

Nehéz kvarkok vizsgálata az ALICE kísérletnél

SZAKDOLGOZAT

Frajna Eszter

Témavezető:

Dr. Vértési Róbert
tudományos munkatárs
MTA Wigner FK

Tanszéki konzulens:

Dr. Pokol Gergő
egyetemi docens
BME Nukleáris Technikai Intézet



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

Természettudományi Kar, Fizika Szak

2018

Szakedolgozat kiírása

A CERN nemzetközi kutatóközpont LHC gyorsítója az erős kölcsönhatás alapvető természetét vizsgálja nagy sebességre felgyorsított protonok illetve nehézionok ütköztetése segítségével. Ezekben a nagyenergiás ütközésekben a nehéz (charm és bottom) kvarkok a reakció korai fázisában, ún. kemény folyamatokban keletkeznek, és a folyamat későbbi állapotaiban is megmaradnak, így a segítségükkel a kvantumszindinamikai elméletek érvényessége, valamint a nehézion-ütközésben létrejövő erősen kölcsönható forró közeg tulajdonságai is vizsgálhatóak. Az LHC 2015-ben indult Run-II adatgyűjtési periódusában a továbbfejlesztett ALICE detektorrendszer segítségével a nehéz kvarkok minden korábbinál pontosabb mérése vált lehetővé.

A jelentkező feladata az LHC Run-II fázisából származó ALICE adatokban keletkező nehézkvark-jetek korrelációs vizsgálatához szükséges szimulációs tanulmányok elvégzése. A jelentkező ezáltal a világ egyik vezető nagykísérletének működéséhez és eredményességéhez járul hozzá.

Önállósági nyilatkozat

Alulírott Frajna Eszter a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem fizika BSc szakos hallgatója kijelentem, hogy ezt a szakdolgozatot meg nem engedett segédeszközök nélkül, önállóan, a témavezető irányításával készítettem, és csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, melyet szó szerint, vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból vettem, a forrás megadásával jeleztem.

Budapest, 2018. június 1.

.....

Aláírás

Tartalomjegyzék

Kivonat	3
1. Elméleti háttér	5
1. A nagyenergiás fizika alapjai	5
1.1. Kvarkok és az erős kölcsönhatás	5
1.2. Kvark-gluon plazma	7
1.3. Kemény és lágy folyamatok	9
1.4. Korábbi tapasztalatok a nehézionok ütközéseiben	10
1.5. A nehéz kvarkok szerepe	12
2. Az LHC és az ALICE kísérlet leírása	12
2. Mérési módszer	15
1. Alapfogalmak	16
2. Nagyenergiájú fizikai események szimulációja	17
2.1. PYTHIA	17
2.2. Alkalmazott szimulációs beállítások	17
3. Korrelációs mérések	18
3.1. Kétrészecske-korreláció	18
3.2. Részecskék kiválogatása	19
3.3. A korrelációs mérés legfontosabb paraméterei	19
3.4. Akceptanciakorrekció	20
3.5. Korrelációs képek	21
3.6. A csúcsok paramétereinek meghatározása függvényillesztéssel	22
4. Korrelációs mérések alkalmazásai	23
4.1. Jetszerkezet megértése korrelációval	23
4.2. Nehéz kvarkok karakterisztikus korrelációs képeinek azonosítása	23
3. Eredmények	25
1. B-mezonokból származó elektronok vizsgálata	25
2. Könnyű és nehéz kvarkok korrelációs képei	27

3.	Különböző folyamatokból származó D-mezonok összehasonlítása . . .	28
4.	B-mezon és b-kvark összehasonlítása	30
4.	Összefoglalás	33
	Irodalomjegyzék	35

Kivonat

Az Ősrobbanás utáni pillanatban az Univerzumot egy sűrű, erősen kölcsönható közeg töltötte ki, amit kvark-gluon plazmának hívnak. Az anyagnak ezt az állapotát nagyenergiás nehézionütközések segítségével vizsgálják. A Nagy Hadronütköztető ALICE detektora azzal a céllal jött létre, hogy ezeket az ütközéseket tanulmányozza. Szakdolgozatomban az ALICE adatokban keletkező nehéz-kvark-jetek korrelációját vizsgálatam szimulációs adatsorok segítségével. A tanulmányaim bebizonyították, hogy a nehéz kvarkok korrelációs képeinek a vizsgálata segíthet a nehéz kvarkok kísérleti elkülönítésére és az őket létrehozó fizika megértésében. A korrelációs csúcsok alakja segítségével el lehet különíteni az elektronok közül a B-mezonból származó komponenst. Ez egy olyan azonosítási módszer lehet, amit az ITS-es azonosítással együtt használva sokkal jobb mintatisztaság lenne elérhető a másodlagos vertex eltolódásának vizsgálatában. Korrelációs kép alapján elkülöníthető a prompt D-mezonok és B-mezonok bomlásából származó másodlagos D-mezonok járuléka.

1. fejezet

Elméleti háttér

Dolgozatom bevezetésében először bemutatom az erős kölcsönhatás, a nehéz kvarkok és az erősen kölcsönható anyag kísérleti kutatásának alapjait és motivációit. Majd az ALICE kísérlet kutatási programjáról is ejtek pár szót, annak tükrében, hogy feladatomban az ALICE adatokon keletkező nehézkvark-jetek korrelációs vizsgálatához szükséges szimulációs tanulmányok elvégzése volt. A dolgozat következő szakaszában ismertetem a gyakran használt, nehézionok és hadronok ütközéseinek vizsgálatához kapcsolódó fogalmak jelentését. Vizsgálataimat szimulált proton+proton ütközések adatain végeztem, amelynek rövid ismertetésével és a szimulációs beállítások leírásával folytatom a fejezetet. Végül mérésem fontosabb állomásait foglalom össze, felsorolva a vizsgálat alapvető lépéseit és elért eredményeimet.

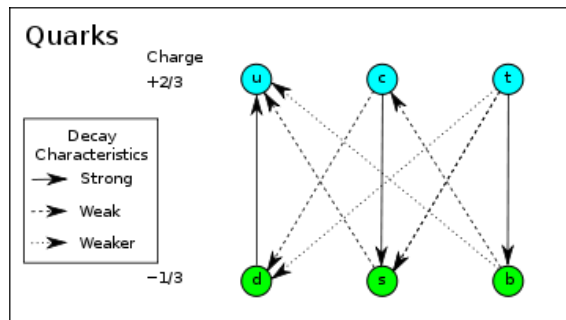
1. A nagyenergiás fizika alapjai

1.1. Kvarkok és az erős kölcsönhatás

A kvarkok olyan – jelen tudásunk szerint – tovább nem bontható elemi részecskék, melyek kötött állapotait hadronoknak nevezzük. Belőlük épülnek fel a mezonok és a barionok (utóbbira példa a proton és a neutron). A kvark az egyetlen elemi részecske, amely részt vesz az erős, az elektromágneses, a gyenge, és a gravitációs kölcsönhatásban is, valamint az egyetlen ismert részecske, amely elektromos töltése nem az elemi töltés egészének többszöröse.

Az univerzumunkban hat kvark létezik: u (fel), d (le), s (ritka), c (bájos), t (felső) és b (alsó). A különböző kvarkokat ízeknek szoktunk nevezni és három különálló családba soroljuk őket. Az első családba tartoznak az u és a d kvarkok. Ők rendelkeznek a legalacsonyabb tömeggel. A nehezebb kvarkok u és d kvarkokká alakulnak gyenge folyamatok során, amely a nagyobb tömegű állapotból az alacsonyabb tömegű állapotba történik (lásd 1.1. ábra). Emiatt az u és d kvarkok

alkotják a világegyetem stabil hadronos anyagát, míg a strange, charm, top és bottom kvarkok nagyobb energiájú folyamatokban keletkeznek. A második család tagjai a strange és charm kvarkok, ezek nehezebbek az első család kvarkjainál. A harmadik családot a top és a bottom kvarkok képezik. Ők a legnehezebbek. A részecskék tömege nem többszöröse a korábbi családba tartozó kvarkok tömegeinek, azaz nincsen egyértelmű kapcsolat a részecskék tömege és a család között, amibe tartoznak. Minden kvark íznek létezik egy megfelelő típusú antirészecskéje párja, azonos tömeggel, élettartammal és spinnel, de ellentétes töltéssel.



1.1. ábra. *Kvarkok bomlása a nagyobb tömegű állapotból az alacsonyabb tömegűbe.*

A protonok és neutronok egyaránt 3-3 kvarkból állnak. A proton két up és egy down kvarkot tartalmaz, míg a neutron két down és egy up kvarkot. A protonok és neutronok tömegének nagy részét az erős kölcsönhatás energiája biztosítja, hiszen az egyes kvarkok mindössze 1%-át adják a teljes tömegnek.

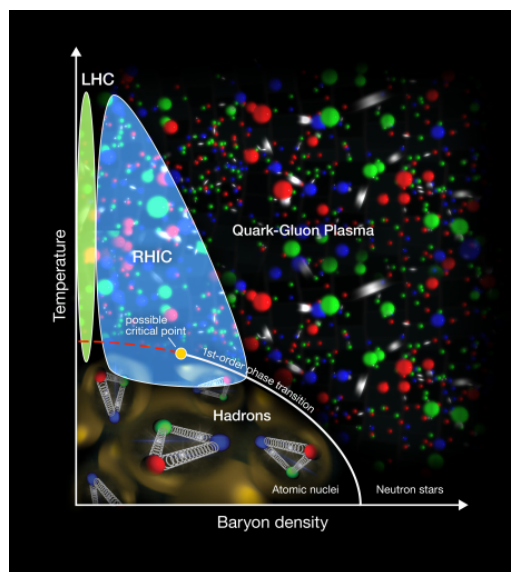
A kvarkok rendelkeznek egy olyan kvantumszámmal, aminek a szakirodalom a színtöltés elnevezést adta. Ez természetesen csak egy szimbolikus név, amellyel a kvarkok egy bizonyos tulajdosságát jellemzik. Ennek a kvantumszámnak három lehetséges értéke van: kék, zöld, piros. A szín-töltést hordozó részecskék, például a kvarkok, nem létezhetnek szabad formában a színbezárás jelensége miatt, ami csak színtelen állapotokat tesz lehetővé. Kétféle módon alkothatnak a kvarkok színtelen csoportokat. Az egyik lehetőség, ha szín és anti-szín párt formálnak. Az így kialakuló részecskéket mezonoknak nevezzük. A másik lehetőség, ha három különböző színű kvark (kék, zöld, piros) vagy három különböző anti-színű kvark tripletet alkot egymással. Az így létrejövő részecskék a barionok és az antibarionok. A mezonokat és a barionokat együttesen a hadronoknak nevezik. A színbezárás jelenségének köszönhetően a kvarkokat elkülönítve soha nem észlelik, csak hadronokba zárva. Emiatt a kvarkokról ismert jelenlegi információk nagy részét a hadronok vizsgálatával állapították meg.

A kvarkbezárás jelensége az erős kölcsönhatás alapvető jellemzője. Az erős kölcsönhatás forrása a színtöltés. Az erős kölcsönhatást közvetítő bozonok, az úgynevezett gluonok maguk is rendelkeznek színnel (pontosabban színek és antiszínek

egységes erő két részre bomlott: az erős és az elektromgyenge kölcsönhatásra. Végül az elektromgyenge kölcsönhatásból kialakult elektromágneses és a gyenge kölcsönhatás.

Azt az anyagot, amely feltételezésünk szerint kitöltötte az univerzumot néhány milliomod másodperccel a robbanás után, kvark-gluon plazmának hívjuk. A kvark-gluon plazma az anyagnak egy rendkívül magas hőmérsékleten létező fázisa, amelyben a kvarkok nincsenek hadronokba zárva, hanem egyetlen sűrű, forró, erősen kölcsönható közeget alkotnak. Az anyagnak ez a halmazállapota gluonokból és szabad kvarkokból áll. A világegyetem következő szakaszában, a tágulás és lehűlés közben kialakultak a hadronok, azaz a kvarkokat az erős kölcsönhatás bezárta. Azt a fázisátalakulást, mely során a kvark-gluon plazma átalakul hagyományos anyaggá, hadronizációnak nevezzük.

Napjaink nagy részecskegyorsítói nehézionok nagyenergiás ütközéseiben képesek létrehozni azt az energiasűrűséget és hőmérsékletet, amely a kvarkok hadronokból való kiszabadulásához kell, azaz hogy az anyag a kvark-gluon plazma állapotába kerüljön [1]. Vagyis az univerzum kialakulásának kezdete tanulmányozhatóvá válik laboratóriumban.



1.3. ábra. *Kvark-gluon plazma fázisdiagrammja [7].*

A kísérleti megfigyelések meglepetéssel szolgáltak. A gyorsítóknál létrehozott kvark-gluon plazma nem asszimptotikusan szabad ideális gázként viselkedik, hanem erősen csatolt, majdnem tökéletes folyadékként [2, 3, 4, 5]. Az erősen kölcsönható anyag feltételezett fázisdiagrammját az 1.3. ábra szemlélteti. Alacsony hőmérsékleten és alacsony nettó barionsűrűség mellett az anyag közönséges állapotát veszi fel, azaz olyan lesz, amilyenek mi is tapasztaljuk magunk körül. Magasabb hőmérsékleten vagy magasabb barionsűrűség esetén egy fázisátmenet során kialakul a kvark-gluon plazma. Rácselméleti számítások alapján [6] ez egy elsőrendű fázis

átmenet nagy nettó barion sűrűség esetén, egy kritikus végponttal, és egy folytonos átmenet alacsonyabb nettó barion sűrűség esetén. Az 1.3. ábra nem tartalmaz skálákat a két tengelyre, mert ennek a fázisátalakulásnak a pontos helye és alakja még nem ismert. Ma a nehézion-fizika egyik fő feladata a fázisdiagramm feltérképezése.

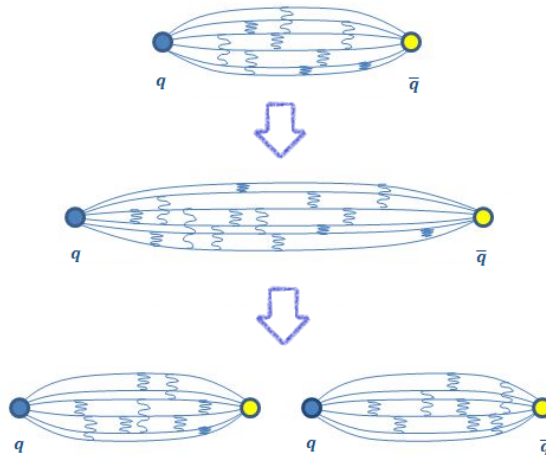
1.3. Kemény és lágy folyamatok

A hadronok és atommagok ütközéseiben történő részecskekeltéssel kapcsolatban különbséget szokás tenni a kemény és lágy szórási folyamatok között, melyeket az átadott impulzus nagysága különböztet meg.

Kemény folyamatok az ütközés korai szakaszában jellemzőek. Kevés, nagy impulzusú részecske vesz részt a benne, amelyeket nagy áthatolóképesség jellemez. Ezek a folyamatok perturbációszámítás segítségével elméleti úton számolhatóak, és a kvark-gluon plazma módosító hatásának kimutatására tomográfiás módon felhasználhatóak.

Ezzel szemben a lágy folyamatok késői állapotokból származnak, melyekben sok, kis impulzusú részecske vesz részt. A kvark-gluon plazma próbája lágy folyamatokkal például a globális jellemzők, a kollektivitás mérése.

A kvark-gluon plazma próbája kemény folyamatokkal



1.4. ábra. A fragmentáció szemléltetése. Az erős kölcsönhatásban a mező önkölcsönhatása az erővonalakat zárt hurokba rendezi.

A kvarkok közti potenciál megközelítőleg $U = \sigma r$ -ként írható fel, egy rugalmas húrhoz hasonlóan. Ha két kvark egymástól nagy impulzussal távolodik, akkor az egymással kölcsönható gluonok miatt a színkölcsönhatásban egyre több energia halmozódik fel. Egy ponton túl energia szempontjából kedvezőbb, ha egy kvark és egy antikvark

keletkezik és megosztják a két eredeti kvark közötti erőteret. A kvarkok hadronokká alakulnak egészen addig, amíg már csak kötött állapotú hadronok figyelhetők meg. Ezt a folyamatot nevezzük fragmentációnak, ami vázlatosan a 1.4. ábrán látható.

A gyorsítóknál szétrepülő kvarkok tehát a fragmentáció során úgynevezett jetekeket hoznak létre, amely nagyjából egy irányba mozgó hadronok összessége. A jetekek az ütközésben keletkező kvark-gluon plazmát átvilágítják, ahogy kölcsönhatnak vele. A jetekeket részecske-detektorokban mérik és tanulmányozzák az eredeti kvarkok tulajdonságainak meghatározása céljából.

A jet-elnyomás (jet quenching) egy olyan jelenség, amely ultra-nagy energiájú nehézionok ütközésénél figyelhető meg. Általánosságban elmondható, hogy a nagy energiájú részecskék összeütközése során, az ütközésből kialakuló elemi részecskék jetei keletkezhetnek. Ultra-relativisztikus nehézion részecskék ütközése során a korai univerzum körülményeihez hasonló forró és sűrű közeg keletkezik. A jetekek erős kölcsönhatásba lépnek a közeggel, ami jelentősen csökkenti az energiájukat. Ezt az energiacsökkenést "jet quenching"-nek nevezik. A jet quenching során természetesen a jetszerkezet is módosul.

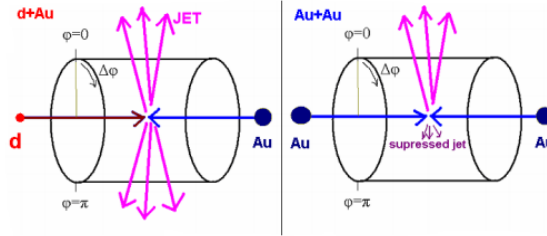
Mivel a kvark-gluon plazma közvetlenül nem figyelhető meg, erre az energiavesztésre kell támaszkodnunk, ha közelebbről is meg szeretnénk ismerni a kvark-gluon plazmát. A kvark-gluon plazma megértéséhez azonban elsődlegesen meg kell értenünk a kemény folyamatok, illetve a perturbációszámítással nem számolható fragmentáció részleteit. Ehhez használjuk referenciának a $p+p$ (proton+proton) ütközéseket, amelyekben jelenlegi ismereteink szerint nem jön létre kvark-gluon plazma. Az $A+A$ (atommag+atommag) ütközésekben ehhez képest várjuk a kvark-gluon plazma általi módosulást.

1.4. Korábbi tapasztalatok a nehézionok ütközéseiben

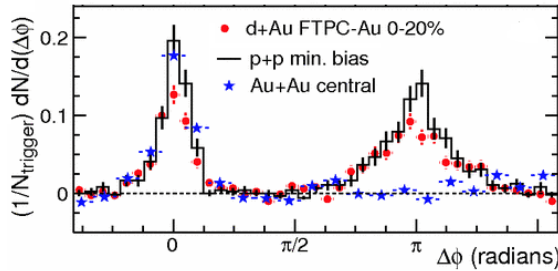
A részecskegyorsítóban nagy tömegszámú atommagokat ütköztetnek, olyan nagy energiával, amekkora a jelenlegi berendezésekkel lehetséges. A 1.5. ábra vázlatosan szemlélteti a nehézionok ütközését a detektorban. A Relativisztikus nehézion-ütköztetőben (RHIC) elsőként proton-proton, deutérium-arany ion és arany-arany ion ütközéseket vizsgáltak. Mindegyik ütközés típus során megfigyelhetőek voltak a jetekek, melyek párokban, egymásnak háttal, a centrális ütközésben résztvevő részecskék irányára körülbelül merőlegesen indultak el. (Egy ütközést centrálisnak nevezünk, ha a két test tömegközéppontjaiból felvett sebességvektorai egy egyenesbe esnek.)

Sikerült kísérletileg kimutatni, hogy nagy transzverzális impulzus ($p_T > 2$ GeV/c) esetén a centrális Au+Au ütközéseknél, amikor a két atommag frontáli-

san ütközik, a két jet közül az egyik nagyon meggyengül [2, 3, 4, 5]. Az 1.6. ábrán a STAR hadron-szögkorrelációs adatainak köszönhetően figyelhető meg hadronokból származó jetek elnyomásának jelensége. Kis szögeltérések ($\Delta\phi \approx 0$) esetén nem tapasztalható eltérés a különböző esetekre, azonban $\Delta\phi \approx \pi$ -nél kimutatható a centrális Au+Au ütközéseknél a jet elnyomás, ami a p+p-nál nincs jelen. Ez arra enged következtetni, hogy az egyik jet kénytelen áthaladni valamiféle közegen, mely során veszít az energiájából. Illetve d+Au ütközés esetén sem tapasztalunk jet-elnyomást annak ellenére, hogy ott van maganyag, csak hadronos (hideg). Tehát valóban a forró, erősen kölcsönható maganyag végállapotú hatásáról van szó. Periferiális ütközéseknél, amikor az atommagok átfedése sokkal kisebb, ez a hatás gyakorlatilag eltűnik, a két csúcs a p+p és d+Au ütközésekhez hasonlóan megvan.



1.5. ábra. Vázlatos rajz, a jet elnyomás jelenségéről centrális nehézion-ütközéseknél. A bal oldali képen d+Au ütközés látható, ahol a forró közeg hiányában szabadon távozik a két átellenes jet. A jobboldali képen az Au+Au ütközésben a színes közeg az egyik jetet elnyeli.



1.6. ábra. A STAR mérési eredménye, melyen jól megfigyelhető a jet elnyomás jelensége centrális Au+Au ütközéseknél, azaz a $\Delta\phi = \pi$ korrelációs csúcs teljes hiánya [8].

A mérés bebizonyította, hogy a nagy p_T -vel rendelkező részecskék elnyomása nem a kezdeti állapot módosulása miatt történik, hanem valóban a nehézion-ütközésekben kialakult magas hőmérsékeltű és erősen kölcsönható anyag miatt, amelynek tulajdonságai tehát vizsgálhatók a jet quenching tanulmányozásával. Ez az eredmény igazolja, hogy a nehézion-ütközésben keletkezett nagy energiasűrűségű anyag nem állhat az atommagokhoz hasonlóan hadronokból, hanem fázisátalakulás-

nak kellett történnie, melynek során a hadronok alkotórészei kiszabadultak, és forró erősen kölcsönható közeget alkotnak, ami elnyomja az ezen keresztül igyekvő jetekeket. Az RHIC jet-elnyomódást kimutató kísérletei szolgáltatották az első meggyőző bizonyítékot kvark-gluon plazma létezésére.

1.5. A nehéz kvarkok szerepe

A c-, b- és t-kvarkot nehéz kvarknak nevezzük, nagy tömegük miatt. Az összes hagyományos anyagot a két könnyű kvark (up- és down-kvark) alkotja. A nehéz kvarkok csak instabil részecskékben fordulnak elő, melyeket nehezebb kelteni és hamar elbomlanak. Azonban mégis érdemes a kísérletekhez nehéz kvarkokat használni. Nagy tömegük folytán legtöbbször nagy impulzusátvitelű szórásokban jönnek létre, amilyenek csak az ütközés kezdeti állapotaiban történnek. Ez azt jelenti, hogy keletkezésüket nem befolyásolja a közeg, ami lehetővé teszi az analitikus (perturbatív) kvantum színdinamikai számítások használatát. Mivel a nehéz kvarkok elsősorban az ütközés kezdetén keletkeznek, és annihilációs hatáskeresztmetszetük elhanyagolható, a végül detektált nehéz kvark tartalmú részecskék visszavezethetők egészen az eredeti ütközés során keletkezett nehéz kvarkokhoz. Így a térbeli és impulzusbeli eloszlásaik alapján meghatározhatjuk a közeggel való kölcsönhatásukat.

A nehéz-ion-ütközéseknél a három nehéz kvark közül általában csak a c-kvarkot ($m_c = 1,27 \text{ GeV}/c^2$) és a b-kvarkot ($m_b = 4,2 \text{ GeV}/c^2$) használják nehéz-ion ütközések tanulmányozására. Ez annak köszönhető, hogy elég nagy a keltési hatáskeresztmetszetük, és hogy azok a részecskék, amelyekben előfordulnak, elég hosszú ideig megfigyelhetők maradnak ahhoz, hogy kölcsönhassanak a forró közeggel. Mivel mind a b-, mind a c-kvark, impulzustól függetlenül megmarad, s mindeközben kölcsönhatnak a plazmával, ami kinematikai, transzportbeli és hőmérsékleti információkkal szolgál az anyagról, így ideális a kvark-gluon plazma megértéséhez. A t-kvarkok keltési hatáskeresztmetszete jóval kisebb, és rendkívül nagy tömegük ($m_t = 173 \text{ GeV}/c^2$) miatt még a hadronizáció előtt elbomlanak, ezért többségüket inkább b-kvark tartalmú részecskékként detektálják.

A kvarkbezárás miatt a c-és b-kvarkok kimutatása csak közvetett módon lehetséges. A hadronizáció során többnyire D-és B-mezonokká alakulnak, így egyrészt a bomlástermékek azonosításával, másrészt a bomlás helyének visszakövetése (másodlagos vertex rekonstrukciója) alapján észlelhetjük őket.

2. Az LHC és az ALICE kísérlet leírása

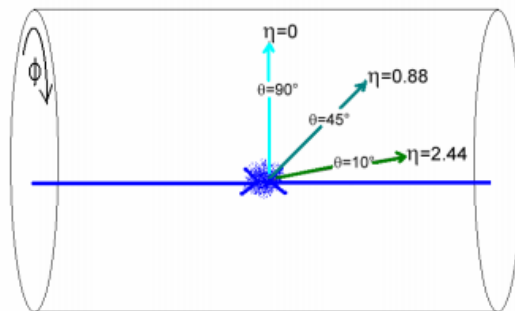
A Nagy Hadronütköztető (Large Hadron Collider: LHC) az európai atommagkutató

központban, a CERN-ben helyezkedik el Franciaország és Svájc határán. A gyorsító egy 27 kilométer területű szinkrotronyűrű, amely változó elektromos tér segítségével gyorsíthat fel közel fénysebességre protonokat vagy nehézionokat. A töltött részecskék nyalábját szuprevezető mágnesek tartják pályán és fókuszálják.

A pálya körül négy nagy detektor található, melyekkel a részecskék ütközéseit vizsgálják. A detektorok különböző jelenségek tanulmányozására jöttek létre. Az ATLAS és a CMS a p+p ütközésekre összpontosít, különösen a Higgs bozon tulajdonságainak mérése valamint a Standard Modell pontosabb megismerése és a Standard Modellen túli fizika követése a céljuk. Az LHCb elsősorban a b-kvarkok mérésére fókuszál a p+p ütközésekben, fő célja az elektrogyenge szektor pontos megértése (például a CP-sértés pontos kimérése). Bár a többi kísérlet is végez méréseket nehézion-ütközésekben, azonban az ALICE az, amelyiket kifejezetten Pb-Pb ütközések megfigyelésére építették meg.

A trigger rendszer a fizikailag érdekes ütközések meghatározott kritériumok alapján való kiválogatására szolgál, mivel a részecskegyorsítóknban történő ütközések nagy száma miatt azok adatait nem lehet teljes egészében tárolni. Általában valamilyen fizikai szempontból érdekes ütközést emelünk ki, kemény próbák vizsgálatához például megköveteljük legalább egy nagy energiájú részecske jelenlétét.

Annak érdekében, hogy értelmezni és vizsgálni az ALICE-ben zajló részecske-kölcsönhatásokat, a kutatóknak nyomon kell követniük a részecskék mozgását a térben. Az ALICE jobbkezes koordinátarendszert használ. Az x-tengely az detektor középpontja felé mutat, míg az y-tengely felfelé mutat. Az x-y síkot transzverzális síknak, míg a nyalábirányt (z) longitudinális iránynak hívjuk. Az ALICE különböző részecskemozgásainak irányát a 1.7. ábrán látható pszeudorapiditás (η), és azimutális szög (ϕ) határozza meg. Ez utóbbit az x-y síkban mérjük az x-tengelytől.

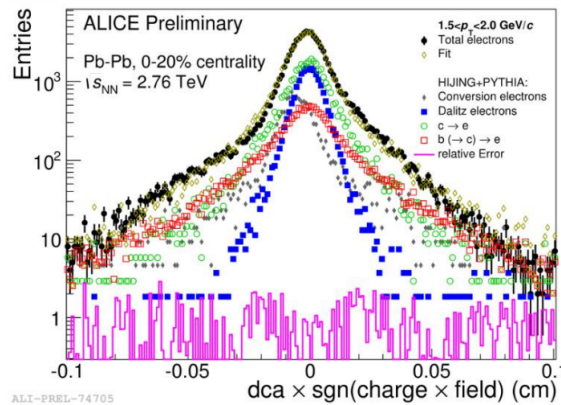


1.7. ábra. Pszeudorapiditás és akceptancia szög a detektor belsejében.

A részecskemozgás nyomon követése nyomkövető detektorok alkalmazásával érhető el, amelyek kiszámítják azokat az útvonalakat, amelyek a részecskék mozgása során keletkeznek. Az ALICE-ban az elsődlegesen erre a célra használt detektorok

az Inner Tracking System (ITS), a Time Projection Chamber (TPC).

Az ITS egy félvezető detektor az elsődleges és a másodlagos vertex azonosításával foglalkozik, ami elsősegíti egy bizonyos részecske bomlásából származó folyamatok visszakövetését (például a b-kvarkból származó D-és B-mezonokat). A különböző forrásokból származó elektronok statisztikus azonosítását 1.8 ábra mutatja be [9].



1.8. ábra. Különböző forrásokból származó elektronok pályájának az ütközési ponttól való legkisebb távolsága. A fekete pontok a mért elektronok, a piros és zöld szimbólumok pedig a charm és bottom adatokra illesztett szimulációk segítségével meghatározott járulékát mutatják be, míg a kék szimbólumok az egyéb forrásból származó elektronok járulékait [9].

A TPC időprojekciós kamra neon, szén-dioxid és nitrogén gázzal teli kamra, melyen keresztül haladva a töltött részecskék ionizálják a gázmolekulákat, elektronok nyomvonalát hagyva maguk után. A detektoron belüli állandó mágneses térben a Lorentz erő erősebben hat a gyorsabban mozgó részecskékre, illetve a pálya sugara függ az impulzustól. Ez alapján meghatározható a töltött részecskék impulzusa. A TPC a részecskéket fajlagos energiaveszteségük alapján képes azonosítani.

Az EMCal elektromágneses kaloriméter az elektronok és fotonok energiáját méri, ami alapján azonosíthatók ezek a részecskék is. Az instabil részecskéket invariánstömeg-eloszlásaik alapján rekonstruáljuk a bomlástermékekből.

Az ALICE kísérlete segítségével figyelemmel kísérhetjük a fázisátalakulás jelenségét, megismerhetjük nukleáris anyag fázisdiagrammjának hiányzó szegmenseit, kutathatunk a kvantum színdinamika és az erős kölcsönhatás további tulajdonságai után, elemezhetjük a vákuum finomszerkezetét, valamint megvizsgálhatjuk, hogy hogyan viselkedett az anyag közvetlenül az Ősrobbanás után.

2. fejezet

Mérési módszer

A szakdolgozatom célja, hogy nehéz kvarkok korrelációit tanulmányozzam. Ezzel a kvark-gluon plazma megértéséhez is közelebb kerülhetünk. Kiindulópontként az ALICE kísérlet szimulált $p+p$ ütközései szolgálnak, hiszen ott nem jön létre plazma állapot. A szimulációk célja, hogy megnézzük, milyen módon láthatunk jól elkülöníthető korrelációs mintákat a nehéz kvarkokból származó jetekről. Az ALICE korábban már tett ilyen vizsgálatokat charm-tartalmú D-mezonokra [10], én azonban elsősorban bottom kvarkokat vizsgállok. A b-kvarkok korrelációjának vizsgálatára eddig még nem nagyon volt példa, azonban az LHC Run2 időszakában elég statisztika készül hozzá. A b-kvark előnye, hogy nagy tömege folytán sokkal kisebb a befolyása a közegnek, mint a c-kvark esetén, és sokkal kisebb a későbbi keletkezés valószínűsége is, így a kezdeti állapotról tisztább információt hordoz.

Nehéz atommagok nagy energiás ütközésekor a jetek keresztül haladnak a kvark-gluon plazmán. A részecskenyalábok módosulását vizsgálva a plazma tulajdonságairól kaphatunk több információt. A jetek tanulmányozására többféle módszer is létezik, ezek közül az egyik a szögkorrelációs mérés. Ennek a módszernek a lényege, hogy részecskepárok között bezárt szögek eloszlását elemezzük. Az eloszlásban megjelenik egy a jetektől származó csúcs. Ennek az alakját és a szélességét vizsgálva következtethetünk a jetek és a plazma közötti kölcsönhatásokra. Az ALICE kísérletnél ma is végeznek ilyen jellegű kísérleteket ólóm-ólóm, proton-ólóm és proton-proton ütközésekben.

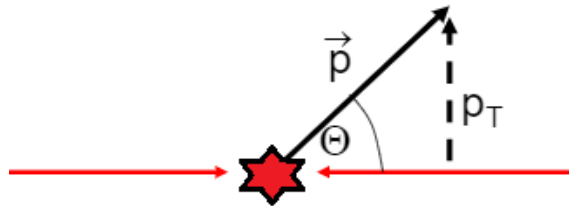
Ebben a fejezetem részletesen leírom, hogyan végeztem a korrelációs méréseket. Elsőként megemlítek néhány fontos alapfogalmat, amelyeket a nagyenergiás ütközések fizikájában gyakran alkalmazunk, majd a PYTHIA eseménygenerátorról írok, mely segítségével legyártott adatokon dolgoztam, illetve a mérés alapvető lépéseit, beállításait, szelekcióit ismertetem. A fejezet végén megemlítem az alkalmazott korrekciót, illetve összefoglalom a különböző illesztési módszereket, melyeket a korrelációs képek vizsgálatához használtam.

1. Alapfogalmak

Egy-egy ütközés térbeli helyét ütközési pontnak, vagy az ütközés elsődleges vertexének hívjuk. Ez a keletkezett töltött részecskék röppályájának rekonstrukciója alapján mérhető, hiszen az elsődleges részecskék pályái ebbe a pontba mutatnak vissza.

Az ütközéseknél az interakciós terület nagysága, és így az a terület is ahol maga a kvark-gluon plazma létrejön, nagymértékben függ a centralitástól. A perifériás ütközések várhatóan jobban hasonlítanak a proton-proton ütközésekhez, mint a centrális ütközések.

A részecskék hármassimpulzusát a hengersizimmetria miatt érdemes komponensekre bontani. A nyalábirányú komponens neve longitudinális impulzus (p_L), a rá merőleges komponens pedig transzverzális impulzus (p_T). A nyalábirányhoz képest hengerkoordináta-rendszerben mért szög a polárszög (θ), a nyaláb körüli forgást leíró szög pedig az azimutszög (ϕ).



2.1. ábra. Transzverzális impulzus.

A polárszög helyett érdemes bevezetni a rapiditást, amely a Lorentz-transzformációra nézve additív mennyiség:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.1)$$

A rapiditást $m \approx 0$ esetén a pszeudorapiditással helyettesítjük. A pszeudorapiditást definiáló képlet:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = -\ln(\tanh(\theta/2)) \quad (2.2)$$

ahol $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ a transzverz impulzus és p_x, p_y, p_z rendre az impulzus x, y, z irányú komponense, θ a nyalábiránytól (z-tengely) az x-y sík felé mért szög. Ez tehát egy egyszerű geometriai változó: $\eta = 0$ esetén $\theta = 90^\circ$, $\eta = \infty$ esetén pedig $\theta = 0^\circ$. Vagyis ha egy részecskének adott a pszeudorapiditása és a $\phi = p_y/p_x$ azimutszöge, akkor már meg lehet mondani, hogy merre ment a részecske [11].

A detektor akceptanciája a kinematikai paramétereknek egy olyan tartománya, amelyeken belül a részecskék detektálhatóak. Ez a detektor véges kiterjedéséből

adódik, hiszen a detektoron kívül már nem vizsgálható a részecske.

2. Nagyenergiájú fizikai események szimulációja

Nagyenergiás fizika számos területén alkalmazunk szimulációkat, például a detektorválasz modellezésére, a háttérfolyamatok megbecslésére, a kiválasztási hatások és a mintatiszta meg határozására, illetve az adott kísérleti jelek mértékének előzetes megbecslésére. Éppen ezért fontos olyan szimulációkat használni, amik az elemi folyamatokat jól leírják.

2.1. PYTHIA

A PYTHIA egy Monte Carlo módszeren alapuló eseménygenerátor, amely nagy energiájú fizikai események szimulációjára szolgál. Ennek a programnak az eredményeit használtam fel a nehézkvark jetek korrelációs vizsgálatához. Ebben az alfejezetben magát a PYTHIA-t ismertetem, majd a következő alfejezetben kitérek arra, hogy milyen beállítások mellett futtatott eseményfájlokat elemeztem.

Ennek az eseménygenerátornak két különböző verzióját alkalmazzák széles körben: PYTHIA 6.4-et és a PYTHIA 8.1-et. A PYTHIA (6.4 és 8.1) két változata között alapvetően ugyanaz a fizika lapul, azonban a két verzió közötti jelentős fejlesztések történtek. A PYTHIA 6.4-et a FORTRAN 77-ben írták meg, míg a PYTHIA 8-at C ++-ban. A két változat közötti egyik legnagyobb különbség az, hogy a PYTHIA 6.4-ben csak a kezdeti állapotú fejlődést és a többszörös interakciókat kezelték együtt, miközben a PYTHIA 8.1-ben a végállapoti kölcsönhatásokat is kezelik. A kezdeti-és végállapoti-sugárzás leírásához mindkét verzió vezető rendű QCD számolásokat és partonzápor modelleket használ. A különféle kemény szórások ismeretén túl kezelni tudja a parton-parton kölcsönhatásokat, a nyalábrészecske ütközés után továbbhaladó maradékát, fragmentációt, sokparton kölcsönhatásokat, a részecskék spontán bomlásait és a kemény és lágy kölcsönhatásokat. Az instabil részecskék bomlását a programban tárolt elágazási arányok és bomlási módok szerint kezeljük.

Összefoglalva az előzőeket, ez a szimuláció nagy energiájú ütközések számítógépes generálására szolgál, és a fizikai modellek konzisztens csoportját foglalja magába. Képes a néhány részecske (parton) kemény szórását követően a sokrészecskés (hadronos) végállapot előállítására.

2.2. Alkalmazott szimulációs beállítások

Az adatok szimulációihoz PYTHIA 8.1-at [12] használtunk. A kemény QCD esemé-

nyeket a PYTHIA-ban alapértelmezett LHC p+p adatokra hangolt Monash 2013 [13] beállítások segítségével állítottuk elő. A fázisteret leszűkítettük úgy, hogy a vezető kemény folyamat legalább 5 GeV/c impulzusú legyen ($\hat{p}_T > 5 \text{ GeV}/c$). Ez megközelítőleg egy $p_{jet} > 5 \text{ GeV}/c$ triggerfeltételnek feleltethető meg.

Azért a PYTHIA-t választottuk eseménygenerátornak, mert a Monte Carlo generátorokban található modellek számos paraméterrel rendelkeznek, amelyek az adatok megfelelő leírására hangolhatók, a teljes probléma részekre való felosztásával. Emiatt könnyen használható más mérési eredményekkel való összehasonlításra, ezzel lehetőséget adva a modellbe épített fizikai folyamatokra vonatkozó következtetések levonására is.

A nehéz kvarkos mintáknál a renormalizálási skálákat a STAR Heavy Flavor tune alapján állítottuk be (amelyektől a vizsgált impulzustartományban a megfelelő eredményt várjuk), és csak a következő két folyamatot engedélyeztük: $gg \rightarrow b\bar{b}$, $qq \rightarrow b\bar{b}$, illetve $gg \rightarrow c\bar{c}$, $qq \rightarrow c\bar{c}$. Ez alól kivétel a referenciául szolgáló könnyűhadron korreláció (h-h), amelyet az összes kemény kvantum-szindinamikai folyamat engedélyezésével szimuláltunk. Az előbbi két fájl egy millió eseményt tartalmaz külön-külön.

3. Korrelációs mérések

3.1. Kétrészecske-korreláció

A kétrészecske-korrelációs mérések abból indulnak ki, hogy az ütközésből származó részecskék térbeli korrelációját tanulmányozzák.

A részecskék térbeli korrelációjának teszteléséhez egy adott p_T ablakból kijelöltem egy trigger-részecskét ($p_T^{Trigger}$). Majd egy bizonyos p_T ablakban vizsgálva kiválasztottam ugyanabból az eseményből származó összes többi részecskét (p_T^{Assoc}). Ezeknek a trigger-részecskével való párosítását vizsgálom. Fontos, hogy ne számoljunk semmit kétszer, így p_T^{Assoc} -nak kisebbnek kell lenni, mint a $p_T^{Trigger}$ -nek.

A két kiválasztott részecske azimutális és pszeudorapiditási különbségét kiszámítva kitöltöttem a részecskepárok eloszlását bemutató hisztogramokat. A $(\Delta\eta, \Delta\Phi)$ síkot két részre lehet osztani a $\Delta\phi$ mentén: az azonos oldali, és az átellenes oldali csúcsra. Az azonos oldali csúcs $-\frac{\pi}{2}$ -től $\frac{\pi}{2}$ -ig, az átellenes oldali csúcs pedig $\frac{\pi}{2}$ -től $\frac{3\pi}{2}$ -ig tart. Az azonos oldali csúcs jelentősége, hogy a jetszerkezetről ad információkat, míg az átellenes oldali csúcs a két jet kapcsolatát jellemzi a kemény folyamatokban. A műveletet megismételtem az összes trigger részecskére, a megfelelő p_T ablakokban. A $\Delta\eta$ mentén csak a közeli csúcstartományt vizsgáltam ($\Delta\Phi < \pi/2$).

3.2. Részecskék kiválogatása

Az egyes eseményekbe tartozó részecskéket a transzverzális impulzusuk és a PDG azonosítójuk [14, 15] alapján válogattam ki, ami kódolva tartalmazza a részecske spin, íz és belső kvantumszám adatait. Az azonosítót a szimuláció rögzíti, így nincs szükség a részecsketípus kísérleti meghatározására.

A h-h korrelációs eseménynél, melyhez későbbiekben a többi eseményt hasonlítani fogom, külön-külön megszorításokat hoztam a trigger és asszociált részecskékre. Mindkettőt könnyű töltött hadronnak választottam: pion, kaon, proton vagy az antirészecskéjük. A méréshez kiválasztott impulzus ablakok: $5 < p_T^{assoc} < 8$ és $8 < p_T^{trigger} < 15$. A hisztogramok legenerálásához a kemény kvantumszíndinamikai folyamatokat engedélyező fájlt használtam (QcdHard::All).

A többi eseménynél az asszociált részecske mindvégig könnyű töltött hadron volt. Trigger részecskének minden esetben mást választottam: B-mezon, D-mezon, b-kvark, elektron. Az elkészített fájlokat különböző transzverzális impulzus beállítások mellett vizsgáltam, melyeket a 2.1. táblázat tartalmazza.

Trigger részecske	Asszociált részecske
$5 < p_T^{trigger} < 8$	$1 < p_T^{assoc} < 2$
$5 < p_T^{trigger} < 8$	$2 < p_T^{assoc} < 3$
$5 < p_T^{trigger} < 8$	$3 < p_T^{assoc} < 5$
$5 < p_T^{trigger} < 8$	$5 < p_T^{assoc} < 8$
$3 < p_T^{trigger} < 5$	$1 < p_T^{assoc} < 2$
$3 < p_T^{trigger} < 5$	$2 < p_T^{assoc} < 3$
$3 < p_T^{trigger} < 5$	$3 < p_T^{assoc} < 5$

2.1. táblázat. *A mérésben alkalmazott impulzustartományok.*

A $gg \rightarrow c\bar{c}$, $qq \rightarrow c\bar{c}$ folyamatokat engedélyező fájlt az előző transzverzális impulzus beállítások mellett csak D-mezonokra futtattam.

3.3. A korrelációs mérés legfontosabb paraméterei

A mérés paraméterei a pszeudorapiditás és az azimutális szögek eltérései, illetve a trigger és asszociált részecske transzverzális impulzusai.

A $\Delta\eta$ a [-2,2] intervallum eleme, azonban a mérés során csak a [-1.6,1.6] szakaszon vizsgáltam, mivel az intervallum szélén lévő beütéseket a akceptanciakorrekció felskálázza (lásd 3.4. fejezet), így a bizonytalanság kiküszöbölhető. A szakaszt 100 részre (binre) osztottam fel, így a felbontás még nem túl sűrű és az illesztést is el tudja végezni a program, illetve beütések száma többnyire elég a következtetések levonására.

Az azimutális szögkülönbséget a $[-\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}]$ intervallumon értelmezzük, azokat az eseményeket melyek az intervallum alatt vagy fölött helyezkednek el, 2π -vel eltoltam.

A transzverzális impulzus szoros összefüggésben van a részecske energiájával. Érdeemes magas p_T -vel rendelkező részecskéket használni triggerként, mivel meghatározza a vezető partonból érkező hadronokból származó jetek által definiált kúp középvonalát, azaz azonosítható vele a jet. Azonban az egyes triggertartományok kiválasztása hatással lesz a vizsgált fizikai tartalomra is.

3.4. Akceptanciakorrekció

Az akceptancia a detektor véges kiterjedéséből adódik, a részecskéket csak a műszeren belül tudjuk detektálni. Feltételezhetjük, hogy a részecskék detektorfelületen történő eloszlása a vizsgált tartományban jó közelítéssel egyenletes.

Nekünk azonban $\Delta\eta$ eloszlására van szükségünk, amit az alábbi módon számolhatunk:

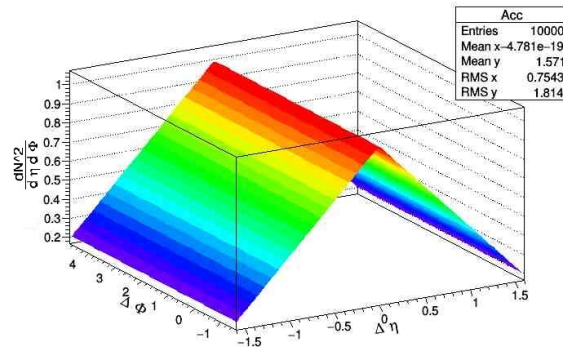
$$\Delta\eta = \eta_{assoc} - \eta_{trigger} \quad (2.3)$$

Innen látható, hogy a $\Delta\eta$ két egyenletes eloszlás különbsége. Ha $A = \infty$ (ahol A a detektor kiterjedését jelöli), akkor $\Delta\eta$ egy egyenletes eloszlás, azonban a valóságban a detektor kiterjedése egy véges értéket vesz fel, ekkor az eloszlás egy sátozott alakú függvény lesz (nem egyenletes).

Tudjuk, hogy $\int \rho_{Acc}^{Det} d\Delta\eta = 1$. Innen pedig már könnyen megkapható a függvény egyenlete (lásd 2.2. ábra):

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} = \frac{1}{2A} - \frac{1}{4A^2} |\Delta\eta|. \quad (2.4)$$

A korrekció ezzel a sátozott alakú függvénnyel való leosztása az eredeti $(\Delta\eta, \Delta\Phi)$ síkon felvett korrelációs képnek:

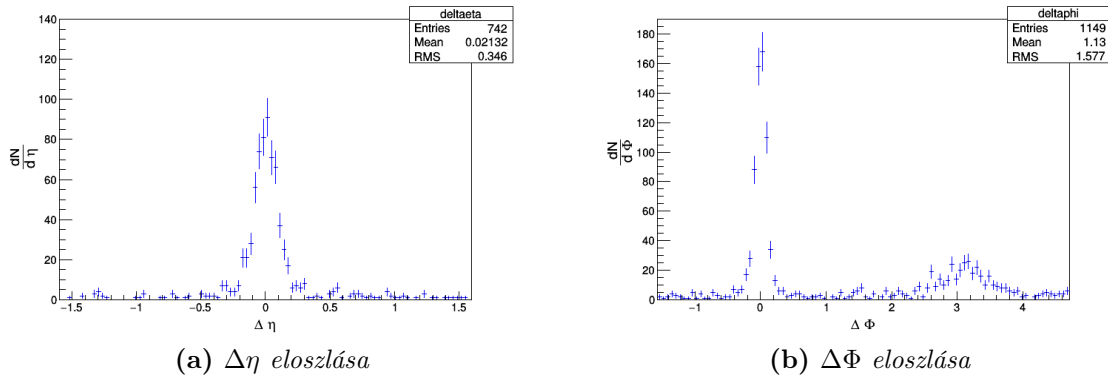


2.2. ábra. Akceptanciakorrekció a $(\Delta\eta, \Delta\Phi)$ síkon.

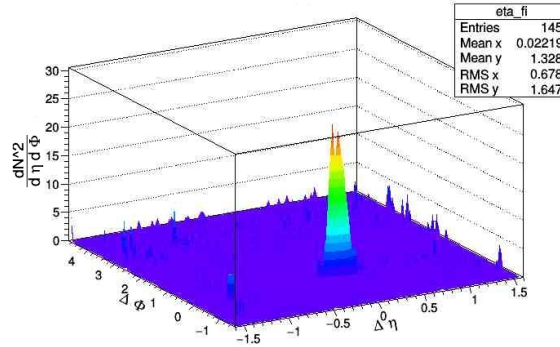
Az azimutszög (ϕ) esetén nem lép fel ilyen probléma, hiszen ez a változó 2π -ben periodikus.

3.5. Korrelációs képek

Az adatokat a különböző részecskekiválasztási feltételek mellett ábrázoltam. A meghatározott eseményeket egy darab egy dimenziós és egy darab két dimenziós grafikon szemlélteti. A 2.3. és 2.4. ábrán a h-h korrelációs ütközés szolgál példaként, melynek beállításait fentebb említettem.



2.3. ábra. A h-h korrelációs mennyiségek eloszlásai.



2.4. ábra. A $(\Delta\eta, \Delta\phi)$ síkon téren értelmezett korrelációs kép az akceptanciakorrekció után.

A két dimenziós hisztogrammat az akceptanciakorrekció végrehajtása után $\Delta\eta$ és $\Delta\Phi$ irányban levetítettem egy dimenzióba. Ezekre a vetületekre illesztve, az illesztési paraméterek alapján összehasonlítottam a különböző részecske és p_T szelekciókat.

3.6. A csúcsok paramétereinek meghatározása függvényillesztéssel

A vetületeken megjelenő csúcs alakját számos fizikai mechanizmus alakítja (pl. a jetek fragmentációja, a hadronizáció, újraszórás a partonos és a hadronos fázisban, vagy a közeggel való kölcsönhatás), ezért nem szükségszerűen követi a Poisson-eloszlást. Ebből kifolyólag két illesztési módszert is kipróbáltam.

- Gauss függvény a különböző vetületekre:

$$N \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\Phi} \cdot e^{-\left(\frac{\Delta\Phi^2}{2\sigma_\Phi^2}\right)} \quad (2.5)$$

$$N \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\eta} \cdot e^{-\left(\frac{\Delta\eta^2}{2\sigma_\eta^2}\right)} \quad (2.6)$$

ahol N a normálási faktor, σ_Φ és σ_η a $\Delta\Phi$ és $\Delta\eta$ irányba vett szélességeket jelölik.

- Általánosított Gauss függvény a különböző vetületek esetén:

$$N \cdot \frac{\gamma_\eta}{2\omega_\eta\Gamma\left(\frac{1}{\gamma_\eta}\right)} \cdot e^{-\left(\frac{|\Delta\eta|}{\omega_\eta}\right)^{\gamma_\eta}} \quad (2.7)$$

$$N \cdot \frac{\gamma_\Phi}{2\omega_\Phi\Gamma\left(\frac{1}{\gamma_\Phi}\right)} \cdot e^{-\left(\frac{|\Delta\Phi|}{\omega_\Phi}\right)^{\gamma_\Phi}} \quad (2.8)$$

ahol N a függvény normálási faktora, az ω pedig a szélességet jelöli. Az általánosított Gauss függvénynek van egy extra paramétere (γ_η illetve γ_Φ) a Gauss függvényhez képest. Ha a $\gamma = 1$, akkor az általánosított Gauss függvény egy exponenciális függvény lesz $|x|$ változóval, ahol $x = \Delta\Phi$ vagy $\Delta\eta$. $\gamma = 2$ esetén az általánosított Gauss egy egyszerű Gauss függvénnyel azonosítható. Ha a γ nagyobb, mint 2, akkor $x=0$ környékén ellaposodik a függvény teteje. Az általánosított Gauss-t gyakran használják különböző korrelációk (például Bose-Einstein-korrelációk) illesztésére, mert az egyszerű Gauss nem ad számot a korrelációnak a reakció különböző lépcsőiből származó komponenseiről.

Ahol van elég statisztika, ott a Gauss és az általánosított Gauss illesztés szélességei között nincsen nagy eltérés, viszont néhány esetben csak az általánosított Gauss segítségével kaphatunk megfelelő illesztést. A $\Delta\eta$ -ban vett vetület esetén a csúcsot megvizsgáltam mindkét illesztés mellett. Az általánosított Gauss függvény esetén a szélesség mellett a γ paraméternek is fizikai jelentése van, így azt is ábrázoltam

a különböző részecske és p_T szelekciók esetén. A $\Delta\Phi$ -ben viszont, ahol két csúcs van, csak Gauss illesztés esetén vizsgáltam a csúcsok szélességeit, mivel jellemzően jól modellezte a csúcsokat. Az átellenes oldali csúcs esetében nincs szignifikáns különbség a két illesztés között. Az azonos oldali csúcsot $\Delta\eta$ -ban általánosított Gauss illesztéssel is megvizsgáljuk.

4. Korrelációs mérések alkalmazásai

4.1. Jetszerkezet megértése korrelációval

A partonok kvark-gluon plazmával való kölcsönhatását teljes jet rekonstrukcióval lehet tanulmányozni. Azonban nehézionos ütközéseknél a háttér nagysága megnehezíti a jetek rekonstrukcióját egy bizonyos impulzus alatt. A részecskék szögkorrelációjának mérése egy olyan technika, amely erre a problémára nyújt megoldást.

A kétrészecske-szögkorrelációs mérésekben a részecskék korrelációját az azimutális szögükkel (Φ) és pszeudorapításukkal (η) jellemezzük. A részecskepárok közötti különbségét $\Delta\eta$ és $\Delta\Phi$ változók segítségével írjuk le. Az eloszlásban a háttér felett megjelenő csúcs részben a jetektől származik $\Delta\eta = 0$ és $\Delta\Phi = 0$ esetén. Ezen kívül megfigyelhető egy $\Delta\eta$ irányában kissé kiszélesedő csúcs, mely $\Delta\Phi = \pi$ -nél látható. A jetek η -beli különbsége egyrészt függ attól, hogy ők maguk milyen η értéket vesznek fel, illetve közelítőleg átlagos eloszlást kaphatunk ha több eseményt átlagolunk. A csúcs magasságát vagy alakját vagy a $\Delta\Phi = \pi$ -beli struktúráját összehasonlítva a proton-proton ütközésekkel, megfigyelhetjük a jetek kölcsönhatását a nehézion-ütközés során előállított közeggel.

4.2. Nehéz kvarkok karakterisztikus korrelációs képeinek azonosítása

A dolgozatban különböző nehéz kvarkokból származó részecskéknek hadronokból asszociált azonos oldali és átellenes oldali korrelációs csúcsait hasonlítom össze adott p_T értékek mellett. Ezzel tulajdonképpen azt nézem meg, hogy látható-e módosulás a korrelációs képben, azaz melyik próbák érzékenyek a nehéz kvarkokra. Ezzel hozzájárulok az ALICE kísérlet nehéz kvarkok kimutatására irányuló korrelációs mérési módszereinek kifejlesztéséhez.

Azokat a részecskéket, amelyek az ütközésben keletkeztek, elsődleges részecskének nevezzük. A gyenge kölcsönhatás vezérelte bomlások termékei, melyek az ütközési ponttól távolabb jönnek létre, a másodlagos részecskék. A mérésem során vizsgált bomlási folyamatokat az alábbi táblázatok tartalmazzák.

A 2.2. táblázat a $B^+ = u\bar{b}$, $B^0 = d\bar{b}$, $\bar{B}^0 = \bar{d}b$, és $B^- = \bar{u}b$ bottom-tartalmú mezonok elektronokra való és D-mezonokra való bomlásait foglalja össze. A B^\pm -mezonok várható élettartama $\tau = 1.638 \pm 0.004$ ps, a B^0 -és a \bar{B}^0 -mezon felezési ideje $\tau = 1.519 \pm 0.007$ ps.

B-mezonok kiemelt bomlási csatornái	
Bomlási folyamat	Bomlási multiplicitás
$B^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + X$	$(10.1 \pm 0.4)\%$
$B^+ \rightarrow D^0 + X$	$(8.16 \pm 1.5) \%$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 + X$	$(79.4 \pm 2.8) \%$
$B^+ \rightarrow D^+ + X$	$(2.5 \pm 0.5)\%$
$B^+ \rightarrow D^- + X$	$(9.9 \pm 33)\%$
$B^+ \rightarrow D_s^+ + X$	$(7.9 \pm 1.2)\%$
$B^+ \rightarrow D_s^- + X$	$(1.10 +0.40 -0.32)\%$
$B^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + X$	$(10.33 \pm 0.28)\%$
$B^0 \rightarrow D^0 + X$	$(8.1 \pm 1.5) \%$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 + X$	$(47.4 \pm 2.8) \%$
$B^0 \rightarrow D^- + X$	$(36.9 \pm 33)\%$
$B^0 \rightarrow D_s^+ + X$	$(10.3 +2.1 -1.8)\%$

2.2. táblázat. *B-mezon elektronos és charm tartalmú bomlásai. Az X tetszőleges részecskecsoportot jelenthet, az egyes bomlási csatornák között vannak átfedések. A bomlási multiplicitás azt adja meg, hogy egy B-mezonból átlagosan hány darab e^- vagy D-mezon keletkezik.*

A 2.3. táblázat $D^+ = c\bar{d}$, $D^0 = c\bar{u}$, $\bar{D}^0 = \bar{c}u$, $D^- = \bar{c}d$, $D_s^+ = c\bar{s}$, $D_s^- = \bar{c}s$ charm-tartalmú mezonok elektronokra való bomlásait foglalja össze. A D^\pm -mezonok várható élettartama $\tau = 1.04 \pm 0.007$ ps, a D^0 és a \bar{D}^0 esetében $\tau = 0.41 \pm 0.0015$ ps, míg a strange kvarkokat is tartalmazó D_s^\pm várható élettartama $\tau = 0.5 \pm 0.07$ ps.

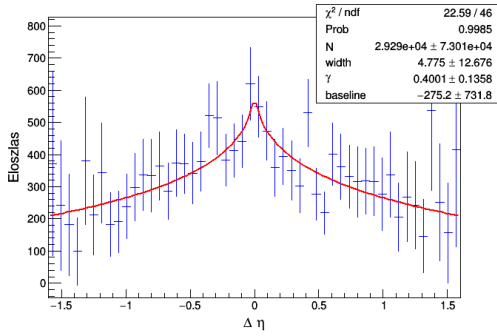
D-mezonok kiemelt bomlási csatornái	
Bomlási folyamat	Bomlási multiplicitás
$D^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + X$	$(16.07 \pm 0.30)\%$
$D^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + X$	$(6.49 \pm 0.11)\%$

2.3. táblázat. *D-mezon elektronos bomlásai. Az X tetszőleges részecskecsoportot jelenthet.*

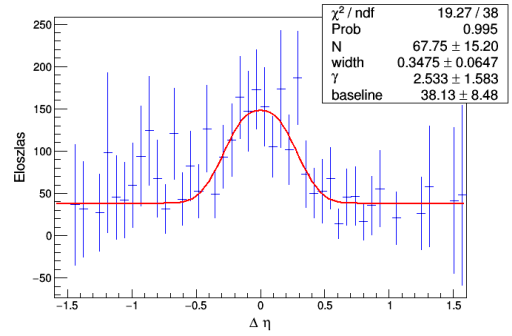
3. fejezet

Eredmények

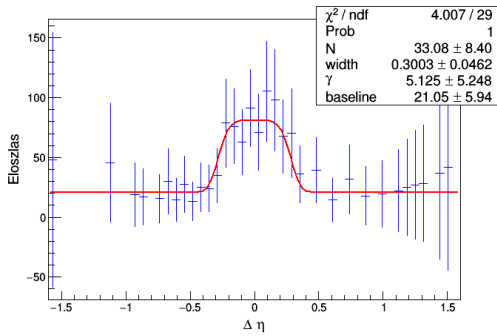
1. B-mezonokból származó elektronok vizsgálata



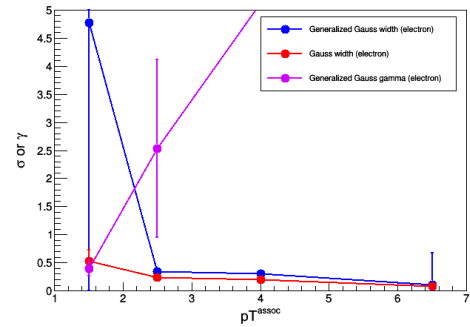
(a) Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $1 < p_T^{assoc} < 2$ beállítások mellett.



(b) Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $2 < p_T^{assoc} < 3$ beállítások mellett.



(c) Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $3 < p_T^{assoc} < 5$ beállítások mellett.



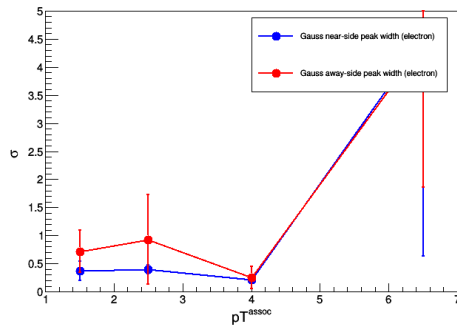
(d) Illesztett általánosított Gauss függvények szélességei $5 < p_T^{trigger} < 8$ esetén a különböző p_T^{assoc} tartományokban. A piros pontok a Gauss illesztés szélességeit, a kék pontok az általánosított Gauss illesztés szélességeit jelölik, míg a lila pontok a γ paramétereket.

3.1. ábra. B-mezon bomlásából keletkező elektronok esetén a $\Delta\eta$ vetületre illesztett általánosított Gauss függvények, illetve a függvények szélességei és γ paraméterei.

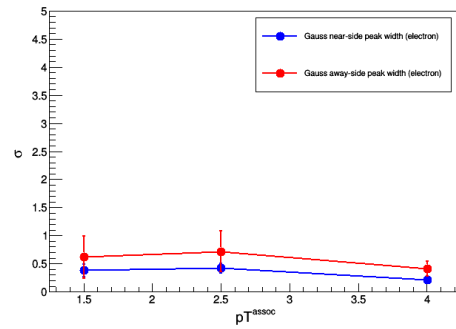
Elsőként a B-mezonokból származó elektronokat vizsgáltam. Az elektronok keletkezése ritka, így az analízisben korlátot jelentett a statisztika hiánya. Mindazonáltal a kapott eredmények alkalmasak a következtetések levonására. A nagyon gyenge statisztika ellenére a 3.1. ábrán látható, hogy az általánosított Gauss illesztés γ paramétere $\Delta\eta$ irányban a nagyobb p_T^{assoc} -ok felé emelkedik. Kis p_T^{assoc} esetén az illesztett függvény csúcsos és széles (alacsony γ , magas σ), míg nagyobb p_T^{assoc} esetén négyszöghez hasonló (rendkívül magas γ , meglehetősen alacsony σ).

Feltételezhető, hogy a csúcsok Gausstól való jelentős eltérése, és a paraméterek erős impulzusfüggése a bomlási kinematikára vezethető vissza, amelyben a b-kvark impulzusa, és a másodlagos vertex helye játszik szerepet.

Lehetségesnek látszik pusztán a korrelációs csúcsok alakja segítségével elkülöníteni az elektronok közül a B-ből származó komponenst. Ez egy olyan azonosítási módszer lehet, amit az ITS-es azonosítással együtt használva sokkal jobb mintasztatáság lenne elérhető a másodlagos vertex eltolódásának vizsgálatában.



(a) Illesztett Gauss függvények szélességei $5 < p_T^{trigger} < 8$ esetén a különböző p_T^{assoc} tartományokban. Az azonos oldali csúcsok szélességei pirossal, az átellenes oldali csúcs szélességei kézzel vannak jelölve.



(b) Illesztett Gauss függvények szélességei $3 < p_T^{trigger} < 5$ esetén a különböző p_T^{assoc} tartományokban. Az azonos oldali csúcsok szélességei pirossal, az átellenes oldali csúcs szélességei kézzel vannak jelölve.

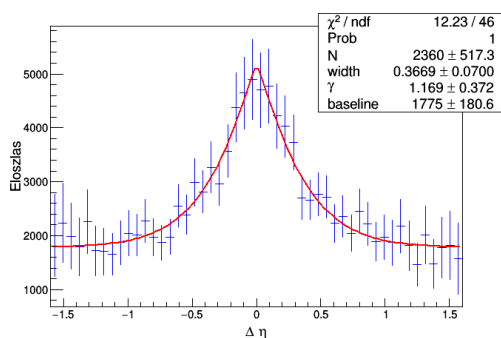
3.2. ábra. B-mezon bomlásából keletkező elektronok esetén a $\Delta\eta$ vetületre illesztett Gauss és általánosított Gauss függvények.

Megvizsgáltam különböző trigger-beállításoknál az illesztéseket, ahogy ez a 3.2. ábrán látható. A $\Delta\Phi$ irányban a csúcs szélessége nem függ érdemben sem a trigger, sem a p_T^{assoc} értékétől. (Az $5 < p_T^{assoc} < 8$ bin nagy bizonytalanságú pontja sem tér el szignifikánsan.)

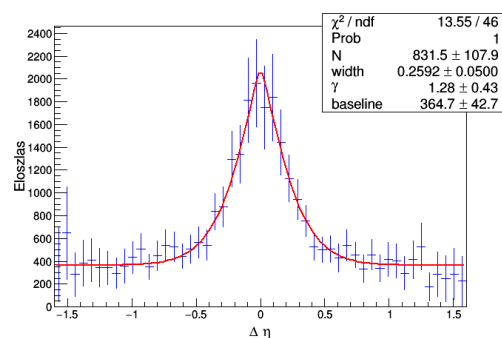
Azt látjuk, hogy az átellenes csúcs szélesebb az azonos oldali csúcsnál. Ennek oka az, hogy a bomlásból származó kiszélesedéshez a két jet által bezárt szög ingadozása is hozzáadódik. A kettő közül a bottom-bomlásból származó elektronoknál a bomlási folyamat szélessége a meghatározó.

2. Könnyű és nehéz kvarkok korrelációs képei

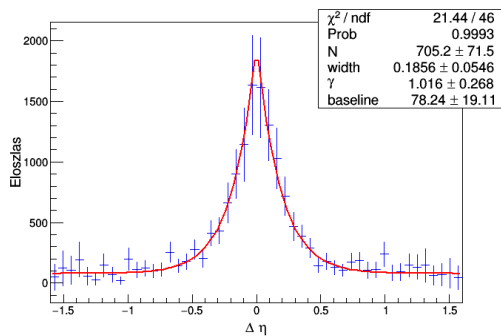
Ebben az alfejezetben a könnyű töltött hadronokat (h-h), a b-kvarkból származó B mezon (B-h) és a c-kvarkból származó D-mezon (D-h) esetében az azonos oldali csúcsokat hasonlítom össze. A 3.3. ábrán látható, hogy a könnyű töltött hadronok korrelációja nem Gauss-szerű, hanem "csúcsosabb". A legmagasabb p_T^{assoc} bin kivételével $\gamma < 2$.



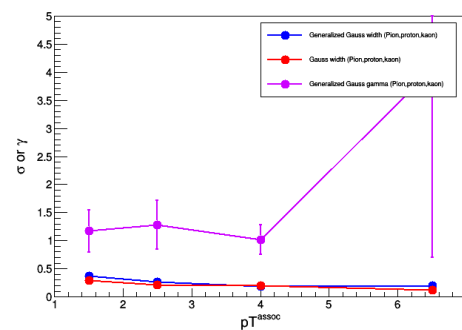
(a) Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $1 < p_T^{assoc} < 2$ beállítások mellett.



(b) Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $2 < p_T^{assoc} < 3$ beállítások mellett.



(c) Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $3 < p_T^{assoc} < 5$ beállítások mellett.

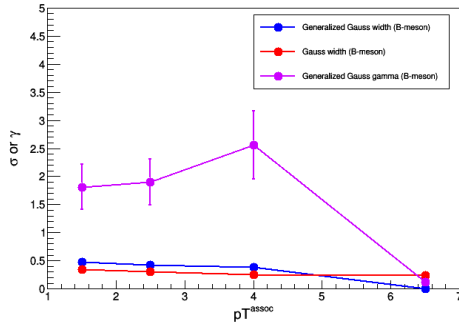


(d) $\Delta\eta$ vetületre illesztett függvények szélességei, illetve γ paraméterei a különböző p_T tartományokban. A piros pontok a Gauss illesztés szélességeit, a kék pontok az általánosított Gauss illesztés szélességeit jelölik, míg a lila pontok a γ paramétereket.

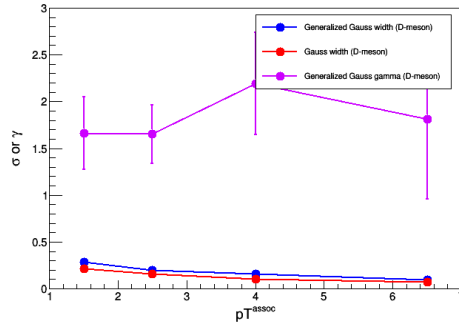
3.3. ábra. Könnyű töltött hadronok esetén a $\Delta\eta$ vetületre illesztett általánosított Gauss függvények, illetve a különböző tartományokban a függvények szélességei és γ paraméterei.

A b-kvarkból származó B mezon és a c-kvarkból származó D-mezon esetében a szélességek nem függenek p_T^{assoc} -tól (lásd 3.4), illetve a γ paraméter nem tér el szignifikánsan a Gausstól. Az azonos és az átellenes oldali csúcsok között nincs érdemi különbség, leszámítva a 3.4. ábra (a) alpontján az utolsó mérési pontot, ahol nem sikerült az illesztés a statisztika hiánya miatt.

A fentebb leírt megfigyelések vélhetően arra vezethetők vissza, hogy míg a tetszőlegesen töltött részecskével lejátszott folyamat hordoz információt a fragmentációról, a nehéz kvarkoknál a másodlagos vertex miatti szórás ezt az információt "kimossa", felülírja. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy a korrelációs képek a nehéz kvarkoknál a másodlagos vertex eloszlására lesznek érzékenyek, és ezek a folyamatok statisztikusan elkülöníthetők a könnyű kvarkoktól (lásd következő két alpont).



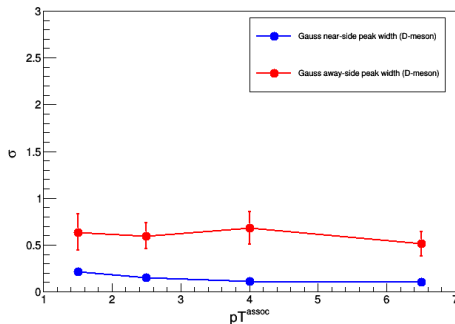
(a) A b -kvarkból származó B -mezon.



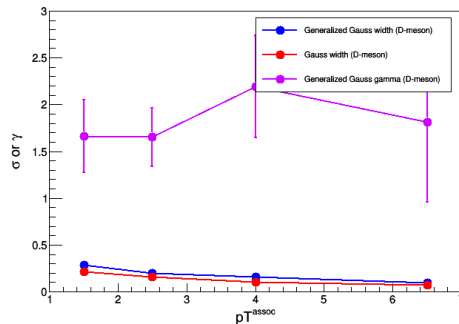
(b) A c -kvarkból származó D -mezon.

3.4. ábra. $\Delta\eta$ vetületre illesztett Gauss és általánosított függvények szélességei, illetve γ paraméterei a különböző p_T tartományokban. A piros pontok a Gauss illesztés szélességeit, a kék pontok az általánosított Gauss illesztés szélességeit jelölik, míg a lila pontok a γ paramétereket.

3. Különböző folyamatokból származó D -mezonok összehasonlítása



(a) $\Delta\Phi$ vetületre illesztett Gauss függvények szélességei a különböző p_T^{assoc} tartományokban. Az azonos oldali csúcsok szélességei pirossal, az átellenes oldali csúcs szélességei kékkel vannak jelölve.



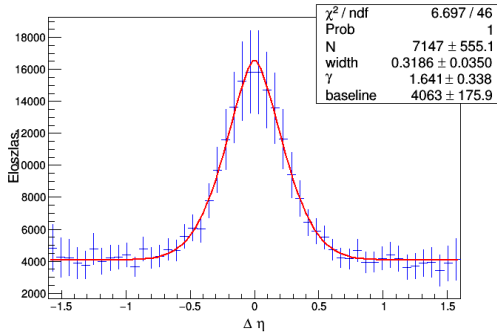
(b) $\Delta\eta$ vetületre illesztett függvények szélességei, illetve γ paraméterei a különböző p_T^{assoc} tartományokban. A piros pontok a Gauss illesztés szélességeit, a kék pontok az általánosított Gauss illesztés szélességeit jelölik, míg a lila pontok a γ paramétereket.

3.5. ábra. A c -kvarkból keletkező D mezon.

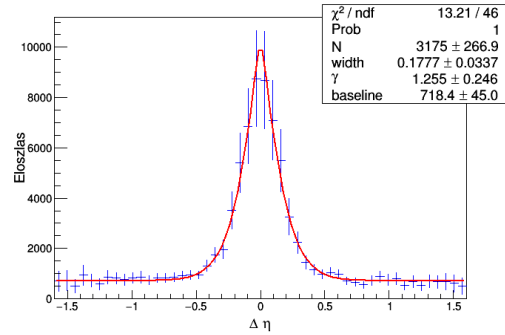
Ebben az alfejezetben a c-kvarkból keletkező D mezont hasonlítom össze a b-kvarkból származó B-mezon bomlásából keletkező D-mezonnal. Ehhez $gg \rightarrow b\bar{b}$, $qq \rightarrow b\bar{b}$, illetve $gg \rightarrow c\bar{c}$, $qq \rightarrow c\bar{c}$ folyamatokat engedélyező szimulációs adatokat használtam fel.

A c-kvarkból keletkező D mezon korrelációs képei esetében (lásd 3.5), láthatóan Gauss-jellegűek a korrelációs csúcsok, amik nem függnek p_T^{assoc} -tól. A két vetületet vizsgálva megállapítható, hogy az azonos oldali és az átellenes oldali csúcs is p_T -független.

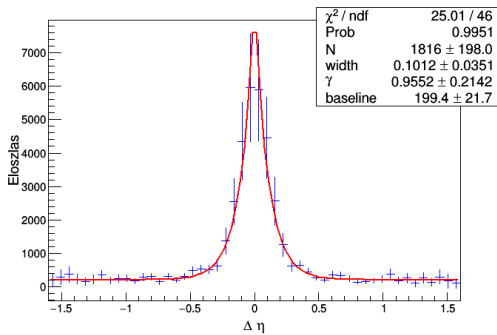
A B-mezon bomlásából keletkező D-mezon esetében az p_T^{assoc} növelésével az azonos oldali csúcs, láthatóan nem Gauss-jellegű, hanem egyre "csúcsosabb". A $\Delta\Phi$ irányú vetületet nézve az azonos oldali csúcs Gauss szélessége nem változik, de az átellenes oldali csúcs szélessége egyre kisebb lesz. Tehát korrelációs kép alapján elkülöníthető, hogy melyik D-mezon jön direkt és melyik későbbi bomlásból. Ez lehetőséget ad a mérések során a prompt és a másodlagos D-mezonok statisztikus elkülönítésére.



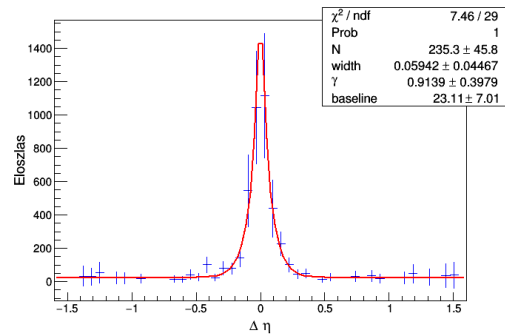
(a) Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $1 < p_T^{assoc} < 2$ beállítások mellett.



(b) Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $2 < p_T^{assoc} < 3$ beállítások mellett.

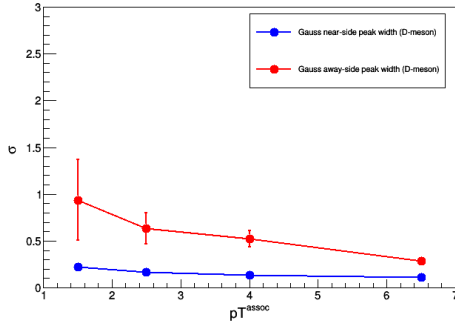


(c) Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $3 < p_T^{assoc} < 5$ beállítások mellett.

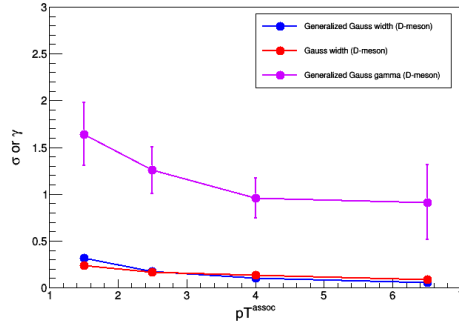


(d) Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $5 < p_T^{assoc} < 8$ beállítások mellett.

3.6. ábra. B-mezon bomlásából keletkező D mezon esetén a $\Delta\eta$ vetületre illesztett általánosított Gauss függvények.



(a) $\Delta\Phi$ vetületre illesztett Gauss függvények szélességei a különböző p_T tartományokban. Az azonos oldali csúcsok szélességei pirossal, az átellenes oldali csúcs szélességei késsel vannak jelölve.



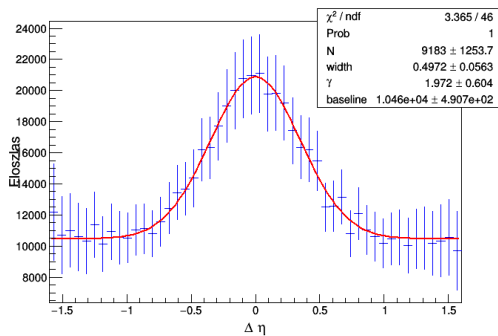
(b) $\Delta\eta$ vetületre illesztett Gauss és általánosított függvények szélességei, illetve γ paraméterei a különböző p_T tartományokban. A piros pontok a Gauss illesztés szélességeit, a kék pontok az általánosított Gauss illesztés szélességeit jelölik, míg a lila pontok a γ paramétereket.

3.7. ábra. B-mezon bomlásából keletkező D mezon.

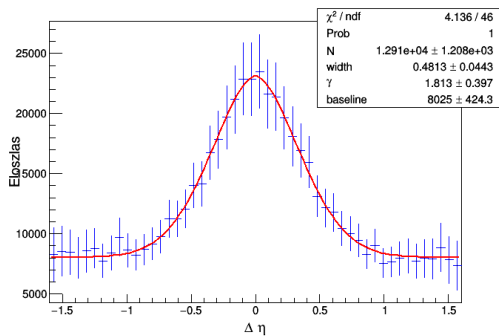
4. B-mezon és b-kvark összehasonlítása

Végül a b-kvarkot és b-kvarkból származó B-mezonot hasonlítom össze korrelációs képeik és az illesztés alapján vett csúcshélességek szerint, amelyek a 3.8. és a 3.9. ábrán láthatóak. Azt várjuk, hogy nem lesz számottevő különbség a kettő között, hiszen B-mezon egyetlen forrása a b-kvark bomlás, ezenfelül a b-kvark iránya jó közelítéssel megegyezik a b-jet tengelyének irányával, és nagy tömege miatt a b-kvark iránya fogja a keletkező B-mezon irányát meghatározni.

A 3.9. ábrán megfigyelhető, hogy az átellenes oldali csúcs lényegében szélesebb, mint az azonos oldali csúcs, hasonlóan az elektronokhoz.

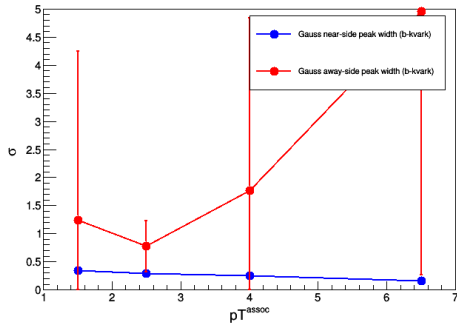


(a) A b-kvark.

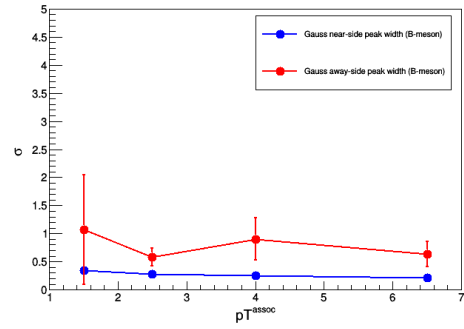


(b) A B-mezon.

3.8. ábra. Illesztés $5 < p_T^{trigger} < 8$ és $1 < p_T^{assoc} < 2$ beállítások mellett, illetve a $\Delta\Phi$ vetületre illesztett Gauss függvények szélességei.



(a) A *b*-kvark.



(b) A *B*-mezon.

3.9. ábra. $\Delta\Phi$ vetületre illesztett Gauss függvények szélességei. Az azonos oldali csúcsok szélességei pirossal, az átellenes oldali csúcs szélességei kékkkel vannak jelölve.

Összhangban azzal, amit vártunk, a *b*-kvarkból származó *B*-mezon és a *b*-kvark korrelációs képei (lásd 3.8. és 3.9. ábra) között nincs érdemi különbség. Mindkettő jó közelítéssel Gauss-görbe alakot vesz fel. A *B*-mezon (*B*-h) azonos oldali csúcsa nagyon kicsit (néhol szignifikánsan, de kis mértékben) keskenyebb, mint a *b*-kvark (*b*-h) esetében. Mindezt úgy, hogy főleg az általánosított Gauss illesztést tekintve a csúcs jóval szélesebb, mint a tetszőleges töltött részecskéből (*h*-*h*) vagy akár a *D*-mezonból (*D*-h) származó csúcs (lásd korábbi képek). Tehát látszik egy karakterisztikus *b*-korrelációs kép, aminek tanulmányozására ezeken az impulzusokon teljesen biztonságosan használható a *B*-mezon referenciaként.

4. fejezet

Összefoglalás

Szakdolgozatom témája az ALICE adatokban keletkező nehéz-kvark-jetek korrelációs vizsgálata. A kvark-gluon plazma tulajdonságait a rajta keresztül haladó részecskék kölcsönhatásainak tanulmányozásával lehet meghatározni. A kezdeti kemény szórásokban nagy p_T -vel rendelkező partonok keletkeznek. Ezekből a partonokból fragmentáció útján jetek keletkeznek, melyek keresztül haladnak a közegen, így megfelelők a kvark-gluon plazma vizsgálatához. A jetek kölcsönhatásának elemzését a közeggel a kétrészecske korrelációs mérések teszik lehetővé. Ezekben a mérésekben, egy töltött trigger részecske nagyobb transzverzális impulzussal ($3 < p_T^{trigger} < 8$ GeV/c) korrelál egy alacsonyabb transzverzális impulzusú töltött részecskével. A pszeudorapiditás ($\Delta\eta$) és az azimutális szögkülönbség ($\Delta\Phi$) meghatározásával a korreláció erőssége meghatározható. A jetekből származó csúcs $(\Delta\eta, \Delta\Phi) = (0, 0)$ helyen jelenik meg. Ezenkívül megfigyelhető $\Delta\eta$ -ban $\Delta\Phi = 0$ -nál egy elnyújtott csúcs is. A vetületeken megjelenő csúcs alakját számos fizikai mechanizmus befolyásolja. Ebből kifolyólag a Gauss illesztés mellett az általánosított Gauss illesztést is kipróbáltam.

A képeket megvizsgálva több dolgot is észre lehet venni:

- A korrelációs csúcsok alakja segítségével el lehet különíteni az elektronok közül a b-ből származó komponenszt. Ez egy olyan azonosítási módszer lehet, amit az ITS-es azonosítással együtt használva sokkal jobb mintatisztaság lenne elérhető a másodlagos vertex eltolódásának vizsgálatában.
- A korrelációs képek a nehéz kvarkoknál a másodlagos vertex elosztására lesznek érzékenyek, és ezek a folyamatok statisztikusan elkülöníthetőek a könnyű kvarkoktól. Nehézion-ütközésekben segít az esetlegesen módosult arány megértésében.
- Korrelációs kép alapján elkülöníthető, hogy melyik D-mezon jön direkt és melyik későbbi bomlásból. Ez lehetőséget ad a mérésben a prompt és a másodlagos D-mezonok statisztikus elkülönítésére.

- Látszik egy karakterisztikus b-korrelációs kép, aminek tanulmányozására a vizsgált impulzusokon teljesen biztonságosan használható a B-mezon, a b-kvarkkal való hasonló korrelációs képeinek köszönhetően.

A tanulmányaim bebizonyították, hogy a nehéz kvarkok korrelációs képeinek a vizsgálata segíthet a nehéz kvarkok kísérleti elkülönítésére és az őket létrehozó fizika megértésében. Érdeemes további vizsgálatokat végezni, és nagyobb statisztikával lefuttatott eredmények alapján is elemezni az adatsorokat, hogy további következtetést tudjunk levonni a nehéz kvarkok korrelációiból. Azonban az eredmények már egy alapvetőbb képpel szolgálnak a vizsgált részecskékre a megadott impulzustartományokon, így akár a későbbi ALICE mérések során fel is használhatóak.

Irodalomjegyzék

- [1] E. V. Shuryak, „*Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter*,” Phys. Rept. **61** (1980) 71.
- [2] I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], „*Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment*,” Nucl. Phys. A **757** (2005) 1.
- [3] K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], „*Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration*,” Nucl. Phys. A **757** (2005) 184.
- [4] B. B. Back *et al.*, „*The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC*,” Nucl. Phys. A **757** (2005) 28.
- [5] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], „*Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions*,” Nucl. Phys. A **757** (2005) 102.
- [6] Z. Fodor and S. D. Katz, „*Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses*,” JHEP **0404** (2004) 050.
- [7] *Relativistic Heavy Ion Collider at the Brookhaven National Laboratory* (<https://www.bnl.gov/rhic>).
- [8] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], „*Evidence from $d + Au$ measurements for final state suppression of high $p(T)$ hadrons in $Au+Au$ collisions at RHIC*,” Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304.
- [9] A. Festanti [ALICE Collaboration], „*Heavy-flavour production and nuclear modification factor in $Pb-Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV with ALICE*,” Nucl. Phys. A **931** (2014) 514.

- [10] J. Adam *et al.* [ALICE Collaboration], „*Measurement of azimuthal correlations of D mesons and charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,*” Eur. Phys. J. C **77** (2017) no.4, 245.
- [11] Veres I. Gábor „*Az erős kölcsönhatás kísérleti vizsgálata elemi részecskék és nehéz atommagok ütközéseinek összehasonlításával* „. Eötvös Lóránd Tudományegyetem, Budapest Fizikai Intézet, Atomfizikai Tanszék (2011).
- [12] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, „*A Brief Introduction to PYTHIA 8.1,*” Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852.
- [13] Skands, P., Carrazza, S., Rojo „*PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune,*” J. Eur. Phys. J. C **74** (2014), 3024.
- [14] C. Patrignani *et al.* [Particle Data Group], „*Review of Particle Physics,*” Chin. Phys. C **40** (2016) no.10, 100001.
- [15] *Monte Carlo Particle Numbering Scheme*
(<http://pdg.lbl.gov/2007/reviews/montecarlopp.pdf>).