

TDK DOLGOZAT

HORVÁTH ANIKÓ

NAGYENERGIÁS PROTON-PROTON
ÜTKÖZÉSEK BEN KELETKEZŐ BÁJOS (C)
KVARKOK KORRELÁCIÓS VIZSGÁLATA
SZIMULÁCIÓKKAL

Témavezetők:

Frajna Eszter

Dr. Vértesi Róbert



2022.

Kivonat

A Nagy Hadronütköztető ALICE detektora protonok és nehézionok ultrarelativisztikus energiájú ütközéseit vizsgálja. Az ütközések során egy sűrű, erősen kölcsönható közeg jön létre, amit kvark-gluon plazmának hívnak. Ennek a vizsgálatával betekintést nyerhetünk az erős kölcsönhatás működésébe. A nehézion-ütközéseknél a nehéz kvarkok közül általában csak a bájos (c) kvarkot és az alsó (b) kvarkot használják a folyamatok tanulmányozására. Ezek az ütközés korai fázisában keletkeznek, de elég hosszú ideig megfigyelhetőek maradnak ahhoz, hogy kölcsönhassanak a forró közeggel és a kísérletekben a bomlástermékeikből rekonstruálhatók. A kis ütköző rendszerek, mint például a proton-proton (pp) ütközések nagy végállapotú multiplicitás esetén a nehézion-ütközésekhez hasonló kollektív viselkedést mutatnak. Ennek az eredete nem tisztázott, ezért pp ütközéseket vizsgáltam.

A dolgozatomban egy Monte Carlo eseménygenerátorral szimulált adatokon a bájos kvarkok és bájos antikvarkok korrelációját vizsgáltam többféle esemény-jellemző (multiplicitás, gömbszerűség, lapultság) függvényében, különböző transzverzális impulzus tartományokban, és a partonszintű keletkezési folyamatok szerint is. Az eseménygenerátor beállításait változtatva a partonszintű folyamatok (sokparton-kölcsönhatás, kezdeti és végállapotú sugárzás) elemzésével megállapítottam, hogy az esemény lapultságának vizsgálatával a szimulációban a kollektivitásért felelős sokparton-kölcsönhatás és a kezdeti állapotú sugárzás hatása elkülöníthető a végállapotú sugárzástól.

Tartalomjegyzék

1. Bevezető, elméleti áttekintés	3
1.1. Kísérleti indíttatás	3
1.2. A részecskefizika standard modellje	3
1.2.1. Az első atommodellek	3
1.2.2. A standard modell részecskéi	3
1.2.3. Az erős kölcsönhatás	4
1.3. A kvark-gluon plazma	5
1.4. Nehéz kvarkok	6
1.5. Proton-proton ütközések	7
1.6. Az ALICE kísérleti együttműködés	9
2. Vizsgálati módszerek	10
2.1. A PYTHIA 8 eseménygenerátor	10
2.2. Az adatelemzéshez használt fontosabb fizikai fogalmak	11
2.3. Kétrészecske-korrelációk	12
2.4. Az esemény-jellemzők	14
2.4.1. Multiplicitás	14
2.4.2. Gömbszerűség	14
2.4.3. Relatív transzverzális multiplicitás	15
2.4.4. Lapultság	16
2.4.5. A sokparton kölcsönhatás	17
2.5. Az általam használt beállítások	17
3. Eredmények	17
3.1. A c - $\bar{c}$ korrelációk vizsgálata a különböző esemény-jellemzők függvényében	18
3.2. A c - $\bar{c}$ korrelációk vizsgálata a c kvark eredetének függvényében	20
3.3. Partonszintű folyamatok hatása az esemény-jellemzőkre	21
4. Összefoglalás	28
Köszönetnyilvánítás	29
Hivatkozások	30
A. Függelék	32

1. Bevezető, elméleti áttekintés

Fiatal korom óta érdekel, hogy hogyan keletkezett az Univerzum, és hogyan működik pontosan a minket körülvevő világ. Az egyetemi tanulmányaim során világossá vált, hogy a teljes kép felépítésének elengedhetetlen része a legkisebb részecskék viselkedésének vizsgálata, ami a nagy energiás részecskegyorsítók segítségével megvalósítható. Ezen okok miatt kerültem a budapesti ALICE csoporthoz, így mélyebb belátásom lehet az elemi részecskék világába.

1.1. Kísérleti indíttatás

A világegyetem keletkezésének vizsgálata egy igen érdekes kérdés, amely napjaink fizikusai számára is fontos a környezetünk megismerésének folyamata során. A korai szakaszában, milliomod másodperccel az ősrobbanás után (jelen tudásunk szerint) igen magas volt a hőmérséklet, atomok és atommagok még nem létezhettek [1]. Ekkor a protonokat, neutronokat is alkotó elemi részecskék, a kvarkok, és az őket összetartó gluonok szabadon mozoghattak, ezt nevezzük kvark-gluon plazmának [2]. Ennek a megfigyelésére lehetőséget biztosítanak az ultrarelativisztikus sebességű atommag ütközések, ahol kellő hőmérséklet és nyomás alakulhat ki a kvark-gluon plazma létrejöttéhez.

1.2. A részecskefizika standard modellje

1.2.1. Az első atommodellek

Bár az ókori görögöktől származtak az első kezdetleges elméletek a világot felépítő elemi részecskékről, az első tudományos kísérletekre alapozó atommodellnek a Thomson modellt tekinthetjük. A katódsugárcsőves kísérletében felfedezett egy negatív töltésű részecskét (az elektront), és ebből arra következtetett, hogy a semleges atom egy pozitív töltésű „levesből” áll, melyben egyenletesen oszlanak el a negatív töltések. Ezután Rutherford az α sugárzás aranylemezen való szóródásával foglalkozva felfedezte a pozitív töltésű atommag létezését, így a Rutherford-modell egy kicsi, de nagy tömegű pozitív töltésű mag, és a körülötte lévő elektronfelhő együtteseként képzei el az atomot. Később a kísérletekből az energia kvantáltsága derült ki, így a modell ismét változtatásra szorult, amit Bohr két posztulátumával ért el: az elektronok perdülete csak egy adott érték egész számú többszöröse lehet, és ezeken a pályákon az elektronok nem sugároznak. Ebből Sommerfeld és Wilson nyomán kialakult az ún. „régikvantumelmélet”, amellyel az elektron energiaszintjeit lehetett leírni. [1]

Később a részecskék hullámtermészetének és határozatlanságának felfedezése az atomokról addig kialakult képet jelentősen megváltoztatta. Felfedezték az oszthatalannak hitt protonok és neutronok építőköveit (a kvarkokat) is, és ezek a lépések alapozták meg az utat napjaink részecskefizikai ismereteihez és kutatásához.

1.2.2. A standard modell részecskéi

A részecskefizika standard modellje írja le jelenlegi ismereteink szerint a legjobban a mikroszkópikus kölcsönhatásokat, és a részecskefizikai jelenségek nagy részét [3]. Eszerint a részecskéket három csoportba lehet osztani, ahogy az az 1. ábrán látható. Az első csoport tagjai feles spinnel rendelkeznek, és a kvarkok ide tartoznak. A fel (u) és le (d) kvarkok a protonok és neutronok építőkövei. A ritka (s) kvarkok megtalálhatóak a kaonokban és más gyengén bomló hadronokban. Az előzőnél legalább egy nagyságrenddel nagyobb tömegük miatt nehéz kvarknak nevezett elemi részecskék: a bájos (c), felső (t) és alsó (b) kvark. Feles spinűek továbbá a leptonok is, és őket a kvarkokkal együtt fermionoknak nevezzük. A második csoportot az 1 spinű, kölcsönhatást közvetítő részecskék, a bozonok alkotják. A gluonok az erős kölcsönhatást, a fotonok az

elektromágneses kölcsönhatást, a $W^\pm$ és Z^0 bozonok pedig a gyenge kölcsönhatást közvetítik. A harmadik csoportot a 0 spinű Higgs-bozon alkotja, amelyen keresztül tömege lesz a többi részecskének.

Az anyagi részecskék három családja (fermionok)

	I	II	III		
tömeg→	2,3 MeV/c ²	1,27 GeV/c ²	173 GeV/c ²	0	125 GeV/c ²
töltés→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
név→	u-kvark	c-kvark	t-kvark	foton	Higgs-bozon
	4,8 MeV/c ²	95 MeV/c ²	4,2 GeV/c ²	0	
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	d-kvark	s-kvark	b-kvark	gluon	
	<2,2 eV/c ²	<0,17 MeV/c ²	<15,5 MeV/c ²	91,2 GeV/c ²	
	0	0	0	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	elektron-neutrínó	műon-neutrínó	tau-neutrínó	Z-bozon	
	0,511 MeV/c ²	105,7 MeV/c ²	1,777 GeV/c ²	80,4 GeV/c ²	
	-1	-1	-1	± 1	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	elektron	műon	tau	W-bozon	

1. ábra. A standard modell részecskéi: a három fermioncsalád és a bozonok [4].

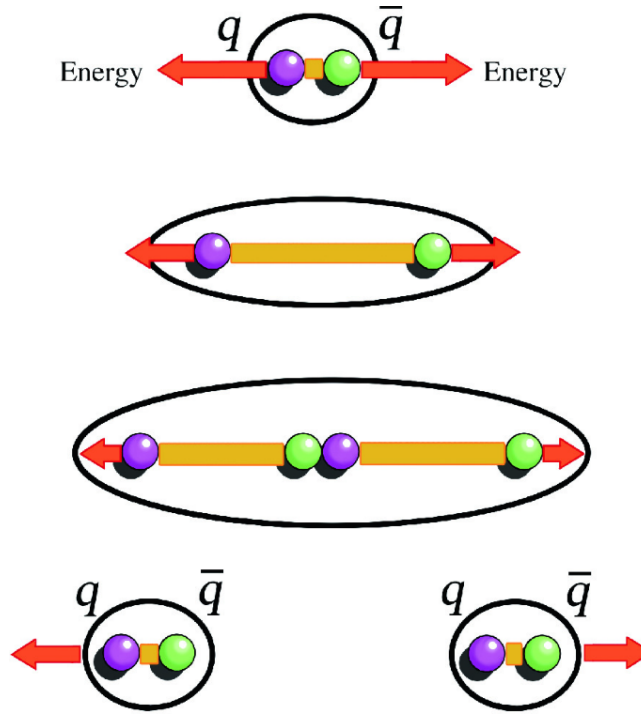
1.2.3. Az erős kölcsönhatás

A standard modell egy elméletben írja le az erős, a gyenge és az elektromágneses kölcsönhatást, ezzel lehetőséget adva a részecskefizikai számításokra. Az erős kölcsönhatás elméleti modellje a kvantum-színdinamika (QCD). A kölcsönhatásban a partonok vesznek részt, a kvarkoknak és a gluonoknak feleltethetőek meg. A színtöltésüket az elektromos töltéshez hasonlóan értelmezzük, azzal a különbséggel, hogy az erős kölcsönhatásban háromféle színtöltés lehetséges, és az összes színnek antiszíne is létezik. A három színtöltés együtt semlegessé válik, mint ahogy a részeire bontott fényből ismételtelen fehér fény kapható, innen származik az elnevezésbeli analógia.

Az erős kölcsönhatások során a színtöltés megmaradó mennyiség, és a természetben megfigyelhető részecskék a QCD szerint csak szín-semlegesek lehetnek. A kvarkok kötött állapotai (a hadronok), hogy ennek a feltételnek megfeleljenek, állhatnak egy szín-antiszín párból, őket nevezzük mezonoknak. A három különböző színből (vagy három antiszínből) álló hadronokat hívjuk barionoknak, például ide tartoznak protonok és neutronok. [1]

Az erősen kölcsönható hadronok fontos megfigyelhető tulajdonsága a kvarkbezárás, miszerint ha elkezdjük távolítani az egyik kvarkot a hadrontól, ahhoz akkora energia szükséges, hogy a 2. ábrán látható módon energetikailag kedvezőbbé válik, ha kvark-antikvark pár keletkezik, tehát nem szakadhat ki szabadon lévő kvark a színsemleges barionból. Így a nagy távolságokkal (vagy kis energiákkal) jellemezhető esetben az erős kölcsönhatást jellemző csatolási állandó nagy.

A QCD fontos tulajdonsága továbbá az aszimptotikus szabadság, miszerint kellően nagy energiájú folyamatok során az erős kölcsönhatás csatolási állandója lecsökken, ami lehetővé



2. ábra. Kvarkbezárás mezonokban. A partonok távolításával nem lehet szétszakítani a kvarkokat, új kvark-antikvark pár keletkezik [5].

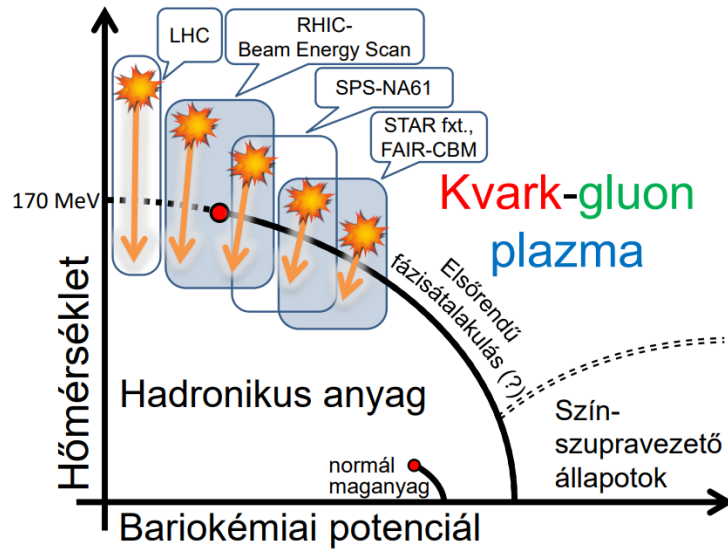
teszi a perturbatív QCD számításokat. Ilyen folyamatok például a nagy energiás részecske ütközésekben mehetnek végbe.

Bizonyos mennyiségek (például az elektromos töltés) minden kölcsönhatásban megmaradnak. Tudjuk, hogy barionok nem alakulhatnak át mezonokká, ezért a nettó barionszám is állandó marad, a kvakok és antikvarkok számának különbsége nem változik. Ezeket a folyamatok során megmaradó konstansokat kvantumszámoknak hívjuk, ilyen lesz többek között a partonok szintöltése is. [6]

1.3. A kvark-gluon plazma

A nehézionok ultrarelativistikus energiájú ütközésénél egy rövid időre előáll megfelelően magas hőmérséklet és nyomás ahhoz, hogy kvark-gluon plazma (QGP) keletkezhesen. A QGP egy erősen kölcsönható, tökéletes folyadékra hasonlít, melynek viselkedését a kvantum-színdinamika határozza meg. Fázisdiagramja a 3. ábrán látható. Alacsony hőmérsékleten és barionsűrűsége az anyag viselkedése a minket körülvevővel megegyező. Ha adott barionsűrűség mellett növeljük a hőmérsékletet (vagy elég magas hőmérsékleten a barionsűrűséget növeljük), akkor egy (elsőrendűnek feltételezett) fázisátalakulásban kialakul a QGP. A RHIC és LHC gyorsítók energiatartományán és barionsűrűségén már a kritikus pont felett lesz az anyag, és ilyenkor fázisátalakulás helyett folytonos lesz az átmenet a hadronos anyag és a kvark-gluon plazma állapot között. Az ehhez szükséges hőmérséklet legalább nagyságrendileg 10^{12} K [1].

Az eredeti elképzelés szerint a QGP partonjai az aszimptotikus szabadságnak megfelelően gyengén csatolódtak volna egymáshoz [7]. A kísérletek tanúsága szerint azonban a QGP erősen csatolt, majdnem tökéletes folyadéknak tekinthető, ezért alkalmazhatóak rá hidrodinamikai leírások [2]. Az ütközést követően a rendszer viszonylag rövid idő, nagyjából $3 \cdot 10^{-24}$ másodperc alatt eléri a hőmérsékleti egyensúlyt (termalizálódik), majd tágulni kezd radiális irányban, viszont az ütköző ionok impulzusából származik egy longitudinális tágulás is. Az ütközések általában nem teljesen centrálisak, ami a centralitás mértékétől függő térbeli anizotrópiát okoz a transzverzális (nyalábirányra merőleges) síkban. Ez asszimmetrikus nyomásgradienst



3. ábra. A maganyag fázisdiagramja, az elsőrendű fázisátmenetet jelző folytonos vonallal, az ennek végénél található, feltételezett kritikus ponttal (pirossal jelölve), utána a folytonos átmenet tartományával (szaggatott vonallal jelölve), és az egyes gyorsítók által elérhető tartományokkal [1].

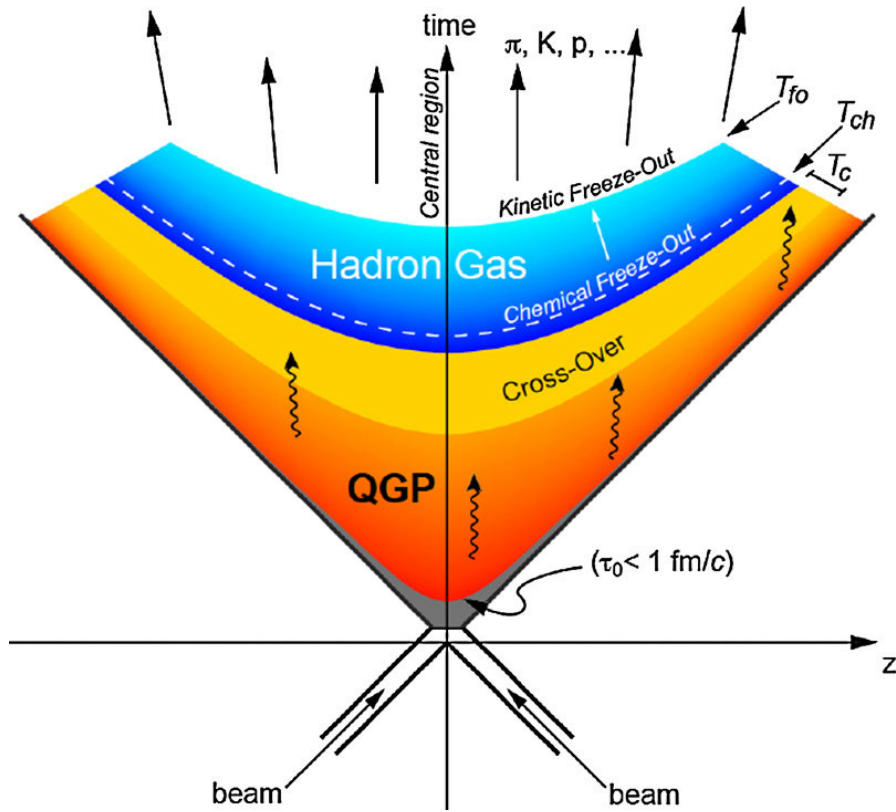
eredményez, ami – ha a kölcsönható közeg folyadék – a kollektív tágulás során a részecskék impulzusában eredményez anizotrópiát, ezt nevezzük elliptikus folyásnak [8]. Erősebb csatolás esetén erősebb az anizotrópia, ezért ezen keresztül mérhetővé válik a QGP kölcsönhatásának az erőssége.

A robbanásszerű tágulása során a QGP lehűl, és ha elég alacsony, körül-belül $160 \text{ MeV}/k_B$ hőmérsékletet ér el, az őt felépítő partonok hadronokba záródnak, amit a 4. ábra illusztrál. Ez a folyamat a hadronizáció, ami már nem perturbatív jelenség, ezért a perturbatív QCD számításai már nem alkalmazhatóak rá. A dinamikusan változó hadrongáz állapottában a hadronok rugalmatlan ütközéseken keresztül más hadronokká alakulnak át, majd további hűlés során a hadrongáz elér a kémiai kifagyás pontjára, megszűnnek az átalakulások. Ezután rugalmas ütközések során továbbra is impulzust cserélhetnek a hadronok, de a további tágulás következtében ez is megszűnik, az impulzusok rögzülnek. Ez a fázis lesz a kinetikus kifagyás, az ebben keletkezett hadronokat (vagy hadronos bomlástermékeiket) már lehet észlelni a detektorokban [1].

1.4. Nehéz kvarkok

A világunkat alkotó stabil anyagokat a könnyű (u és d) kvarkok építik fel, mégis érdemes a nagyenergiás nehézion-ütközésekben a nehéz kvarkokat vizsgálni. Nagy tömegük miatt általában nagy impulzuscserével járó szóródásokban (kemény folyamat) keletkeznek, amik az ütközés kezdeti állapotában történnek. A viszonylag hosszú élettartamuk miatt c (bájos) és b (alsó) kvarkokat érdemes használni, így lehetőségük van a QGP mellett a hadronizálódott anyaggal is kölcsönhatába lépni mielőtt elbomlanának, és a keletkezésük is kellően gyakori a statisztikákhoz. A c és b kvarkokból a hadronizáció során D és B mezonok lesznek, majd a gyenge kölcsönhatás következtében könnyű mezonokká bomlanak. A kísérletekben a bomlástermékek tulajdonságai alapján az eredeti kvarkok viselkedése is rekonstruálhatóvá válik [10].

A hadronizációs folyamatok időskálája fm/c nagyságrendű [11], és a jóval nehezebb t kvarkok nagy tömegük miatt még a hadronizáció végbemenetele előtt elbomlanak, ezért annak



4. ábra. Nehézion ütközés téridő diagramja, a kvark-gluon plazma létrejöttétől a hadrongáz kinetikus kifagyásáig [9].

vizsgálatára nem alkalmasak.

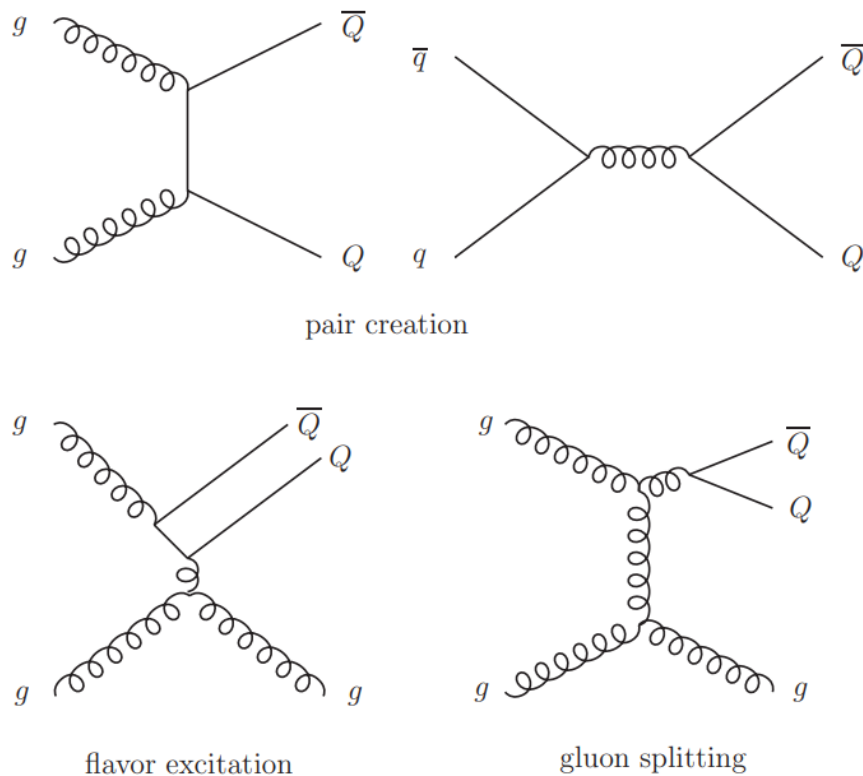
A kemény folyamatbeli keletkezés egyik lehetősége a párkeltés (FLC). Ilyenkor vagy két gluon fúziója következtében, vagy két könnyű kvark annihilálódása során keletkezik a nehéz kvark-antikvark pár. Az ízgerjesztés (FLX) során egy kezdeti állapotú gluon kvark-antikvark párrá alakul, és az egyikük részt vesz a legkeményebb folyamatban, mely egy gluon vagy egy könnyű kvark szóródása a nehéz kvarkkal. A c kvarkok ezen kívül egy, a kezdeti vagy végállapotú sugárzásból származó gluon hasadásával (GSP) is keletkezhetnek. Ekkor a gluon egy kvark-antikvark párrá alakul [12].

A kvantumtérelméletekben a kölcsönhatások ábrázolására alkalmazott Feynman gráfokkal ezeket a keletkezési módokat is ábrázolni lehet. Egyenes vonallal jelennek meg a fermionok, a gluonokat pedig feltekeredő hullámos vonal jelzi. A partonszintű keletkezési folyamatok néhány lehetséges Feynman gráfja a 5. ábrán láthatóak.

A nehézion-ütközésekhez hasonlóan a kis ütköző rendszerekben is érdemes a nehéz kvarkok viselkedését vizsgálni, ezeken keresztül a kettő összehasonlíthatóvá válik. Míg a nehézion-ütközésekben elsősorban a közegnek a kemény partonokra gyakorolt hatása vizsgálható, kis ütköző rendszerekben az egyes perturbatív és komplex nemperturbatív keltési folyamatok elkülöníthetőek, és így a nagy végállapotú multiplicitású ütközésekben észlelt kollektivitás eredete is vizsgálható. A következő szakaszban bevezetem a dolgozatomban használt pp ütközések kinematikáját.

1.5. Proton-proton ütközések

Protonok ütközése lehet rugalmas, amikor is a részecskék egyben maradnak, a tömeg és az energia megmaradó mennyiség a folyamat során. A dolgozatomban a másik típusú, a rugalmatlan ütközésekkel fogok foglalkozni, ahol a tömeg nem marad meg, és a kinetikus energiából



5. ábra. Példák a partonszintű folyamatok Feynman gráfjaira. g a gluonokat, q a könnyű, Q a nehéz kvarkokat jelöli [12].

új részecskék keletkezhetnek (természetesen a folyamatban az összenergia állandó).

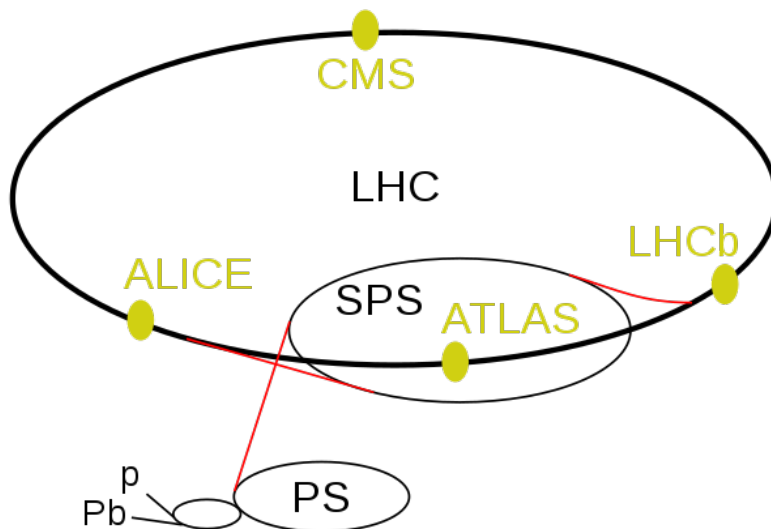
Az ütközések lehetnek nem-diffraktívak, illetve egyszeresen vagy kétszeresen diffraktívak. Az utóbbi kettőnél a bejövő protonok nagyobb tömegű állapotba gerjesztődnek (nem cserélődnek fel kvantumszámok), és a részecskék ennek a nagyobb tömegű állapotnak a későbbi bomlása során keletkeznek. Ezek a hadronok általában az eredeti protonhoz közeli irányban találhatók meg. A nem-diffraktív esetben a kvantumszámok felcserélődnek a beérkező protonok között (megváltozik a partonok színtöltése), például az egyik protonban lévő kvark vagy gluon, és a másik protonban lévő kvark vagy gluon közötti kemény szórással [6].

A parton-parton ütközés vezető rendű (LO) kvantum-színdinamikai közelítésében parton párok keletkeznek, amik ellentétes irányokban repülnek szét. A két parton rövid ideig szabad részecskeként repül, amíg a korábban leírtak és a 2. ábra alapján a köztük lévő távolság, és emiatt a potenciál olyan nagy nem lesz, hogy új kvark-antikvark pár keletkezik. A kezdetben nagy energiájú szétrepülés során ez sokszor megismétlődik, és az ennek során keletkező partonok hadronokká egyesülnek. Ezt a folyamatot nevezzük fragmentációnak. Ennek következtében az eredeti kvark irányában, egy geometriailag jól definiált térszögben hadronok záporát, egy ún. jetet detektálhatunk, és hasonlóképp az átellenes irányban is egy jet észlelhető [13].

A pp ütközések témakörét gyakran a nehézion-fizikához szokás sorolni, mivel a vizsgálatuk betekintést adhat a nehézion-ütközések folyamataiba is, hiszen rájuk is jellemző a kollektív viselkedés [14]. Ez nem feltétlenül jelenti a kvark-gluon plazma jelenlétét a kis ütköző rendszerekben [15], a QGP kis ütköző rendszerekben való keletkezésének kérdése jelenleg is nyitott, és az ütközések viselkedése ma is aktívan kutatott téma, főként a legnagyobb energiákon [16].

1.6. Az ALICE kísérleti együttműködés

Az elemi részecskék viselkedése megfigyelhető az ultrarelativistikus energiájú ütközésekben. Erre szolgál a svájci CERN Nagy Hadronütköztetője (LHC) is. A 27 km hosszú körgyűrűjében ultrarelativistikus sebességre gyorsítják a hadronokat, és ezután összeütköztetik őket [17]. Az LHC négy kísérlete az ALICE, CMS, ATLAS és LHCb, ahogy az a 6. ábrán látható.



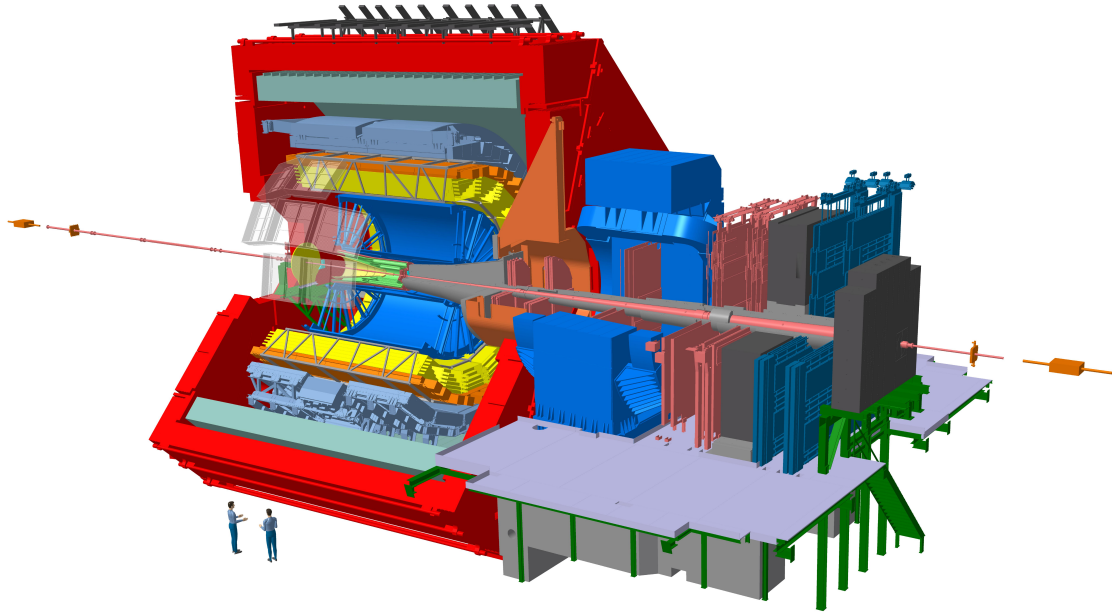
6. ábra. A Nagy Hadronütköztető, a kísérletek és a hozzá tartozó előgyorsítók vázlatos rajza [18].

Az ALICE (A Large Ion Collider Experiment - Nagy ionütköztető kísérlet) egy nemzetközi összefogás, amely ólom-ólom (Pb–Pb), proton-ólom (p–Pb) és proton-proton (pp) ütköztetéssel foglalkozik. Fő kutatási témája az erősen kölcsönható anyag és a kvak-gluon plazma fizikája extrém magas energiasűrűség és hőmérséklet mellett, és erőssége a végállapotú részecskék pontos azonosítása [19]. A budapesti Wigner Fizikai Kutatóközpont Hadronfizikai csoportjának egy része a magyar ALICE csoport tagja, így csatlakoztam a témához én is.

A 7. ábrán látható módon a kísérlet detektorrendszere koncentrikus rétegekben veszi körbe az ütközési pontot. A belsőbb rétegek funkciója a töltött részecskék követése, a külső réteget pedig az energia mérésére szolgáló kaloriméterek alkotják. A köztük lévő tartomány detektoraik elsődleges feladata a részecskék beazonosítása és az impulzusuk meghatározása.

Az ALICE kísérleti berendezés szerkezete:

- Az ITS (Inner Tracking System) belső nyomkövető rendszer esik legközelebb az ütközési ponthoz, és 6 réteg szilícium detektorból áll. Fő célja a töltött részecskék nyomkövetése, és ebből az elsődleges és másodlagos ütközési vertex rekonstrukciója, de a részecskék azonosításában is részt vesz.
- A TPC (Time Projection Chamber) időprojekciós kamra veszi körül az ITS-t, mely egy gáztöltésű detektor. Fő feladata a részecskék nyomkövetése, de a beazonosításban is szerepet játszik.
- A TOF (Time Of Flight) a repülési idő gázdetektora, ami a rajta való áthaladás precíziós mérésével tudja beazonosítani a részecskéket.
- A HMPID (High-Momentum Particle Identification Detector) nagy impulzusú részecske azonosító detektor a $p_T > 1$ GeV/c transzverzális impulzusú részecskék Cserenkov-sugárzáson alapuló azonosítására szolgál.



7. ábra. Az ALICE kísérlet és detektorainak felépítése.

- Az EMCal (The ElectroMagnetic CALorimeter) elektromágneses kaloriméter szintillátor rétegekből áll, és a töltött részecskék, némely hadron és a fotonok energiájának mérése a feladata.
- Az FMD (Forward Multiplicity Detector) előreszóró multiplicitás detektor szilícium detektorokkal számolja a beérkező töltött részecskéket.[13]

A detektorokat jellemző fontos mennyiség a detektor-akceptancia, ami a mérés geometriai hatásfokát adja meg, és ez szabja meg a mérhető kinematikai tartományt.

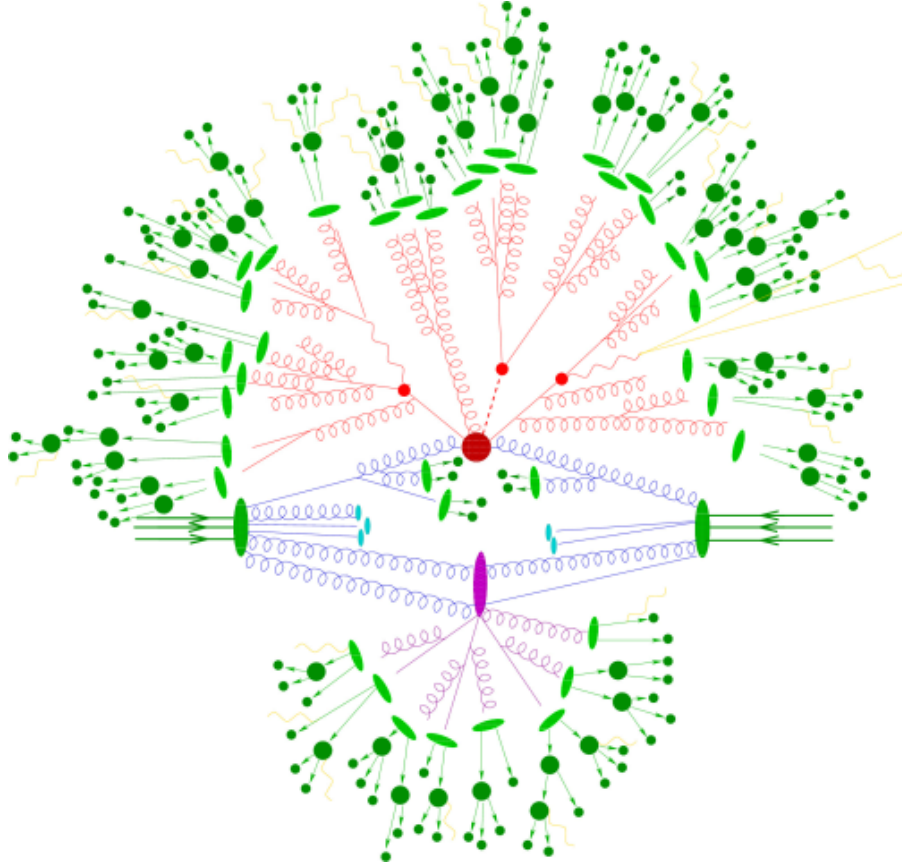
Az ALICE kísérlet az elmúlt időszakban megújításon esett át, amely során többek között az ITS és TPC detektorok fejlesztésével a kis transzverzális impulzusú részecskék nyomkövetését és beazonosítását javították. A nemrég kezdődött 3. futás során a tervek szerint $\sqrt{s} = 14$ TeV tömegközépponti energiájú pp ütközéseket fog mérni [20], erre készülve vizsgálom a nagyenergiás szimulációs adatok viselkedését.

2. Vizsgálati módszerek

A dolgozatomban PYTHIA 8 által generált adatok korrelációját vizsgálom, ezért ebben a szakaszban ismertetem a szimulációhoz, az esemény fizikájához és az adatok kiértékeléséhez kötődő fontosabb fogalmakat.

2.1. A PYTHIA 8 eseménygenerátor

A PYTHIA 8 egy részben perturbatív QCD-n, részben fenomenológiai modelleket használó, Monte Carlo módszeren alapuló eseménygenerátor [21]. A kezdeti kemény folyamatokat (hard process) LO QCD számításokkal modellezi. A folyamat kezdete a PYTHIA-ban a bejövő hadronok egy-egy partonának szóródása. Ezt a 8. ábrán a nagy, piros részecske és közvetlen környezete tartalmazza.



8. ábra. Egy PYTHIA által szimulált esemény sematikus rajza. A vízszintes zöld nyilak a bejövő protonok irányát jelzik. [22]

A kezdeti (ISR) és végállapoti (FSR) sugárzás a PYTHIA-ban a követő rendű (NLO) folyamatok helyettesítésére szolgál. Az eseményben partonok záporaként jelenik meg, az ISR időben a kemény folyamat előtt, az FSR pedig utána játszódik le.

Bizonyos eseményekben több parton-ütközés is előfordulhat, ezt hívjuk sokparton-kölcsönhatásnak (MPI). Ennek a PYTHIA implementációjában fontos szerepe van a végállapoti multiplicitás, tehát az esemény aktivitásának kialakításában [23]. A szimulációban ez a bejövő hadronok további interakcióját jelenti. Az MPI-t az ütközés vázlatában a világoskék részecskék illusztráltják.

A PYTHIA a keletkező részecskéket több Monte Carlo eseménygenerátorhoz hasonlóan számkóddal látja el [24], és ezek alapján ki lehet választani az eseményekből a c kvarkokat és $\bar{c}$ antikvarkokat a vizsgálatához.

2.2. Az adatelemzéshez használt fontosabb fizikai fogalmak

Ebben a szakaszban bevezetem a regisztrált ütközések kísérleti leírására használt fontosabb fogalmakat, amiket a szimulációkban is használok. Mivel a detektorok a protonnyalábot hengeresen veszik körül, ezért érdemes a hengerkoordináta-rendszerben is használni φ azimutszöget bevezetni. A részecskék impulzusának három komponense helyett kettőt fogok használni: a nyalábiránnyal párhuzamos p_z -t, és a nyalábirányra merőleges p_T transzverzális impulzust, ahogy az a 9. ábrán is látható.

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

A nyalábiránnyal bezárt szög használata kevésbé érdemes, mert ultrarelativisztikus sebességek esetén függ a választott rendszertől, ezért a Lorentz-invariáns rapiditást (y) érdemesebb

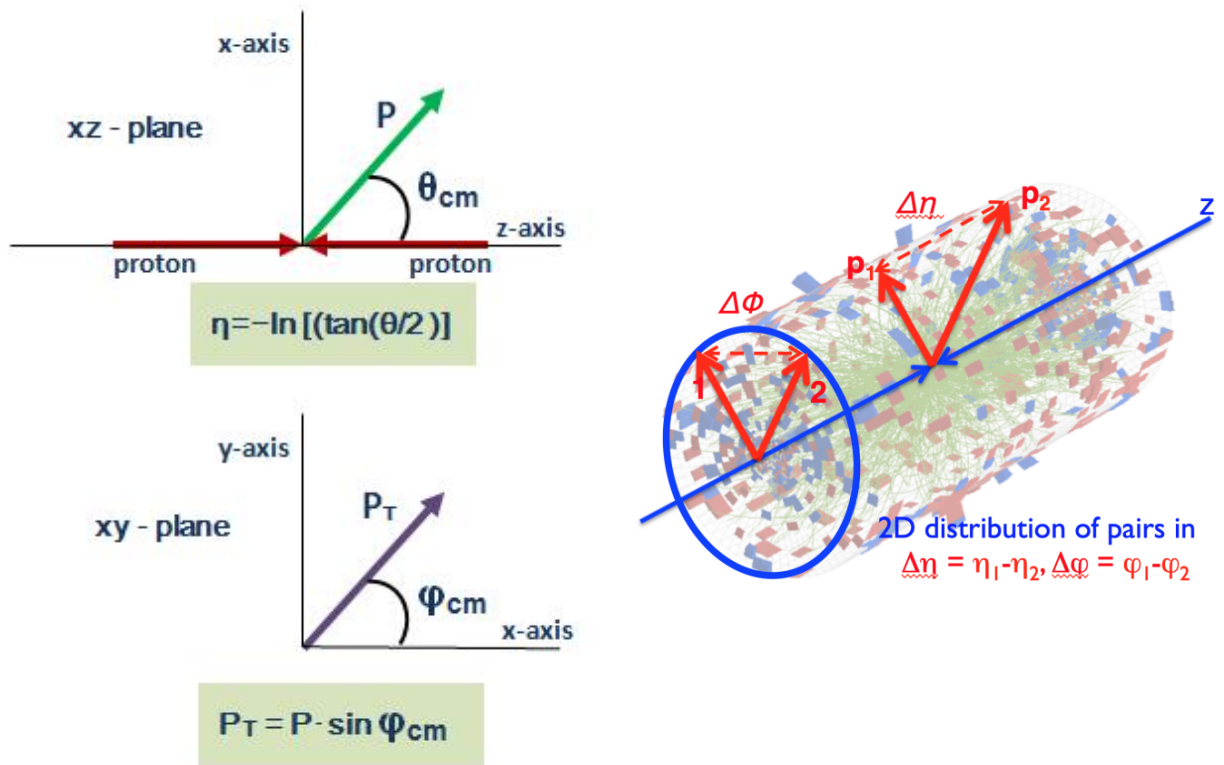
használni.

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

A részecske energiája $E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$, ahol p az impulzusa és m a nyugalmi tömege. Ha a fénysebességhez közeli sebességgel halad a részecske, akkor $|p| \gg m$, ezt kihasználva $E \approx |p|$. A pszeudorapiditást a következőképp értelmezzük:

$$\eta = \ln \left(\frac{|p| + p_z}{|p| - p_z} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right),$$

ahol a nyalábiránnyal bezárt szöget θ -nak nevezzük, és ha a sebesség elég nagy $\eta \approx y$. A definícióból látszódik, hogy η a nyalábra merőleges irányban lesz 0, és minél inkább közeledünk a nyalábirányhoz, annál nagyobb lesz az értéke.

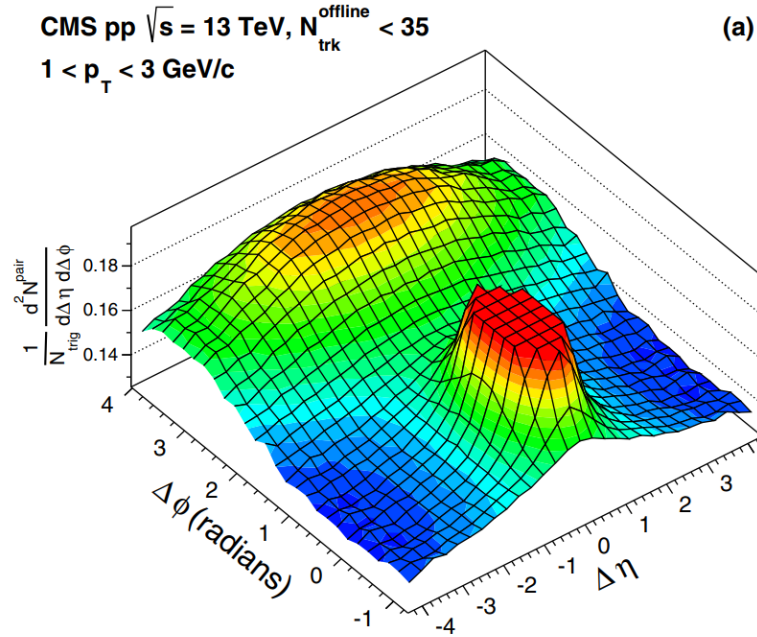


9. ábra. Bal oldal: Az ütközés geometriája. A z tengely a nyalábirány, p_T a transzverzális impulzus és η a pszeudorapiditás [25]. Jobb oldal: Az ütközés 3 dimenziós képe, két részecske közötti azimutszög- ($\Delta\phi$) és pszeudorapiditás-eltérés ($\Delta\eta$) vizuális reprezentálásával [26].

Az esemény méretének, az úgynevezett eseményaktivitásnak jellemzésére lehetőséget ad a végállapotú töltött részecskék száma, ezt nevezzük multiplicitásnak. (A későbbiekben több eseményaktivitás-jellemzőt is bevezetünk).

2.3. Kérrészecske-korrelációk

Az ütközésből származó részecskék térbeli korrelációját vizsgálva közelebb kerülhetünk a nagy-energiás ütközések részecskékeltő folyamatainak megértéséhez [27]. Ehhez az eseményben kiválasztunk egy részecskét (trigger), és a hozzá párosítandó összes (asszociált) részecskét, és vesszük az asszociált részecske azimutszögének ($\Delta\phi$) és pszeudorapiditásának ($\Delta\eta$) a trigger részecskétől való eltérését. Az azimutszög 2π -periodikus, ezért a szögek különbségét a

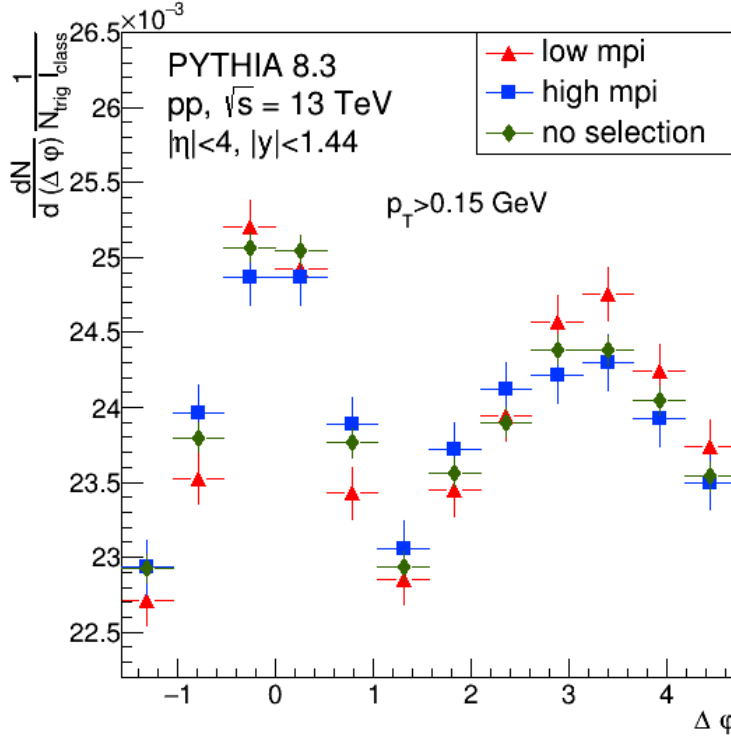


10. ábra. proton-proton ütközések kétrészecske korrelációja, ahol a trigger és asszociált részecskék töltött hadronok a $0.15 \text{ GeV}/c < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ intervallumról, és a választott események alacsony multiplicitásúak. A jetek miatti éles csúcs az origó ($\Delta\phi = 0, \Delta\eta = 0$) közvetlen környezetében le lett vágva, hogy a mögöttes struktúra jobban látszódjon [28].

$[-\pi/2, 3\pi/2]$ intervallumról is vehetjük. A kétrészecske-korrelációk általában kétdimenziós $(\Delta\phi, \Delta\eta)$, meghatározott feltételek alapján normált hisztogramok, ahogy a 10. ábrán is látható. A $\Delta\phi \approx 0, \Delta\eta \approx 0$ tartomány környékén éles csúcs található, ez az azonos jetből választott részecskék miatt lesz, hiszen egy kis tartományon sok részecskét találhatunk. A $\Delta\phi \approx 0$ környékén lévő csúcsot nevezzük near-side, azaz azonos oldali csúcsnak. $\Delta\phi \approx \pi$ -nél viszont egy $\Delta\eta$ -ban elnyújtott, gerinceszerű struktúra rajzolódik ki, ami kiterjedt a $\Delta\eta$ tartományon, és ez alkotja az away-side, vagyis ellentétes oldali csúcsot. Természetes módon ehhez adódik az a járulék, amikor a trigger és asszociált részecskék az ellentétes irányú jetekből származnak.

Dolgozatomban trigger részecskének c kvarkokat, asszociált részecskének a $\bar{c}$ antikvarkokat választottam. Mind a trigger, mind az asszociált részecskére azt a feltételt szabtam ki, hogy a szimuláció leszármazási sorában az utolsó c kvark (vagy $\bar{c}$ antikvark) legyen, ezzel meggátolva, hogy ugyanazt a kvarkot többször kiválasszam triggernek, például egy gluon kisugárzása előtt és után. Ha a az eseményben több c - $\bar{c}$ pár keletkezett, az növeli a véletlen korrelációk értékét, hiszen az összes c kvarkot összepárosítom az összes $\bar{c}$ antikvarkkal.

Sokszor a kétdimenziós hisztogram helyett csak a $\Delta\phi$ függvényében is érdekes a korrelációs képet vizsgálni, erre egy példa a 11. ábra, ahol az ütközésben a sokparton kölcsönhatás (MPI) szerint osztályoztam az eseményeket (a normálási tényezőket a c kvarkok korrelációs vizsgálata fejezetben részletezem). **Low mpi** kategóriába tartoznak azok az események, ahol $N_{\text{MPI}} < 6$, a **high mpi** pedig $N_{\text{MPI}} > 11$, és a **no selection** kategóriába az összes c - $\bar{c}$ pár beletartozott (a kinematikai vágások mellett). Egyértelműen kirajzolódik az azonos oldali, és a kicsit kevésbé éles ellentétes oldali csúcs. Azt is észre lehet venni, hogy a kapott csúcsok a $\Delta\phi = 0$ és $\Delta\phi = \pi$ tengelyre (hibahatárokon belül) szimmetrikusak, ezt kihasználva a kevés szimulációs adat miatt a korrelációs képet a két tengely mentén betükrözzöm a $[0, \pi]$ intervallumra, hiszen így nagyobb statisztikát kapunk.



11. ábra. A korreláció a teljes p_T tartományon az azimutszög-eltérés függvényében, különböző MPI kategóriákra.

2.4. Az esemény-jellemzők

Az esemény-jellemzők a mérésekben kapott adatok alapján is számolható mennyiségek, amik a teljes eseményt írják le az aktivitása, alakja szempontjából. A dolgozatomban az események szűrését teszik lehetővé.

2.4.1. Multiplicitás

A töltött hadron multiplicitás (N_{ch}) számításához kiválasztom a végállapotú töltött hadronok közül a töltött pionokat, kaonokat és protonokat. Az $|\eta| < 1$, $p_T > 0.15$ GeV/c feltételeknek megfelelő részecskék száma lesz a multiplicitás, ezzel biztosítva, hogy az ALICE TPC akceptanciájának megfelelő centrális rapiditástartományban vegyük számba a detektor által észlelhető impulzussal rendelkező részecskéket.

Az előreszórás régióban mért multiplicitás (N_{fw}) számításakor a $2.5 < \eta < 5$ pszeudorapiditás intervallumba eső végállapotú töltött részecskék számát összegezem, ezzel hozzávetőlegesen követve az ALICE detektor-akceptanciáját. Mivel az FMD lefedi a teljes azimutszöget, így az akceptanciát csak a pszeudorapiditás tartomány határozza meg. Az FMD esetében ez $-3.4 < \eta < -1.7$ és $1.7 < \eta < 5$ intervallumokat jelenti [19].

2.4.2. Gömbszerűség

Az esemény geometriájának számszerűsített leírására ad lehetőséget a transzverzális gömbszerűség (szferocitás, S_0), ezt a p_T eloszlás vizsgálatán keresztül teszi lehetővé [23]. Legyen $\vec{n}$ az

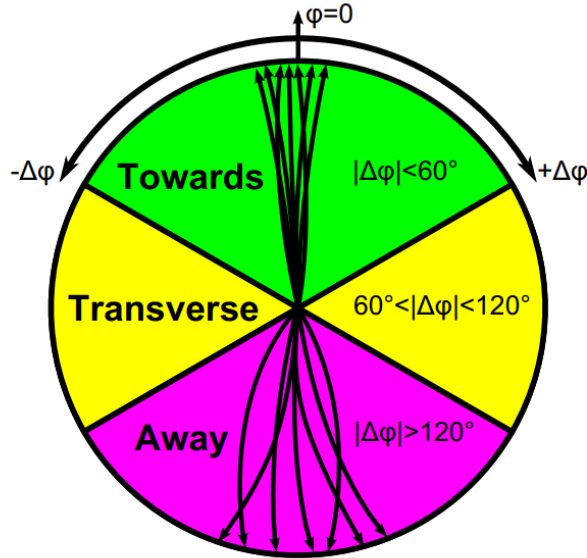
az egységvektor, amely a következő kifejezést minimalizálja:

$$S_0 = \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{\sum_i |p_{T_i} \times \vec{n}|}{\sum_i p_{T_i}} \right)^2$$

Ahol p_{T_i} az egyes részecskék transzverzális impulzusa, és a minimum értéke lesz a gömbszerűség. Itt is csak azok a részecskék számítanak bele, amikre $p_T > 0.15$ GeV/c, és $\eta < 1$. Az értelmezéséhez legalább 3 megfelelő végállapotú töltött részecske a kritérium. Ezzel a definícióval egy 0 és 1 között értelmezett számot kapunk, amiből az esemény alakjára lehet következtetni. Az $S_0 = 0$ esemény felel meg a teljesen „pálcika” alaknak, ez átellenes irányú (back-to-back) jetes struktúrát jelent, amely többnyire kemény QCD folyamatból származik. Az $S_0 = 1$ felel meg a teljesen „gömb alakú” esetnek, ahol a részecskék eloszlása izotróp, és az esemény lágy, a háttér (az esemény transzverzális tartományba eső része) aktív. Tehát a gömbszerűség az esemény alakja mellett a létrehozó folyamat keménységét is jellemzi.

2.4.3. Relatív transzverzális multiplicitás

A transzverzális multiplicitás (N_{trans}) esetében a fenti vágások mellett kiválasztom a végállapotú részecskék közül a legnagyobb transzverzális impulzusú hadront, ez a trigger részecske lesz a vezető hadron. Ha ennek az értéke nagyobb a kritériumnál, ami jelen esetben $p_T > 5$ GeV/c, akkor ettől mérve a 12. ábrán látható transzverzális régióba eső részecskék száma adja a transzverzális multiplicitást. Ha nincs a kritériumnak megfelelő hadron, akkor nem értelmezett a mennyiség, és ezeket az eseményeket az N_{trans} esemény-jellemző szerinti válogatásnál nem veszem a vizsgált tartományokba.



12. ábra. Az azimutszög szerinti felosztás a vezető hadron referenciaértékétől mérve, az azonos oldali és ellentétes oldali jetek vázlatos rajzával [29].

A transzverzális multiplicitás helyett az események leírására kézenfekvő egy normált esemény-jellemző bevezetése. A relatív transzverz multiplicitás (R_T) a következőként számolható:

$$R_T = \frac{N_{\text{trans}}}{\langle N_{\text{trans}} \rangle}$$

Azaz a transzverzális multiplicitás leosztva a transzverzális multiplicitás összes eseményre vett

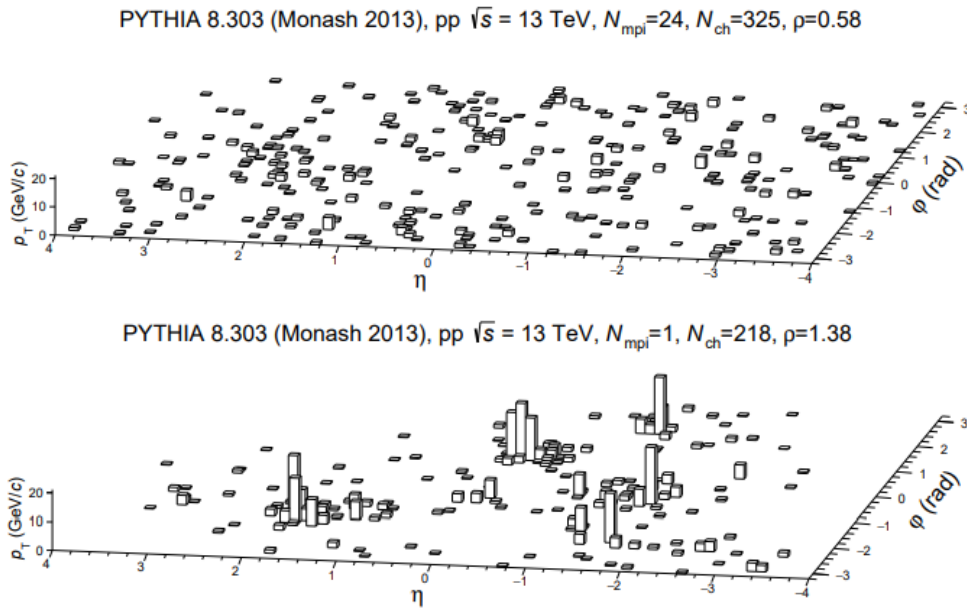
átlagértékével [29]. Ha nincs a kritériumnak megfelelő hadron az eseményben, akkor ez sem értelmezett.

2.4.4. Lapultság

A nagy multiplicitású proton-proton ütközések közt léteznek olyan események, amelyekben a jet szerkezet nem jól meghatározott, a viszonylag kis impulzusú végállapotú részecskék egyenletesen oszlanak el az $\eta - \varphi$ síkon. Ezek a „sün-szerű” események jellemzően a sokparton-kölcsönhatásból származnak, és izotrópabbnak tűntek, mint amit a Monte Carlo eseménygenerátorok előre jeleztek. A lapultság (flatnecity, ρ) egy újonnan bevezetett esemény-jellemző, ami ezeket az eseményeket jobban el tudja különíteni [30]. A számolásához az $\eta - \varphi$ síkot 80 téglalap alakú, azonos cellára osztottuk, a pszeudorapiditást az $|\eta| < 4$ intervallumon, az azimutszöget a teljes intervallumon, $-\pi$ és π között véve. Az összes cellára kiszámítva az oda eső részecskék átlagos transzverzális impulzusát (p_T^{cella}), a lapultság:

$$\rho = \frac{\sigma_{p_T^{\text{cella}}}}{\langle p_T^{\text{cella}} \rangle},$$

ahol $\sigma_{p_T^{\text{cella}}}$ a relatív szórása a transzverzális impulzus eloszlásnak, a nevező pedig az összes cellára vett átlagérték. A 13. ábra mutatja az esemény-jellemző kiszámítási módját, ahol a jetek éles csúcsokként jelennek meg.



13. ábra. Az egyes cellák átlagos transzverzális impulzusának eloszlása az $\eta - \varphi$ síkon, egy „sün-szerű”, kis lapultságú eseményre (felső ábra), és egy több jetet tartalmazó, nagy lapultságú eseményre (alsó ábra) [30].

A képlet alapján a mennyiség az impulzus szórására lesz érzékeny, viszont széles η tartományon jellemzi az eseményt, így tágabb képet tud adni az ütközésről. Emellett elkülöníti a jet struktúrát tartalmazó eseményeket (a határ $\rho \approx 1$) a nem jet-es, kis lapultsággal jellemzett eseményektől.

A lapultság az R_T mennyiségnél nagyobb körben alkalmazható, hiszen nem elvárás, hogy 5 GeV/c transzverzális impulzusú hadront tartalmazzon az esemény, ezzel kisebb impulzus tartományokra is betekintést tud nyújtani. A gömbszerűségnél jobb tud lenni, mert széles skálán

vizsgál az η tartományon. Feltétel a jövőben, hogy a részecskéket széles rapiditástartományban rekonstruálni tudjuk, ezért az ALICE kísérletet a későbbiekben felváltó, $|\eta| < 4$ pszeudorapiditás tartományt szilícium alapú detektorokkal lefedő ALICE3 kísérletben az események lapultság szerinti osztályozása várhatóan jelentős szerepet játszik majd [30, 31].

2.4.5. A sokparton kölcsönhatás

Az eseményeket a parton-parton kölcsönhatások száma alapján is jellemezhetem (N_{MPI}). Mivel minden eseményben kölcsönhatnak partonok, ezért N_{MPI} legalább 1. Ez a mérőszám a modell jellemzője, kísérletekben követlenül nem mérhető, ezért a különböző mérhető esemény-jellemzőkkel összehasonlítva láthatjuk, hogy azok mennyire alkalmasak az MPI leképezésére.

2.5. Az általam használt beállítások

A dolgozatomban PYTHIA 8.3 által szimulált pp ütközések adatait vizsgálom. Az ütköző nyalábok tömegközépponti energiáját $\sqrt{s} = 13$ TeV-re állítottam, és 100-100 millió eseményt szimuláltam az összes partonszintű folyamat kikapcsolásával, csak a sokparton kölcsönhatással, az MPI és ISR bekapcsolásával, és az összes folyamat bekapcsolásával.

A PYTHIA modellje tartalmaz olyan szabad paramétereket, amelyek értékét a kísérleti adatokkal való összehasonlítás során határozzák meg. Mivel a paraméterek száma nagy, és a köztük lévő kapcsolat összetett, léteznek az összes értékét egyszerre megadó beállítások (tune). A szimulációimban használt beállítás az alapértelmezett Monash 2013 tune volt [32].

A lágy QCD folyamatok közül az egyszerűen, kétszeresen és centrálisan diffraktív szóródást is engedélyeztem, és csak rugalmatlan ütközéseket szimuláltam. Ezek a detektorban regisztrált válogatás nélküli (ún. minimum bias) eseményeknek felelnek meg.

3. Eredmények

A szimuláció során az összes trigger-asszociált részecskepárra kimenttettem az eseményt leíró adatokat, és utólag szűrtem a kinematikai és esemény-jellemzők szerint. Ahol nem vizsgálom a partonszintű folyamatok hatását, ott az összes (MPI, ISR és FSR) bekapcsolásával kapott adatokon dolgozok. Az általam használt vágások:

- A detektorok jellemző észlelési korlátainak követéséhez $p_T > 0.15$ GeV/c és $|\eta| < 4$ feltételeknek megfelelő trigger és asszociált részecskéket választottam.
- A véletlen párosítások csökkentésének érdekében az $|y| < 1.44$ rapiditás intervallumba eső $c\bar{c}$ párokat korreláltattam.
- Ezeken belül 3 különböző impulzus tartományt vizsgállok: a teljes transzverzális impulzus tartományt, a $p_T < 4$ GeV/c kis impulzusú és $p_T > 4$ GeV/c nagy impulzusú tartományt. Kísérletileg a c kvarokat általában D mezonokban lehet megfigyelni, és ez az elosztás durva közelítésben a $p_T = 3$ GeV/c határú D mezonos vágásnak felelne meg.
- Ezeket a vágásokat a trigger és asszociált részecskékre szimmetrikusan alkalmaztam.

Az esemény-jellemzők szerinti vágások meghatározásához olyan adatokat néztem, amiben minden parton szintű folyamat engedélyezve volt. A kis (low) és nagy (high) kategóriákat úgy választottam meg, hogy a kinematikai vágásaim mellett a teljes impulzus tartományon az esemény-jellemző eloszlásának alsó és felső harmada kerüljön. A háromféle adatelemzés során ugyanazt az esemény-jellemző vágást használtam.

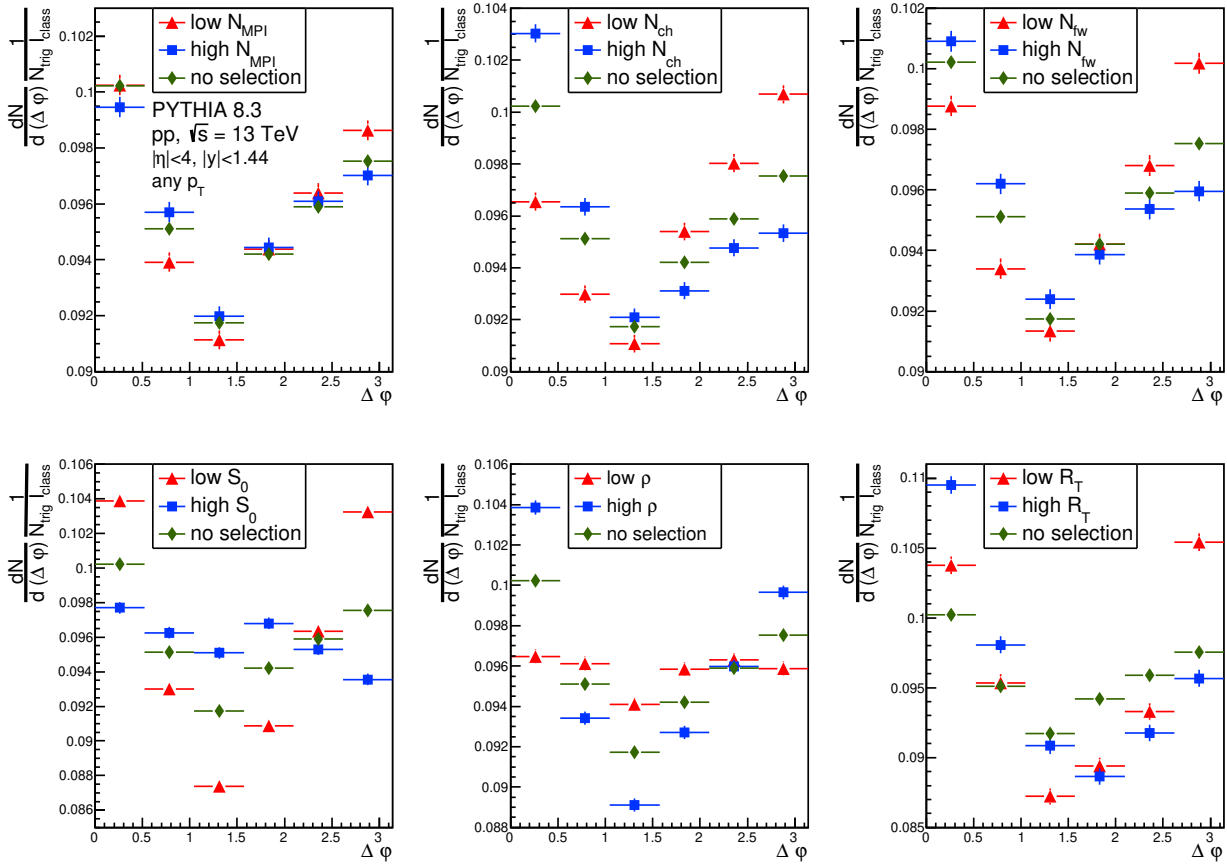
A következő szakaszokban a szimmetrikusnak feltételezett, $[0, \pi]$ tartományra vonatkoztatott korrelációkat rajzolom ki.

3.1. A $c\bar{c}$ korrelációk vizsgálata a különböző esemény-jellemzők függvényében

A hisztogramok normálásához a összes trigger száma (N_{trig}) mellett bevezetnek egy másik mennyiséget is:

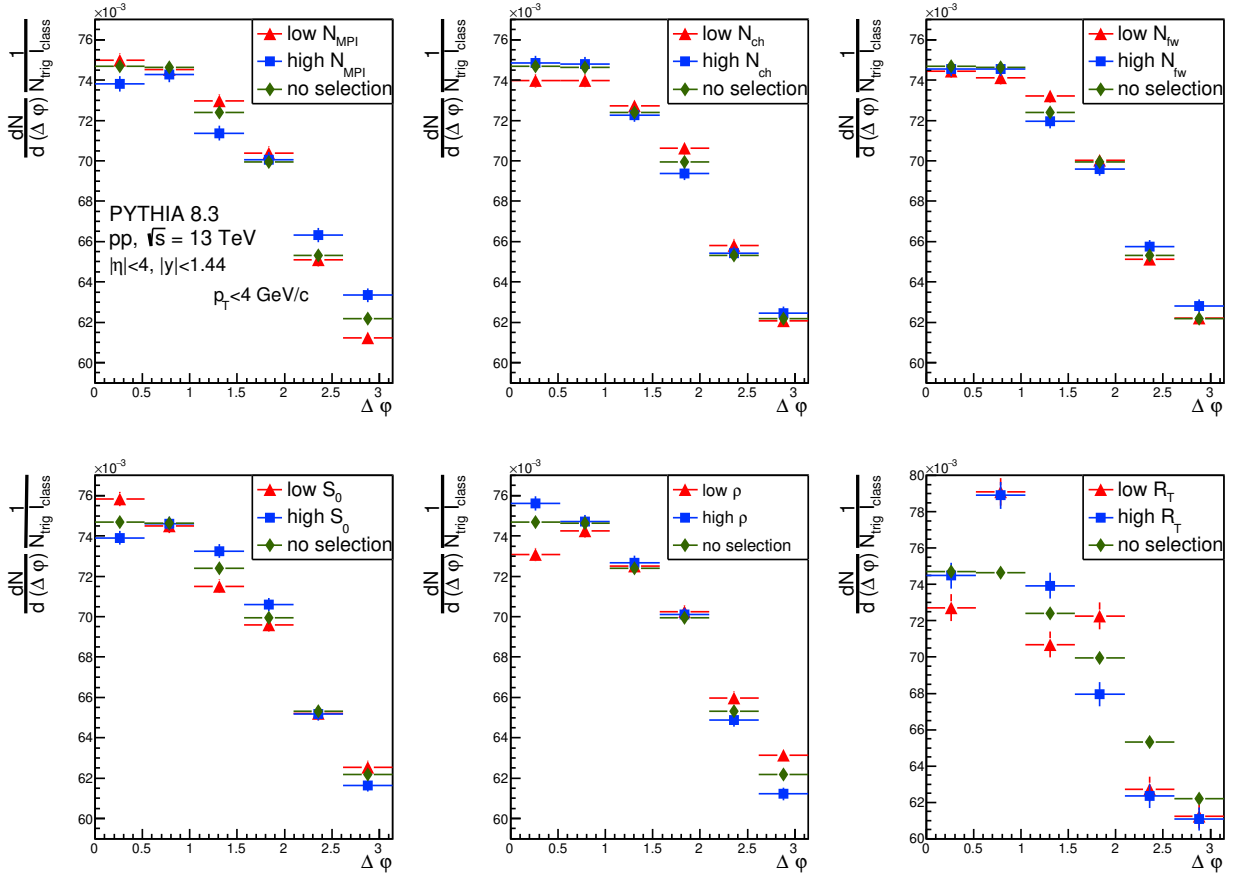
$$I_{\text{class}} = \frac{I}{I_{\text{all}}},$$

ahol I_{all} az adott esemény-jellemző vágása nélküli integrálja a korrelációnak, I pedig az integrál az adott vágás mellett. Ennek a normálási faktornak a hozzáadásával jól összehasonlíthatóvá válik a vágások nélküli, és a vágásokat tartalmazó korrelációs kép. Az R_T statisztikája sokkal kisebb a többi esemény-jellemzőénél, mert kevesebb eseményben lehetett a p_T kritériumnak megfelelő vezető hadront találni, így nagyobbak lesznek a véletlen ingadozások.



14. ábra. A teljes impulzus tartományon az esemény-jellemzők szerinti osztályozása a $c\bar{c}$ párok azimutszögbeli korrelációnak, a triggerok száma és a integrálási osztály szerint normálva. A felső sorban (balról jobbra) a sokparton-kölcsönhatás száma, a töltött hadron multipllicitás és az előszörési multipllicitás, az alsó sorban a gömbszerűség, lapultság és az R_T mennyiség szerint.

A 14. ábrán a teljes impulzus tartomány, a 15. ábrán a kis, a 16. ábrán a nagy impulzusú korrelációs képek láthatók. Összességében az azonos oldali csúcs értéke a nagyobb általában, és amíg kis impulzusok esetén az ellentétes oldali csúcs meg sem jelenik, addig nagy impulzusoknál az válik a dominánsabbá, ami a kemény párkeltés eredménye. Kis impulzusnál az esemény-jellemzők szerint nem tapasztalunk lényeges szétválást, mindenhol az azonos oldali csúcs és az egyre csökkenő háttér látható (kivéve az R_T -nél, de ezt okozhatta a kis statisztika). A másik két esetben viszont érdekes különbségekre figyelhetünk fel. Ha egy eseménynek a gömbszerűsége nagy, akkor a részecskék eloszlása homogénebb, és ez a kis lapultságnak felel



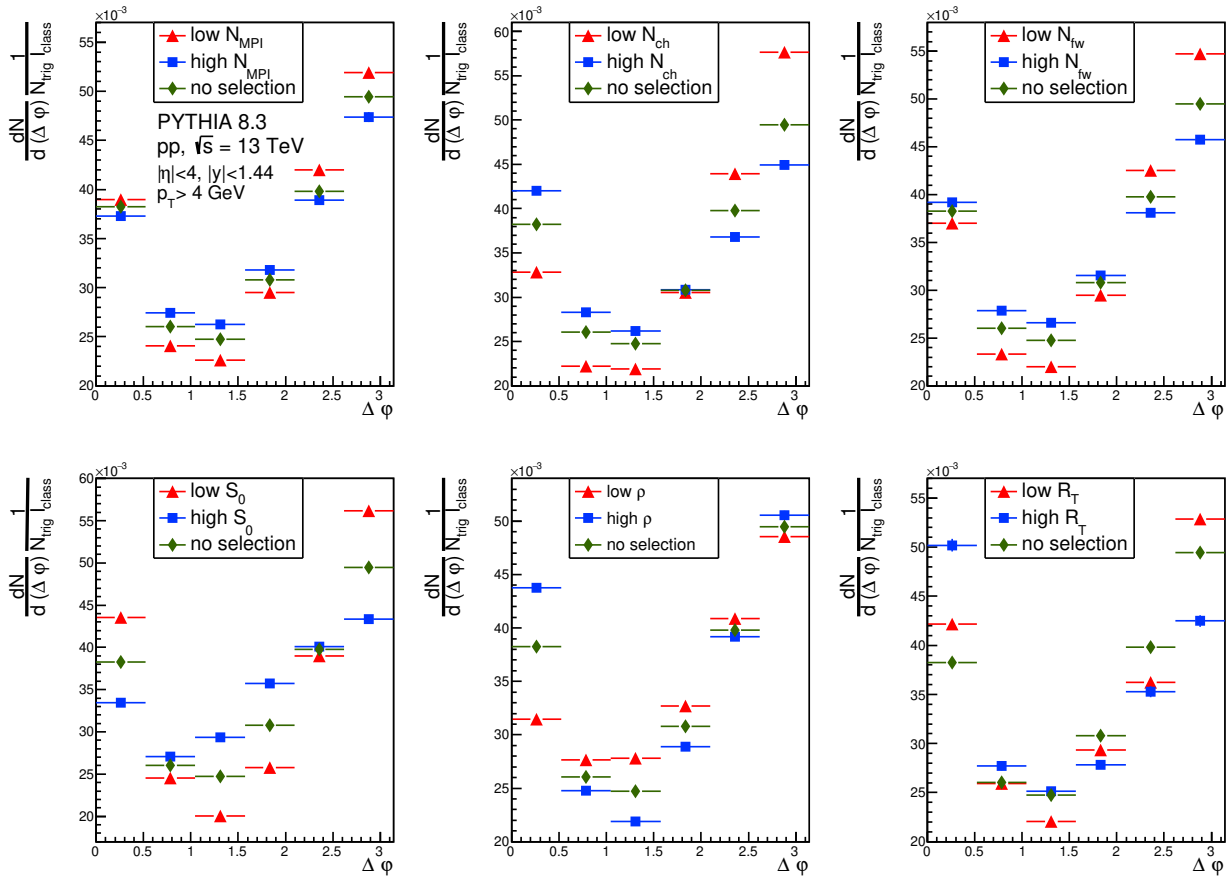
15. ábra. Kis impulzus tartományon az esemény-jellemzők szerinti osztályozása a $c\bar{c}$ párok azimutszögbeli korrelációnak, a triggererek száma és a integrálási osztály szerint normálva. A felső sorban (balról jobbra) a sokparton-kölcsönhatás száma, a töltött hadron multiplicitás és az előreszórási multiplicitás, az alsó sorban a gömbszerűség, lapultság és az R_T mennyiség szerint.

meg, ami a 14. ábrán jól láthatóvá válik, kis S_0 -ra éles csúcsokat kapunk, nagy S_0 mellett a korreláció ellaposodott, utóbbi a háttér, a véletlen korrelációk szignifikáns hatására utal. A ρ esetében pedig fordított viselkedést tapasztalunk, ott is megjelenik az éles és a lapos csúcs is. Ha a lapultságot a töltött hadron multiplicitással (N_{ch}) hasonlítjuk össze, akkor hasonló mintákat lehet felfedezni abban, hogy az azonos és ellentétes oldali csúcsok közül melyik lesz a nagyobb az adott esemény-jellemző kategóriában, ezek a mennyiségek korrelálnak.

A 16. ábrán hasonló felcserélhetőséget kapunk, kis lapultság (S_0 nagy) mellett az ellentétes oldali csúcs lesz nagyobb, ez a nagy energiájú, ellentétes irányú (back-to-back) jetek jelenlétére utalhat. Ha több jet van, (nagy a lapultság értéke), akkor valószínűbben keletkezik több $c\bar{c}$ pár, és nagyobb eséllyel választjuk ki az azonos irányban tovább haladókat, nagyobb lesz az azonos oldali csúcs.

A centrális (N_{ch}) és előreszórási (N_{fw}) multiplicitás esetén is hasonló csúcs-struktúrákat láthatunk, amely viszont eltér az R_T osztályozás szerinti ábrától, ebből arra a következtetésre lehet jutni, hogy az előreszórási régió multiplicitása betekintést ad a teljes töltött hadron multiplicitásba, viszont lényegesen eltér a transzverz tartomány viselkedésétől.

Azt tapasztaljuk, hogy a sokparton-kölcsönhatás szerinti szétválás nem olyan erős, mint néhány más esemény-jellemző szerint, és nem korlátozódik a kétoldali csúcsokra. Ebből arra lehet következtetni, hogy az MPI a multiplicitás kialakításán keresztül a véletlen korrelációkra hat, nem jellemzi közvetlenül a c -kvarkok keletkezési folyamatait, így a $c\bar{c}$ korrelációknál nem is képezhető le közvetlenül a lapultságra vagy az R_T -re, ahogyan azt más tanulmányoknál



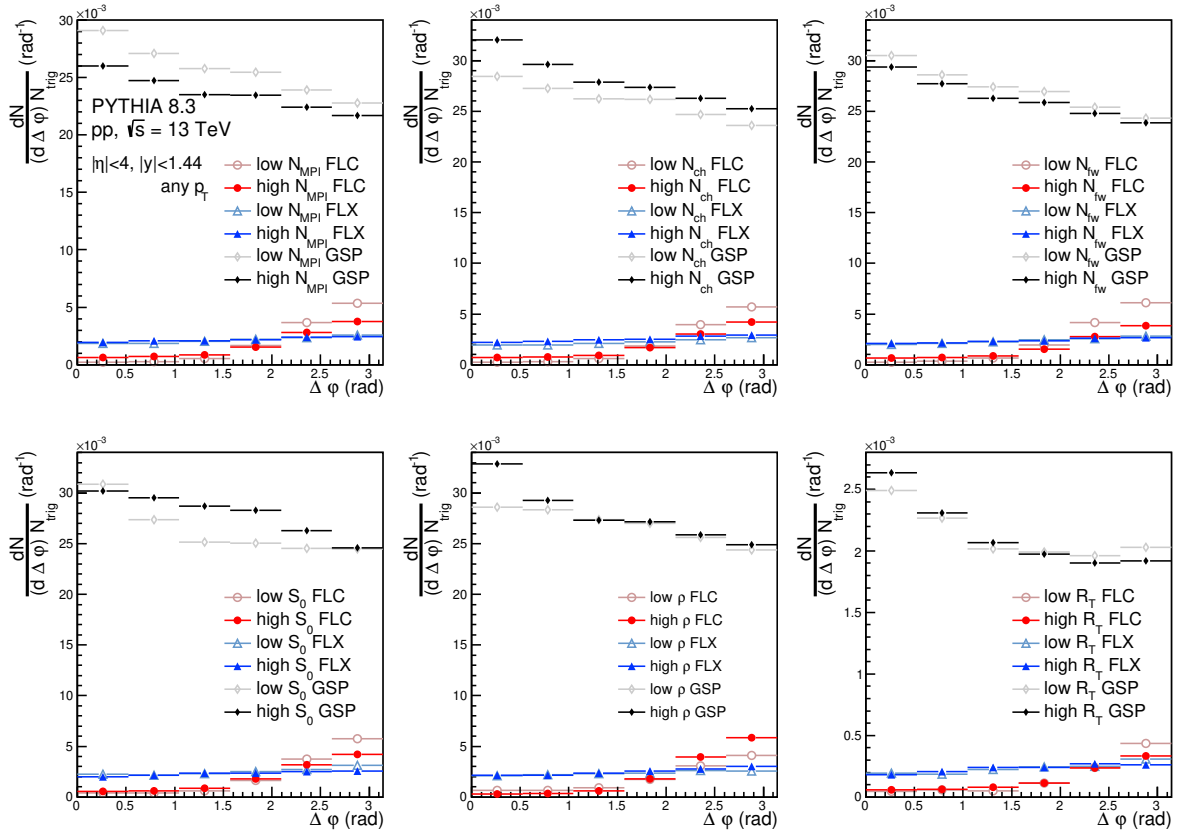
16. ábra. Nagy impulzus tartományon az esemény-jellemzők szerinti osztályozása a $c\bar{c}$ párok azimuttszögbeli korrelációnak, a triggerok száma és a integrálási osztály szerint normálva. A felső sorban (balról jobbra) a sokparton-kölcsönatás száma, a töltött hadron multipllicitás és az előreszórási multipllicitás, az alsó sorban a gömbszerűség, lapultság és az R_T mennyiség szerint.

láttuk [29, 30].

3.2. A $c\bar{c}$ korrelációk vizsgálata a c kvark eredetének függvényében

A korrelációs vizsgálat során minden c kvarkot és antikvarkot összepárosítottam, ezért biztosan lesznek olyan párok, amik nem azonos keletkezési folyamatból származnak. Ezért úgy döntöttem, hogy minden esetben a trigger kvark eredetét veszem figyelembe, így ha egy eseményen belül több c kvark keletkezett, akkor a véletlen korrelációk mindkét keletkezési kategóriához hozzáadódtak. A keletkezési folyamat meghatározása során visszakerestem a bomlási soron az első c kvarkot, és a fentebbiekben tárgyalt keletkezési lehetőségek közül meghatároztam, hogy melyiknek felel meg a kiválasztott nehéz kvark: ízgerjesztés (FLX), párkeltés (FLC) vagy gluonhasadás (GSP). Némely c kvarknál ez a PYTHIA-ban eltárolt anyarészecske-leányrészecske kapcsolatok alapján nem volt meghatározható, ilyenkor a lekérhető státuszkódok alapján ellenőriztem, hogy nem a kemény folyamat része, ezért ezeket lágy gluonhasadási folyamatnak tekintettem, és a GSP alá soroltam (ez csak az események igen kis részében fordult elő).

A 17. ábrán a teljes p_T tartomány, a 18. ábrán a kis és a 19. ábrán a nagy p_T -s eseményekre a különböző keletkezési folyamatok bontásában láthatóak a korrelációs képek, az impulzus tartományra eső triggerok számával normálva. A domináns keletkezési mód a gluonhasadás, ahogy ezt előre feltételezni lehetett a nagy tömegközépponti energia miatt [12]. Ez a folyamat az azonos oldali csúcsokhoz járul hozzá, az ellentétes oldali csúcs fő járuléka a párkeltés folyamata,



17. ábra. A teljes p_T tartományon a $c\bar{c}$ azimutszög-korreláció az esemény-jellemzők és keletkezési folyamatok függvényében. A felső sorban (balról jobbra) a sokparton-köncsőntátások száma, a töltött hadron multipllicitás és az előreszórási multipllicitás, az alsó sorban a gömbszerűség, lapultság és az R_T mennyiség szerint.

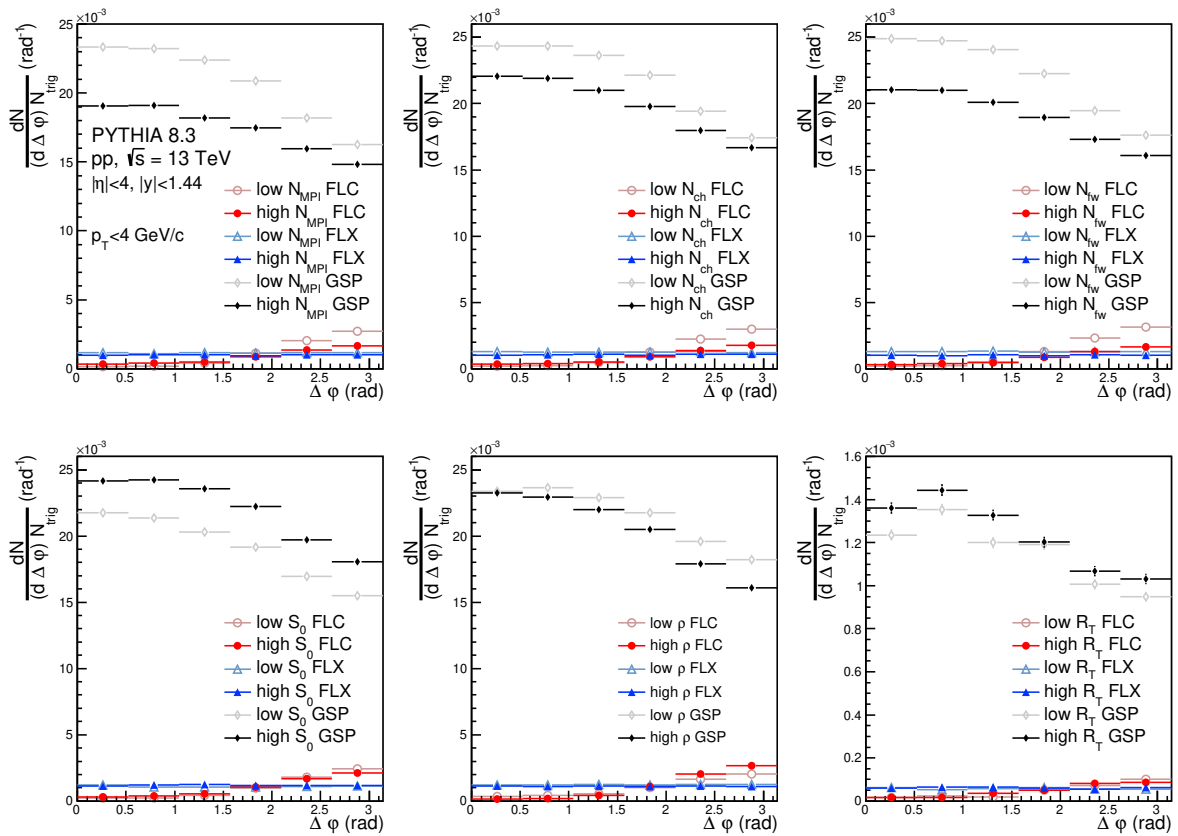
de az ízgerjesztés is hozzáadódik (ez főként a 19. ábrán látható). Kis impulzuson a párkeltés folyamata kisebb arányban járul hozzá a keletkezéshez, mint nagy impulzus esetén, az ízgerjesztés viszont az összes kategóriában körül-belül ugyanakkora részét képezi a keletkezésnek.

Ebben a szakaszban nem normálok az integrállal, hogy a különböző keletkezési módok aránya is jól látszódjon. Látható, hogy különböző impulzus tartományokon a kis és nagy értékű esemény-jellemzők szerinti osztások integrálja eltér. Ez származhat onnan, hogy nem tökéletesen az események harmada került az adott kategóriába (az egész értékeket felvevő multipllicitásoknál ezt nem is lehetett elérni), emellett az esemény-jellemzők arányát a p_T szerinti vágások is megváltoztatják. Ennek figyelembe vételével elemzem a kapott ábrákat.

Ha összehasonlítjuk (azonos p_T tartományokon) a lapultságot és a töltött hadron multipllicitást, azt tapasztaljuk, hogy mindhárom tartományon a kettő korrelál egymással, a kis lapultságú események viselkedése megegyezik a kis multipllicitású eseményekével. A 19. ábra alapján a gömbszerűség és a két korábbi mennyiség között pont fordított kapcsolatot lehet észrevenni. Megfigyelhető, hogy a korrelációs csúcsokra nézve a lapultság a leginkább szelektív. Ennek a mennyiségnek a segítségével tehát hatékonyan tudjuk leválasztani a jetekben észlelt gluonhasadást a véletlen korrelációkról.

3.3. Partonszintű folyamatok hatása az esemény-jellemzőkre

A korrelációs kép alapján abba is betekintést nyerhetünk, hogy a partonszintű folyamatok (MPI, ISR és FSR) milyen hatással vannak a $c\bar{c}$ párok keletkezésére. Ezeknek ki- és bekapcsolását lehetővé tette a PYTHIA, ezért az eseményeket szimuláltam az összes kikapcsolásával (all off),



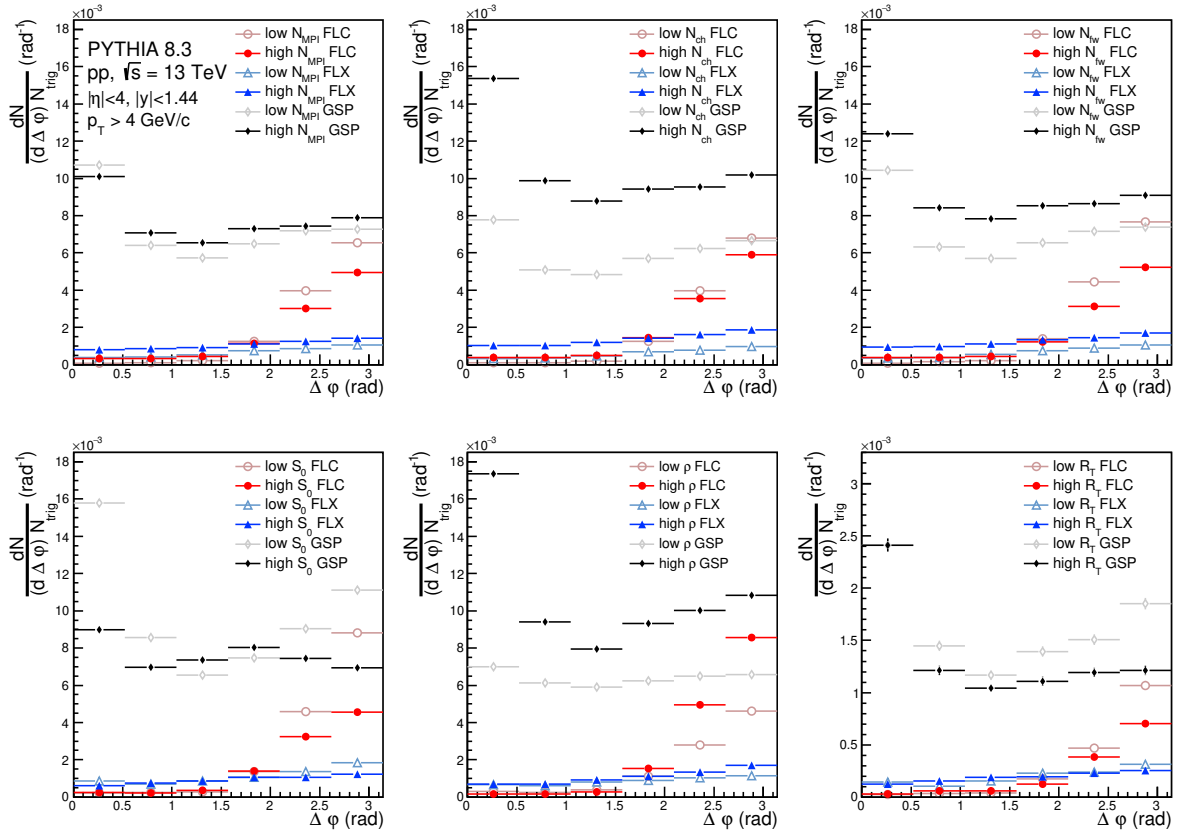
18. ábra. Kis p_T tartományon a $c\bar{c}$ azimutszög-korreláció az esemény-jellemzők és keletkezési folyamatok függvényében. A felső sorban (balról jobbra) a sokparton-köncsönatások száma, a töltött hadron multiplicitás és az előreszórási multiplicitás, az alsó sorban a gömbszerűség, lapultság és az R_T mennyiség szerint.

csak a sokparton kölcsönhatással (MPI on), az MPI és a kezdeti állapotú sugárzással (MPI, ISR on), és mindhárom partonszintű folyamat együttes bekapcsolásával (MPI, ISR, FSR on).

A 20. ábrán az esemény-jellemzők vágása nélküli korrelációs hisztogramok láthatók a különböző transzverzális impulzus tartományokban. Az első képen látszik a teljes esemény felépítése: a sokparton kölcsönhatás nélkül az ellentétes irányú (back-to-back) jetek átellenes oldali csúcsot hoznak létre, majd a sokparton-kölcsönhatás létrehozza a háttéreseményt, valamint az átellenes oldali csúcsához is járulékot ad. A kezdeti állapotú sugárzás létrehoz egy széles átellenes oldali korrelációs csúcsot, és az azonos oldali csúcs a végállapotú sugárzások következtében alakul ki. Kis impulzus esetében a korreláció ellaposodását figyelhetjük meg, tehát a véletlen korrelációk száma nőtt meg, csak az FSR okozta azonos oldali csúcs maradt meg. Nagy p_T -n erősebb korrelációt figyelhetünk meg, és az ellentétes oldali csúcs nagyobbá válik az MPI és ISR bekapcsolásakor, mint az összes bekapcsolásával. Ez arra utal, hogy az FSR nélküli szimulációkban nagyobb arányban keletkeztek nagyobb impulzusú c kvarkok.

A 21-26. ábrák a lapultság, gömbszerűség, relatív transzverz multiplicitás, előreszórási multiplicitás, töltött hadron multiplicitás és a sokparton-kölcsönhatás száma szerinti vágásokat is tartalmazzák a különböző partonszintű folyamatok mellett. Az ábrák alapján a teljes p_T tartományba a kis és nagy esemény-jellemző szerinti vágás esetén is közel azonos mennyiségű trigger esik, ez jó összehasonlítási alapot biztosít a különböző partonszintű folyamatok viselkedésére az esemény-jellemzők függvényében.

A kis p_T tartományt a végállapotú sugárzásból származó háttér dominálja, amely az azonos oldalra ad jelentősebb járulékot. A kezdeti kemény folyamat járuléka elhanyagolható. A töltött



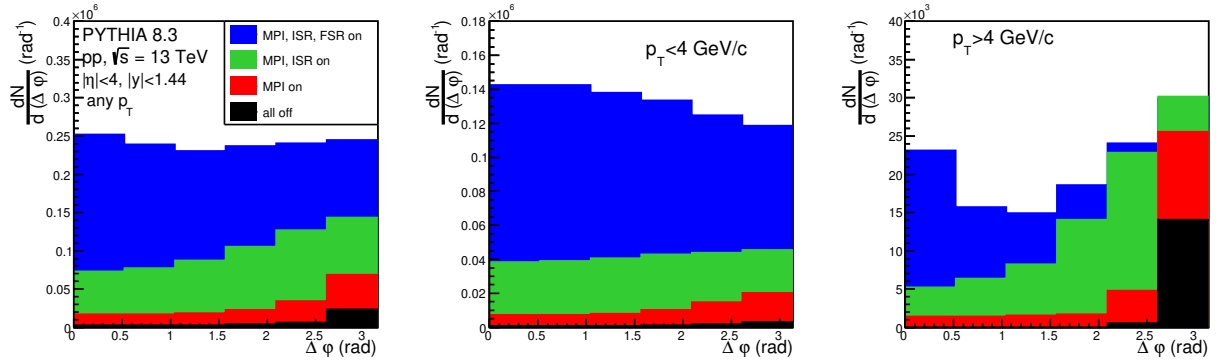
19. ábra. Nagy p_T tartományon a $c\text{-}\bar{c}$ azimutszög-korreláció az esemény-jellemzők és keletkezési folyamatok függvényében. A felső sorban (balról jobbra) a sokparton-köncsönatások száma, a töltött hadron multiplicitás és az előreszórási multiplicitás, az alsó sorban a gömbszerűség, lapultság és az R_T mennyiség szerint.

hadron multiplicitás (N_{ch}) és a háttér között erős összefüggés van, hiszen minél több részecske keletkezik az eseményben, annál nagyobb a valószínűsége a véletlen korrelációnak. Tehát ha összefüggést találunk a háttér és az esemény-jellemző aktivitása között (mint az R_T [23. ábra], N_{MPI} [26. ábra] esetén), akkor valójában a multiplicitás függését vizsgáltuk. A lapultság a 21. ábra alapján szinte teljesen háttérfüggetlen.

A nagy p_T tartomány a kemény korrelációt jellemzi, itt sokkal kisebb a háttér befolyása, mindenhol azonos és átellenes oldali csúcsot is kapunk. Az átellenes oldali csúcsot a kezdeti back-to-back folyamat járuléka dominálja. A nagyobb esemény aktivitás (nagyobb lapultság, kisebb gömbszerűség) esetén erősebb a korreláció (22. és 21. ábrák).

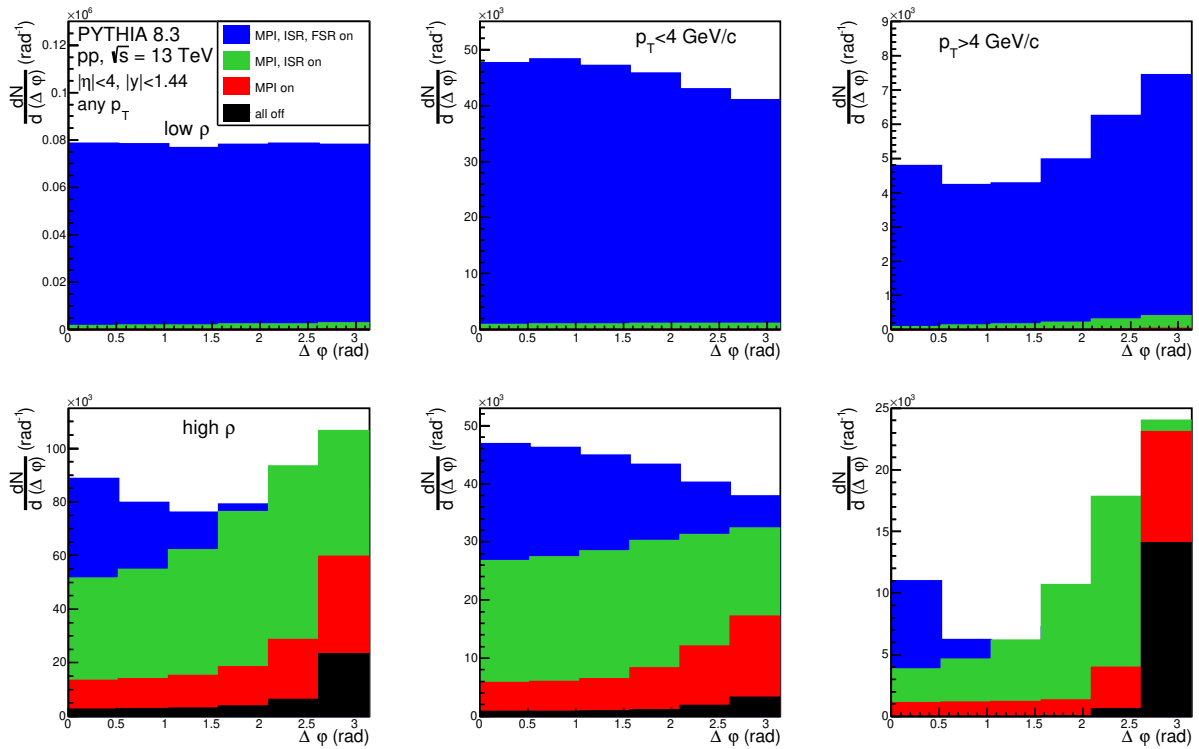
A 24. és 25. ábrák alapján ismételtelen ugyanolyan jellegű korrelációs képeket kaptunk a két multiplicitásra, amitől a 23. ábra R_T korrelációja főként az alacsony transzverzális impulzusú régióban tér el, ami várható, hiszen a transzverzális multiplicitás a háttéreseeményre lesz érzékeny. A lapultság szintén korrelál a töltött hadron multiplicitással, míg a gömbszerűség pont ellentétesen viselkedik.

Érdemes kiemelni, hogy a lapultság szerinti vágás szinte teljesen leválasztotta a 21. ábra felső sorában látható, kizárólag a végállapotú sugárzás következtében kialakuló, kevésbé éles korrelációt az alsó sorban látható erősebb korrelációtól, amit a kollektivitásért felelős sokparton-kölcsönhatás és a kezdeti állapotú sugárzás dominált. A gömbszerűség (22. ábra), vagy az R_T mennyiség (23. ábra) vágása nem választotta el ilyen tisztán az FSR hatását az MPI és ISR hatásától, ezeknél inkább eseményjellemző-intervallumban számottevő járulékat ad az ISR. A 21. ábra alsó sorában látható erősebb korreláció, mivel az azonos és ellentétes oldali csúcs is

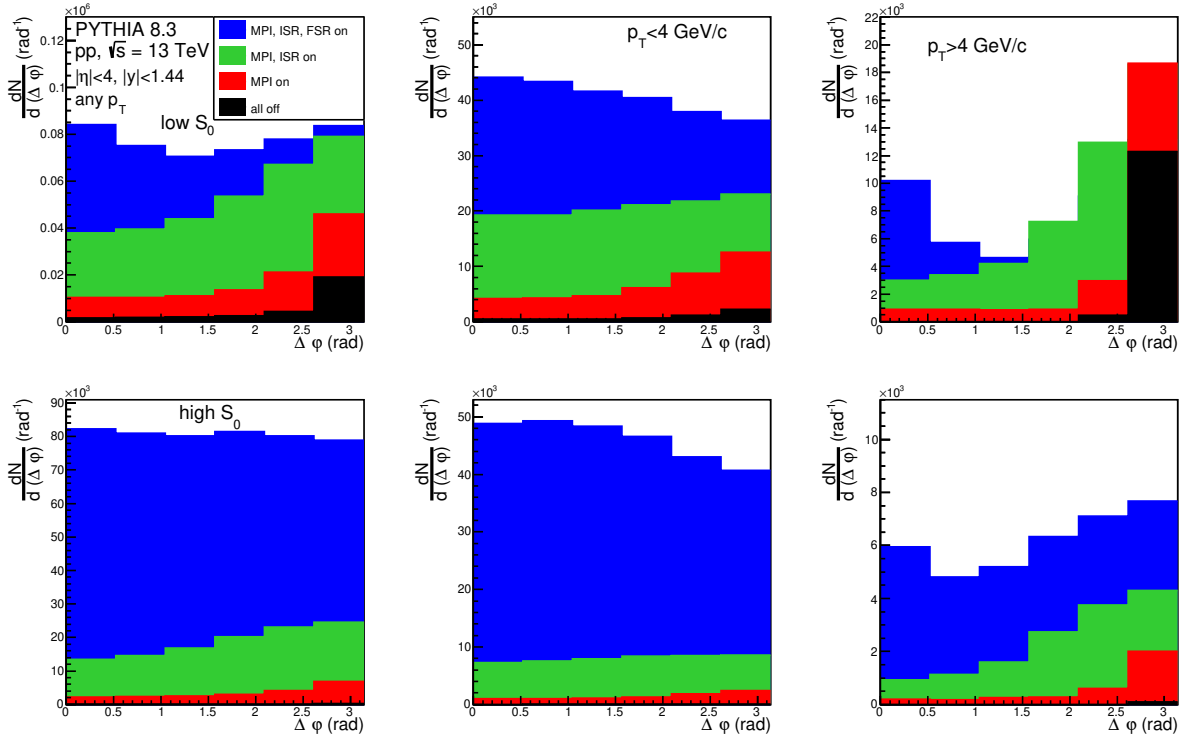


20. ábra. A partonszintű folyamatok eloszlása a trigger és asszociált részecske azimutszög-különbségének függvényében a teljes, kis és nagy p_T tartományokon

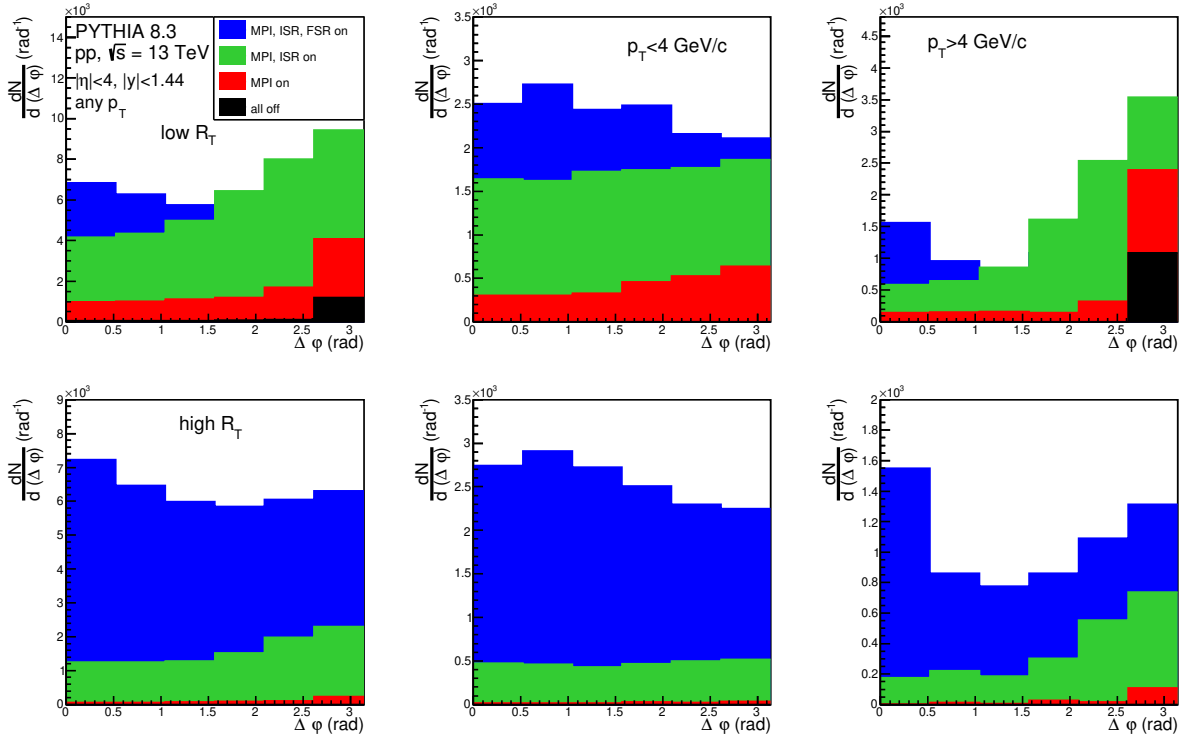
élesedett, az előző alfejezet szerint a gluonhasadásból és a párkeltésből származó részecskék számának növekedését jelenthette.



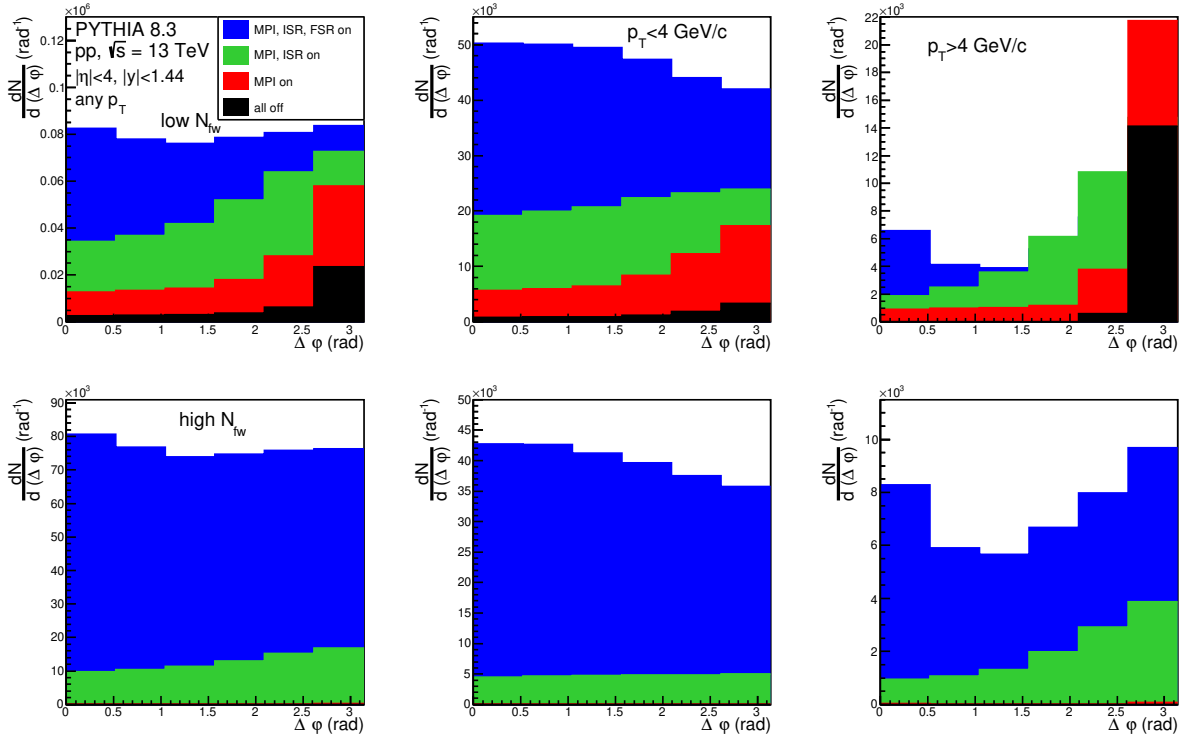
21. ábra. A partonszintű folyamatok eloszlása a trigger és asszociált részecske azimutszög-különbségének, és a lapultságnak függvényében, (balról jobbra) a teljes, kis és nagy p_T tartományokon. A felső sorban a kis lapultságú, az alsó sorban a nagy lapultságú események szerepelnek.



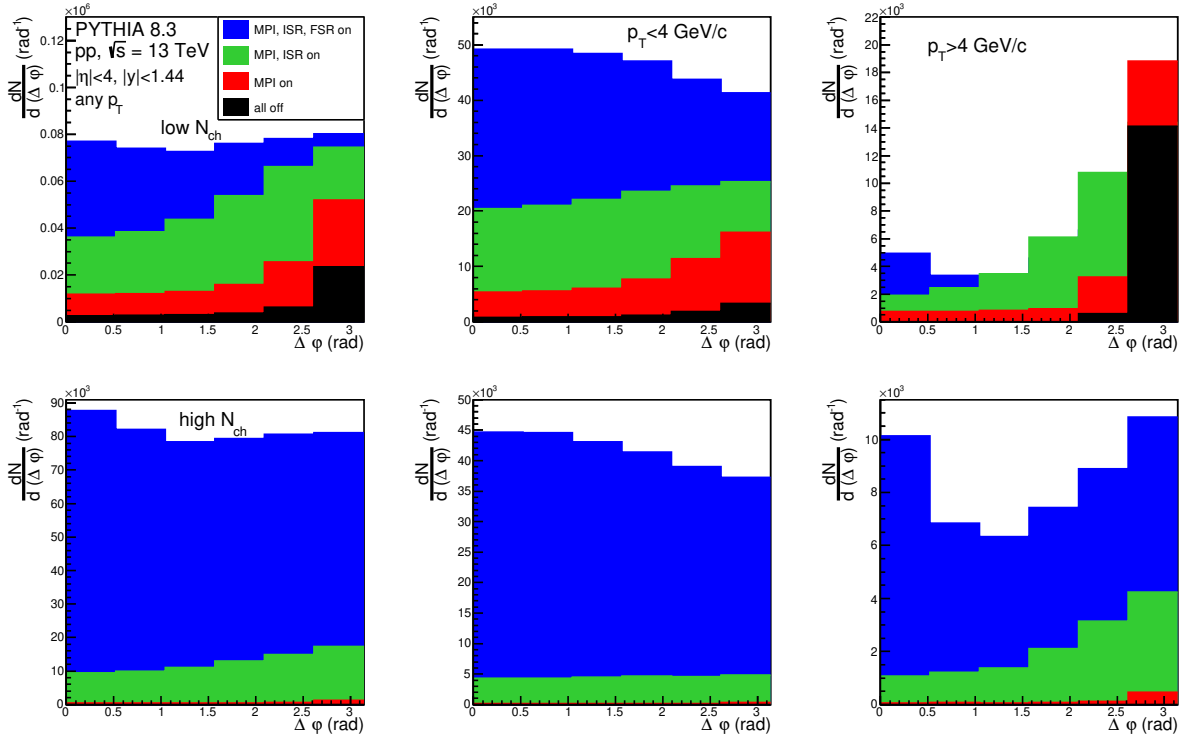
22. ábra. A partonszintű folyamatok eloszlása a trigger és asszociált részecske azimutszög-különbségének, és a gömbszerűségnek függvényében, (balról jobbra) a teljes, kis és nagy p_T tartományokon. A felső sorban a kis gömbszerűségű, az alsó sorban a nagy gömbszerűségű események szerepelnek.



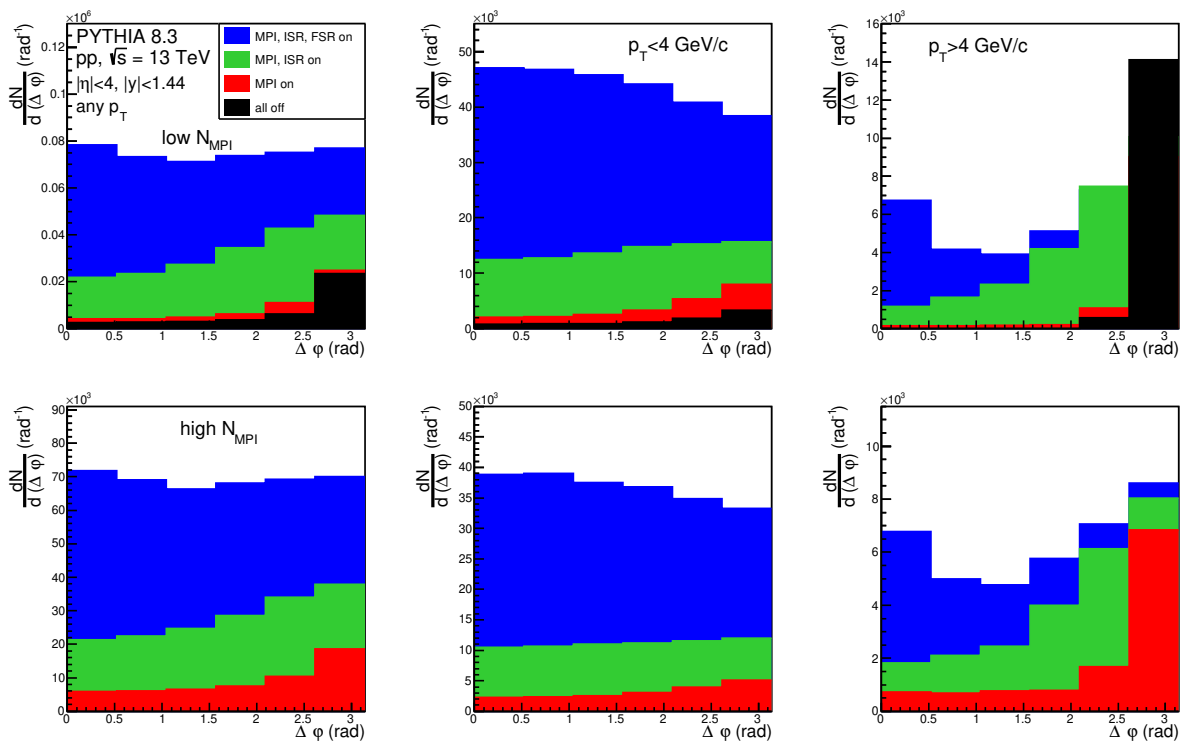
23. ábra. A partonszintű folyamatok eloszlása a trigger és asszociált részecske azimutszög-különbségének, és a normált transzverz multiplicitás függvényében, (balról jobbra) a teljes, kis és nagy p_T tartományokon. A felső sorban a kis R_T -jű, az alsó sorban a nagy R_T -jű események szerepelnek.



24. ábra. A partonszintű folyamatok eloszlása a trigger és asszociált részecske azimutszög-különbségének, és a forward multiplicitás függvényében, (balról jobbra) a teljes, kis és nagy p_T tartományokon. A felső sorban a kis előreszórási multiplicitású, az alsó sorban a nagy előreszórási multiplicitású események szerepelnek.



25. ábra. A partonszintű folyamatok eloszlása a trigger és asszociált részecske azimutszög-különbségének, és a töltött hadron multiplicitás függvényében, (balról jobbra) a teljes, kis és nagy p_T tartományokon. A felső sorban a kis, az alsó sorban a nagy multiplicitású események szerepelnek.



26. ábra. A partonszintű folyamatok eloszlása a trigger és asszociált részecske azimutszög-különbségének, és a sokparton kölcsönhatásnak függvényében, (balról jobbra) a teljes, kis és nagy p_T tartományokon. A felső sorban a kis, az alsó sorban a nagy MPI-os események szerepelnek.

4. Összefoglalás

Az Univerzum korai szakaszának viselkedése önmagában is igen érdekes témakör. Az ősrobbanás utáni milliomod másodpercek anyaga a kvark-gluon plazmából állt, és az erős kölcsönhatás tulajdonságai központi szerepet játszanak ennek megismerésében. Az ultrarelativisztikus energiájú ütközésekben keletkező nehéz kvarkok korrelációs vizsgálata betekintést nyújthat a kölcsönhatás viselkedésébe.

A dolgozatomban nagyenergiás proton-proton ütközések szimulációjával foglalkoztam, célom a bájos (c) kvarkok keletkezésének és viselkedésének vizsgálata volt. A PYTHIA 8 Monte Carlo eseménygenerátorral szimulált, $\sqrt{s} = 13$ TeV tömegközépponti energiájú eseményekben regisztrált $c\bar{c}$ kvarkpárok azimutszögbeli korrelációját kiértékeltem az esemény-jellemzők szerint. Különböző transzverzális impulzus (p_T) tartományokon a multiplicitás, sokparton-kölcsönhatás, gömbszerűség és lapultság korrelációra való hatását vizsgáltam. A következőkben összefoglalnám az eredményeimet.

- Amíg nagy p_T esetében az átellenes oldali csúcs válik dominánssá, addig kis transzverzális impulzuson csak az azonos oldali csúcs alakul ki. A teljes impulzustartományon vett korrelációk esetében látható, hogy nagy lapultság és kis gömbszerűség esetén erősebb korrelációt kaptam, míg a kis lapultság és nagy gömbszerűség esetén a korrelációs csúcsok szignifikanciája csökken, sokkal erősebben, mint a többi esemény-jellemző szerinti vágás esetén. A töltött hadron multiplicitás korrelál az előreszórási multiplicitással, és kevésbé a normált transzverzális multiplicitással, eszerint az előreszórási multiplicitás jól jellemzi az esemény aktivitását.
- A szimulációkban a $c\bar{c}$ korrelációkat csoportosítottam a keletkezésükben szerepet játszó perturbatív QCD folyamatok szerint is. Az eredményből arra lehet következtetni, hogy az azonos oldali csúcsot a gluonhasadásból származó c kvarkok alkotják, az átellenes oldali csúcs a párkeltés és az ízgerjesztés folyamatából származik. Emellett észrevehető, hogy a lapultság korrelál a töltött hadron multiplicitással, és, mivel ez az eseményjellemző a leginkább szelektív a korrelációs csúcsokra, a lapultság segítségével hatékonyan elválasztható a jetekben észlelt gluonhasadás a véletlen korrelációktól.
- A szimulációban lehetőség nyílik egyes magasabbrendű partonszintű folyamatok (sokparton-kölcsönhatás, kezdeti és végállapotú sugárzások) kikapcsolására. A mindhárom folyamat kikapcsolásával kapott ellentétes oldali csúcsra a sokparton kölcsönhatás és a kezdeti sugárzás a véletlen korrelációk növelésével egy háttérrel ad, és az azonos oldali csúcs a végállapotú sugárzásokból származik. Azt találtam, hogy az esemény lapultságának vizsgálatával a szimulációban a kollektivitásért felelős sokparton-kölcsönhatás, és a kezdeti állapotú sugárzás hatása szinte teljesen elkülöníthető a végállapotú sugárzástól. Más eseményjellemzők (R_T , gömbszerűség) segítségével ez nem lehetséges.

A $c\bar{c}$ korrelációt a kísérletben D mezonok (pl. $D^0\bar{D}^0$) korrelációján keresztül lehet vizsgálni, így ezek analízise egy természetes következő lépés a kutatómunkám során. Az eddigi kísérletekben jelenleg kicsi a statisztika a $D^0\bar{D}^0$ korrelációk közvetlen vizsgálatára. Azonban a majdani ALICE3 detektor részletgazdag mérései lehetőséget nyújtanak majd a szimulációk kísérleti ellenőrzésére. A jövőbeli tervek közé tartozik a kapott eredmények tudományos közösség előtti publikálása is.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni Dr. Vértési Róbertnek, hogy a kutatási témával lehetővé tette a dolgozatom létrejöttét, illetve Frajna Eszternek, hogy kitartóan segítette a dolgozatom elkészítésének minden lépését, és mindig választ adott a felmerülő kérdéseimre. Továbbá hálás vagyok Barnaföldi Gergelynek a tanácsai és támogatása miatt.

A dolgozatom az NKFI-OKTA FK131979 és K135515 pályázatok, 2019-2.1.11-TÉT- 2019-00078 és 2019-2.1.6-NEMZ KI-2019-00011 projektek támogatásával készült. Köszönettel tartozok a Wigner Tudományos Számítási Laboratóriumnak (WSCLAB), hogy a számítási kapacitást biztosította a szimulációkhoz, és a Wigner gyakornoki programnak a kutatás pénzügyi támogatásáért.

Hivatkozások

- [1] Csanád Máté. Atomok, atommagok és elemi részecskék fizikája. *ELTE Eötvös Kiadó, Budapest*, 2022.
- [2] 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. *Nuclear Physics A*, 757(1):102–183, 2005. First Three Years of Operation of RHIC.
- [3] Guido Altarelli. The standard model of particle physics. 2005. [arXiv:hep-ph/0510281].
- [4] Wikipédia, <https://hu.wikipedia.org/wiki/Kvark>. (2022.10.26.).
- [5] A. Obertelli H. Sagawa. Modern nuclear physics. *Springer, Singapore*, 2021.
- [6] Naomi van der Kolk. To flow or not to flow, A study of elliptic flow and nonflow in proton-proton collisions in ALICE. 2012. PhD Utrecht University.
- [7] Edward V. Shuryak. Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter. *Physics Reports*, 61(2):71–158, 1980.
- [8] A. Saini and S. Bhardwaj. Elliptic flow in heavy ion collisions. *Journal of Nuclear and Particle Physics*, 4(6), 2014.
- [9] Francesco Prino. Hadronization from the QGP in the Light and Heavy Flavour sector. The 18th International Conference on Strangeness in Quark Matter (10-15 june, 2019, Bari).
- [10] Eszter Frajna. Correlations between D mesons and light hadrons in pp collisions at the ALICE experiment. 2020.
- [11] A. Andronic et. al. Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: from proton–proton to heavy-ion collisions. *The European Physical Journal C*, 76(3), feb 2016.
- [12] Katharina Garner. Separation of Heavy-Flavour Production Mechanisms via Two-Particle Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 276$ TeV. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 1, 2018. (Bchum2018issue).
- [13] M. Varga-Kofarago. Anomalous broadening of jet-peak shapes in Pb-Pb Collisions and Characterization of monolithic active pixel sensors for the ALICE Inner Tracking System Upgrade. 2018.
- [14] Li Yan and Jean-Yves Ollitrault. Universal fluctuation-driven eccentricities in proton-proton, proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 112, 2014. arXiv:1312.6555[nucl-th].
- [15] 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. *Nuclear Physics A*, 757(1-2):102–183, aug 2005.
- [16] Acharya S. Adamová D. et. al. Study of very forward energy and its correlation with particle production at midrapidity in pp and p-Pb collisions at the LHC. *J. High Energy Phys.*, 86, 2022.
- [17] <https://alice.wigner.hu/physics0.html>. (2022.11.09.).

- [18] <https://www.sciencebase.com/large-hadron-collider.html>. (2022.11.08.).
- [19] The ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3, 2008. S08002.
- [20] Markus Fasel. Upgrade of the ALICE experiment for LHC Run 3 and beyond. XXVIII. International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, 2021.
- [21] Christian Bierlich et. al. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3. 2022. arXiv:2203.11601 [hep-ph].
- [22] <https://w3.lnf.infn.it/research/theoretical-physics/enp/?lang=en>, (2022.11.04.).
- [23] Ortiz A, Cuautle E, and Paic. Mid-rapidity charged hadron transverse sphericity in pp collisions simulated with Pythia. *Nucl.Phys. A*, 941:78–86, 2015.
- [24] C.J. Lin, LBNL, and Sergio Sánchez Navas. Monte Carlo Particle Numbering Scheme. 2018.
- [25] https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.momentum. (2022.11.04.).
- [26] Zhenyu Chen. Collectivity from large to small systems. Quark Matter 2019, Student Day Lecture.
- [27] CMS Collaboration. Pseudorapidity dependence of long-range two-particle correlations in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Phys. Rev. C*, 96:014915, Jul 2017.
- [28] CMS Collaboration. Measurement of long-range near-side two-particle angular correlations in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 116:172302, Apr 2016.
- [29] S. Farrington, T. Martin, P. Skands. Probing collective effects in hadronisation with the extremes of the underlying event. *Eur. Phys. J. C*, 76:299, 2016.
- [30] Antonio Ortiz and Guy Paic. A look into the “hedgehog” events in pp collisions using a new event shape - flatenicity. 2022. arXiv:2204.13733 [hep-ph].
- [31] Letter of intent for ALICE 3: A next-generation heavy-ion experiment at the LHC. 11 2022.
- [32] Torbjörn Sjöstrand. The Pythia event generator: Past, present and future. *Computer Physics Communications*, 246, 2020.

A. Függelék

A dolgozat során használt rövidítések:

ALICE: A Large Ion Collider Experiment, Nagy Ionütköztető Kísérlet

CERN: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Európai Nukleáris Kutatási Szervezet

LHC: Large Hadron Collider, Nagy Hadronütköztető

QCD: Quantum chromodynamics, kvantum-színdinamika

QGP: Quark–gluon plasma, kvark-gluon plazma

FLC: Flavor creation, párkeltés

FLX: Flavor excitation, ízgerjesztés

GSP: Gluon splitting, gluonhasadás

LO: Leading order, vezető rendű

NLO: Next-to-leading order, követő rendű

pp: proton-proton (ütközések)

CMS: Compact Muon Solenoid, Kompakt Müion Szolenoid

ATLAS: A Toroidal LHC ApparatuS, Egy Toroidális LHC Apparátus

LHCb: Large Hadron Collider beauty, Nagy Hadronütköztető

ITS: Inner Tracking System, Belső Nyomkövető Rendszer

TPC: Time Projection Chamber, Időprojekciós Kamra

TOF: Time Of Flight, Repülési Idő detektor

HMPID: High-Momentum Particle Identification Detector, Nagy Impulzusú Részecske Azonosító Detektor

EMCal: The ElectroMagnetic CALorimeter, Elektromágneses Kaloriméter

FMD: Forward Multiplicity Detector, Előreszóró Multiplicitás Detektor

MPI: Multiparton Interaction, sokparton-kölcsönhatás

ISR: Initial State Radiation, kezdeti állapoti sugárzás

FSR: Final State Radiation, végállapoti sugárzás.