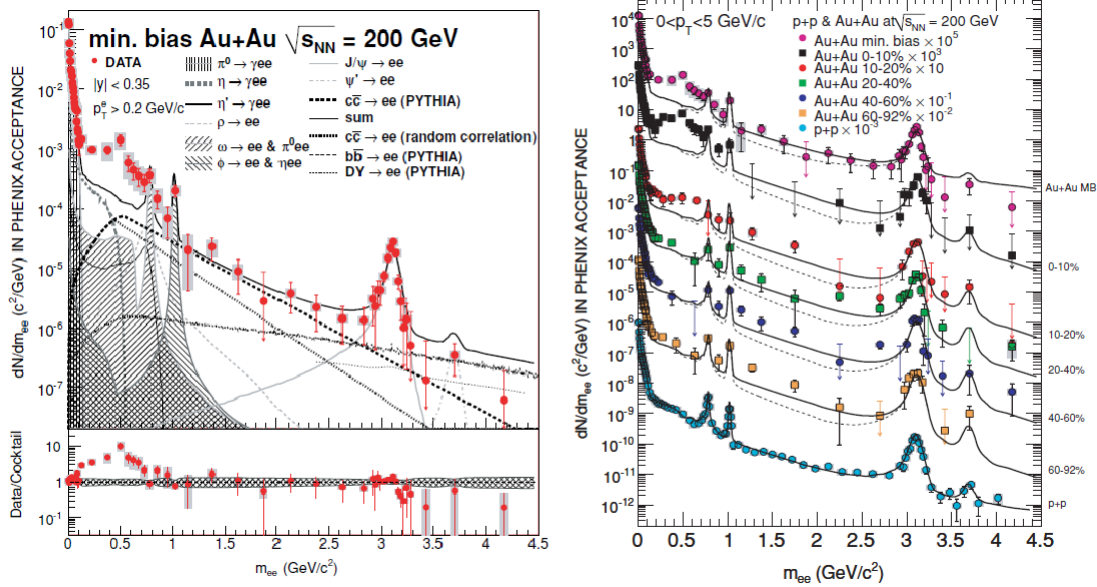
Sažetak

U ovom su seminarskom radu proučavani i analizirani mehanizmi identifikacije elektrona i pozitrona (eID) u PHENIX eksperimentu na RICH-u (BNL). Općenito će dielektroni (e^+e^- parovi) biti snažna proba svojstava nastale kvark gluon plazme tijekom čitave vremenske evolucije sudara, stoga je proces njihovog odvajanja od hadronske pozadine iznimno bitan za daljnje razumijevanje i interpretaciju fizikalnih rezultata. U prijašnjim je mjerenjima (Run-4) procijenjeno da je takav omjer signala i kombinatorijske pozadine u pojedinim područjima spektra invarijantne mase ($m_{e^+e^-} \sim 0.3 - 0.5 \text{ GeV}/c^2$) jako malen ($S/B \sim 1/200$) i predstavlja značajan problem za proučavanje svojstava jako interagirajuće, vruće i guste kvark gluon plazme. Hadron Blind Detector (HBD), posebno je osmišljen i izgrađen kao nadogradnja PHENIX-u za potrebe poboljšanja efikasnosti identifikacije elektrona, koja se do tada temeljila na mogućnostima identifikacije RICH (Ring Image Čerenkov Detektor) i EMCal (Electromagnetic Calorimeter) detektora. Konkretna analiza dielektrona se temeljila na podacima s PHENIX-a iz 2010. godine (Run-10), gdje smo odabirom fizikalnih uvjeta na varijable rekonstruiranih trajektorija čestica u mogućnosti selektirati elektrone (pozitron) te na taj način smanjiti kombinatorijsku pozadinu unutar geometrijske akceptancije PHENIX-a. Efikasnost pojedinih eID cutova određena je tada u simulacijama te je provedena pripadna analiza rezultata.

Uvod u PHENIX eksperiment:

Sudari Au – Au na $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ u PHENIX eksperimentu na RHIC-u (Relativistic Heavy Ion Collider) od iznimne su eksperimentalne važnosti za proučavanje jako interagirajuće, guste i iznimno vruće materije - kvark gluon plazme (QGP). QGP je kao stanje materije u svemiru postojala neposredno ($\sim \mu s$) nakon Velikog praska te je razumijevanje njenog nastanka, brzine termalizacije i početne temperature od fundamentalne važnosti za razumijevanje prošlosti i evolucije našeg svemira. PHENIX, specijaliziran za proučavanje elektromagnetskih i rijetkih proba u relativističkim sudarima teških iona, omogućava upravo takvu rekonstrukciju dinamike sudara i vremenske evolucije kvark gluon plazme mjerenjem spektra dileptona i fotona emitiranih iz termalizirane plazme, kao i dileptonskog spektra nastalih mezona (do ψ') čije je vrijeme života manje ili slično (ϕ) onom od plazme. Ukoliko podijelimo spektar invarijantne mase na tri diela: HMR (high-mass region, $m > 3.2 \text{ GeV}/c^2$), IMR (intermediate-mass region, $1.2 \text{ GeV}/c^2 < m < 2.9 \text{ GeV}/c^2$) i LMR (low-mass region, $m < 1.2 \text{ GeV}/c^2$) možemo definirati dominantne izvore dileptona u tom području i dio vremenske evolucije sudara koji opisuju[1]. U HMR glavni izvor dileptona su tvrdi sudari partona jezgara gdje se dileptoni produciraju u Drell-Yan procesima ($\bar{q}q \rightarrow l^+l^-$) i koreliranim semileptonskim raspadima parova teških kvarkova ($\bar{b}b \rightarrow l^+l^-$, $\bar{c}c \rightarrow l^+l^-$); stoga su dileptoni u HMR (J/ψ , ψ') proba početnog dijela sudara kada dominiraju efekti rekombinacije i asimptotske slobode kvarkova. U IMR teorijski modeli predviđaju emisiju dileptona iz termalizirane „deconfined” faze materije, kvark gluon plazme, koji su tada proba

njene početne temperature. Drugi, parirajući izvor dileptona su semileptonski raspadi c i \bar{c} kvarka (korelirani putem sačuvanja okusa) za koje teorijski očekujemo značajan gubitak energije u mediju na što bi trebao ukazati dileptonski spektar. Konačno, u LMR dominantan izvor dileptona su raspadi ρ mezona (čije je vrijeme života znatno kraće od medija te je snažno vezan za $\pi\pi$ kanal) u mediju, gdje oblik spektra i sama produkcija dileptona tim kanalom služe kao proba mogućih modifikacija spektralnih svojstava ρ mezona u mediju. Očekujemo produkciju dileptona i drugim hadronskim kanalima, u raspadima pseudoskalarinih (π^0 , η , η') i vektorskih (ω , ϕ i spomenuti ρ) mezona. U ovom je području zabilježeno znatno povećanje produkcije dileptona za faktor $4.75 \pm 0.4^{stat} \pm 1.5^{syst} \pm 0.9^{model}$ [1] što se u teorijskom modelu tumači dodatnom emisijom virtualnih fotona, uz realne, koji se konvertiraju u e^+e^- parove na području velikih transverzalnih impulsa te procesom anihilacije na malim transverzalnim impulsima. Prikaz jednog takvog spektra invarijantne mase s PHENIX-a (Run-4) kada HBD još nije bio napravljen, prikazan je na sl.1.



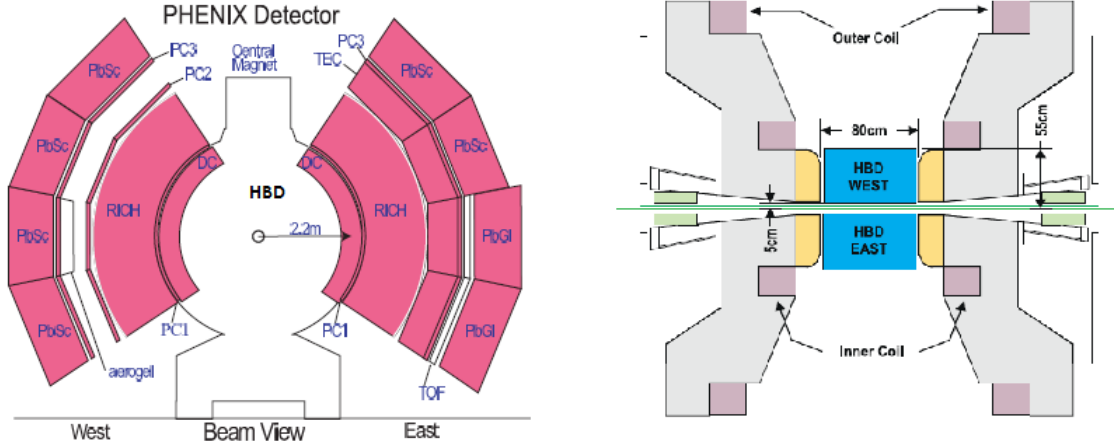
Slika 1: Spektar invarijantne mase e^+e^- parova u PHENIX akceptanciji u min.bias (minimalni cutovi za odabir elektrona iz ukupnog signala) u sudarima Au – Au na $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ uspoređen s ukupnim očekivanim doprinosom svih kanala raspada mezona, uz korelirane raspade charm i bottom kvarka te Drell-Yan procese (puna crta). Na desnoj su slici min.bias rezultati uspoređeni sa očekivanom produkcijom dielektrona u $p - p$ sudarima, te podijeljeni s obzirom na centralitete u pet kategorija; dok su punom crtom ponovno označeni očekivani doprinosi raspada svih mezona te korelirani raspadi charm kvarka u IMR. Sistematske su nesigurnosti $\sim 10\%$ u području π^0 , dok su u području vektorskih mezona $\sim 30\%$. Preuzeto iz [1]

LMR ($m < 1.2\text{GeV}/c^2$) je eksperimentalno najizazovnije područje, zbog izražene produkcije dileptona u Dalitz raspadima π^0 i γ konverzijama u materijalu detektora ili konstrukciji. Također, zbog ograničene geometrijske akceptancije PHENIX-a imamo prevladavajuću kombinatorijsku pozadinu¹ koja tada predstavlja problem u identifikaciji rezultata i dobivanja kvalitetnog spektra dielektrona. Od tu dolazi i motivacija za gradnju dodatnog eID detektora s efikasnosti odbacivanja hadrona za faktor $\sim 90\%$, Hadron Blind Detektora. U nastavku rada ćemo promotriti detektorski sustav PHENIX-a s pripadnim rekonstruiranim varijablama svakog od detektora te konkretne načine identifikacije elektrona i značenja pojedinog "eID cuta" (fizikalnog uvjeta na varijable rekonstruiranih trajektorija elektrona).

¹Ukoliko u područje detektora upada samo jedan od para dileptona, on se u spektru invarijantne mase rekonstruira sa pogrešnom masom (para) doprinoseći tako povećanju kombinatorijske pozadine.

Detektorski sustav PHENIX-a i Hadron Blind Detector:

PHENIX detektorski sustav (sl.2, opis iz [1]), korišten u ovoj analizi, sastoji se od dva globalna detektora: Beam-Beam Counter (BBC) i Zero-Degree Calorimeter (ZDC), te niza lokalnih detektora: Drift Chamber (DC) i multiwire proportional Pad Chamber (PC) za rekonstrukciju trajektorije nabijene čestice, Hadron Blind Detector (HBD) i Ring-Image Čerenkov Counter (RICH) za identifikaciju elektrona, te Electromagnetic Calorimeter (EMCal) za mjerenje energije i daljnju identifikaciju elektrona. Također, u području sudara se nalazi centralni magnet za skretanje nabijenih čestica u magnetskom polju.



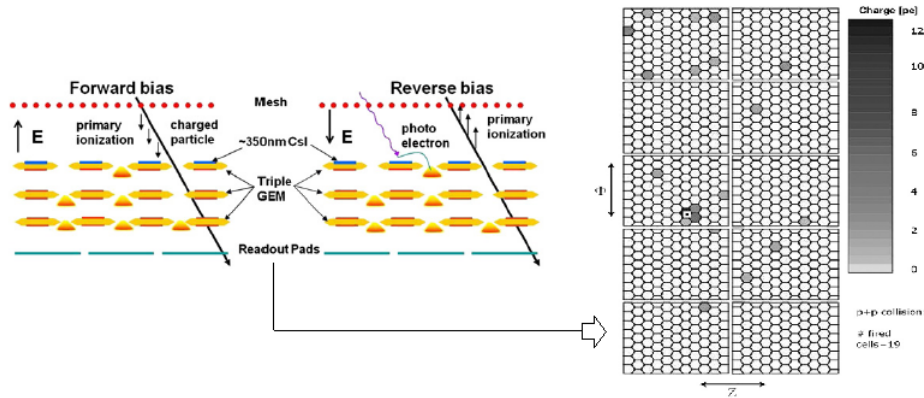
Slika 2: Prikaz detektorskog sustava na PHENIX eksperimentu. Preuzeto iz [1] i [2].

Globalni detektor BBC, postavljen na ± 1.44 m od nominalne točke interakcije, sastoji se od 64 modula Čerenkovljevih brojača koji osiguravaju informacije o početnom vremenu sudara s rezolucijom od 20 ps te poziciju z osi verteksa s rezolucijom od ~ 2 cm u p-p sudarima, odnosno ~ 0.6 cm u Au-Au sudarima. Globalni detektor ZDC, postavljen 18 m od nominalne točke interakcije, se sastoji od dva hadronska kalorimetra koja mjere energiju emitiranu neutronima unutar ~ 2 mrad od osi snopa s rezolucijom $\sim 218\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$. Korelacija ukupnog naboja u BBC-u i energije u ZDC-u određuju centralitet sudara. Centralni magnet (CM), sastavljen od dvije zavojnice u Helmholtz konfiguraciji, generira aksijalno polje iz čijeg se djelovanja na zakrivljenost putanje nabijene čestice može odrediti njen impuls s rezolucijom boljom od 1% za impulse od $0.2 - 1$ GeV/c. Driftene komore (DC - X1, U1, V1, X2, U2 i V2) i mnogožičane proporcionalne komore (PC1, PC2 i PC3) mjere sukcesivno poziciju čestice u $r - \phi$ ravnini (DC, X žice) s rezolucijom od $150 \mu\text{m}$ te z smijeru (DC U i V žice te PC1) s rezolucijom od ± 1.7 mm. Iz informacija o trajektoriji čestice i z osi verteksa rekonstruira se transversalni impuls čestice p_T s rezolucijom $\sigma_{p_T/p_T} \sim 0.7\% \times 1\% \times p_T$ za impuls izražen u GeV/c. Metoda podrazumijeva da sve trajektorije proizlaze iz verteksa što vodi na pogrešno rekonstruirane impulse čestica koje ne proizlaze iz verteksa, kao što je primjerice slučaj za γ konverzije u materijalu. Invarijantna masa para dielektrona se tada pogrešno rekonstruira ($m_{ee} \neq 0$) te zagađuje spektar do $0.3 \text{ GeV}/c^2$. RICH je plinski (CO_2) Čerenkovljev detektor s primarnom ulogom identifikacije elektrona. Prolaskom kroz plin visokoenergetski elektroni emitiraju Čerenkovljevo zračenje koje se tada sferičnim zrcalima fokusira na sustav 1280 fotomultiplikatora (PMT), gdje je prosječan broj pogođenih PMT-a po elektronu 5, što odgovara prosječnom naboju od 10 fotoelektrona (p.e.). Uz HBD on čini okosnicu eID sustava u PHENIX eksperimentu. Elektromagnetski kalorimetar (EMCal) osigurava mjerenje energije nabijene čestice te odgovarajuću prostornu informaciju o mjestu nastanka EMCal grozda pripadne energije. Svaka ruka detektora (vidi sl.2) ima po 4 sektora, odnosno 4 kalorimetra od kojih su na istočnoj strani 2 PbGl (olovo-staklo rezolucije $\delta E/E \sim 4.3\% \times 7.7\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$) i 2 PbSc (olovo-skandij rezolucije

$\delta E/E \sim 4.5\% \times 8.3\% / \sqrt{E(\text{GeV})}$, dok su na zapadnoj strani svi PbSc.

Kako smo i u teorijskom uvodu napomenuli, zbog iznimo velike produkcije neutralnog piona π^0 i γ konverzija u LMR području, postojat će velika kombinatorijska pozadina koja na pojedinim mjestima u spektru ($m_{ee} \sim 0.3 - 0.5 \text{ GeV}/c^2$) prevladava nad signalom ($S/B \sim 1/200$). Hadron Blind Detector (HBD) je osmišljen i konstruiran kao nadogradnja PHENIX-u s posebnim zahtjevom za smanjenje kombinatorijske pozadine iz dva navedena izvora oslanjajući se primarno na mogućnost efikasnog razlikovanja dvostrukih te bliskih jednostrukih udara dielektrona u detektor imajući pri tom na umu jedinstveno svojstvo e^+e^- parova iz raspada π^0 (bliski jednostruki udar) i γ konverzija (dvostruki udari) - jako maleni kut otvorenja između njih. Postavljanjem uvjeta na taj kut u mogućnosti smo odbaciti $\sim 90\%$ pozadine iz ta dva izvora zadržavajući pri tom većinu signala.

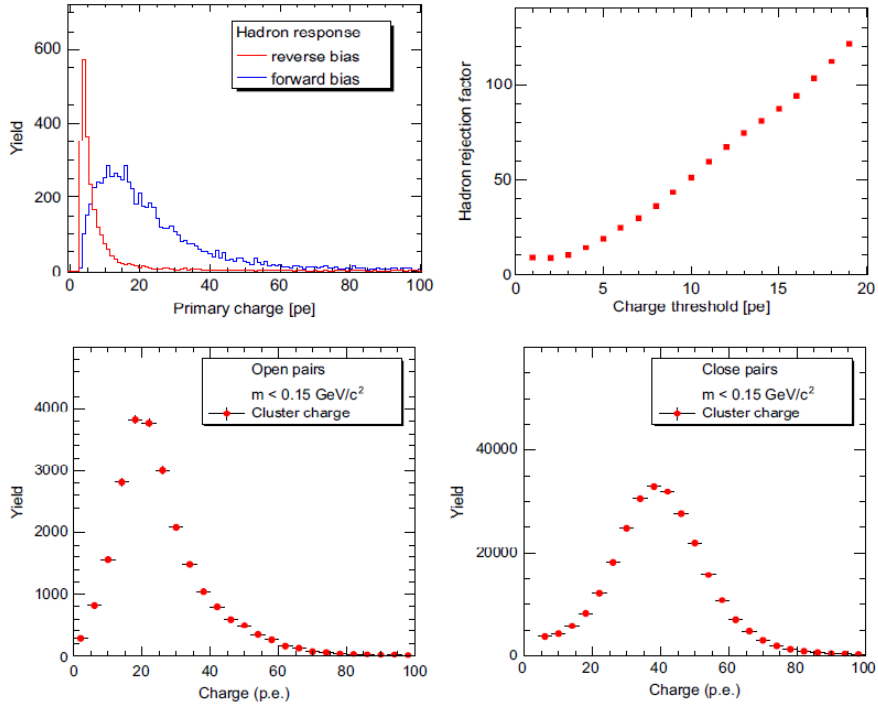
HBD je detektor Čerenkovljevog tipa ispunjen s CF_4 plinom kao radijativnim i detektorskim elementom (dužine 50 cm, vidi sl.2.) direktno vezanim na izlaznu elektroniku preko trostrukog GEM (gas electron multiplier) sustava s CsI fotokatodom postavljenom na vrh prvog GEM sloja (sl.3).



Slika 3: Prikaz principa rada trostrukog GEM modula u „forward bias” i hadron blind „reverse bias” modu te struktura izlaznih ćelija. Preuzeto iz [2].

Slijepoću na hadrone osigurava djelovanjem u reverznom modu (RB), što podrazumijeva držanje ulazne mreže (mesh) na nižem negativnom naponu s obzirom na GEM modul. Na taj se način elektroni stvoreni primarnom ionizacijom prilikom prolaska nabijene čestice kroz driftno područje plina odbijaju prema mreži, dok se Čerenkovljevo zračenje emitirano iz visokoenergetskih elektrona pretvara u fotoelektrični signal na CsI fotokatodi te se pojačava do $G^{\text{Run-10}} = 4000$ puta kroz trostruki GEM modul ($\Delta V_{\text{GEM}}^{\text{Run-10}} = 470\text{V}$)[2]. Konzekventno, hadroni će ostaviti signal u detektoru jer se dio primarne ionizacije stvoren u blizini fotokatode ($\sim 100\mu\text{m}$) pojačava kroz trostruki GEM modul („tree stage amplification”), dok će znatno slabiji signal ostaviti i ionizacija stvorena između srednjeg i gornjeg GEM modula („two stage amplification”). Izlazna je elektronika spojena na heksagonalne ćelije ($a = 1.55 \text{ cm}$) površine 6.2 cm^2 koja je usporediva, ali manja od prosječnog kružnog „mjehurića” stvorenog Čerenkovljevim fotonom maksimalne površine 9.9 cm^2 . Vjerojatnost da elektron prolaskom kroz HBD ostavi signal prostorno lociran samo na jednoj ćeliji je jako mala², dok za hadrone očekujemo upravo to te smo ih na taj način u mogućnosti odijeliti od elektrona. Također, znatno veća geometrijska akceptancija HBD-a ($|\eta| < 0.45$, $\Delta\phi < 135^\circ$) u odnosu na ostatak PHENIX detektora ($|\eta| < 0.35$, $\Delta\phi < 90^\circ$) omogućava dodatnu mogućnost veta na trajektorije para dielektrona gdje jedan elektron iz para pada van geometrijske akceptancije PHENIX-a. Odziv HBD-a na hadrone u FB i RB modu, te jednostruke i dvostruke udare elektrona (RB) testiran je u računalnim simulacijama (sl.4) s obzirom na ukupan sakupljeni naboj na grozdu ćelija; gdje je dodatno definiran granični naboj za željeni faktor odbacivanja hadrona.

²Prolaskom kroz HBD elektroni ostave signal rasprostranjen na nekoliko ćelija, gdje se njihovi doprinosi (p.e.) zbrajaju oko centra mase s obzirom na zadani algoritam i dodjeljuju ukupnom elektronskom signalu.



Slika 4: Odaziva HBD-a na hadrone, jednostruke i dvostruke elektronske udare u detektor te prikaz praga za odbacivanje hadrona s obzirom na naboj grozda. Preuzeto iz [2].

Varijable pojedinih detektora i identifikacija elektrona:

Globalne su varijable centralitet sudara: i položaj z verteksa trajektorije: „bbc z ”, koji spada u min.bias uvjet zajednički za sve rekonstruirane trajektorije: $|bbc_z| < 20$ cm. U analizi konkretnih podataka, kao i računalnih simulacija, pronalazimo 5 klasa centraliteta u koje su podaci redom bili organizirani: 0-10 %, 10-20 %, 20-40 %, 40-60 % te 60-92 %. Dodatni min.bias uvjet je iznos minimalnog rekonstruiranog transverzalnog impulsa: $p_T > 0.2$ GeV/c, postavljen zbog slabe efikasnost detektorskog sustava da razluči transverzalne impulse niže od navedenog.

Daljnji su uvjeti na varijable postavljani sa ciljem izdvajanja elektrona od hadronske pozadine, tzv. eID uvjeti. Za EMCal smo definirali varijablu „sigma” kao $\sqrt{\sigma_{\Delta\phi}^2 + \sigma_{\Delta z}^2}$, koja definira maksimalno odstupanje u ϕ i z smijeru pripadnog EMCal grozda i projekcije rekonstruirane trajektorije na EMCal, izraženo u sigmama gausijana. Druga EMCal varijabla je „prob” (probability) koja definira vjerojatnost da interakcija nabijene čestice s materijalom kalorimetra bude elektromagnetskog tipa. RICH će kao i EMCal imati odgovarajući parametar podudarnosti prolaska elektrona kao mjeru maksimalnog odstupanja centra RICH prstena i projekcije trajektorije na detektor, tzv. „disp” (displacement) izražen u cm. Sljedeća je RICH varijabla, „n0” definirana brojem pogodenih fotomultiplikatora u području prstena unutarnjeg radijusa 3.4 cm i vanjskog radijusa 8.4 cm sa središtem u točki projekcije rekonstruirane trajektorije na RICH detektor. Za elektrone očekujemo prosiječni Čerenkovljev prsten radijusa 5.9 cm. Konačno za RICH, imamo varijablu χ^2 karaktera: „chi2/npe0” kao mjeru odstupanja oblika jednog takvog prstena od nominalne vrijednosti, gdje je „npe0” ukupan broj fotoelektrona sakupljen unutar prstena. HBD ima dva seta varijabli, definiranih korištenim algoritmom za identifikaciju elektrona[3]. Prvi je algoritam nešto jednostavniji i zahtijeva više manualno postavljenih uvjeta na varijable: „hbdcharge”, „hbdsz” i „hbdmatch”. Koje definiraju redom ukupni naboj grozda, sumiran preko svih susjeda; minimalan broj opaljenih ćelija za uzimanje signala u obzir te maksimalno moguće

odstupanje centra mase grozda spram projekcije trajektorije čestice na HBD izraženo u sigmama gausijana. Navedeni je algoritam korišten isključivo za promatranje generiranog spektra (analogno sl.4) varijable „hbdcharge” prema podacima iz simulacije, dok je u konkretnoj analizi podataka korišten nešto složeniji i efikasniji algoritam deskriptivno opisan kako slijedi. Prvotno se promatra projekcija rekonstruirane trajektorije na HBD „redout plane” (sl.3) te se u blizini traži odgovarajući centar mase HBD grozda određen minimalnim nabojem parametriziranim na nominalni naboj elektrona. Potom se promatraju prvi i drugi susjedi koji imaju zadovoljavajući uvjet minimalnog sakupljenog naboja, te se tada pribraja ukupnom naboju grozda. Ovom se metodom izbjegava pribrojavanje velikog broja susjednih naboju grozda, što je značajno poboljšanje efikasnosti zbrajanja s obzirom na veliku frekvenciju bliskih udara u HBD-u u Au-Au sudarima. Varijabla pripadnog algoritma „HBDCHARGE” tada će imati spektar pomaknut prema nižim nabojuima u odnosu na „hbdcharge”. Konačno, najznačajnija eID varijabla „HBDR” (HBD rejection) uzima u obzir nominalne razlike u odazivu detektora na elektrone spram hadrona[3]. Postavljanjem uvjeta HBDR u mogućnosti smo odbaciti najveći dio hadronskog signala, koji leži na niskim nabojuima u spektru „HBDCHARGE”, s jako dobrom efikasnošću. Dodatna HBD varijabla je „tof” (time of flight) definiran kao razlika stvarnog vremena udara u detektor i duljine trajektorije do detektora podijeljene sa brzinom svjetlosti, za elektrone centrirana gotovo gausijanski oko jedinice.

Rezultati, analiza i diskusija:

Podaci s PHENIX-a (Run-10), analizirani su programskim paketom ROOT s ciljem izdvajanja elektronskog signala od hadronske pozadine u min.bias sudarima Au – Au na $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$, prikazani su u obliku spektra varijable „ecore/mom”, odnosno omjera energije dostavljene EMCA1-u i ukupnog impulsa rekonstruirane trajektorije. Invarijantni impuls: $m^2c^4 = E^2 - p^2c^2$, za elektrone ukazuje da će spektar E/p biti gausijanski centriran ~ 1 , dok za hadrone zbog znatno veće mase takva relacija neće vrijediti. U mogućnosti smo tada spektar varijable E/p promatrati kao spektar gausijanskog elektronskog signala superponiranog na hadronsku pozadinu procijenju eksponencijalnom ovisnošću:

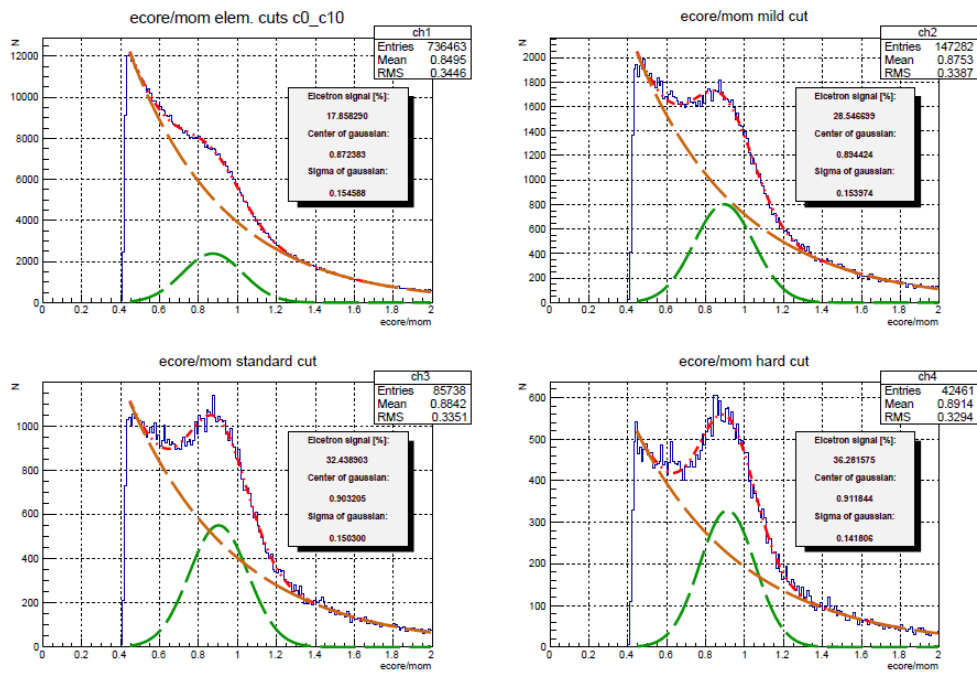
$$signal(E/p) = gaus[0] + expo[3], \quad (1)$$

gdje su pripadne funkcije definirane u programskom paketu ROOT kao $gaus[0] = [0] \exp(\frac{1}{2}(\frac{x-[1]}{[2]})^2)$, te $expo[3] = \exp([3] + [4]x)$. Napomenimo da je zbog dominacije hadrona na niskim vrijednostima E/p prilagodba na ukupni spektar rađena isključivo u području $0.6 \leq E(\text{GeV})/p(\text{GeV}/c) \leq 1.8$, kako u analizi stvarnih rezultata tako i za simulacije, jer se navedeni uvjet ($E/p \geq 0.6$) koristi kao standardni cut u PHENIX analizi. Također, u simulacijama je efikasnost pojedinog eID uvjeta na varijablu definirana kao omjer broja elektrona iz verteksa koji preostanu nakon primjene nekog uvjeta, spram početnog broja elektrona iz verteksa u min.bias spektru (uvjeti na centralitet, $|b_{bcz}| < 20\text{cm}$, $p_T > 0.2\text{GeV}/c$ i $E/p \geq 0.6c$). Pri tome mislimo da su elektroni iz verteksa oni koji nastanu u području radijusa 3 cm od nominalne točke sudara u x-y ravnini, prije no parovi počnu nastajati konverzijama u materijalu. Napomenimo da su u simulacijama poznate vrste čestica, kao i njihovi izvori i mjesto nastanka stoga se hadroni i elektroni danih svojstava dodavaju iniciranom brojaču, ovisno o drugim zadovoljenim uvjetima i samoj vrsti čestice.

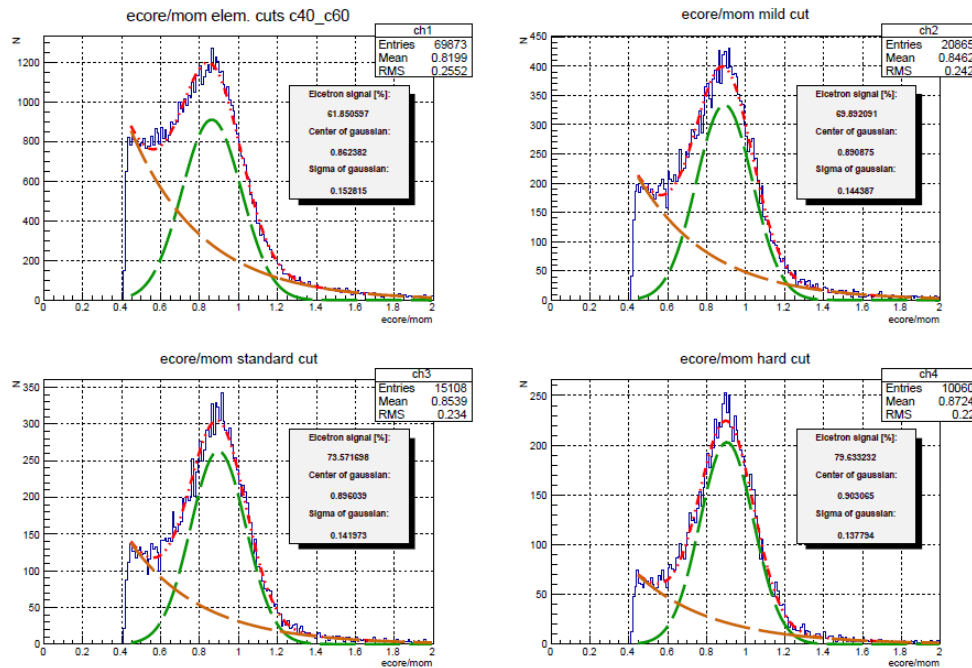
Zbog opsežnosti analize i količine generiranih rezultata u ovom ćemo dijelu prezentirati samo rezultate važne za generalno razumijevanje problematike identifikacije elektrona u PHENIX eksperimentu. Promotriti ćemo odnos rezultata dobivenih analizom i simulacijama za centralne (0-10%) i periferne (40-60%) sudare.

HBD eID:

Elementarni cut (min.bias) definiran je centralitetom sudara te uvjetima: $|b_{bcz}| < 20\text{cm}$, $p_T > 0.2\text{GeV}/c$, dok su ostali cutovi definirani (osim min.bias uvjetima) kako slijedi: `mild_cut` ($|tof| \leq 2$, $HBDR \geq 5$), `standard_cut` ($|tof| \leq 2$, $HBDR \geq 10$) i `hard_cut` ($|tof| \leq 1$, $HBDR \geq 15$).



Slika 5: Prikaz spektra varijable E/p i udjela elektronskog signala u ukupnom za centralitet 0-10% s obzirom na primjenjene HBD eID uvjete.



Slika 6: Prikaz spektra varijable E/p i udjela elektronskog signala u ukupnom za centralitet 40-60% s obzirom na primjenjene HBD eID uvjete.

Možemo primjetiti kako se udio hadronskog signala znatno smanjuje s obzirom na primjenjeni cut prema perifernim sudarima. Hadronski udio u HBD standard_cut iznosi 67.56 % unutar centraliteta 0-10 %, dok za centralitet 40-60 % on iznosi 26.43 %. Simulacijama³ možemo provjeriti efikasnost svakog od HBD eID uvjeta i njegov utjecaj na udio hadrona u ukupnom spektru (tab.1).

centrality	tof ≤ 2	tof ≤ 1.5	tof ≤ 1	HBDR ≥ 5	HBDR ≥ 10	HBDR ≥ 15
0-10 %	0.84 0.78	0.81 0.72	0.77 0.68	0.70 0.73	0.58 0.68	0.45 0.63
10-20 %	0.85 0.65	0.83 0.62	0.78 0.58	0.76 0.64	0.66 0.59	0.56 0.52
20-40 %	0.85 0.51	0.83 0.48	0.79 0.43	0.80 0.51	0.74 0.45	0.67 0.39
40-60 %	0.87 0.29	0.85 0.27	0.81 0.22	0.83 0.31	0.79 0.27	0.74 0.22
60-92 %	0.88 0.08	0.85 0.07	0.81 0.05	0.83 0.10	0.79 0.08	0.76 0.06

Tablica 1: Prikaz rezultata analize podataka iz simulacije, gdje su podaci prikazani u obliku: efikasnost eID uvjeta | hadronski udio u ukupnom signalu.

Hadronski udio u simulacijama za HBD standard_cut iznosi 64.17% u centralitetu 0-10 %, odnosno 22.35% u centralitetu 40-60 %, što ukazuje da je hadronski udio u podacima, procijenjen eksponencijalnom raspodjelom u spektru E/p blago precijenjen zbog elektrona koji se nalaze u repu spektra, a prilagodbom (1) su pripisani hadronima. Očekivano, efikasnost eID uvjeta se poboljšava prema perifernijim sudarima iz razloga što u centralnim sudarima postoji određena zagušenost detektora Čerenkovljevim zračenjem i fotosignalom primarne ionizacije. Zbog mnoštva bliskih trajektorija mnoge heksagonalne ćelije dijele signal dvije ili više trajektorija. Tu je prosječnu pozadinu potrebno oduzeti ($\sim 10p.e.$) što će proizvesti fluktuacije naboja od mjesta do mjesta u HBD-u zbog neravnomjerne raspodjele pozadine po ćelijama HBD-a.

PHENIX (HBD+RICH+EMCal) eID:

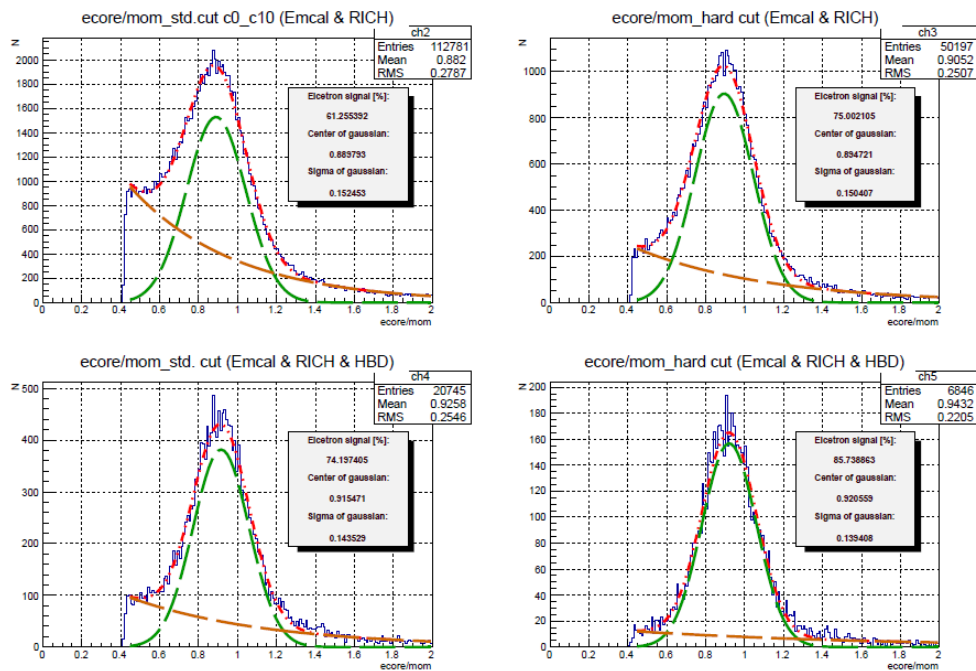
Elementarni cut ponovno je definiran centralitetom sudara te min.bias uvjetima: $|b_{bcz}| < 20\text{cm}$, $p_T > 0.2\text{GeV}/c$, dok su ostali cutovi (osim min.bias uvjetima) definirani kako slijedi: (1) standard_cut (RICH + EMCal) ($\text{disp} < 5$, $(\chi^2/n_{pe0}) < 20$, $n_0 > 2$, $\sigma < 3$ i $\text{prob} > 0.01$), (2) hard_cut (RICH + EMCal) ($\text{disp} < 4$, $(\chi^2/n_{pe0}) < 10$, $n_0 > 3$, $\sigma < 2$ i $\text{prob} > 0.01$), (3) standard_cut (HBD + RICH + EMCal) ($|tof| \leq 2$, $\text{HBDR} \geq 10$, $\text{disp} < 5$, $(\chi^2/n_{pe0}) < 20$, $n_0 > 2$, $\sigma < 3$ i $\text{prob} > 0.01$) i (4) hard_cut (HBD + RICH + EMCal) ($|tof| \leq 1$, $\text{HBDR} \geq 15$, $\text{disp} < 4$, $(\chi^2/n_{pe0}) < 10$, $n_0 > 3$, $\sigma < 2$ i $\text{prob} > 0.01$). Iste se definicije korištene u tab.2.

centrality	(1)	(2)	(3)	(4)
0-10 %	0.27 0.39	0.12 0.25	0.16 0.26	0.04 0.14
10-20 %	0.18 0.29	0.07 0.19	0.11 0.19	0.03 0.09
20-40 %	0.11 0.21	0.04 0.14	0.06 0.13	0.01 0.06
40-60%	0.04 0.12	0.02 0.09	0.02 0.09	0.01 0.05
60-92 %	0.01 0.08	0.003 0.07	0.005 0.06	0.001 0.05

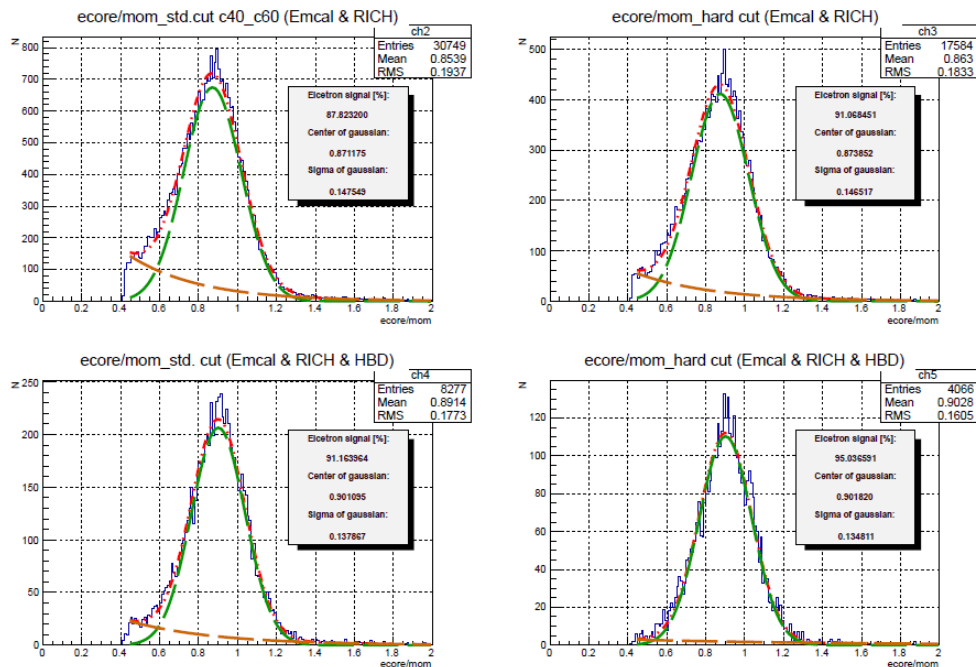
Tablica 2: Hadronski udio u ukupnom signalu prema simulacijama uspoređeno s procijenjenim hadronskim uvjelom u podacima. Rezultati su zapisani u obliku: udio hadrona (simulacije) | udio hadrona (podaci).

Primjetit ćemo kako hard_cut (RICH+EMCal) (2) ima nešto manji udio hadrona u signalu za sve centralitete prema standard_cut (HBD+RICH+EMCal) (3), no po cijenu značajnog gubitka elektronskog signala, tj. efikasnosti eID cutova. Promatrano za centralitet 40-60% efikasnost eID uvjeta (2) je 0.40 spram efikasnosti eID uvjeta (3) od 0.51.

³Simulacije općenito uzimaju u obzir geometrijsku akceptanciju PHENIX-a i HBD-a, neaktivna područja detektora prisutna zbog elektronike ili konstrukcije, efikasnosti pretvorbe energije, vjerojatnosti konverzije itd. kako bi se vjerno generirali podaci ekvivalentni stvarnim podacima u PHENIX eksperimentu.



Slika 7: Prikaz spektra varijable E/p i udjela elektronskog signala za centralitet 0-10% s obzirom na primjenjene PHENIX eID uvjete.

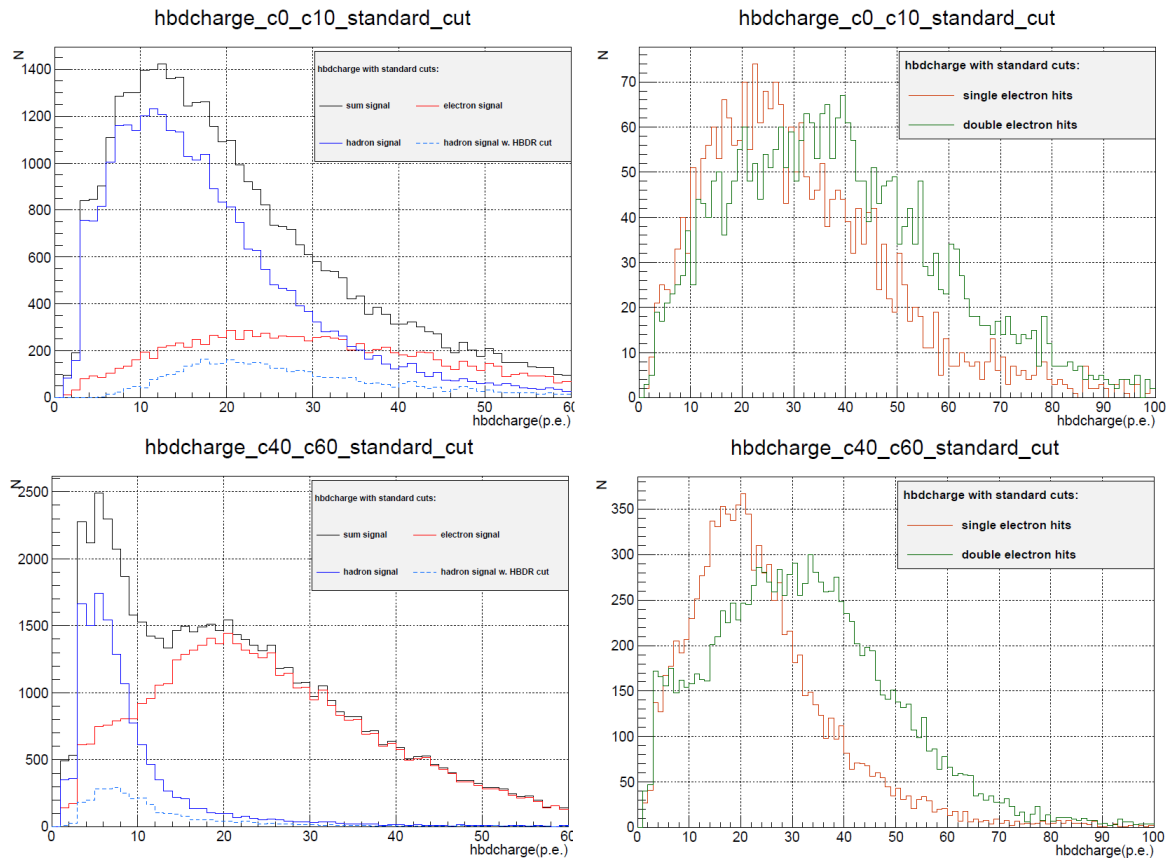


Slika 8: Prikaz spektra varijable E/p i udjela elektronskog signala za centralitet 0-10% s obzirom na primjenjene PHENIX eID uvjete.

Kako se efikasnost HBD eID uvjeta znatno povećava u perifernim sudarima (vidi tab.1) isto će vrijediti za čitavi PHENIX detektorski sustav, jer efikasnost ostalih PHENIX eID varijabli znatno manje ovisi o centralitetu. Primjerice RICH eID uvjet $n_0 > 2$ ima efikasnost ~ 0.84 u oba centraliteta, dok $\text{disp} < 5$ ima efikasnost $\sim 0.86 - 0.88$ te $\chi^2/\text{npe} < 20 \sim 0.89 - 0.91$ efikasnosti s obzirom na dva centraliteta. EMCal eID uvjet $\sigma < 3$ ima efikasnost $\sim 0.90 - 0.94$ s obzirom na dva promatrana centraliteta.

Spektar varijable hbdcharge:

Kako smo i dosad primjetili za HBD algoritme su problematični centralni sudari, gdje postoji znatno zasićenje količinom Čerenovljevog zračenja i fotosignala primarne ionizacije. Promotrit ćemo stoga mogućnost razlikovanja jednostrukih od dvostrukih udara elektrona u detektor na podacima iz simulacije. Jednostruke udare smo promatrali preko raspada vektorskih mezona unutar radijusa od 3.69 cm od točke sudara u x-y ravnini, dok smo dvostruke udare promatrali preko γ konverzija nastalih na izlazu iz cijevi snopa (beam pipe) na radijusu 3.7-3.8 cm. Za usporedbu generalnog elektronskog spektra s hadronskim korištene samo trajektorije nastale unutar radijusa od 3 cm od točke sudara. Iako pripada drugom algoritmu, hadronski spektar je prikazan sa dodatnim eID uvjetom $\text{HBDR} \geq 10$ radi demonstracije njegovog utjecaja na hadronski spektar i smanjenja udjela hadrona u ukupnom signalu. Na sve su podatke u ovom dijelu analize primjenjeni su standard_cut RICH i EMCal uvjeti (2).



Slika 9: Spektar varijable hbdcharge s primjenjenim standard_cut RICH i EMCal eID uvjetima.

Uvjet na HBDC sa sobom veže i uvjet na granični naboj HBDCHARGE varijable ispod kojeg se odbacuju svi signali. Na taj se način eliminira većina niskoležećih hadrona u spektru naboja HBDC-

HARGE, dok će efikasnost takvog uvjeta ovisiti ponajviše o centralitetu kako smo mogli primjetiti u tab.1. Zbog velikog područja preklapanja, razlučivost HBD-a na dvostruke spram jednostrukih udara u detektor neće biti idealna, no rezultati i dalje ukazuju na mogućnost distinkcije dvostrukih udara centriranih ~ 40 p.e. od jednostrukih centriranih ~ 20 p.e. . Primjenom HBD-a, u analizi podataka smo u mogućnosti postaviti uvjet na minimalni rekonstruirani kut otvorenja između e^+e^- para te na taj način odbaciti parove s malim kutom otvorenja karakterističnim za π^0 raspade i γ konverzije, glavne generatore kombinatorijske pozadine u PHENIX eksperimentu.

Zaključak:

Na podacima iz sudara Au – Au na $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV s PHENIX-a (Run-10) iz 2010. godine proučili smo mehanizme identifikacije (eID) i izdvajanja elektrona od dominirajuće hadronske pozadine. Na spektar varijable E/p rađena je tada prilagodba (1) gausijasnkog spektra elektrona i pozitrona superponirana s hadronskom pozadinom procijenjenom eksponencijalnom ovisnošću za danu varijablu. Analiza je posebno prikazana za HBD eID uvjete (sl.5 i sl.6) s pripadnim efikasnostima (tab.1), kao i za cjelokupni PHENIX eID sustav (sl.7 i sl.8) uz usporedbu udjela hadronske kontaminacije u signalu za realne podatke i one dobivene simulacijom (tab.2) za centralitete 0-10% i 40-60%. Rezultati ukazuju na značajnu ovisnost HBD eID uvjeta o centralitetu (tab.1), efikasnost pojedinog uvjeta se značajno povećava u perifernim sudarima. Efikasnost svih PHENIX eID uvjeta pratit će tu ovisnost jer varijable RICH i EMCal detektora imaju znatno slabiju ovisnost o centralitetu. Također, u analizi podataka hadronska je pozadina nešto precijenjena eksponencijalnom ocjenom hadronskog spektra varijable E/p u odnosu na simulacije (tab.2) do ~ 10 %, jer se u repu raspodjele E/p nalazi i određeni broj elektrona koje smo krivo prepisali hadronskom signalu. Prikazan je i spektar HBD varijable hbdcharge (sl.9) prema podacima iz simulacije kao svojstveni odaziv HBD-a na hadrone i elektrone. Posebno smo promotrili odaziv na dvostruke (~ 40 p.e.), odnosno jednostruke (~ 20 p.e.) elektronske udare, gdje je razlučivost između ta dva elektronska signala osnova za odbacivanje velikog djela kombinatorijske pozadine iz raspada π^0 i γ konverzija u materijalu.

Zahvale:

Posebno se zahvaljujem mentoru doc. dr. sc. Mihaelu Makeku na uloženom vremenu, znanju i trudu prilikom izrade seminarskog rada.

Literatura

- [1] A. Adare et al. - Detailed measurement of the e^+e^- pair continuum in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and implications for direct photon production; Physical Review c 81, 034911 (2010)
- [2] W. Anderson et al. - Design, construction, operation and performance of a Hadron Blind Detector for the PHENIX experiment; Nuclear Instruments and Methods in Physical Research A 646 (2011)
- [3] M.Makek, I.Ravinovich, S.Tarafdar and I.Tserruya (Weizmann Institute of Science, Rahovolt, Izrael) and K.Ozawa and Y.Watanable (Tokyo University, Japan) - Dielectron Analysis in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV with Hadron Blind Detector (PHENIX analysis note)