



EÖTVÖS LÓRÁND TUDOMÁNYEGYETEM

TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR

ATOMFIZIKAI TANSZÉK

Pszeudorapiditás-eloszlások mérése a STAR EPD detektorral

SZAKDOLGOZAT / DIPLOMAMUNKA

KÉSZÍTETTE:

Bognár Laura

Fizika BSc szakos hallgató

TÉMAVEZETŐ:

Dr. Csanád Máté
egyetemi docens

Budapest,

2022.

Kivonat

Az elmúlt két évtized felfedezései megmutatták, hogy ultrarelativisztikus energiára gyorsított atommagok ütközéseiben létrejön az úgynevezett erősen kölcsönható kvark-gluon plazma. Ennek hadronikus anyaggá való visszaalakulásának mikéntje a mai nehézion-fizika egyik legfontosabb kérdése. Ezen kutatások egyik érdekes pontja, hogy hogyan alakul az előre- és hátraszóró részecskekeltés pszeudorapiditástól való függése, ugyanis ennek pontos kísérleti ismerete sarkalatos pontja az elméleti modellekkel való összehasonlításnak.

A RHIC gyorsító STAR kísérletében 2018-ban telepített Eseménysík Detektor (Event Plane Detector, EPD) elsődleges célja a nevében is hivatkozott eseménysík meghatározása, ugyanakkor segítségével pszeudorapiditás-eloszlásokat is mérhetünk az általa elérhető $2.15 < |\eta| < 5.09$ tartományban.

Dolgozatomban egy ismétlődően kibontó (iterative unfolding) eljárást alkalmazva simulációk segítségével meghatározom az EPD beütéseinek a bemeneti eloszlásokkal való kapcsolatát, és ennek segítségével megmérem a 20 GeV-os arany-arany ütközésekben keletkező részecskék pszeudorapiditás-eloszlását. Ez azért is fontos, mert ezen úttörő technika kidolgozásával a RHIC további nyalábenergiáin is lehetséges lesz ugyanezen mennyiség mérése.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm Dr. Csanád Máté témavezetőmnek, hogy lelkesedésével felkeltette érdeklődésemet e téma iránt! Hálával tartozom neki, hogy a dolgozat megírásához tanácsaival, odafigyelésével és a rendelkezésemre bocsátott eszközökkel járult hozzá. Nagyon köszönöm a szakdolgozati munka során adott hasznos ötleteit és jó tanácsait.

Továbbá szeretném megköszönni Dr. Horváth Ákos tanáromnak, hogy a „Nukleáris technológiák” kurzus során szerzett tudást szintén felhasználhattam dolgozatom megírásához.

Nem utolsó sorban pedig köszönettel tartozom a családomnak, akik támogatása nélkül ez a dolgozat nem jöhetett volna létre!

.

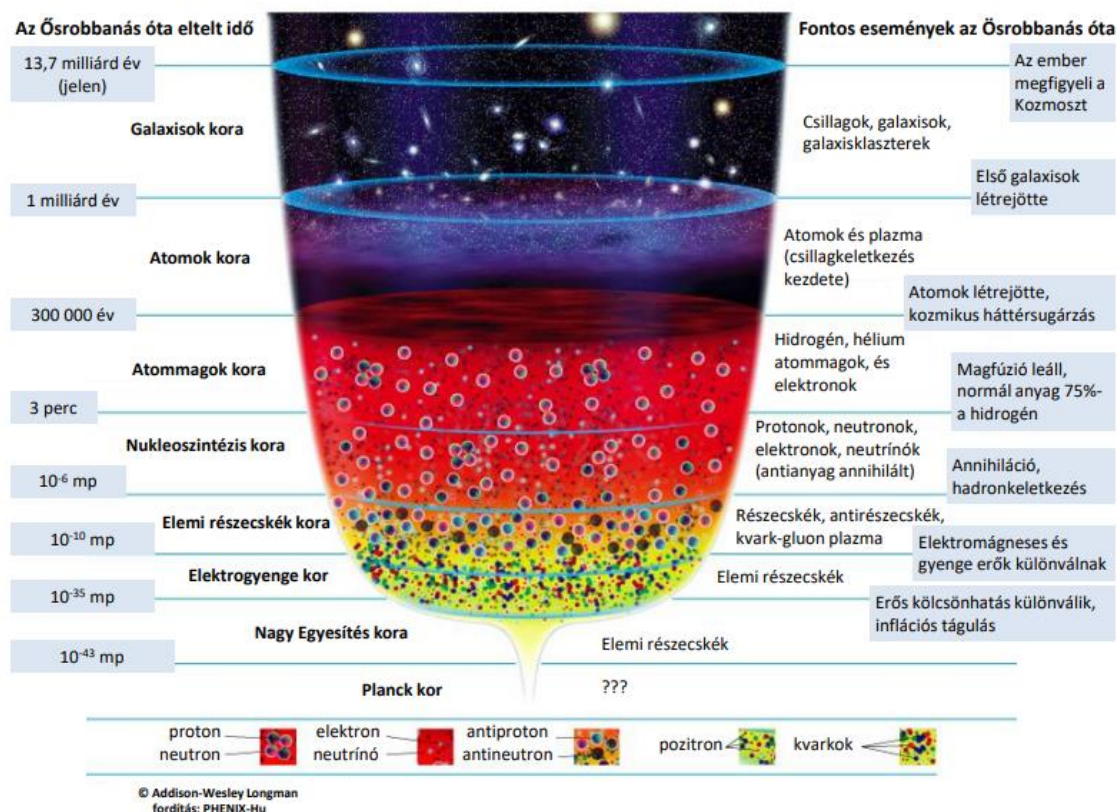
Tartalomjegyzék

1. Bevezető.....	1
1.1. Kvark-gluon plazma	1
1.1.1. A hadronizáció folyamata	2
1.2. A STAR kísérlet	2
2. EPD detektorrendszer.....	4
2.1. A detektor felépítése	5
2.2. A detektor konstrukciós munkálatai	6
2.2.1. A szuperszektorok létrehozása.....	6
2.2.2. Optikai szálcsatlakozók	8
2.3. Tesztelés és teljesítmény	8
3. Unfolding módszer	10
3.1. Bevezetés	10
3.2. A Bayes-tétel	11
3.3. Egy kísérleti eloszlás unfoldingja.....	11
3.4. Iteratív unfolding	13
4. Eredmények, konklúziók	16
4.1. A válasz mátrix kiszámítása	17
4.2. Az unfolding módszer implementációja: RooUnfold.....	18
4.3. Korrekciók alkalmazása	20
4.3.1. Multiple counting.....	20
4.3.2. A töltött részecskékre vonatkozó faktor η és a gyűrűeloszlás szerint.....	21
4.4. Valós adatokra való áttérés, végső eredmények és konklúziók.....	22
4.5. Összegzés.....	24
5. Irodalomjegyzék.....	25

1. Bevezető

1.1. Kvark-gluon plazma

Ezen komplex anyag megértéséhez először vissza kell menni időben egészen az ősrobbanásig. A Big Bang után néhány milliomod másodpercig a Világegyetem nem volt más, mint egy sűrű és forró leves, benne közel fénysebességgel mozgó részecskékkel. [1] Ebből a részecske rengetegből a kvarkok és gluonok emelkedtek ki: a kvarkok az anyag alapvető részecskéinek tekinthetők, míg a gluonok „ragasztóként” szolgálnak, feladatuk a kvarkok elektronokká, neutronokká, protonokká ragasztása. Kezdetben ezek csak gyenge kölcsönhatásban álltak egymással és szabadon mozoghattak a plazmán belül.



1. A Világegyetem születése

Az ősrobbanást és az utána lévő első pillanatokat sikerült laborban is reprodukálni. Ezen kísérleteket nagy teljesítményű részecskegyorsítókban végzik, többnyire arany- és ólommagok ütköztetésével. Ezekben a nehézion-ütközésekben hihetetlen mértékű energiák szabadulnak fel, amelyek egy „tűzgömböt” képeznek, és ebben a forró, izzó „labdában” történik meg a kvark-

gluon plazmává olvadás. Magas hőmérsékletét azonban nem sokáig tartja meg: szinte azonnal lehűl, és bekövetkezik a kvark-hadron kifagyás. Ez egy olyan minden irányba száguldó törmelék hoz létre, amely tartalmaz pionokat, kaonokat, protonokat, neutronokat, vagy ezek anti-párjait, valamint közös tulajdonságuk, hogy mind tartalmaznak kvarkokat (például a proton három kvarkkal is rendelkezik).

1.1.1. A hadronizáció folyamata

A hadronokat kvarkok és gluonok alkotják. Ezeket, és a közöttük lévő kölcsönhatást a kvantumszíndinamika elmélete írja le. [2] E szerint a kvarkok és gluonok háromféle színtöltéssel rendelkeznek, mindegyikhez tartozik egy antiszín is. Annak ellenére, hogy az elmélet már közel 80 éve ismert, és napi szinten végeznek erre alapozva kísérleteket, mégsem sikerült a gyakorlatban kimutatni a szabad kvarkok jelenétét. A probléma eredőjét jelentheti, hogy a kvarkok csak párban fordulhatnak elő: ha valamelyiket megpróbálnánk erővel kihúzni a helyéről, az csak, annyit eredményezne, hogy új kvark-antikvark pár képződne, és egy összetett részecskebe, a hadronba záródnának. Ez a hadronizáció folyamata, a kvarkbezárás jelensége.

1.2. A STAR kísérlet

A STAR kísérlet egyike a négy, Relativisztikus Nehézion Ütköztetőben (RHIC) végzett kísérletnek. A részecskegyorsító a Brookhaven National Laboratory területén, New Yorkban, Long Islanden helyezkedik el. Ez volt az egyik olyan berendezés, mely képes volt nehézionok, valamint polarizált protonok ütköztetésére és a mai napig aktívan használják a kutatók. A RHIC képes nukleononként 100 GeV (protonok esetén akár 250 GeV) energiával nagyon sokféle ionnyalábot ütköztetni a protonoktól egészen az urániumig. [4] Ebben segítségére van a két koncentrikus gyorsítógyűrű, melyek nagyjából 1700 szupravezető mágneset tartalmaznak, ezzel lehetővé téve a RHIC számára, hogy egymástól függetlenül ütköztesse és gyorsítsa a különböző sugárnyaláb fajtákat. Többek között ezen tulajdonságai miatt vált a világ egyik legrugalmasabb és legfejlettebb ütköztetőjévé a nukleáris- és nehézion-fizika kutatási területén. A négy méter hosszú STAR kísérletben az ionütközések a sugárvonal mentén a pozíciók széles tartományában történhetnek a sugár tulajdonságaitól függően.

A kísérletekben elsősorban az aranyat használják, mivel atommagja sok részecskével rendelkezik, gömbszimmetrikus, stabil és könnyen kezelhető, ezáltal pedig lehetőség nyílik számátalan tulajdonság és összefüggés vizsgálatára. Az aranynyalábok ütköztetésekor azok közel

fénysebességgel haladnak a gyorsító kétsávos pályáján, és ideális körülmények között az képes úgy megolvasztani a neutronokat és protonokat, hogy felszabadíthatja az azokat alkotó kvarkokat és gluonokat. [3] A Big Banghez hasonlóan ezután az anyag lehűl, és rengeteg részecske keletkezik, amik segítenek felderíteni, hogy vajon mi is történt az ütközés során.

A STAR kísérlet elsődleges célja a kvark-gluon plazma vizsgálata, kialakulásának és jellemzőinek feltérképezése. Ez azért egy fontos törekvés, mert segítségével jobban beleláthatunk az Univerzum keletkezésébe és az ősrobbanás utáni pillanatok jelentőségébe is.

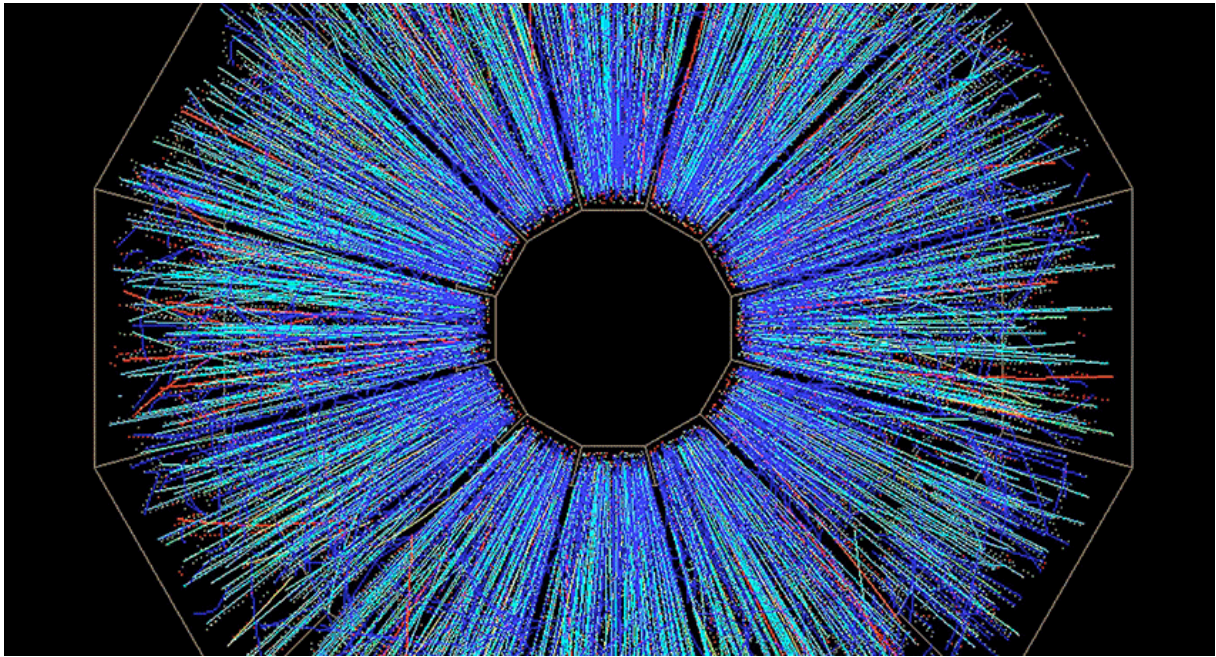
A STAR esetében több egyidejű vizsgálatot kell alkalmazni ahhoz, hogy következtetéseket lehessen levonni a kvark-gluon plazmáról, alkalmas arra, hogy a nagyenergiás magütközések során keletkezett rendszerek összetettségének állapotát felmérjük, valamint lehetőséget nyújt arra is, hogy feltérképezhetővé váljanak a fizika eddig ismeretlen területei. [5] Ennek következményeképpen komplex detektorrendszerrel rendelkezik: mindegyik más és más részecske kimutatására vagy mozgásának megfigyelésére specializálódott. Ezek részt vesznek az ütközés során végzett adatgyűjtési- és az azt követő feldolgozási folyamatokban is, ezért fontos szerepük van a kísérletekben.

A STAR kollaboráció mintegy 15 ország részvételével büszkélkedhet, ezzel színesebbé és még izgalmasabbá téve a kutatást. Összesen 72 intézményből áll, 737 munkatárssal, akik között megfordulnak mérnökök, egyetemi oktatók és hallgatók, valamint nemzetközi laboratóriumok alkalmazottjai is [6].

A STAR rengeteg kísérlet elvégzésére alkalmas, és nagyban hozzájárul a jelenlegi nehézion-fizikai kép megalkotásához és továbbfejlesztéséhez. [5] Találhatunk közöttük eseményszintűeket, melyek a rendszerek olyan jellemzőit írják le, melyek segítségével új anyagállapotokat lehet felfedezni. A két- és háromrészecskés korrelációs technikák segítségével információt kaphatunk a forrás élettartamáról, méretéről vagy éppen kaotikusságának mértékétől. Azzal, hogy lehetőség van minél több részecske mérésére, az ütközések nagyon nagy pontossággal rekonstruálhatók, és azok körülményei is nagyon jól feltérképezhetők. Mivel nehézionok ütköztetésére is képes, így az azok során létrejövő „strange” részecskék is tanulmányozhatók vele. Ezekből is látszik, hogy a STAR sokszínsége új kapukat nyithat a nehézion-fizikai kutatások fejlődésében és a jövő fizikájának formálásában egyaránt.

2. EPD detektorrendszer

A STAR detektor arra specializálódott, hogy nyomon kövesse a RHIC-ben az ionütközések során keletkező több ezer részecskét. Ez egy hatalmas detektornak számít, mivel 1200 tonnát nyom és méreteiben pedig leginkább egy házhoz lehetne hasonlítani. [7] A detektor célja egybeesik a STAR kísérlet céljával: azért hozták létre, hogy a kvark-gluon plazma jeleit detektálják



2. Ilyen képek készíthetők a STAR detektorral. Ezen az ábrán két 30 milliárd eV-os arany-nyáláb ütközésének képe látható.

vele. Első és egyben legfontosabb feladata ezen ütközések kezdeti geometriájának megfejtése, ezeket kísérleti úton általában eseménysíkok segítségével számszerűsítik, ezeket az egyes események során kibocsátott több ezer részecske mintázatából lehet megkapni különböző módszerek segítségével.

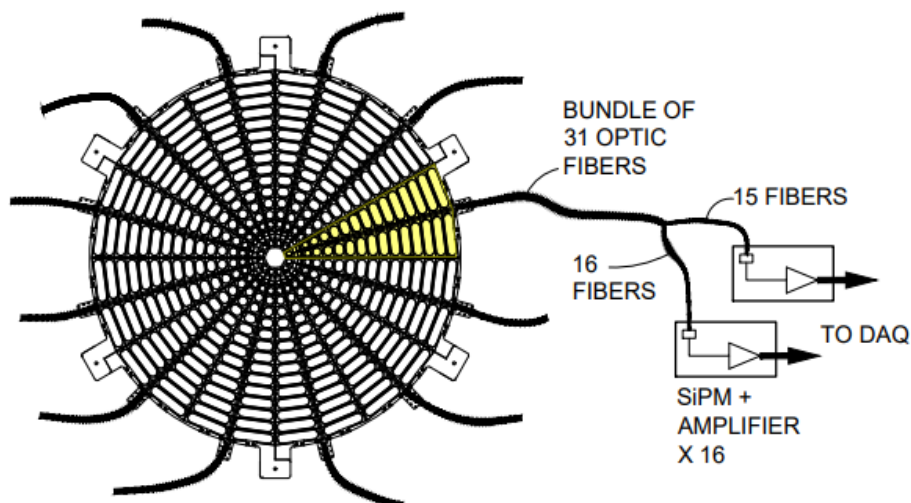
Többféle detektortípusból áll, ezek mindegyike különböző részecskék kimutatására, valamint mozgásuk követésére szolgál.

Az eseménysík detektor az előre-és hátraszóródó részecskékeltetés során kibocsátott töltött részecskéket méri, a sugarak kiindulási irányához képest $0,7^\circ < \theta < 13,5^\circ$ szögben, ez pszeudorapiditásban kifejezve $2,14 < |\eta| < 5,09$ tartományt fed le. [9] A pszeudorapiditástól való függés azért is különösen fontos, mert a Landau-fluktuációk miatt nehéz megkülönböztetni egy olyan eseményt, amikor egyetlen részecske okoz beütést attól az esettől, amikor egyszerre több, erre a későbbiekben részletesebben is visszatérek. Az utóbbi valószínűségét a

csempe mérete és az ütközésből származó részecskék eloszlása határozza meg, ami pont a pszeudorapiditás függvénye.

2.1. A detektor felépítése

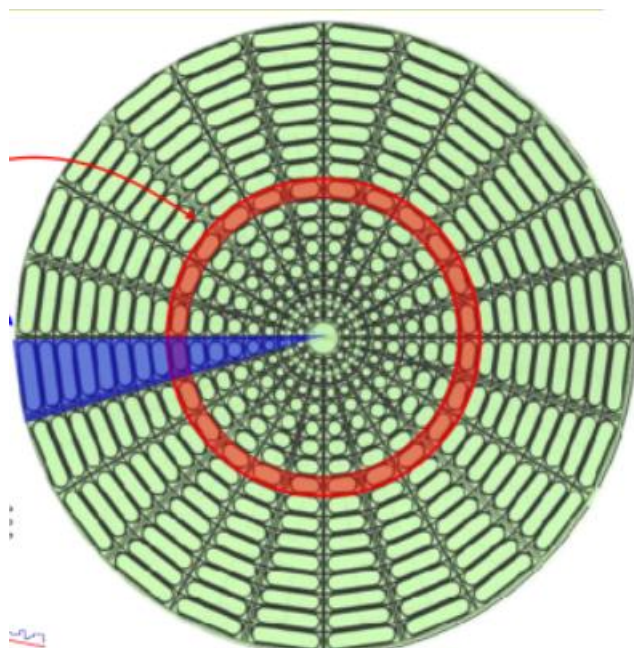
Szcintillációs detektorról van szó, mely 2 kerékből áll (az egyik a kísérlet nyugati oldalán



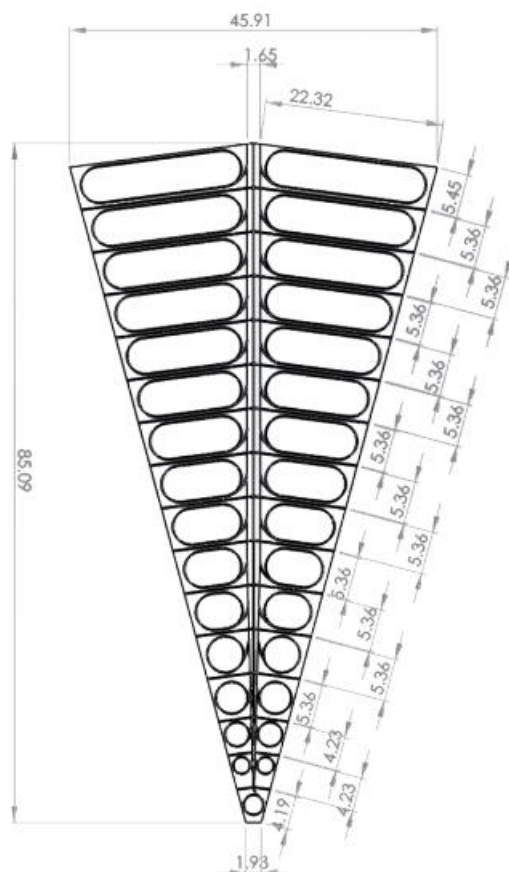
3. A képen az EPD rendszer látható, azon belül is az egyik kerék. Ez 12 szuperszektorból áll, szektoronként 31 csempével.

helyezkedik el, míg a másik a keletin), mindkettő tovább bontható 12 'szuperszektorra', és további 31 csempére vannak osztva, ez kerekenként 372 csempét jelent. [9] Minden szuperszektor 31 optikai szálból álló köteghez csatlakozik, ezt háromszor tekercselik (így kétszer olyan jó fénykibocsátásra tettek szert), egyes csempékből jövő fényt pedig egy szilíciumból készült fotoelektron sokszorozóba továbbítják. Az ebből érkező jeleket felerősítik és a STAR rendszerébe küldik, ahol már elvégezhető az adatgyűjtés és a digitalizálás. A 12 szektor elképzelést többek között az is indokolta, hogyha a megmunkálás során valami problémába ütköznének, akkor is csak minimális számú csempe megy tönkre. Valamint az EPD-t általában emberek segítségével szokták a STAR-ra rögzíteni, olyan környezetben, ahol a sok kábel és törékeny vákuumcső miatt nehézkes lenne nagyobb darabokat is felszerelni, így kényelmi szempontból is előnyben részesítették ezt a 12-es kialakítást. Hasonló okok vezettek a csempék detektorban látható kialakításához is: a „nagyobb, de kevesebb” stratégia nemcsak költséghatékonyabb, de könnyebb megmunkálást is eredményezett. [9]

Mint korábban már említve volt, a detektor két korongból áll, ezek sugara 0,9 méter és rendelkeznek egy-egy 4,6 méter sugarú belső lyukkal, amin keresztül végig futhat a nukleáris nyalábokat szállító vákuumcső, melyek rendszerint kelet és nyugat felé haladnak. [9]



4. Ezen az ábrán egy másik EPD rendszer ábrázolás látható, radiális, pirossal jelzett szegmensei a gyűrűk, míg azimutális, kékkkel jelöltek a szektorok.



5. Részletes rajz egy szuperszektorról.

2.2.1. A szuperszektorok létrehozása

„Először a szcintillátor ékeket munkálták meg, két lépésben. Egyrészt nagy szilárdságú keményfémmarót alkalmaztak, nagy fordulatszámon. Másrészt a CNC-géphez, mellyel maga a megmunkálás zajlik, olyan vezetékeket csatlakoztattak, amikkel így magas víz- és 5%-os

olajáramlási sebességet tudtak folyamatosan fenntartani, illetve az is fontos kritérium volt, hogy egy-egy szerszámmenettel csak kevés anyagot távolítsanak el. Ezekre az intézkedésekre azért volt szükség, hogy elkerüljék a szcintillátor megolvadását, illetve a mikrorepedések kialakulását: ezért is volt szükség arra, hogy a hatalmas szcintillátorlapokat több órán át rögzítve tartsák a megmunkálás során, hiszen olyan nyomásnak és rezgéseknek voltak kitéve, amik kedveznek az ilyen repedések kialakulásának”. [9]

Az első megmunkálási szakaszban a szuperszektorot megtisztítják, majd mélységének felénél bemarkolják. Ezeket epoxival töltik ki (ezt nagy pontossággal végzik, mivel minimalizálniuk kell a szennyeződés fennállásának veszélyét), és ennek kifolyása ellen PTFE-szalaggal akadályt képezve lekötik a szélét (a PTFE azért is egy nagyon jó választás, mert nagyon szilárd és nem ragad hozzá az epoxi, mivel egy rendkívül inert anyagról van szó, amit széles körben alkalmaznak a különböző megmunkálási technikák során). A szuperszektorot ebben a fázisban laposan kell tartani, ezt súlyok segítségével teszik meg, illetve azért is van rá szükség, hogy megakadályozzák az epoxi összehúzódását, hiszen annak száradási ideje több nap. Ezt követően a szektor visszakerül a CNC-hez.

A második megmunkálási szakaszban a többi alkotóelemet készítik el, és a lépések itt is nagyon hasonlóak. A WLS szálakat általában cementtel ragasztják a célhelyre, tehát ehhez nem epoxit alkalmaznak [9], és mint dolgozatomban már korábban említettem, ezeket a szálakat háromszoros hurokba fektették. Ezeket a megmunkálási folyamatokat általában egyszerre mindig több ember végezte, hogy minél precízebben és kármentesebben készüljenek el a detektor egyes elemei. Végül a cementet száradni hagyják, a fennmaradó részeket epoxival töltik fel, és pár nap szikkadást követően a munkafolyamat befejeződött.

A szuperszektor oldalait finom csiszolópapírral addig csiszolják, míg egyenletes, sima felületet nem kapnak. Ezt követően a szuperszektor csomagolása következik: egyrészt egy 7 milliméter vastagságú polietilén szövetbe a fénygyűjtés fokozására, másrészt fekete papírba a külső fénnel való védelem érdekében. A csomagolásokat általában szorosra készítik, ezzel is csökkentve a zaj mennyiségét. Azonban arra is oda kell figyelni, hogy vannak olyan helyek, melyek fényszivárgásra alkalmasak, ezeket fényvisszaverő festékkel kell lekenni több rétegben a csomagolás előtt. [9]

Ez az építési folyamat bizonyult a legegyszerűbbnek és legproblémamentesebbnek, mindösszesen egy WLS szál törésről számoltak be, ami elenyészőnek számít, tehát ez is bizonyítja, hogy ez a kivitelezés nagyon jól működik a gyakorlatban.

2.2.2. Optikai szálcsatlakozók

A szuperszektorok megmunkálása mellett az optikai szálcsatlakozók létrehozása is fontos feladat volt a konstrukciós munkálatok során. Elsősorban ezeket 3D nyomtatás segítségével hozták létre, majd a csatlakozók lyukait fűrőgép segítségével fúrták ki. Ezt követte a felület lecsiszolása, erre azért volt szükség, mert a legkülső felület könnyen törik, így képes megkarcolni a szálakat azok polírozása közben (a polírozás az optikai csatlakozás javítására szolgál). Néhány apró lépés elvégzését követően a munkafolyamat befejeződött.

Ezekre az optikai szálkötegekre többek között azért is volt szükség, mert ez köti össze az EPD kerekeket a SiPM-ekkel, valamint a jelek kiolvasására alkalmasak. Mindegyik szerelvény 31 ilyen szálcsatlakozót tartalmaz, ami pedig megfelel a hullámhossz-eltolódó szálak eloszlásának egy adott szuperszektorban, mint korábban ezt már láthattuk.

A szálakat levágták, ellenőrizték, hogy nincsenek-e rajtuk repedések és köteggé nyújtották őket. Ezt követően belenyomkodták ezeket a korábban már kifúrt lyukakba, a szerelvényt összeragasztották, túloldalát pedig 15 és 16 szálból álló csoportokra osztották (mivel a kiolvasás fél szuperszektoronként történik [9]). A szálakat végül közvetetten a SiPM-csatlakozókba juttatták, és az egyes szerelvényeket epoxival összeragasztották. Az epoxi megszáradását követően a felesleges szálakat levágták és a szálszerelvények végeit lecsiszolták.

A szerelvények tesztelésére is szükség volt, melyet az arra irányított LED-del végeztek: segítségével átlagos átvitel méréseket tudtak lebonyolítani.

2.3. Tesztelés és teljesítmény

Az első két tesztelési fázis a már kész szuperszektorokon zajlott. Az első ezek közül a kozmikus sugárzás segítségével zajló teszt volt, melynek célja a problémás csempék kiszűrése a szektorban: ezek általában alacsony fényhatékonysággal rendelkeztek, de nagyon kevés ilyen találtak. A második a detektor uniformitást vizsgálta, pontosabban az EPD válasz helyzetfüggését β -sugárzással [9]. „Összességében azt figyelték meg, hogy a válasz egyenletessége a csempe felületén radiális irányban kiváló volt, az erre merőleges irányban pedig még jobb. A szomszédos csempében indukált fénytől való optikai elszigeteltség mértéke is nagyon jónak bizonyult”. [9]

A teljesítményt illetően az első teljes eseményű detektort 2018-ban telepítették és futtatták a STAR kísérlet keretein belül, majd ezt megismételték 2019-ben is, és mindkét alkalommal nagyon jó eredményeket mutatott. Vizsgálták többek között az energia-veszteség spektrumokat,

és azt tapasztalták, hogy azok közel azonosak voltak. Olyan számításokat végeztek, amikor egy vagy több részecske haladt át a csempén, majd a pontos analíziseket elvégezve végül arra jutottak, hogy a SiPM véges fotoelektron-statisztikája miatti kiszélesedés nem jelentős, a fénygyűjtési hatékonyság megfelelő volt.

Az EPD-t triggerdetektorként is használták a STAR középpontjához közel bekövetkező ütközések gyors azonosítására.

Az EPD elsősorban az egyes ütközések eseménysíkjainak meghatározására készült. „Ezek közül az egyik legfontosabb a másodrendű eseménysík, mely az a sík, amelyben a részecskék többsége kibocsátásra kerül”. [9] A nyugati oldal felé kibocsátott részecskék esetén a sík azimutális szöge a következőképpen adható meg:

$$\psi_{2,West} \equiv \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{\sum_{i=1}^{372} w_i \cdot \sin(2\phi_i)}{\sum_{i=1}^{372} w_i \cdot \cos(2\phi_i)} \right),$$

ahol az összegzés a nyugati kerék összes csempéjén fut, ϕ_i a csempe azimutális szöge, w_i pedig súlyként szolgál. Ehhez hasonlóan határozható meg a keleti régió szöge is, és a kettő között igen erős korreláció mutatható ki. A korreláció erőssége nem más, mint maga a felbontás mérőszáma, a detektor a „valódi” eseménysíkot ezzel méri. Valójában az EPD-t is ebben az η régióban építették a STAR eredeti eseménysík-detektorának helyettesítésére, hiszen ez nagyobb eseménysík felbontást jelent az előzőhöz képest több paramétertől függően, ez pedig minőség javulásbeli következményekkel és a rendszer egyre rohamosabb fejlődésével járhat.

3. Unfolding módszer

3.1. Bevezetés

Általában a kísérletekben a mért megfigyelhető mennyiségek eloszlása eltér a valódi mennyiségek eloszlásától a különböző fizikai hatások miatt. Ilyen esetben érdekesebb inkább statisztikai becsléseket alkalmazni, melyek a valódi mennyiséghez hasonló fizikai jelentéssel bírnak, de számos faktor által kiváltott torzítással rendelkeznek. A módszer lényege is ezen alapzik: célja, hogy ezekből a torzításokból kibontsa az eloszlást, hogy ebből kinyerhesse a valódit, azonban ehhez szükség van a torzulás valódi fizikai mennyiségre mért hatásának részletes és pontos ismeretére, máskülönben a kibontás sikertelen lehet.

Egy fizikai változó korrekciójának esetén Monte Carlo szimuláció segítségével kiértékelnek egy általános hatékonyságot, ezzel pedig lényegében „a változó egy bizonyos binárisába eső események-és a valódi változó ugyanezen binárisába eső események számának arányát számítják ki”. [10] Ez a hatékonyság többek között azért is lesz hasznos, mert így egy adott binárisban megfigyelt események számából megbecsülhető a valódi események száma.

Az „unfolding” metódus azonban figyelmen kívül hagyja az események vándorlását egyik binárisból a másikba, valamint a szomszédos binárisok közötti korrelációt is. A vándorlások problémájára született már megoldási javaslat egy olyan mátrix megalkotásával, amely képes összekapcsolni az egy binárisban keletkezett események számát a többi binárisban megfigyelt események számával. Azonban ezzel a mátrixinverziós módszerrel kapcsolatban több probléma is felmerült, többek között inverziós problémák a mátrix esetleges szingularitása miatt, valamint a statisztikai fluktuációkat sem képes jól kezelni, ezzel az eredményeket erősen instabillá téve. Ezen problémák kiküszöbölésére született meg a „regularizált unfolding” módszer, mely már jobb eredményeket biztosított, azonban még mindig csak egydimenziós problémák megoldására volt alkalmas, és technikai bonyodalmai miatt elterjedté sem tudott válni. [10] Éppen ezen okokból kifolyólag alkották meg a Bayes-tételre alapozott módszert, melynek előnyei között szerepel, hogy egy nagyon jól megalapozott metódusról van szó, ami már többdimenziós problémák megoldására is alkalmas, és képes a kísérleti és valódi értékek közötti vándorlást is figyelembe venni, ezzel kiküszöbölve a korábban említett mátrixinverzióval járó problémákat. Ebből következik, hogy nem igényel mátrixinverziót sem, de talán az egyik legjobb tulajdonsága ennek a módszernek, amit érdemesnek tartok még kiemelni, az a rövid, egyszerű és gyors megvalósítási lehetősége, hiszen közvetlenül az eloszlásokkal foglalkozik, ezáltal sokkal

hatékonyabban tud működni, mintha mondjuk külön-külön eseményeket vizsgálna. Az alábbiakban ezen módszer kerül részletesebb ismertetésre, kifejtem alapjait és néhány hasznos tulajdonságát is körüljáróm.

3.2. A Bayes-tétel

Általában akkor használjuk a Bayes-tételt, ha a kezdeti valószínűség valamilyen okból kifolyólag megváltozott, vagy, ha egy korábban már bekövetkezett esemény valószínűségére vagyunk kíváncsiak egy később bekövetkezethez képest. [11]

Érdekes a tételt több egymástól független ok szempontjából vizsgálni, ezek az okok pedig egyetlen hatást váltanak ki. Ehhez fel kell tenni, hogy ismert az okok kezdeti valószínűsége és az i . ok feltételes valószínűsége, hogy ki tudjuk váltani a hatást. Ekkor a tételt a következő alakban írhatjuk:

$$P(C_i|E) = \frac{P(E|C_i)P(C_i)}{\sum_{k=1}^{n_c} P(E|C_k)P(C_k)},$$

azaz, ha egyetlen eseményt, hatást vizsgálunk, akkor „annak a valószínűsége, hogy ezt épp az i . ok okozta nem lesz más, mint az oknak a hatás előidézésére vonatkozó valószínűségének és az i . ok valószínűségének szorzata”. [10] A nevezőben ugyanezek szerepelnek, csak az összes okra összeadva, ezt pedig jobban megnézve, felfedezhető benne a teljes valószínűség tétele. A képletben E a hatást, a C_i -s tagok pedig az okokat jelölik. Továbbá az is észrevehető, hogy $P(C_i|E)$ függ az okok kezdeti valószínűségétől. A végső eloszlás természetesen $P(E|C_i)$ valószínűségtől is függ, ezeket pedig Monte Carlo szimulációk segítségével számolják, becsülik.

3.3. Egy kísérleti eloszlás unfoldingja

Ha $n(E)$, E hatással rendelkező eseményeket figyelek meg, akkor az egyes okokhoz rendelhető események várható száma a következő lesz:

$$\hat{n}(C_i) = n(E)P(C_i|E),$$

azaz ezeknek az E hatással rendelkező eseményeknek és az előző alfejezetben meghatározott valószínűségnek a szorzata. Végeredményben arra a következtetésre fogunk jutni, hogy egy adott C_i okhoz több lehetséges hatás is tartozik, melyekre szintúgy érvényes a Bayes-tétel. A tételt ismét felírva, de most n_E lehetséges hatás esetén, az okok kezdeti valószínűségét is figyelembe véve, a következő kapható:

$$P(C_i|E_j) = \frac{P(E_j|C_i)P_0(C_i)}{\sum_{k=1}^{n_C} P(E_j|C_k)P_0(C_k)},$$

ahol $P_0(C_i)$ jelenti a kezdeti valószínűséget. Természetesen ilyenkor is érvényes az $\sum_{i=1}^{n_C} P_0(C_i) = 1$ összefüggés, azaz normált mennyiségről van szó. A fenti egyenletből az is következik, hogy $\sum_{i=1}^{n_C} P(C_i|E_j) = 1$ normálási feltétel matematikailag triviális és azt mondja ki, hogy minden hatásnak a vizsgált okok közül egyből vagy többből kell származnia, ez pedig azt jelenti, hogy ha a megfigyelhető adatok nem elhanyagolható mennyiségű háttérzajt is tartalmaznak, akkor ezt is az okok közé kell sorolni. [10] Végül pedig arra sincs szükség, hogy minden ok legalább egy hatást okozzon a vizsgáltak közül, mert: $0 \leq \epsilon_i \equiv \sum_{j=1}^{n_E} P(E_j|C_i) \leq 1$, itt ϵ_i az a hatékonyság, mely kimutatja C_i okot a lehetséges hatások bármelyikében.

Következő lépésként kiszámítható az egyes okokhoz tartozó várhatóan bekövetkező események száma (számításba véve azt, hogy ezekre hatással lesznek a megfigyelt események is). Ehhez az alfejezet legelején felírt összefüggéshez kell visszanyúlni, mely a következő alakot ölti minden egyes hatásra:

$$\hat{n}(C_i)_{obs} = \sum_{j=1}^{n_E} n(E_j)P(C_i|E_j),$$

tehát az előzőhöz egy nagyon hasonló formulát kapunk és ezt is várjuk. A valódi események számának legjobb becslése pedig a következő lesz:

$$\hat{n}(C_i) = \frac{1}{\epsilon_i} \sum_{j=1}^{n_E} n(E_j)P(C_i|E_j), \quad \text{ha } \epsilon_i \neq 0.$$

Látszik, hogy itt megint feltűnik az a hatékonyság, mely kimutatja C_i okot a hatások bármelyikében. Ha $\epsilon_i = 0$, akkor $\hat{n}(C_i)$ szintén 0 lesz, ezért volt fontos kikötni, hogy legyen hatékonyság, amivel számolni lehet.

Ezekből a „kibontott” eseményekből már megkapható a valódi várható események teljes száma, az okok várható valószínűsége és a teljes várható hatékonyság is, én ezt táblázatba rendezve szeretném összefoglalni. Ezek alapján az állapítható meg, hogy a „kibontási” módszer azért is jó, mert általa olyan mennyiségekhez juthatunk el, melyek kiszámítása más körülmények között jóval hosszadalmasabb, nehezebb és bonyolultabb lenne.

A valódi események teljes száma	$\widehat{N_{true}} = \sum_{i=1}^{n_c} \hat{n}(C_i)$
Az okok várható valószínűsége	$\hat{P}(C_i) \equiv P(C_i n(E)) = \frac{\hat{n}(C_i)}{\widehat{N_{true}}}$
A teljes hatékonyság	$\hat{\epsilon} = \frac{N_{obs}}{\widehat{N_{true}}}$

1. A már kibontott eseményekből kapható mennyiségek

3.4. Iteratív unfolding

Ha a kezdeti $P_0(C)$ eloszlás valamilyen okból kifolyólag nincs összhangban az adatokkal, esetleg nem jól lett megválasztva az adathalmazhoz viszonyítva, akkor bizony a végső $\hat{P}(C)$ eloszlással sem fog túl jó egyezést mutatni. Az egyezés mértéke attól függ, hogy a kezdeti eloszlás mennyire van közel a valódi eloszláshoz. Szimulált adatok esetében például könnyen ellenőrizhető, hogy a végső eloszlás valahol a kezdeti és a valódi között helyezkedik el. Ehhez fog segítséget nyújtani az iteratív kibontási eljárás, melyet magam is használtam a dolgozatom elkészítéséhez. Az „unfolding” ilyenkor a következő lépésekből áll: a kezdeti eloszlást a vizsgált folyamathoz mérten a legjobban kell megválasztani, és így a kezdeti várható események száma a következőképpen alakul:

$$n_0(C_i) = P_0(C_i)N_{obs} ,$$

megint csak az előzőek logikáját követve; itt most egészen pontosan a kezdeti valószínűség és a megfigyelt események számának szorzata fogja adni a kezdeti eseményszámot. Abban az esetben, ha a folyamatról nincsenek információim, tudatlan vagyok vele kapcsolatban, akkor a kezdeti eloszlást egyenletes eloszlással is lehet közelíteni: $P_0(C_i) = \frac{1}{n_c}$.

Ezt követően ki kell számítani a valódi események számát, $\hat{n}(C)$ -t, valamint a valódi eloszlást, $\hat{P}(C)$ -t is, majd egy χ^2 összehasonlítást kell végezni a kezdeti és a valódi eseményszámok között ($n_0(C)$ és $\hat{n}(C)$). Végül pedig ki kell cserélni $P_0(C)$ -t $\hat{P}(C)$ -re, valamint $n_0(C)$ -t $\hat{n}(C)$ -re, és előlről kezdeni a folyamatot: ha a második iteráció után χ^2 értéke elég kicsi, akkor abba lehet hagyni, minden más esetben vissza kell menni $\hat{n}(C)$ és $\hat{P}(C)$ kiszámításához és onnan folytatni a megfelelő lépésekkel, ez az iteratív eljárás lényege. Mivel ez konvergál, így megkapható a kibontott eloszlás. [10]

Általánosságban az mondható, hogy ha a statisztikai fluktuációkat nem vesszük figyelembe, akkor az iterációk számának növelésével a „kibontott” és a valódi eloszlás egyre jobb egyezést mutat, míg végül utóbbi visszanyerhető lesz. Ha azonban számba vesszük az ingadozásokat is, akkor meglepő eredményre jutunk: már néhány iterációt követően is nagyon közel kerül a „kibontott” eloszlás a valódihoz, de túl sok iteráció esetén egy olyan eloszlás felé fog konvergálni, mely erős ingadozást mutat a valódi eloszlás körül. Ennek hátterében az állhat, hogy a végtelen iterációs ciklus olyan „unfoldolt” mátrixot eredményezhet, ami egy olyan „simítási” mátrix inverze lesz, melyre gyakran szoktak feltételes valószínűségként hivatkozni az egyszerűbb kezelhetőség érdekében. Ebből kifolyólag a mátrixinverziós módszerhez hasonló problémák állhatnak fenn, oka pedig az lehet, hogy a valódi eloszlás minden egyes „binje” független szabadsági fokként viselkedik, és végtelen számú iteráció után egy nagyon fluktuáló esethez juthatunk (ezt gyakran szokás a statisztikus fluktuációk felerősödésével azonosítani). [10] Mindezen nehézségek ellenére is jó egyezést lehet kapni, és az erős fluktuációk is kiküszöbölhetők olyan megoldásokkal, mint a szabadsági fokok számának csökkentése: ilyenkor az adatokra maximum likelihood illesztést végeznek, és azért éppen ezt választják, mert ez kapcsolatban áll a Bayes-tétellel, ugyanis abból levezethető. Másik megoldást jelenthet a probléma jellegétől függően, ha megtalálják az iterációk legoptimálisabb számát és azzal dolgoznak tovább. Ezekkel a módszerekkel a fluktuációk mértéke nagyban visszavehetőbbé válik, ezzel is lehetővé téve a még pontosabb egyezések kivitelezését.

A tapasztalat szerint igaz az a hipotézis, miszerint a legtöbb érdekes fizikai eloszlás (de különösen a struktúrafüggvények) „sima” [10]. Ebből kiindulva az első iteráció eredményét, annak fluktuációival együtt a második iteratív lépés kezdeti valószínűségének választani Bayes-i szempontból nem túl szerencsés és elvi hibákba is ütközhetünk, ha így járunk el, mert ilyenkor megengednénk a fizikai eloszlásnak, hogy erős fluktuációkkal rendelkezzen, ami a kibontási folyamat szempontjából sem a legkedvezőbb. Ehelyett jobb megoldást nyújt, ha ennek a kezdeti eloszlásnak egy folytonos és sima függvényt választunk, melynek alakját a megfigyelések befolyásolják. Ez általában jobb eredményeket is ad, mint az egyenletes eloszlás, így nem kell attól tartani, hogy a simítási eljárások során torzulnának az eredmények, vagy elrejtenenek olyan erőteljesebb csúcsokat az adatokban, melyeknek jelentősége lehet az elemzések során.

Ha részleteiben szeretném vizsgálni az összes bizonytalanság és korreláció forrását, akkor az előző alfejezetben már tárgyalt valódi események számának becslését kellene átírnom egy olyan alakra, melyben megjelenik egy „unfolding” mátrix.

Az $\hat{n}(C_i)$ eseményszám kovariancia mátrixa, mely szintén figyelembe veszi a felmerülő bizonytalanságokat, több tényezőből tevődik össze: többek között figyelembe kell hozzá venni, hogy a kezdeti valószínűségek statisztikus hiba nélkül tekintendők (mivel azok szisztematikusan befolyásolják az eredményeket), amit értékelni kell az az, hogy a kiindulási hipotézis variációja esetén mennyire lesznek stabilak az eredmények. [10]. A következő tényezője a megfigyelt események számából, az adatminta multinomiális eloszlásából ered: ha az egyes cellákban a relatív gyakoriság kellően kicsi (akár a „binek” nagy száma, akár az alacsony hatékonyság miatt), akkor az ezekben lévő számok közelíthetők független Poisson-eloszlással. Vannak azonban olyan feltételei, összetevői is, melyeket Monte Carlo módszerrel becsülnek, ezeket statisztikus és szisztematikus hibák befolyásolják, utóbbiak a szimuláció során tett feltételezésekből erednek, és megfelelő metódusokkal kezelendők, míg a statisztikus hibák ehelyett a szimulált események limitált számából származtathatók. [10] Ezek is előidéznék korrelációt az eredmények között. „Valójában pedig az látszik, hogy az ok-cellák által generált teljes események száma megoszlik a hatás-cellák között, ezek eloszlása pedig szintén multinomiális lesz.” [10]

4. Eredmények, konklúziók

Ebben a fejezetben a saját kutatási feladatomat fogom bemutatni lépésről lépésre haladva, ábrákkal és magyarázatokkal tarkítva, ezt követően pedig összegyűjtöm konklúzióimat és tapasztalataimat a projekttel kapcsolatban.

Dolgozatom témája a 20 GeV-os arany-arany ütközésekben keletkező részecskék pszeudorapiditás-eloszlásainak mérése a STAR kísérlet keretein belül, az EPD detektor segítségével. Többek között azért tartom ezt egy fontos és aktuális témának, mert ezen mérések és az azokat követő elemzések segítségével közelebb kerülhetünk a kvark-gluon plazmát érintő kérdések megválaszolásához, illetve a fizika olyan területei nyílhatnak meg előttünk, melyek eddig még nem voltak ismertek számunkra, ahogyan erre már a bevezető részben is felhívtam a figyelmet.

Elsősorban fontos volt megértenem, hogy hogyan is működik a detektor, hogy zajlik az ütköztetési folyamat. A STAR fejlesztéseivel nemcsak nagyobb és jobb felbontást tudtak elérni (mind akár momentum, mind akár eseménysík téren), de független centralitás mérésre is alkalmassá vált, ezzel például lehetőség nyílt fluktuációk mérésére is. [13] Az EPD detektorra való áttérés miatt pedig részletesebb méréseket lehet végezni, mivel a 372 csempe több beütést tud regisztrálni a korábbi 36-hoz képest, ezzel a pszeudorapiditás-eloszlás tartományát is kiterjesztve. Azzal pedig, hogy radiális és azimutális szegmensekből áll, több mérési megközelítés tárult fel, amikre a későbbiekben a korrekciók során vissza is fogok térni.

Az EPD gyűrűi egy adott mennyiségű beütést érzékelnek eseményenként, direktben pedig csak a töltött részecskék azok, amik ezt okozzák. Azonban arra oda kell figyelni, hogy a semlegesek is okoznak beütést, mert ezek a részecskék is ugyanúgy bomolhatnak töltöttre, valamint szórásnál is keletkezhettek belőlük ilyenek, de végeredményben mégiscsak a töltött részecskéket fogom számba venni, mert fizikailag inkább azok fognak értelmes eredményt adni.

Az EPD maga jeleket detektál, ezeket konvolválva pedig Landau-eloszláshoz jutunk, ahogyan korábban ezt már kifejtettem. Ha több Landau illesztést alkalmazunk, akkor azok egyikéből kinyerhető egy-egy pszeudorapiditás-eloszlás a töltött részecskékre, gyűrűnként haladva. [13] [14] Minden egyes eseménynek van hozzá tartozó beütésszáma egy adott gyűrűben, amit egy integrál segítségével szoktak kiszámítani, ez a következő lesz:

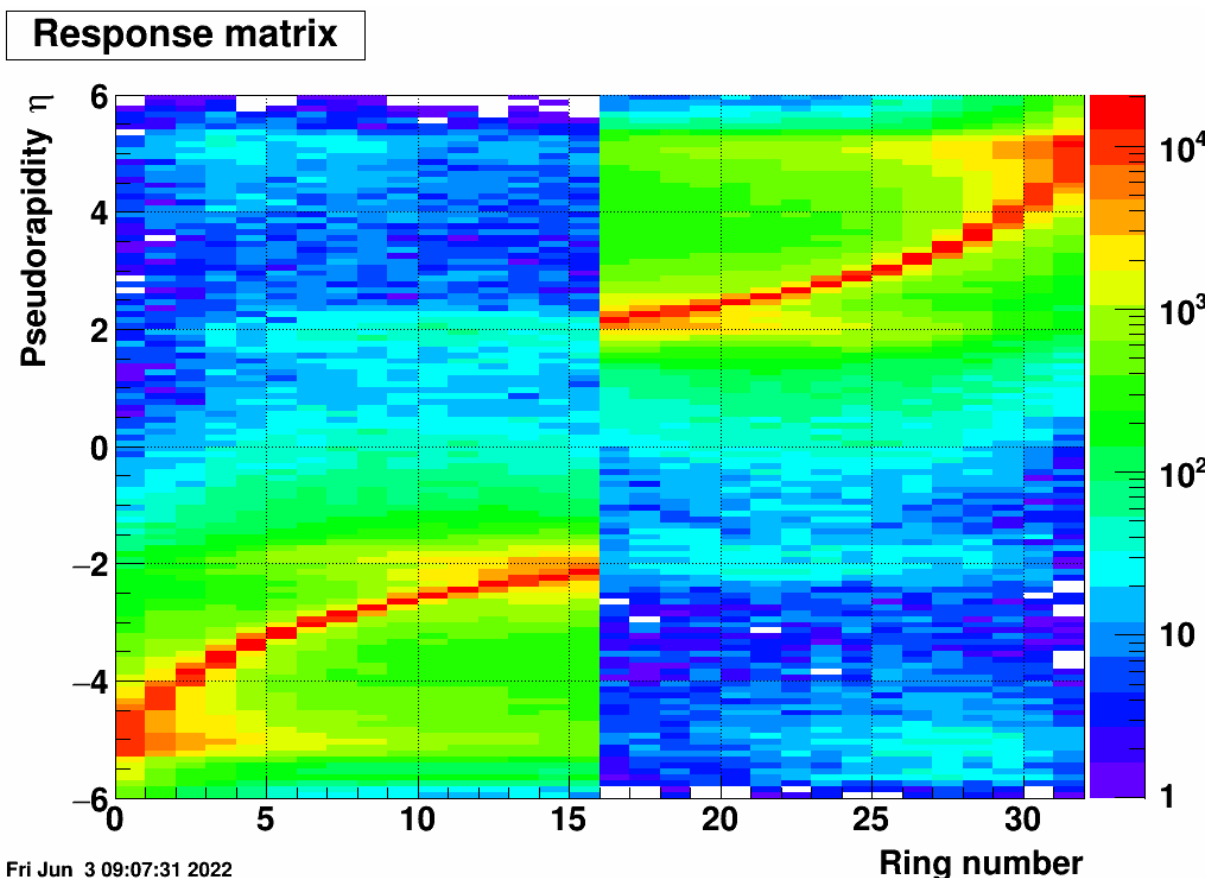
$$N(i_{Ring}) = \int R(\eta, i_{Ring}) \frac{dN}{d\eta} d\eta.$$

Első feladatom ezen integrál első tagjának kiszámítása volt, ami nem volt más, mint az R „response” vagy válasz mátrix. Ez megmondja, hogy mennyi beütés is érkezett egy adott

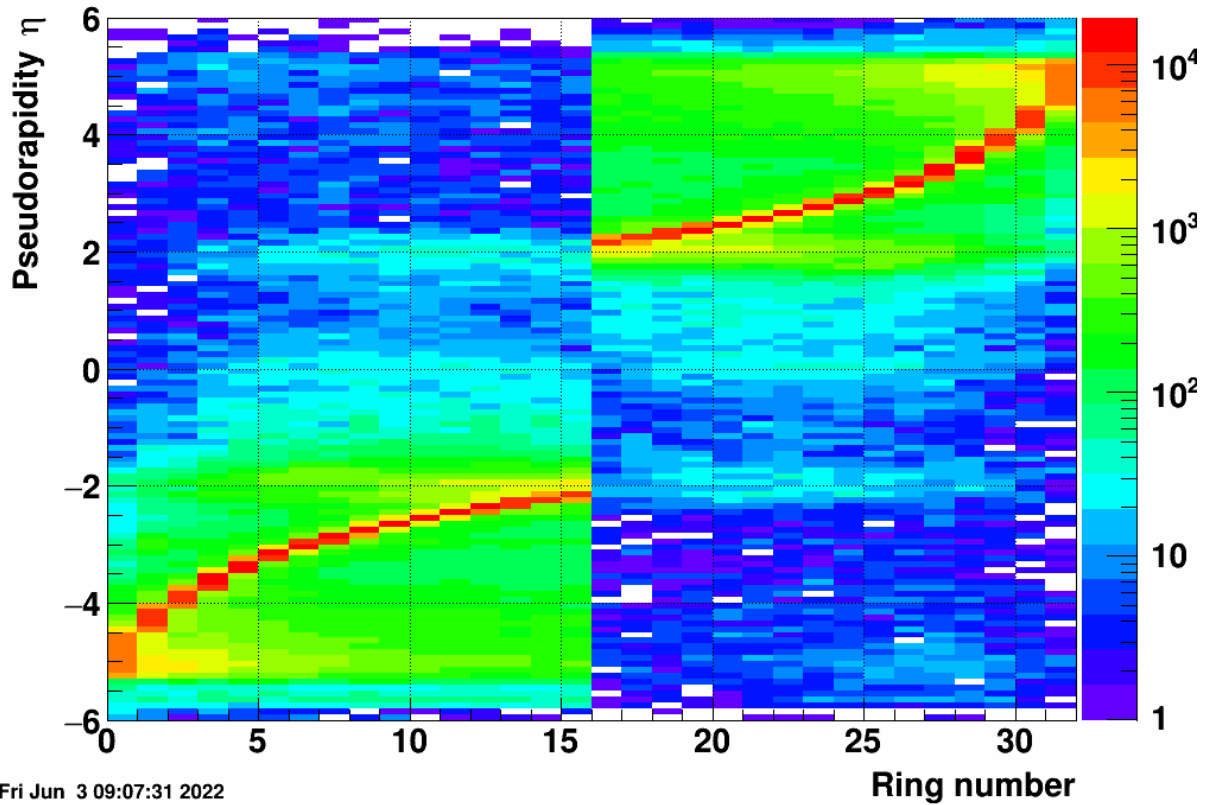
gyűrűbe η -val rendelkező részecskékből. A válasz mátrixot szimulációk segítségével lehetett meghatározni, amiből fontos információkat is ki lehetett nyerni, többek között azt is, hogy melyik elemi részecske okozott EPD beütést. Az általam keresett pszeudorapiditás-eloszlásokat pedig az előző fejezetben tárgyalt Bayes-i iteratív kibontási módszerrel tudtam kiszámítani. A következőkben ezek ismertetése következik.

4.1. A válasz mátrix kiszámítása

Két válasz mátrixot készítettem, egyet az összes részecskére, egyet pedig csak a töltöttekre. Ezeknek a hisztogramját először előkészítettem, majd később, az elemi „trackeken” végigfutó algoritmusnál töltöttem be őket. Ehhez készítenem kellett egy „EPDring” változót, mely nem más, mint maguk az EPD hitek a szuperszektor egy adott csempéjébe betöltve, leosztva kettővel: erre azért van szükség, mert a szektor 31 csempéje 15-16-os osztásban tud csak megvalósulni, ezt pedig már láthattuk az EPD detektor konstrukciós munkálataira vonatkozó alfejezetben. A másik változó, amire szükség volt a „TrackEta”, mely egyszerűen az adott „track” betöltése az η függvénybe. Így már valóban látható, hogy ez a válasz mátrix egy adott gyűrűbe érkező beütésszámot fogja megmondani, amivel utána tovább lehet dolgozni. Természetesen olyan is előfordulhat, hogy egy adott elemi „trackból” nem érkezett beütés, ilyenkor a „TrackEta” változót a Miss() függvényben kell meghívni. Mindezen lépéseket elvégezve a következő eredményekre jutottam:



Charged response matrix



7. A válasz mátrix csak a töltött részecskékre

Látszólag nem túl sok különbség van a két ábra között, de az észrevehető, hogy az összes részecskéhez képest töltöttből kevesebb van, emiatt azok nyilván kevesebb beütést is okoznak az összeshez képest. A vízszintes tengely jelöli az adott gyűrű számát, és szokás kétfelé osztani: ahogy már korábban is írtam, a 0-15-ig tartó tartomány a detektor keleti oldala, míg 16-31-ig tartó pedig a nyugati. A függőleges tengelyen pedig a részecskék η -ja szerepel.

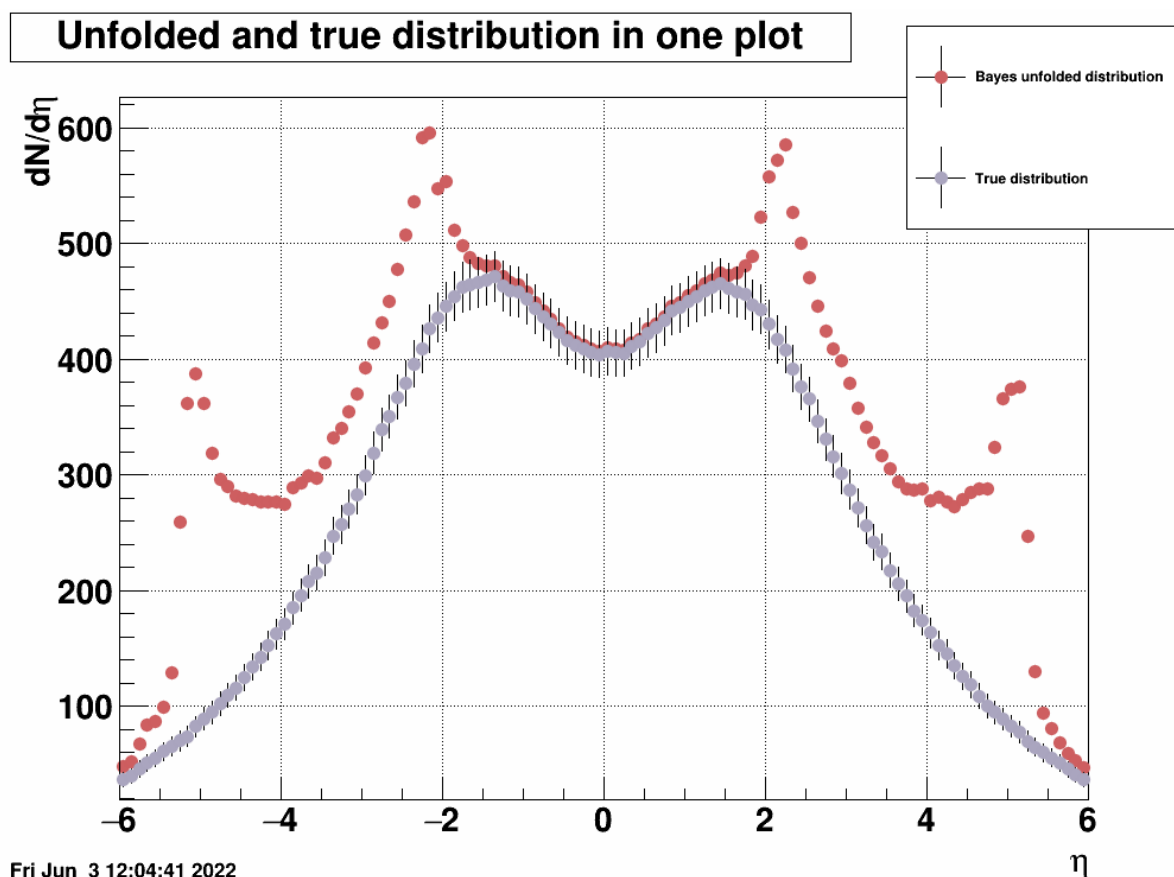
A szimulációban a bomlás előtt nagyobb részben pionok figyelhetők meg, míg utána ezek mellett a gamma-részecskék is nagy számban megjelennek. [13]

A továbbiakban ezekkel a mátrixokkal dolgozok tovább, hogy megkapjam $\frac{dN}{d\eta}$.

4.2. Az unfolding módszer implementációja: RooUnfold

A RooUnfold egy olyan C++ programozásban használható csomag, mellyel különféle kibontási módszereket lehet alkalmazni a valódi és mért eloszlásokra. [12] Én a korábban már kifejtett iteratív eljárást választottam ezek közül, ami D'Agostini elgondolásán alapszik. A

kivitelezés során 4 iterációt választottam, mert úgy ítélt meg, hogy azzal már elég pontos egyezést érek el, de még nem haladom meg a kritikus határt, ami felett már erős fluktuációkat kapok. Miután elvégeztem a kibontást mind az összes, mind a töltött részecskékre, az ebből kapott eredményeket a valódi eloszlással együtt ábrázoltam, ez a következőképpen néz ki:



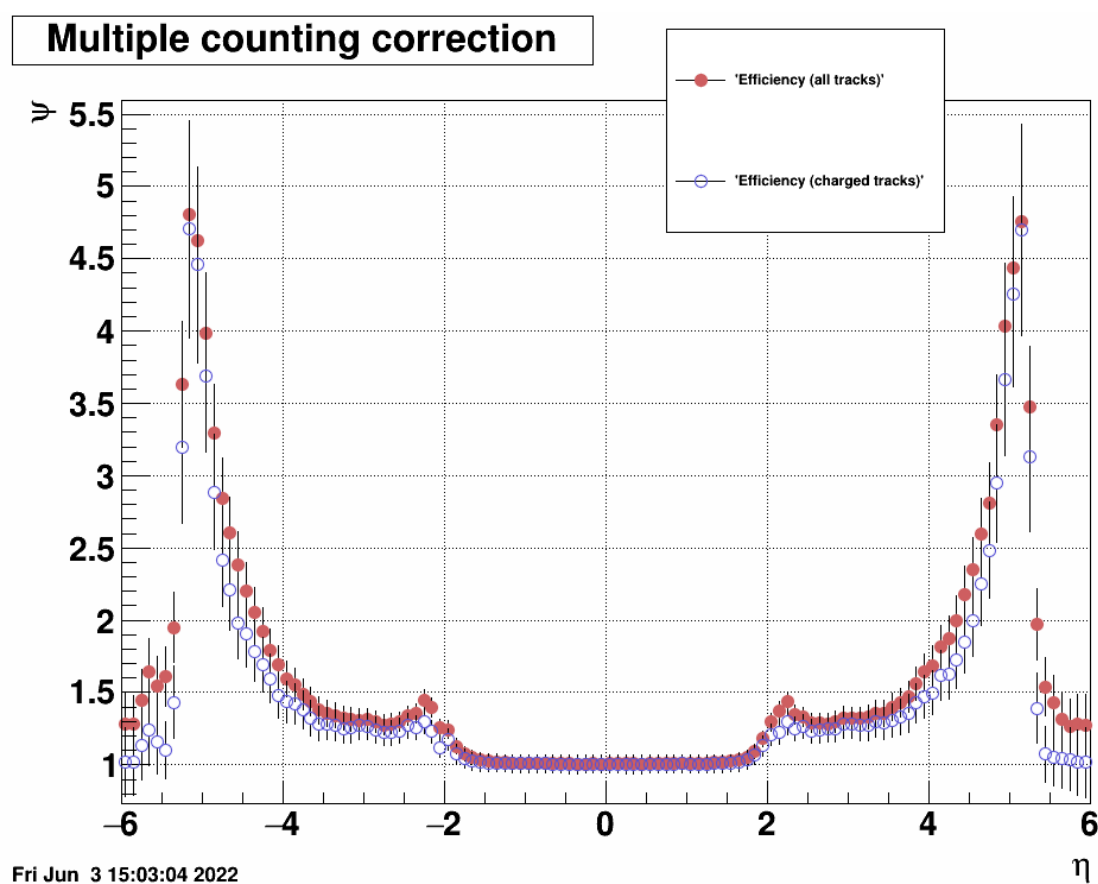
8. A kibontott és valódi eloszlás közös ábrája

Ez elkészíthető a töltött részecskékre is. Ha a két esetet össze akarnánk hasonlítani, akkor azt figyelhetnénk meg, hogy habár a töltött részecskékre egy kicsit elnyújtottabb alakot kapnánk, ebben az esetben is lenne több tartomány, melyben szinte tökéletes egyezést mutatna a kibontott és a valódi eloszlás, csakúgy, mint ahogyan az összes részecske esetében is megfigyelhettük. Az elméleti bevezetőben tárgyaltak alapján ezt is vártam. A töltött részecskék esetében a kibontott eloszlás valamivel a valódi eloszlás alá került, ami nem lehetséges, így ezen ábra bemutatásától most eltekintek.

4.3. Korrekciók alkalmazása

4.3.1. Multiple counting

Habár úgy tűnhet, hogy készen vagyunk, ez a gyakorlatban nincs így, ugyanis eddig nem foglalkoztunk a kibontási problémák azon kritériumával, miszerint a valódi pszeudorapiditás-eloszlásban egy beütés csak nulla vagy egy beütést okozhat az EPD-ben. [15] Az én esetemben egyelőre még több beütés van, ami azért problémás, mert így 100% feletti hatékonyságot kapnánk egyes „trackekre”, ilyen pedig nem létezhet. Tehát voltaképpen itt egy „hatékonyság korrekció” fog történni, amit mind a töltött, mind az összes részecskére kiszámítottam. Ezeket egy ábrára tettem, és végeredményben ezt kaptam:



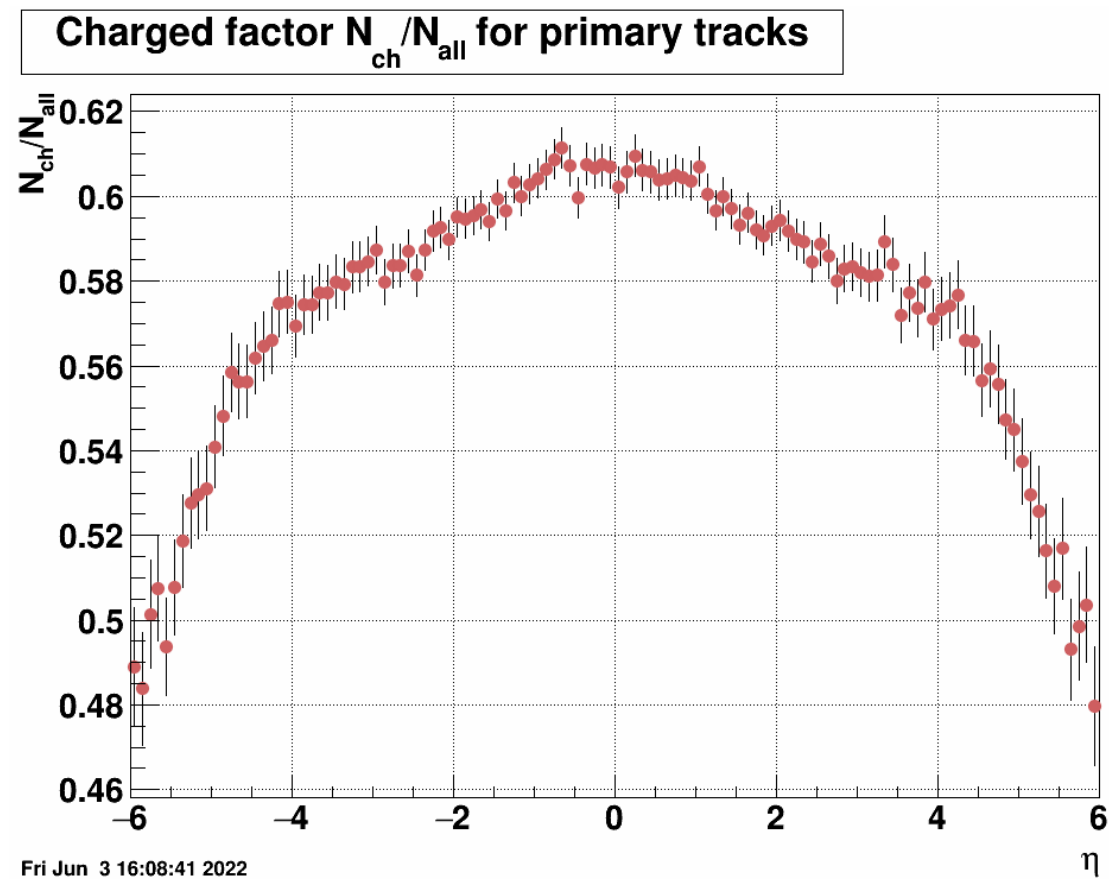
9. A „hatékonyság korrekció” faktora az összes és csak a töltött részecskékre

Az, hogy éppen melyiket érdemes használni, nem mindig teljesen világos, azonban a következő alfejezetekben meghatározott faktorokkal együtt már könnyebben el lehet dönteni, melyiket célszerűbb előnyben részesíteni a korrekció során. Ezzel a faktorral sikerül megoldani a több beütés problémáját, de ezen kívül még szükségünk van legalább kettő másikra a még pontosabb eredmények elérése érdekében.

4.3.2. A töltött részecskékre vonatkozó faktor η és a gyűrűeloszlás szerint

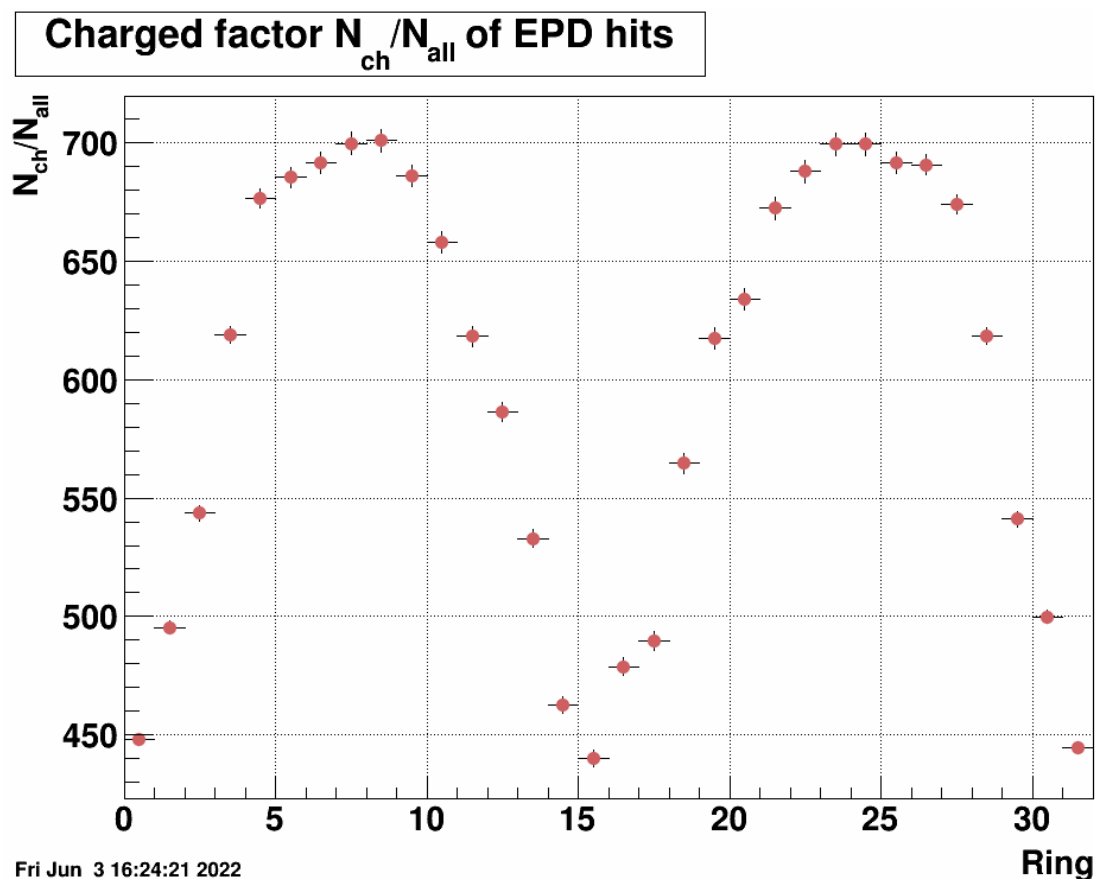
Ezek a korrekciós faktorok annak motivációi, miszerint „szeretnénk, ha az EPD ne csak a töltött részecskék direktben történő detektálására lenne alkalmas, hanem helyette kinyerhetővé váljon az ezen keresztül rögzített adatokból a töltött pszeudorapiditás-eloszlás is” [15]. Ehhez két faktor szükséges: egy az elemi „trackekre” és egy az EPD beütésekre. Ezek arra szolgálnak, hogy segítségükkel például megnézhetjük, hogy mennyi elemi részecske töltött, mennyi semleges vagy akár azt is, hogy hány darab EPD beütést okozott töltött vagy semleges elemi „track”.

Az η szerinti korrekciónál vennünk kell a válaszmátrixot az összes részecskére, majd erre alkalmazva az „unfolding” metódust megkapjuk az összes pszeudorapiditás-eloszlást, és ezt kell még az η faktorával beszorozni. A faktor maga így néz ki:



10. Az elemi trackekre vonatkozó korrekciós faktor

A gyűrű szerinti korrekció esetén először az EPD eloszlást kell korrigálni ezzel a faktorról, majd létrehozni a töltött részecskékre vonatkozó válasz mátrixot, végül pedig a kibontási eljárást kell végig csinálni erre és a korrigált EPD eloszlásra. Ebben az esetben egy ilyen alakú faktort kapunk:

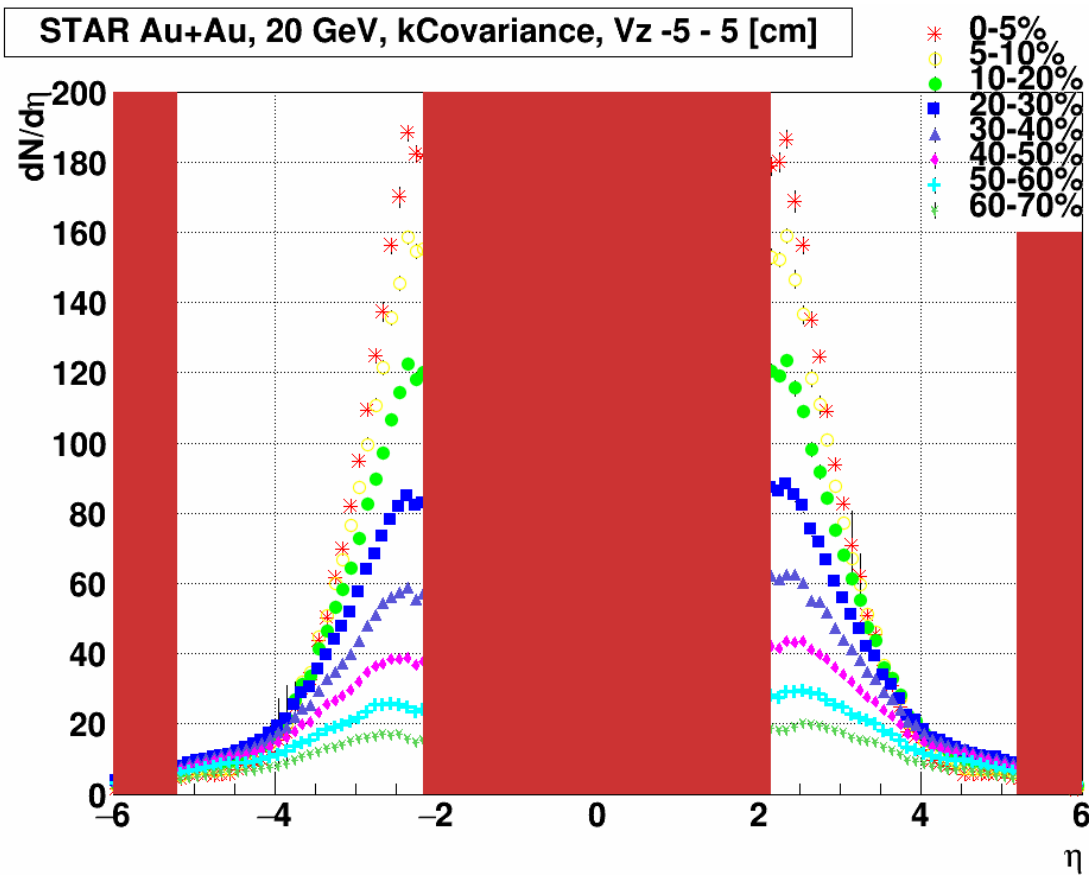


11. Az EPD beütések korrekciós faktora

Létezik egy harmadik eljárás is, mely a RooUnfold „Fake” módszerét használja ki. Ez a semleges részecskéket úgy kezeli, mintha azok hamis beütések volnának, azonban nem mindig szolgál pontos eredményekkel, ugyanis erősebben függ a bevitt pszeudorapiditás-eloszlástól, mint az előző két módszer. Ettől függetlenül viszont mindhárom módszer képes reprodukálni a valódi pszeudorapiditás-eloszlást, nagyjából azonos eredményekkel. Mivel az első kettő minden körülmények között jól működik, és az EPD régióban ($2.15 < |\eta| < 5.09$) kifejezetten alacsony a bizonytalanság ezekben az esetekben, így a továbbiakban ezekkel folytattam a munkát.

4.4. Valós adatokra való áttérés, végső eredmények és konklúziók

A szimulációból most áttérünk a valós adatokra, mely az én esetemben a 20 GeV energiájú arany-arany ütközés volt. [16] Az előzőeket mind alkalmazva a különböző centralitás osztályokra a következő ábrát eredményezte:



12. A valódi adatok ábrája az összes részecskére, különböző centralitáosztályokra

A piros téglalapok arra szolgálnak, hogy kitakarjam velük a nem EPD régióba tartozó részeket, erre azért is volt szükségem, mert ezek a megengedett tartományon kívüli zónák általában nagyon nagy bizonytalanságokkal rendelkeznek, amik rontják a mérés minőségét.

Mivel általában előfordul az ütközési csúcstól való függés is, így arra is különös figyelmet kell fordítani, hogy ezeket hogyan is választjuk meg. Számomra a $[-5,5]$ tartomány volt a legszimpatikusabb, mert itt minden eredmény jól megfigyelhető. Azt vettem észre, hogy az EPD régióban nem volt kifejezetten meghatározó, hogy melyik ütközési csúcs tartományt választottam, azonban minél inkább haladunk a régió határához, annál inkább felerősödnek a bizonytalanságok. Tehát összességében ez inkább a régió kívüli területekre lesz meghatározó.

Természetesen az sem volt mindegy, hogy az „unfoldingot” hogyan végeztem el. Korábban bemutattam három módszert (részletesebben csak kettőt), melyeket alkalmazni lehet, korrekciókkal együtt. Az összes részecskére a „multiple counting” korrekciót alkalmaztam, a töltöttkekre pedig az η szerinti faktorról korrigáltam a „multiple counting” mellett, azonban utóbbi esetben a várt értéknél 0.2-del nagyobb értéket kaptam. Emiatt nem is lett tökéletes az ábra, nem teljesen a vártat kaptam, de ettől függetlenül a megfigyeléseimet ezen keresztül is le tudtam vonni

mindkettő esetre vonatkoztatva. Ha a másik töltött részecskékre vonatkozó korrekciós faktort alkalmaztam volna, akkor is hasonló eredményekre számítottam volna, ahogyan erre már kitértem ezen faktorok tárgyalásának alfejezetében is.

4.5. Összegzés

A dolgozat megírása során sikerült feltérképezni a Világegyetem születésének első néhány milliomod másodpercét, valamint azt, hogy ez a folyamat milyen következményekkel is járt, miért volt kulcsfontosságú az élet további alakulásában. Megismerkedtem a hadronizáció fogalmával és annak jelentőségével. A kutatás segítségével egy olyan nemzetközi csoport tagjává válhattam, mely a világon egyedülálló módon kutatja a kvark-gluon plazma megválaszolatlan kérdéseit. Ehhez fejlett detektorrendszer áll rendelkezésünkre, melynek rekonstrukciós munkálataival is sikerült megismerkedni. A gyakorlatiasabb fejezetek után áttértem a matematikai megfontolásokhoz, és a dolgozat elkészítéséhez is használt iteratív kibontási eljárás elméleti hátterével ismerkedtem meg. Mindezen ismeretekkel felvértezve, a gyakorlatban is sikerült sok fontos összefüggésre és tapasztalatra felhívnom a figyelmet. Úgy gondolom, hogy dolgozatom megírása hozzájárult ahhoz, hogy nagyobb belátást nyerjek ezekbe a folyamatokba és hátterükbe, valamint lehetőséget nyújtott abban is, hogy a téma jobb szakértője legyek. A kisebb hibákat leszámítva sikeresnek könyvelem el az elért eredményeket, és bízom benne, hogy lehetőségem nyílik tovább folytatni kutatásomat ebben a témában.

5. Irodalomjegyzék

- [1] Heavy ions and quark-gluon plasma, CERN, 2012. július 18., <https://home.cern/science/physics/heavy-ions-and-quark-gluon-plasma>
- [2] Takács Ádám: „Hogyan építik fel a kvarkok a részecskéket?”, beküldve a Természet Világának, 2018. április 30., https://www.kfki.hu/~takacs/Recent/Takacs_Adam_Hadronizacio_Termeszeti_Vilaga.pdf?adlt=strict&toWww=1&redig=2BA3AA2EFCF940E9815CCA082ACB3827
- [3] The Physics of RHIC, Brookhaven National Laboratory, 2009. július 08., <https://www.bnl.gov/rhic/physics.php>
- [4] Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), U.S. Department Of Energy, letöltve 2022.május.10.-én, <https://science.osti.gov/nsl/Research-Topics/High-Energy-Physics/Facilities/User-Facilities/RHIC?adlt=strict&toWww=1&redig=6B63A5B3D75E4D3FA2FEF4CF5C8FE6E1>
- [5] The Physics of STAR, Brookhaven National Laboratory, 2006. augusztus 15., <https://www.star.bnl.gov/central/physics/>
- [6] The STAR collaboration, Brookhaven National Laboratory, 2021, június 14., <https://www.star.bnl.gov/central/collaboration/>
- [7] The STAR Detector, Brookhaven National Laboratory, 2018. szeptember 10., <https://www.bnl.gov/rhic/star.php>
- [8] Charged particle pseudorapidity distributions measured with the STAR EPD, Poszter, Csánád Máté, 2022.április 4-10., https://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/csanad_EPDndeta_QM22_poster.pdf
- [9] The STAR Event Plane Detector, J.Adams, A.Ewigleben et al., 2020. április 17., 2-6., 8-11., 13-15., <https://arxiv.org/pdf/1912.05243.pdf>
- [10] G.D’Agostini : „A Multidimensional Unfolding Method Based On Bayes’ Theorem”, 1994. június, 1-7., 10-12., <https://lib-extopc.kek.jp/preprints/PDF/1994/9408/9408011.pdf>
- [11] Bayes-tétel, mateking.hu, <https://www.mateking.hu/matematika-kepletgyujtemeny/bayes-tetel?adlt=strict&toWww=1&redig=3E3AC77B6D6A4437848E6D0096F3AFBD>
- [12] Tim Adye: „Unfolding algorithms and test using RooUnfold”, 2011., 1-2., https://roounfold.web.cern.ch/phystat2011_adye.pdf

- [13] Measuring $dN/d\eta$ with the EPD, Diasor, Csanád Máté, 2022. február 16., 3-4., 6., 10., 12., https://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/EPDdNdeta_CollabMeeting_2022feb16.pdf
- [14] Unfolding $dN/d\eta$ with RooUnfold, Csanád Máté, 2020. május 01., <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/blog/mcsanad/unfolding-dndeta-roounfold>
- [15] Extracting $dN_{ch}/d\eta$ from EPD data, Csanád Máté, 2020. július 25., <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/blog/mcsanad/extracting-dnchdeta-epd-data>
- [16] Systematics and centrality dependence of $dN_{ch}/d\eta$, Csanád Máté, 2020. szeptember 02., <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/blog/mcsanad/systematics-and-centrality-dependence-dnchdeta>

NYILATKOZAT

Név: Bognár Laura

ELTE Természettudományi Kar, szak: Fizika BSc

NEPTUN azonosító: SSWZLI

Szakdolgozat címe:

Pseudeorapiditás-eloszlások mérése a STAR EPD detektorral

A **szakdolgozat** szerzőjeként fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy a dolgozatom önálló szellemi alkotásom, abban a hivatkozások és idézések standard szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Budapest, 2022.06.04.



a hallgató aláírása