

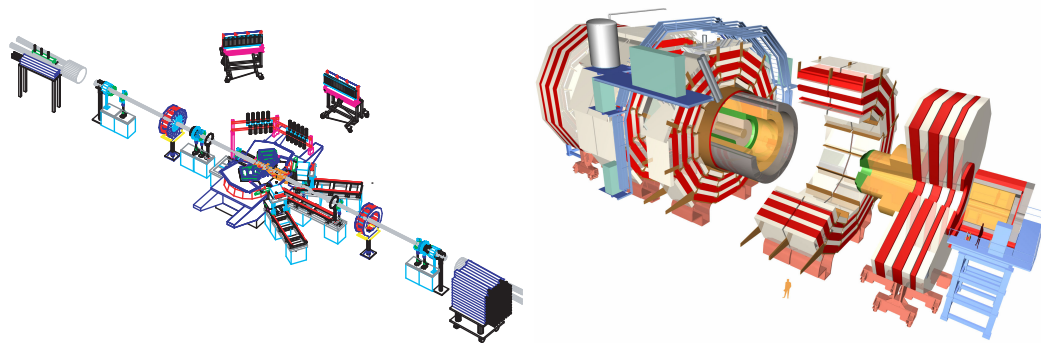
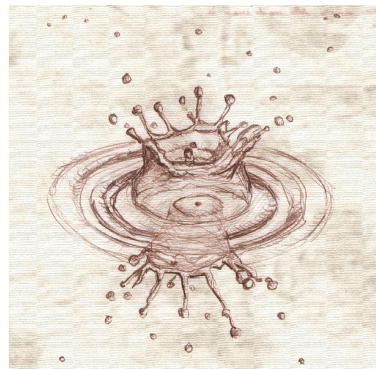
Az erős kölcsönhatás kísérleti vizsgálata elemi részecskék és nehéz atommagok ütközéseinek összehasonlításával

Doktori mű az MTA Doktora cím elnyeréséhez

Veres I. Gábor

Eötvös Loránd Tudományegyetem, Budapest

Fizikai Intézet, Atomfizikai Tanszék



Magyar Tudományos Akadémia
XI. Fizikai Tudományok Osztálya
Budapest, 2011. szeptember

A címlapot a nehézion-ütközésekben keletkezett, folyadékhoz hasonló anyagot művészien ábrázoló rajz (Sergio Cittolin munkája [1]), alatta a PHOBOS és a CMS kísérleti berendezések vázlata díszíti.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
1.1. Az erős kölcsönhatás kísérleti vizsgálatának motivációi	1
1.2. A nehézion-fizika néhány fogalmáról	5
1.3. A PHOBOS kísérlet	12
1.4. A CMS kísérlet	16
1.5. A tervezéstől a felfedezésig: a kísérleti részecskefizikai alkotás főbb állomásai . .	21
2. Eseményválogatás ütközőnyalábos kísérletekben	24
2.1. A PHOBOS kísérlet Spektrométer Triggere	25
2.2. A CMS kísérlet Nyaláb Szcintillációs Számlálója	30
2.3. A CMS kísérlet "minimum bias" triggere p+p ütközésekben	34
2.4. A CMS kísérlet "minimum bias" triggere Pb+Pb ütközésekben	36
3. A QCD fázisátalakulás kísérleti igazolása	39
3.1. A töltött részecskék száma és részecskearányok	40
3.1.1. Energiasűrűség	40
3.1.2. Bariokémiai potenciál	42
3.2. Nagy impulzusú részecskék elnyomása d+Au és Au+Au ütközésekben	46
3.2.1. Au+Au ütközések vizsgálata	46
3.2.2. d+Au ütközések: a referencia	49
3.2.3. Rapidityfüggés és telítődés d+Au ütközésekben	53
3.3. Azonosított részecskék impulzus-eloszlása d+Au és Au+Au ütközésekben	55
3.3.1. A részecskeazonosításról általában	55
3.3.2. A PHOBOS kísérlet Repülési Idő Detektora	56
3.3.3. d+Au ütközések, m_T -skalázás	59
3.3.4. Au+Au ütközések, radiális tágulás	61
3.4. Jet-ek energiavesztésének vizsgálata Pb+Pb ütközésekben	68
3.4.1. Nukleáris módosulási faktorok mérése	69
3.4.2. Gamma+jet események vizsgálatának lehetősége	73
3.4.3. Jet-párok aszimmetriájának mérése az LHC-nél	76
4. Szabályosságok a részecske- és atommag-ütközésekben	89
4.1. Töltött részecskék száma	90
4.2. Töltött részecskék impulzus-eloszlása	95
4.3. Töltött részecskék szögeloszlásai	99
4.3.1. Kis szögű szórás szabályosságai a RHIC-nél	101
4.3.2. Töltött részecskék szögeloszlása az LHC-nél: p+p ütközések	106

4.3.3.	Töltött részecskék szögeloszlása az LHC-nél: Pb+Pb ütközések	114
4.3.4.	Elliptikus áramlás a RHIC-nél	119
5.	A nehézion-ütközések geometriai viszonyainak szerepe	120
5.1.	Az excentricitás definíciói	121
5.2.	Az ütközések excentricitása és az elliptikus áramlás	123
5.3.	Az ütközések excentricitásának fluktuációi	126
5.4.	Az excentricitás momentumainak analitikus számítása	129
6.	Új típusú részecskekorrelációk megfigyelése	135
6.1.	Kétrészecske-korrelációk nehézion-ütközésekben	136
6.1.1.	Vizsgálatok RHIC energián	137
6.1.2.	Vizsgálatok LHC energián	140
6.2.	Kétrészecske-korrelációk p+p ütközésekben	143
7.	Összefoglalás	148
8.	Köszönetnyilvánítás	151

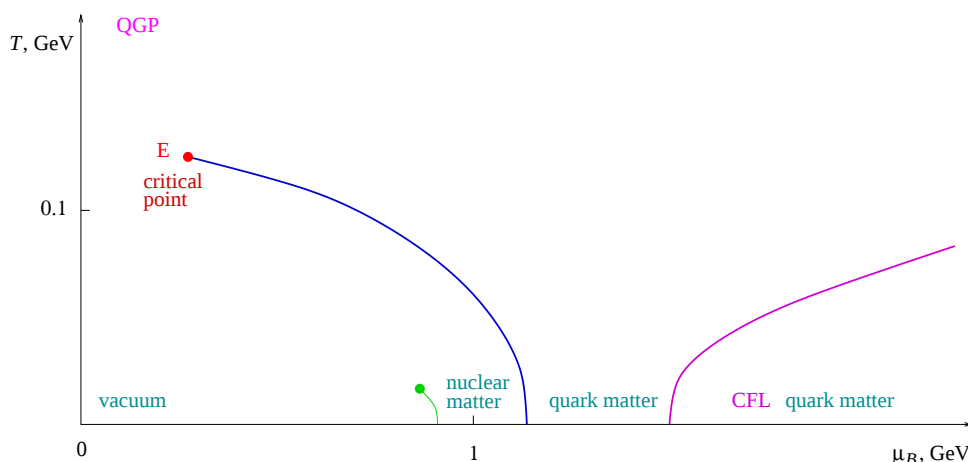
1. Bevezetés

Értekezésem bevezetésében először bemutatom az erős kölcsönhatás és az erősen kölcsönható anyag kísérleti kutatásának motivációit és módszereit. Ezután ismertetem a dolgozatban gyakran használt, nehézionok és hadronok ütközéseinek vizsgálatához kapcsolódó fogalmak jelentését. Ezen vizsgálatokat két nagy kísérleti berendezés segítségével végeztem, amelyek rövid leírásával folytatom a bevezető fejezetet. Végül a kísérleti részecske- és magfizikai kutatómunka fontosabb állomásait foglalom össze mind általánosságban, mind a saját munkásságom tükrében, felsorolva a dolgozat fontosabb szakaszaiban tárgyalt célkitűzéseimet és elért eredményeimet. A dolgozat elsősorban kísérleti kutatásról szól, és kísérleti fizikai eredményeket tartalmaz, nem vállalkozhat tehát e széles és produktív tudományterület elméleti fejlődésének, illetve a mérési eredmények változatos értelmezési lehetőségeinek szisztematikus áttekintésére, elemzésére.

1.1. Az erős kölcsönhatás kísérleti vizsgálatának motivációi

Mára a minket körülvevő anyag elemi építőköveiről és a rájuk ható alapvető erőkről, kölcsönhatásokról széles körű ismereteket gyűjtöttünk össze. A hadronok anyaga olyan partonokból (kvarkokból, gluonokból) áll, amelyeket a gluonok által közvetített erős kölcsönhatás köt neutronokba, protonokba, végül atommagokba. A partonok közötti kölcsönhatásokat a kvantumszindinamika (*quantum chromodynamics*, *QCD*) írja le [2]. A QCD az erősen kölcsönható részecskék dinamikájának igen széles skáláját öleli fel, mint például az aszimptotikus szabadság, a kvarkbezárás az infravörös tartományban, a királis szimmetria, a vákuum nemtriviális topológiája [3], az erős CP-sértés problémaköre [4], vagy a szín-szupravezetés [5]. Emellett ez a részecskefizika Standard Modelljének egyetlen szektora, ahol a kollektív jelenségek vizsgálatára – mint a fázisdiagram, fázisátalakulások, termalizáció – laboratóriumi körülmények között is van remény [6]. Ennek a kölcsönhatásnak az erőssége és nem-kommutatív mértékcsoportra alapuló jellege miatt a QCD egyenleteinek megoldása nehézségekbe ütközik. Emiatt az erősen kölcsönható anyag fázisainak struktúráját a QCD elméleten alapuló számítások mellett kísérleti módszerekkel is vizsgálnunk kell. A QCD-anyag tulajdonságai nagyon fontosak, hiszen a Világegyetemben található hadronanyag tömegének több mint 98%-a magából az erős kölcsönhatásból, és nem a valencia-kvarkok tömegéből származik [7]. Ez a tömeg főleg épp azoknak a kis energiájú kölcsönhatásoknak az eredménye, amelyeket a legnehezebb kvantitatív módszerekkel tanulmányozni. Mindennek a jelentősége a magfizikán túl az Univerzum korai fejlődésére, a kompakt csillagok belsejének jellemzőire is kiterjed.

A hadronoknál sokkal kisebb méretskálákon a QCD csatolási állandója kicsi, és a partonok közötti távolsággal csökken; ezt a jelenséget aszimptotikus szabadságnak hívjuk [8,9]. Ennek egy várható következménye, hogy a vákuum nagy hőmérsékletre történő fűtésével előállított rendszer az ideális gázhoz hasonló tulajdonságokkal rendelkezik, amelyben a színes objektu-



1. ábra. A QCD egy lehetséges (egyszerűsített) fázisdiagramja [18].

mok nincsenek többé bezárva [10–13]. Ezt a rendszert hagyományosan kvark-gluon plazmának (*quark-gluon plasma*, *QGP*) nevezték el. Ehhez hasonló állapotban lehetett az Univerzum az ősrobbanás utáni mikromásodpercekben. Aszimptotikusan magas hőmérsékleten a nagy számban jelen lévő partonok termodinamikai módon leírhatók, majdnem szabadok, követik a Stefan-Boltzmann törvényt.

Emellett ismert, hogy a hőmérséklet- és sűrűségskála másik oldalán az erősen kölcsönható anyag stabil konfigurációi a színsemleges objektumok különféle fajtái, azaz a hadronok, illetve az atommagok. A kis tömegű kvarkok QCD Lagrange-függvénye magasabb szimmetriával rendelkezik, mint a kis hőmérsékleten körülöttünk megfigyelhető hadronállapotok. Az elmélet ezen megoldásai tehát spontán módon sértik ezt az ún. királis szimmetriát [14–16]. A QCD anyag e két extrém határesetek között létező formáinak, fázisainak, illetve ezen fázisokat jellemző szimmetriák, tulajdonságok, kölcsönhatások kutatásának kérdései igen aktív elméleti és kísérleti vizsgálatok tárgyát képezik [17].

Ahogy arra már utaltam, QCD által leírt erősen kölcsönható anyagot nagy (elméletileg végtelen) térfogatban, hőmérsékleti és kémiai egyensúlyban jellemezhetjük termodinamikai mennyiségekkel, mint a T hőmérséklet és a μ_B bariokémiai potenciál. A gyakorlatban ilyen körülményeket közelít meg a neutroncsillagok belseje, illetve a nehézion-ütközésekben keletkező forró tűzgömb. A QCD-anyag egy lehetséges, feltételezett fázisdiagramja az 1. ábrán látható, ám a diagram szerkezetének tisztázása még a jövő feladata. A fázishatárok és a fázisok fizikai tulajdonságai, állapotegyenlete is intenzív kutatás tárgya.

A diagram kis T és nagy μ_B mennyiségekkel jellemzett része releváns a neutroncsillagok fizikája szempontjából. Az ábrán a szín- és ízbezáró (Color-Flavor-Locked, CFL) fázist [19] és a magasabb hőmérsékletű, rendezetlen kvark-gluon plazma fázist elválasztó vonal az elméletileg lehetséges struktúrák leegyszerűsítése. Nagyon nagy μ_B értékeknél lehetségessé válik analitikus számítások végzése a QCD aszimptotikus szabadsága miatt [20–24].

A fázisdiagram nehézion-ütközésekkel elérhető része viszont a nagy ($T > 100$ MeV) hőmérsékletű és $0 < \mu_B < 600$ MeV kémiai potenciálú tartomány. Elméleti szempontból ide jósolható [25–32] az E kritikus pont, amely az elsőrendű fázisátalakulás vonalának feltételezett végpontja. A kritikus pont létét a durva téridő rácsokra alkalmazott térelméleti számítások alátámasztják, de nem ismert, hogy a jóslat érvényes marad-e a fizikailag kívánatos kontinuum-határesetben is. Kis μ_B értéknél a rács-térelméleti számítások szerint [32, 33] a fázisátalakulás tömeges kvarkok esetén nem jelent termodinamikai szingularitást, hanem egy gyors, sima átmenet a hadrongáz és a kvarkok, illetve gluonok, mint QCD szabadsági fokok által dominált anyag között; két tömegtelen kvarkot tartalmazó elmélet esetén pedig másodrendű átmenetről van szó [34–40]. $T = 0$ -nál viszont a μ_B változtatásával különböző modellek alapján elsőrendű fázisátalakulást várunk [41–49], bár nem zárhatók ki más lehetőségek sem [32]. Hasonló végpont a víz esetén is megfigyelhető, 218 atmoszféra nyomáson és 374 °C hőmérsékleten.

A QCD esetén a kritikus pont és kritikus fluktuációk keresése (pl. a transzverzális impulzus, multiplicitás, elektromos töltés vagy a részecskeáramok fluktuációi) elméleti szempontból is [50], és a CERN SPS, a RHIC és a jövőbeli GSI gyorsítóinál kísérleti szempontból is aktív kutatási terület [51–61]. Értekezésemben főként a kvark-gluon anyag vizsgálatával foglalkozom, amely nagy energiájú ütközésekkel akkor is elérhető, ha a rendszer időfejlődése közben az eddig kísérletileg még meg nem talált, feltételezett kritikus ponttól távol halad el.

Elméleti és kísérleti oldalról sincs túlságosan sok rendelkezésre álló eszközünk a QCD-anyag vizsgálatára a sűrűség és hőmérséklet függvényében. A nagy hőmérsékletű QCD-anyag vizsgálatának szisztematikus és nagyon eredményes elméleti lehetőségét jelentik a már említett rács-térelmélet numerikus módszerei. Ezek a számítások kis barionsűrűség mellett az anyag új formáját jósolják az $\epsilon_c = (6 \pm 2)T_c^4 \approx 1$ GeV/fm³ kritikus energiasűrűség felett, ahol $T_c \approx 150 - 180$ MeV a kritikus hőmérséklet [62–67], amely a bezárásból kiszabadult kvarkokból és gluonokból áll [10, 68]. Ezen anyag tulajdonságainak, állapotegyenletének [69–72], a fázisátalakulás rendjének, a transzport-tulajdonságoknak a vizsgálata az erős kölcsönhatás alapvető jellemzőinek jobb megértéséhez járulhat hozzá, mint például a kvarkbezárás és a tömeg-generálás mechanizmusa (királis szimmetriasértés, QCD-vákuum struktúrája), vagy a hadronizáció, amely a nemperturbatív természete miatt kihívást jelent az elméleti leírás szempontjából.

Nagy barionsűrűség, de nem túl nagy hőmérséklet esetén a kvarkok közötti vonzóerő várhatóan Cooper-párok kötött $\langle qq \rangle$ kondenzátumának kialakulásához vezet. Ez a hideg és sűrű anyag úgy viselkedik, mint egy szín-szupravezető, amelynek nemtriviális a kvarkpár-szerkezete a különböző kvantumszámok (spin, szín, íz) kombinációi miatt [5]. Ennek a feltételezhetően szín-szupravezető állapotban levő, nagyon sűrű, de kis hőmérsékletű QCD-anyagnak a megértésében is számos elméleti előrelépés történik [20, 22, 73]. Az anyagnak ez az állapota a részecskegyorsító kísérletek számára jelenleg nem elérhető, de megvalósulhat a kompakt csillagok (neutroncsillagok, hibrid vagy más egzotikus csillagok) középpontjában, lehetővé téve az

esetleges megfigyelésüket asztrofizikai módszerekkel. Mindenesetre a kvantumszíndinamika és a neutroncsillagok lehetséges kapcsolatának vizsgálata messzire nyúlik vissza [74, 75].

A hamburgi HERA részecskegyorsító eredményeiből tudjuk [76, 77], hogy a hadronok nagy energiaskálán történő mintavételezése során azok tulajdonképpen gluonok nagy sűrűségű és kis x impulzusú ($x = p_{parton}/p_{hadron}$) rendszerének mutatkoznak. Ezeknél a kis Björken- x értékeknél a gluon sugárzás valószínűsége nagy $-\alpha_s \ln(1/x)$ -szel arányos, ahol α_s az erős kölcsönhatás csatolási állandója –, és a gluon-gluon fúzió dominálja a partonok fejlődését a hadronok hullámfüggvényében. Nagy impulzusátadás és nem túl kis x mellett a partonok eloszlásának számításához használhatjuk a Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi (DGLAP) [78–80] és a Balitsky–Fadin–Kuraev–Lipatov (BFKL) [81–83] egyenleteket, amelyek a nem túl nagy partonsűrűség esetén érvényesek. Kicsiny, 0.01 alatti x értékekre és $Q < Q_s$ esetén (ahol Q_s egy energiafüggő telítési skála) viszont a hadronok természetesebben leírhatók sűrű, telítődött parton-rendszerként, amelyet a színüveg-kondenzátum (*Color Glass Condensate, CGC*) nevű effektív elmélet [84] ír le, a hozzá tartozó nemlineáris Jalilian-Marian-Iancu-McLerran-Weigert-Leonidov-Kovner (JIMWLK) [85–87], illetve Balitsky-Kovchegov (BK) [88] egyenletek segítségével. Az elmélet neve abból adódik, hogy a gluonok színes objektumok, amelyek üvegszerű, rendezetlen struktúrát alkotnak nagy fázistér-sűrűséggel. Atommagokban a kis x impulzusú gluonok átfednek, tehát ezek a telítési effektusok előbb bekövetkeznek ultrarelativistikus nehézionok, mint szabad nukleonok ütközése esetén, mivel $Q_s^2 \sim A^{1/3}$. Ez a gluon-telítési jelenség több helyen előkerül majd a mérési eredmények interpretációjánál. A CGC állapotra utaló jeleket a RHIC gyorsító adataiban már felfedezhetünk, és ez a megfigyelések nagy csoportjára adhat magyarázatot. Ezek közé olyan alapvető mennyiségek is tartoznak, mint a töltött részecskék száma, pszeudorapiditás-sűrűsége, illetve pszeudorapiditás-eloszlása vagy a d+Au ütközésekben a kis szögű szórásoknál mért hatáskeresztmetszetek. Látni fogjuk például, hogy az első RHIC-ben mért adatok szerint kevesebb töltött részecske keletkezett, mint amennyit a legtöbb, gluon telítéssel nem foglalkozó modell jósolt.

Új elméleti irányvonalat jelent az Anti-de Sitter/konform térelmélet (AdS/CFT) megfeleltetés (dualitás) [89, 90], amelynek segítségével az erősen csatolt $SU(N_c)$ mértékelméletekben lehet eredményeket elérni, illetve megfogalmazni a gyengén csatolt gravitációs elmélet nyelvén. Ennek a formalizmusnak az alkalmazása a QCD-hez hasonló szuper-Yang-Mills elméletek esetére – a fekete lyukak termodinamikájára vonatkozó számolások analógiáját használva – olyan látványos eredményekre vezetett, mint például a kvark-gluon plazma viszkozitása [91], a *jet*-ek (partonok) energiavesztésének $\langle \hat{q} \rangle$ paramétere [92], vagy a nehéz kvarkok diffúziós együtthatója [93–95], amelyeknek kísérleti tanulmányozása is lehetséges. Ezek az eredmények annak az erősen csatolt QCD elméletnek a dinamikai jellemzőibe adnak betekintést, amely nehezen kezelhető perturbatív és más nemperturbatív módszerekkel.

A nagy hőmérsékletű QCD-anyag kutatásának leghasznosabb kísérleti megközelítése a nehézion-ütközések részletes elemzése, ami már a QCD elmélet teljes kidolgozása előtt is felme-

rült [96]. Az 1 GeV/fm^3 energiasűrűség csak kétszeresen, illetve hatszorosan haladja meg a nukleonok, illetve az atommagok belsejében uralkodó sűrűséget, és összemérhető a nagy részecskegyorsítók hadron-ütközéseiben létrehozott kezdeti energiasűrűséggel is. Relativisztikus nehézion-ütközésekben a barion-anyag összenyomódása mellett óriási energia koncentrálódik nagyon kicsiny térfogatban a sok nukleon szinte egyidejű ütközése miatt. Ezek a körülmények alkalmasak arra, hogy a QCD-anyag új fázisait hozzák létre. Ez az egyik legfontosabb célja a nehéz atommagok egyre nagyobb energiájú ütközéseinek tanulmányozására fordított erőfeszítésnek az utóbbi évtizedekben [97]. Ezeknek a kutatásoknak fontos további aspektusa a kis és nagy ütköző rendszerekben tapasztalt részecskekeeltési mechanizmusok jobb megértése és az esetleges szabályosságok felfedése is.

A kísérleti és elméleti eredmények összehasonlításának megkönnyítésére általában olyan mérési adatokat állítunk elő, amelyek függetlenek a mérési berendezéstől, azaz korrigáljuk őket a detektor hatásfokára, felbontására, másodlagos és gyengén bomló részecskék járulékára, és olyan esetleges fázistér-tartományokra, amelyekre a műszerünk érzéketlen. Ezek a korrekciók feltételezik mérőeszközeink és a bennük lezajló folyamatok pontos ismeretét és alkalmazását, amit részecskefizikai és anyagismereti tudásunk számítógépes szimulációba foglalásán keresztül tehetünk meg. Mivel ismert, kis energián zajló, méréssel, illetve prototípusok nyalábtesztelésével ellenőrizhető folyamatokról lévén szó, ezeknek a szimulációknak a megbízhatósága igen nagy. Az alkalmazott korrekciókat viszont gyakran csak úgy tudjuk pontosan meghatározni, ha magát a vizsgált folyamatot is elfogadhatóan tudjuk szimulációval visszaadni (a következő alfejezetben tárgyalandó eseménygenerátorok segítségével). Itt jelentkezik a kísérleti korrekcióknak egy bizonyos modellfüggése, amelyet a modellek kísérleti eredményekhez történő igazításával (lényegében iterációval) csökkenteni lehet. Összefoglalva tehát, korrigált kísérleti eredményeink sokféle módon járulnak hozzá az erős kölcsönhatás mechanizmusának jobb megértéséhez, általában modellekkel történő összehasonlításon, vagy szerencsés esetben új, az elméleti jóslatokból hiányzó jelenségek feltárásán keresztül. Mindezt az értekezésben szereplő elemzések is alátámasztják.

1.2. A nehézion-fizika néhány fogalmáról

Értekezésemben többször felhasználok olyan fogalmakat, amelyeket a hadronikus, illetve atommag-ütközések fizikájában gyakran alkalmazunk. A fontosabb fogalmak fizikai hátterének magyarázatára az alábbiakban kerül sor.

Többször szóba kerülnek a dolgozatban *elméleti* modellek, elméleti eredményekkel való összehasonlítás. Az elmélet alatt itt általában nem az alapvető kölcsönhatások legmélyebb strukturális és matematikai leírásának, alapkérdéseinek vizsgálatát, még csak nem is a Standard Modell szigorúan vett alaptörvényeinek közvetlen használatát, hanem általában a kvantumszindinamika effektív módon, valamilyen határesetben, vagy egyszerűsítésekkel történő fenomenológiai

kus, analitikus, numerikus alkalmazását értjük; általában véve minden olyan módszert, amely nem méréseket vagy kísérleti eljárásokat használ.

A nagy energiájú kísérleti részecske- és magfizika elsősorban mikroszkopikus objektumok ütköztetésével tud új információkat szolgáltatni az anyagi világról és az alapvető kölcsönhatásokról. Egy-egy ilyen ütközést gyakran *eseménynek* nevezünk. Az esemény szó azonban általánosabb, kísérleti értelemben is használatos: a kísérleti adatfelvételnél ez egy jól meghatározott egysége. A kísérleti adatok tehát eseményekből állnak, amelyek ideális esetben pontosan egy-egy ütközésnek, és az abban keletkezett részecskék adatainak, a detektorok jeleinek stb. felelnek meg. Ez azonban nincs szükségszerűen így; a mai gyorsítók esetén több elemi ütközés is történhet egyidőben, azaz kísérleti szempontból egymástól időben elválaszthatatlanul (kb. 0.1 ns-on belül). Ekkor egy-egy esemény több ütközést is tartalmazhat. Ugyanígy, olykor szükség van olyan események adatainak rögzítésére is, amelyek nem tartalmaznak egyetlen ütközést sem. Az ütközések és események közötti megfeleltetés tehát nem teljesen szoros.

Számos numerikus modell létezik, amelyek imitálni tudják az elemi részecskék és atommagok ütközését. Ezek a számítógépes programok egyesítik az eddig megszerzett kísérleti és elméleti tudásunkat, és a valóságot megközelítő szög- és impulzuseloszlásokat, korrelációkat, részecskearányokat stb. képesek visszaadni, amint egy-egy eseményben (ütközésben) kisorsolják a keletkezett részecskék adatait. Ezeket a számítógépes modelleket *eseménygenerátoroknak* hívjuk, és széles körben alkalmazzuk őket a kísérleti berendezések és mérések tervezésénél, a legkülönbözőbb korrekciók becslésénél, és a kísérleti adatokkal való összehasonlításnál. A kísérleti kutatás eredményeiből levonható következtetések általában a célszerűen választott eseményekre vonatkozó megfigyelések és az elméleti várakozásokat magába építő eseménygenerátorok virtuális eseményeinek összevetéséből alakulnak ki.

A proton-proton ütközésekben leggyakrabban használt, dolgozatomban is előforduló eseménygenerátor a PYTHIA modell, illetve annak különböző kiadásai és változatai [98–102]. Ez a program nagy energiájú ütközések számítógépes generálására szolgál, és a fizikai modellek konzisztens csoportját foglalja magába. Képes a néhány részecske (parton) kemény szórását követően a sokrészecskés (hadronikus) végállapot előállítására. A különféle kemény szórások ismeretén túl alkalmas a kezdeti és végállapotú partonzáporok modellezésére, kezelni tudja a többszörös parton-parton kölcsönhatásokat, a nyalábrészecske ütközés után továbbhaladó maradékát, színes hurok fragmentációját és a részecskék spontán bomlásait. A hadronikus ütközések legtöbbször igen bonyolult végállapothoz vezetnek, mivel a folyamatban sok hadron, lepton, foton, neutrínó keletkezhet. Ezek a sokrészecske-állapotok és a kölcsönhatást leíró részecskefizikai Standard Modell áttételes, komplikált kapcsolatban vannak. Nemcsak a fizikai alapfolyamatokra vonatkozó ismereteink nem teljesek, hanem a nagy multiplicitás miatt a probléma analitikus megoldása is megvalósíthatatlan. Ezért a PYTHIA modell Monte Carlo módszerrel, a teljes probléma részekre való felosztásával, numerikusan állítja elő a keletkezett részecskéket és négyesimpulzusukat. Emiatt könnyen használható mérési eredményekkel való

összehasonlításra, és ezek gyakran lehetőséget adnak a modellbe épített fizikai folyamatokra vonatkozó következtetések levonására is.

A másik, p+p ütközések szimulálására gyakran használt eseménygenerátor a HERWIG modell [103], amely szintén általános célú Monte Carlo program, amely a kemény és lágy hadron-hadron szórások leírását egyesíti magában. A parton-záporok módszerét alkalmazza a QCD sugárzási folyamataiban, beleértve a *jet*-ek részecskéi, illetve a *jet*-ek közötti korrelációkat. A hadronizációt a PYTHIA-hoz hasonlóan, de különböző effektív modellel írja le, és kevesebb Standard Modellel túli jelenséget tartalmaz a PYTHIA-hoz képest.

A nehézion-ütközések modellezésére leggyakrabban a HYDJET eseménygenerátort használjuk [104, 105], amely képes a *jet*-ek keletkezését, a partonok energiavesztését (a *jet quenching* jelenségét), és a kollektív elliptikus áramlást hűen visszaadni. Ez az eseménygenerátor a kollektív effektusok leírására a HYDRO modellt [104], a *jet*-ek keletkezésére a fent említett PYTHIA programot, és a *jet*-ek energiavesztésére a PYQUEN modellt használja [105]. A keletkezett részecskék multiplicitása, szögeloszlásai, valamint a kemény szórások járuléka a részecskekeltéshez stb. a felhasználó által megadható paraméterek. Így a modell nagyon könnyen adaptálható, igazítható a mérési eredményekhez, ami a detektor-szimulációval együtt növeli a mérési adatok korrekcióinak megbízhatóságát, csökkentve a szisztematikus bizonytalanságot.

Egy-egy ütközés térbeli helyét ütközési pontnak, vagy az ütközés *vertex*ének hívjuk. Ez kísérletileg a keletkezett töltött részecskék rekonstrukciója alapján mérhető, hiszen az elsődleges részecskék pályái ebbe a pontba mutatnak vissza. A *vertex* helyének eloszlása a mai ütközőnyalábos kísérletek esetén a nyaláb irányában több centiméter vagy akár néhányszor tíz cm széles, míg keresztirányban 0.1 mm alatti.

A részecskék hármassimpulzusát ütközőnyalábos kísérletek esetén a hengerszimmetria miatt érdemes komponensekre bontani. A nyalábirányú komponens neve longitudinális impulzus (p_z , p_L vagy $p_{||}$), 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). Részecskesugarak vagy láthatatlan részecskék esetén gyakran használatos a *transzverzális energia*, amely a teljes energia és a kérdéses objektum mozgásának iránya által meghatározott polárszög szinuszának szorzata. Kis tömegű, illetve nagy energiájú objektum esetén ez közelítőleg megegyezik a transzverzális impulzussal. Gyakran használatos még a transzverzális tömeg, amely az $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ formulával definiálható, ahol m a részecske nyugalmi tömege.

Hadronikus ütközésekben az egymással szemben haladó, azonos mozgási energiával rendelkező hadronokat alkotó partonok impulzusa a hadronok impulzusának csak egy része, amely egy-egy ütközésben az éppen keményen szóródó partonok esetén véletlenszerű (de meghatározott eloszlást követ). Emiatt a parton-parton ütközés effektív tömegközépponti rendszere nem egyezik meg a laborrendszerrel, hanem a nyaláb irányában eseményenként más-más sebességgel mozog. A keletkezett részecskék összessége, a *végállapot* elvileg egy-egy nyalábirányú Lorentz-

transzformációval hozható abba a konfigurációba, ahol a két koordináta-rendszer azonos, és ahol a két keményen szóródott parton egymással szemben távolodik. Ennek a transzformációnak a hiányában viszont csak a transzverzális (a nyalábra merőleges) síkon lesz impulzusvektoruk vetülete egymással ellentétes irányú. Ennek egyik következménye, hogy a szóródott partonok fragmentációjával kialakuló ún. részecsquesugarak, vagy *jet*-ek egymással nagyjából ellentétes azimutszögben, de nem egymással szembeni polárszögben keletkeznek. A fenti Lorentz-transzformáció nem változtatja meg a részecskék transzverzális impulzusát, de a longitudinális impulzusát igen, méghozzá komplikált módon. Emiatt érdemes az utóbbi mennyiség helyett inkább a *rapiditást* használni, amely nagyon egyszerűen, additív módon transzformálódik. Ehhez a rapiditást a következő módon kell definiálni:

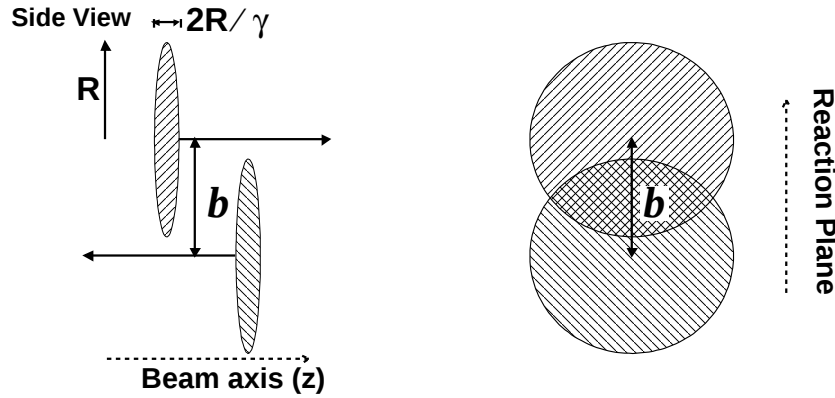
$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z},$$

ahol E az adott részecske teljes energiája. Ez azonban sajnos csak a részecske azonosításával, azaz a tömegének ismeretében mérhető meg, ami sok esetben nem lehetséges. Ezért a rapiditást ilyenkor a *pszeudorapiditással* helyettesítjük, amely $p \gg m$ esetén jó közelítése a rapiditásnak:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right].$$

Igaz továbbá, hogy $p_z = p_T \sinh \eta = m_T \sinh y$, valamint $p = p_T \cosh \eta$ és $E = m_T \cosh y$. A nyalábra merőlegesen mozgó részecske rapiditása és pszeudorapiditása zérus, és ezt a szöveget, illetve az $\eta \approx y \approx 0$ tartományt *midrapiditás*nak nevezzük. A midrapiditástól távoli részecskékre pedig $|\eta| \gg 1$, illetve $|y| \gg 1$.

A hadronikus ütközésekben a főszerepet az erős kölcsönhatás játssza, így nem meglepő, hogy nagy energiájú ütközésekben a keletkező részecskék nagy többsége a legkisebb tömegű hadron, azaz a pion. Az izospin-szimmetria miatt a semleges, a negatív és pozitív pionok közel azonos számban keletkeznek. Mindennek egyik következménye, hogy a keletkező részecskék közel 2/3 része töltött (azaz detektálható a nyomkövető rendszerekben), és minden töltött részecskére kb. egy foton jut (a semleges pion két fotonra bomlik), valamint hogy a töltött részecskék között hasonló mennyiségű negatív és pozitív részecske van. A pionokon kívül a többi keletkezett részecske főleg a kaonok kétféle töltött és kétféle semleges állapotából, valamint protonokból és antiprotonokból áll. Azokat a részecskéket, amelyek az ütközésben keletkeztek, vagy egy így keletkezett rövid (10^{-23} s nagyságrendű) élettartamú rezonancia bomlástermékei, *elsődleges* részecskének nevezzük. A gyenge kölcsönhatás vezérelte bomlások termékeit (pl. Λ , kaonok bomlása), melyek csak $10^{-10} - 10^{-12}$ s elteltével, az ütközési ponttól kísérletileg is jól láthatóan eltávolodva következnek be, vagy amelyek a részecskék és a detektor anyagának kölcsönhatásában keletkeznek, *másodlagos* részecskének nevezzük. Az elsődleges részecskék p_T -eloszlása nem, vagy csak gyengén függ y -tól, illetve η -tól, ami a tömegközépponti rendszer sebességének eseményszerinti longitudinális irányú váltakozásával van összefüggésben. A közelítő faktorizáció miatt



2. ábra. Bal oldal: Két relativisztikus sebességgel mozgó R sugarú nehézion b impakt paraméterű ütközése oldalnézetből. Jobb oldal: ugyanez a nyaláb irányából nézve. A sötét satírozott terület az atommagok átfedési zónája. A reakciósík az impakt paraméter vektor és a nyaláb z iránya által kifeszített sík.

érdeemes tehát a részecskék két-, illetve háromdimenziós impulzuseloszlását egyszerűen csak az η és p_T -eloszlásukkal jellemezni. Míg a kísérletek által általában lefedett η -tartományban a keletkezett részecskék η -eloszlása közelítőleg egyenletes, a p_T -eloszlásuk igen meredeken, exponenciálisan, illetve néhány GeV/c felett hatványfüggvény szerint lecseng. A részecskék átlagos transzverzális impulzusa csak nagyon gyengén függ az ütközési energiától, és 500 MeV/c nagyságrendű. A hadronok nagy többsége tehát 1 GeV/c transzverzális impulzus alatt keletkezik.

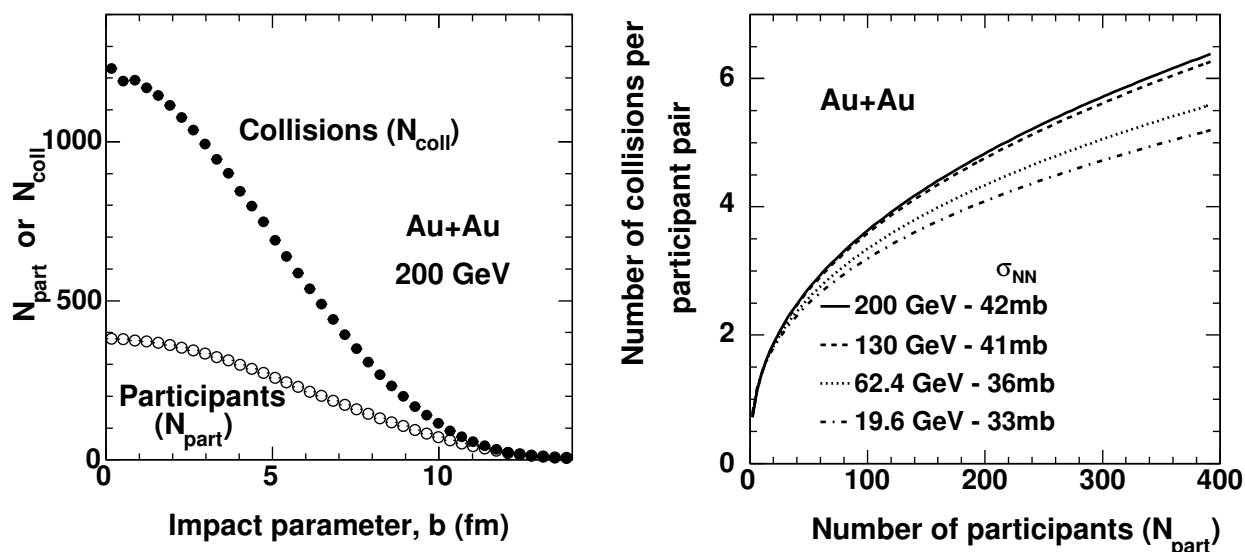
Az ütközésben keletkezett (töltött) részecskék (átlagos) számát *multiplicitásnak* nevezzük. Néha azonban a multiplicitás szót a (töltött) részecskék szögeloszlására, pontosabban pszeudorapiditás-eloszlására ($dN_{ch}/d\eta$) is használjuk.

A (töltött) részecskék *invariáns hatáskeresztmetszetét* koordináta-rendszertől független módon definiálhatjuk:

$$\sigma_{inv} \equiv E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T} = \frac{1}{2\pi p_T} E \frac{d^2\sigma}{dp_T dp_z} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{E}{p} \frac{d^2\sigma}{dp_T d\eta} = \frac{E}{2\pi p_T^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\eta} = \frac{1}{2\pi p} \frac{E^2}{m_T^2} \frac{d^2\sigma}{dp dy}.$$

Kísérleti szempontból gyakran használjuk ehelyett az egy ütközésre normált átlagos *invariáns hozamot*, vagy részecskehozamot, amelyre szintén a fenti képlet vonatkozik, csak a σ hatáskeresztmetszetet kell lecserélnünk az adott (típusú) részecskék ütközésenként mért átlagos N számára.

Mivel a részecskegyorsítókban történő ütközések nagy száma miatt azok adatait nem lehet teljes egészében tárolni, először ki kell válogatni a fizikai szempontból érdekes ütközéseket (eseményeket), esetenként pedig ki kell válogatni a valódi ütközéseket a különböző okokból fellépő háttérből, zajból. Ezt a feladatot a kísérletek eseményválogató, ún. *trigger* rendszere látja el. A *trigger* döntést megfelelően gyorsan kell meghozni, hogy a nagyobb kiolvasási időt igénylő detektorok jelfeldolgozása időben elindulhasson. Gyakran nagyon fontos olyan események kiválogatása, amelyeket a lehető legkisebb mértékben befolyásol, szorít meg maga a *trigger* feltétel.

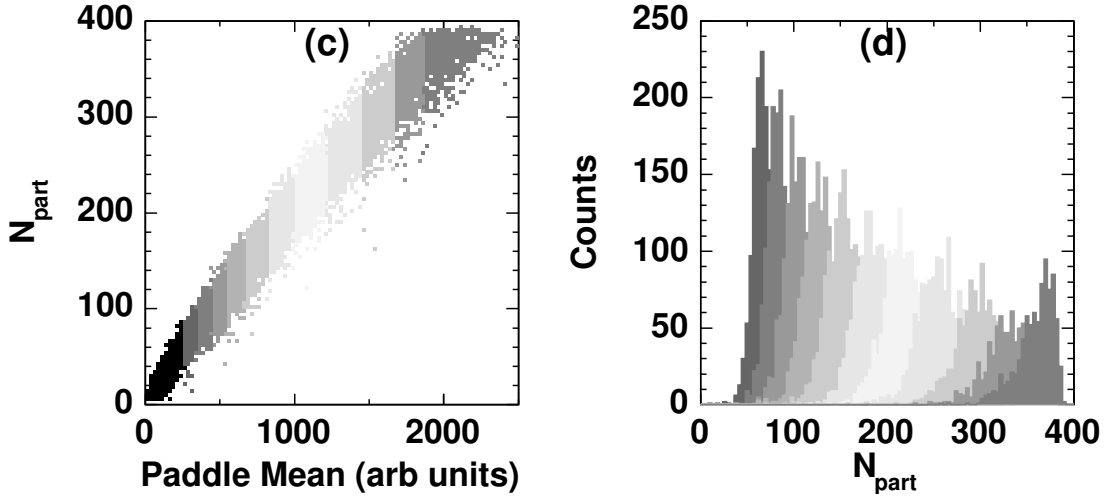


3. ábra. Bal oldal: az N_{part} és N_{coll} mennyiségek a b impakt paraméter függvényében Au+Au ütközésekre $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energián. Jobb oldal: az N_{coll}/N_{part} arány, azaz a résztvevő nukleonok által elszenvedett ütközések átlagos száma az N_{part} függvényében Au+Au ütközésekben, különböző ütközési energiákon.

Az ilyen típusú, inkluzív *triggereket* nevezzük *minimum bias triggereknek*.

A nehézion-fizikában fontos, hogy minden ütközést jellemezzünk az ütközés *centralitásával*, azaz a két atommag átfedő részének méretével, ahogy az a 2. ábrán látható. Erre a legegyszerűbb lehetőségnek a b impakt paraméter tűnik, amely a két atommag középpontjának távolsága (centrális ütközésre $b = 0$). Ehelyett azonban célszerűbb két másik mennyiséget, az ütközésben részt vevő – az ábrán látható átfedési zónában tartózkodó – nukleonok számát (N_{part}) és a páronkénti nukleon-nukleon ütközések számát (N_{coll}) használni. Az N_{part} meghatározásánál Białas *sérült nukleon* elképzelését használjuk [106], és a Glauber modell segítségével határozzuk meg. Ebben a modellben a tömör gömböknek tekintett nukleonok Woods-Saxon függvény szerinti eloszlást követnek, egyenes vonalban mozognak, és egymással a σ_{NN} vákuumbeli rugalmatlan nukleon-nukleon szórási hatáskeresztmetszet szerint hatnak kölcsön. Az utóbbi mennyiség függ az ütközési energiától, $\sqrt{s_{NN}} = 19.6, 62.4, 130, 200$ és 2760 GeV nukleonpáronkénti tömegközépponti energiákon rendre 33, 36, 41, 42 és 65 mb értéket használtunk. A 3. ábra bal oldalán látható egy ilyen számítás eredménye. Az N_{part} mennyiség jelentősége, hogy a részecskekeltés jellemzőit alapvető és egyszerű módon befolyásolja, és jól paraméterezi sokfajta mérhető mennyiség függését az ütközés geometriai viszonyaitól. Az N_{coll} mennyiség az impakt paramétertől természetesen erősebben függ, mint N_{part} , és jellemzi a kis hatáskeresztmetszettel rendelkező kemény (nagy impulzusátadással járó) folyamatok várható számát a nehézion-ütközésben.

Az N_{part} és N_{coll} mennyiségek nem mérhetők közvetlenül ütközőnyalábos kísérletekben. Ehe-



4. ábra. Bal oldal: a PHOBOS kísérletben használt centralitás-változó és N_{part} korrelációja a Monte-Carlo szimulációban. A centralitás-változó szerint az eseményhalmazt a kísérleti adatokhoz hasonló módon felosztjuk úgy, hogy minden osztályban azonos számú esemény legyen (ezt jelképezik a különböző szürke árnyalatú sávok). Jobb oldal: az átlagos N_{part} és annak eloszlása is minden ilyen osztályra meghatározható a szimulációból.

lyett az ütközés centralitásával monoton kapcsolatban álló mérhető mennyiséget, ún. centralitás-változót keresünk (ez lehet egy adott η tartományban keletkezett részecskék száma vagy összenergiája), és ezen mennyiség alapján osztályozzuk a nehézion-ütközéseket. Így kialakíthatjuk az ütközések teljes hadronikus hatáskeresztmetszetének százalékában kifejezett *centralitás-osztályait*, pl. beszélhetünk a 10% vagy 20% legcentrálisabb eseményről, de a 10-20%-nak megfelelő osztályról is. Az ütközések legperiférikusabb egytizede a konvenciónk szerint a 90-100% centralitás-osztályba tartozik. A PHOBOS kísérletben a $3.2 < |\eta| < 4.5$ tartományt lefedő *Paddle* szcintillátorok jelét, a CMS kísérletben a $3 < |\eta| < 5$ intervallumban elhelyezett HF kaloriméter összenergiáját használtuk fel az osztályozásra (a detektorokról bővebben a következő két alfejezetben lesz szó). Ezután a Glauber modell, illetve egy fizikai végállapotot is pontosan visszaadó eseménygenerátor és teljes detektor-szimuláció segítségével előállítjuk a kísérletileg kiválasztott centralitás-változó szimulált eloszlását. Ezt mutatja a 4. ábra bal oldala. Ezt az eloszlást a kísérleti adatokhoz hasonlóan felosztjuk, az osztályokat a teljes hatáskeresztmetszet százalékában kifejezzük, és minden osztályban kiszámítjuk az események átlagos N_{part} értékét, hiszen ezt a szimuláció megadja (4. ábra jobb oldala). Végül, a kísérleti adatoktól függetlenül alkalmazott Glauber-modellből megkaphatjuk az N_{part} és N_{coll} értékek egymástól való egyértelmű függését (3. ábra), és ezt alkalmazva minden centralitás-osztályhoz hozzárendelhetjük a megfelelő N_{coll} értéket is.

A két nehéz atommag ütközésekor egy nagy hőmérsékletű, nagy energiasűrűségű *közeg* jön

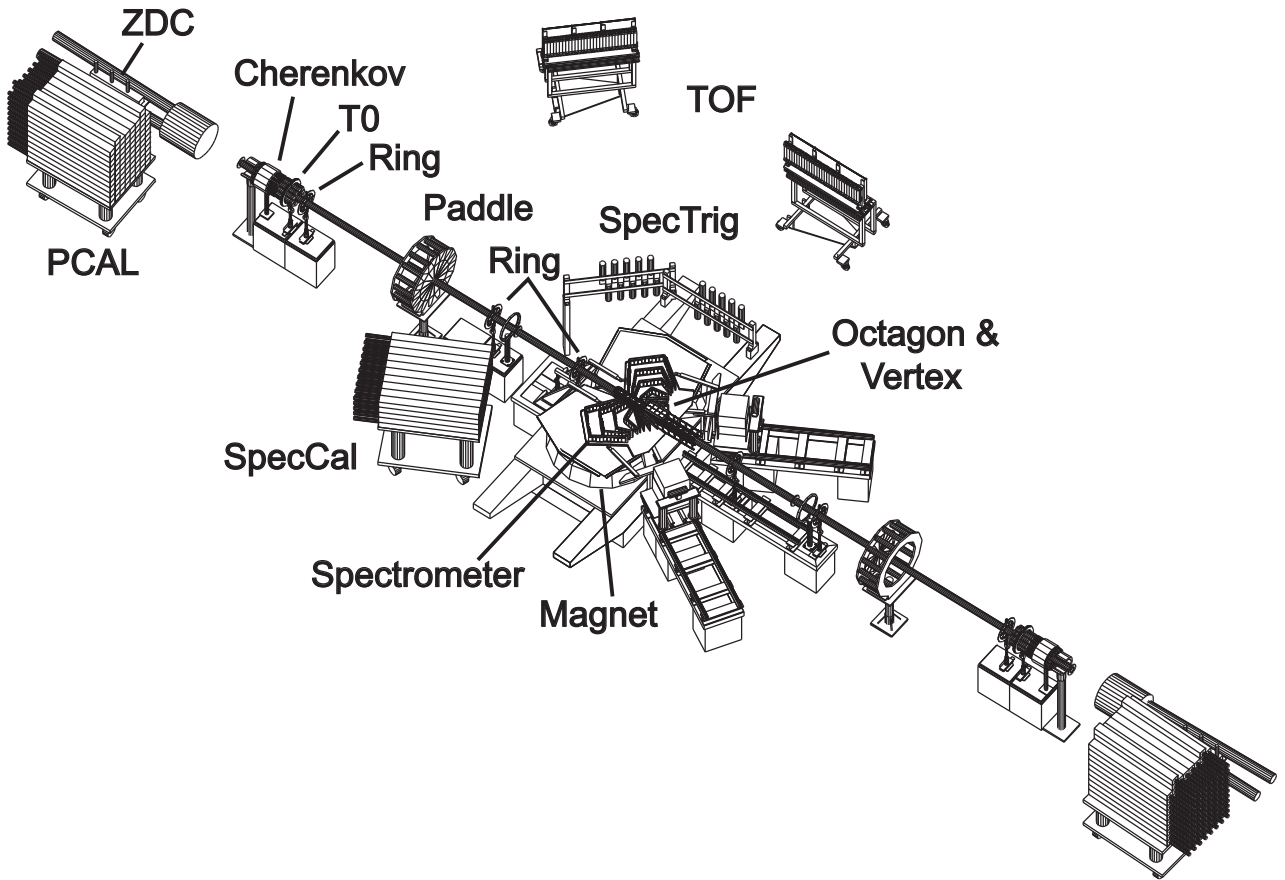
létre, amely kísérletileg markánsan eltér a hideg atommag-anyag viselkedésétől, és gyakran általánosan *tűzgömb*nek hívjuk. Ezt a közeget a 90-es években *kvark-gluon plazmának* nevezték, mivel ekkora energiasűrűség esetén a hadronokba azok alkotórészei már nem záródnak be, hanem a közegen belül mozoghatnak, termalizálódhatnak, statisztikus fizikai módszerekkel leírható a viselkedésük. Később kiderült, hogy ez a közeg inkább erősen kölcsönható, nagyon kevésbé viszkózus *folyadékként* viselkedik. A nagy energiasűrűség létrehozásában fontos szerepe van a két atommagot felépítő, egymással ütköző barionok (nukleonok) lefékeződésének, a *barion transzportnak*. Termodinamikai, statisztikus fizikai értelemben a barionok és antibarionok arányát a végállapotban a rendszer *bariokémiai potenciálja* határozza meg, amely az ütközési energia növelésével csökken.

A részecske-arányok és hozamok vizsgálatából tudjuk, hogy az ütközés után a nagy sebességgel táguló tűzgömbben a partonok *termalizálódásához* elegendő idő állhat rendelkezésre, a szabad úthossz kicsinysége miatt. Ezután a táguló közeg felszíni energiasűrűsége annyira lecsökken, hogy megtörténik a *kémiai kifagyás*, azaz a színes alkotórészek hadronokká való összerendeződése, valamint a *kinetikus kifagyás*, amelynek során a szabad úthossz megnő, a termalizáció nem folytatódhat, az ütközések gyakorisága rohamosan lecsökken [107].

A fenti, gyakran használt fogalmak áttekintése után itt említtem meg az értekezés néhány, a tudományterület jellegéből és a nyelvi nehézségekből következő jellemzőjét. A dolgozatban törekedtem az elterjedt, vagy egyértelmű magyar szavak használatára, de igyekeztem kerülni az erőltetett fordításokat. Így néhány esetben – igazán elterjedt és elfogadott magyar megfelelő hiányában – maradtam az angol kifejezéseknél (*jet; minimum bias; trigger; online* stb.), melyeket – valamint az új fogalmak első előfordulását is – *dőlt betűvel* szedtem. A tizedesvessző használata helyett a magyar szabályok ellenére maradtam a tizedespontnál, kevésbé félreérthetőnek és könnyebben olvashatónak ítélve azt. A mérési eredmények "szisztematikus bizonytalansága" helyett többször a kissé pontatlan "szisztematikus hibák" kifejezést használok, a szóismétlések elkerülése és az egyszerűség kedvéért. Az ábrák többségét is eredeti nyelvű (angol) feliratokkal illesztettem be a dolgozatba, de mindenhol gondoskodtam elegendő magyarázatról.

1.3. A PHOBOS kísérlet

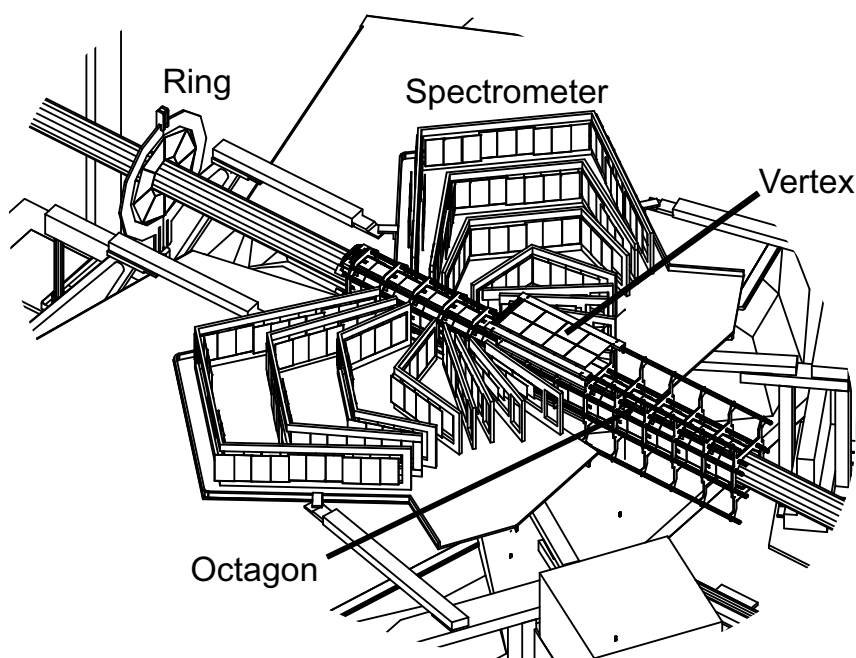
Az értekezésben ismertetett eredmények megértéséhez szükséges a PHOBOS kísérleti berendezés rövid bemutatása. A kísérlet a Relativisztikus Nehézion Ütköztető (*Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC*) mellett épült, Long Island északkeleti, gyéren lakott részén, New York City-től száz kilométerre. Nevét meghazudtolva igen rugalmas berendezésről van szó, amely protonok, deuteronok, réz és arany atommagok ütköztetésére is alkalmas. Két egymás mellett futó vákuumcsövében egymással szemben haladnak az ionnyalábok (a "kék" és "sárga" nyaláb), melyek mágneses rigiditása (töltés/tömeg aránya) nem kell feltétlenül egyezzen. A gyorsító energiatartománya az SPS energiák ($\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ GeV) alatt indul, és csúcsergiája



5. ábra. A PHOBOS detektor elrendezése a RHIC 2004-es mérési periódusa alatt. A nyalábok a dupla dipólmágnestől, melynek felső fele nincs ábrázolva, valamivel jobbra levő pontban ütköznek. A PCAL és ZDC kaloriméterek rajza méretarányos, de a valóságban háromszor messzebb vannak az ütközési ponttól, mint az ábrán.

$\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Számos köztes energián végeztünk méréseket, pl. 19.6, 62.4 és 130 GeV nukleonpáronkénti energián. A RHIC gyorsító a földfelszínen fut körbe, azonban a sugárveszély elhárítására egy földszáncal van körülvéve. Az így mesterségesen kialakított alagútban kaptak helyet a PHOBOS berendezései, amelyek elfértek ezen a mindössze néhány méter széles helyen is. A PHOBOS tehát a RHIC gyorsító négy kísérlete (PHENIX, STAR, BRAHMS, PHOBOS) közül a két kisebb (utóbbi) közé tartozik, nyolc egyetem, illetve kutatóintézet mintegy 50 kutatójával és diákjával.

A PHOBOS kísérlet eredeti célja a kis transzverzális impulzusú részecskék mérése volt [108], amelyek a keletkezett részecskék nagy többségét jelentik. Az azonosítatlan töltött részecskéket igen széles szögtartományban és impulzustartományban tudja detektálni, szögeloszlásaikat és szögkorrelációikat mérni, de az impulzusuk mérése nélkül. Emellett egy kis azimutszög- és polárszögtartományban a részecskék impulzusának mérésére, sőt, ezek egy részének azonosítására is alkalmas. A viszonylag gyenge mágneses tér és a nyomkövető rendszer kis méretei, valamint kis szögtartománya miatt nem igazán alkalmas nagy impulzusú részecskék mérésére.



6. ábra. A PHOBOS detektor elemei a nyalábok ütközési pontjának közelében, amely a Vertex detektor középpontja alatt található.

Ezen azonban részben javítani lehet megfelelő eseményválogató rendszer, *trigger* segítségével, amelyről a későbbiekben esik még szó.

A PHOBOS berendezései három nagy alrendszerből állnak: a töltött részecskék multiplicitás-detektora majdnem a teljes térszöget lefedi, a kétkarú mágneses spektrométer részecskeazonosítási lehetőséget nyújt, és további detektorok, amelyek eseményválogatásra és az ütközés centralitásának mérésére szolgálnak. A berendezés részletes leírása [109]-ben található. A multiplicitás- és spektrométer detektorok szegmentált szilícium lapkákból állnak, és a töltött részecskék által a szegmensekben leadott energia egyenként kiolvasható. A kísérlet elrendezése többször, esetenként az én javaslatomra változott; a 2004-es állapotot mutatja az 5. ábra. Az ütközési pont körüli részt kinagyítva ábrázolja a 6. ábra.

A közel 4π térszöget lefedő Si detektorokat a töltött részecskék szögeloszlásának és multiplicitásának (számának) mérésére használtuk. A Si modulok egy nyolcszög alapú hasáb alakú, a vízszintes nyalábcövet körülvevő keretre vannak rögzítve, amely az $|\eta| < 3.2$ tartományt fedi le (Oktagon). Az ütközési ponttól távolabb pedig mindkét oldalon három körgyűrű alakú Si pannellel kiterjesztettük a mérési tartományt $|\eta| < 5.4$ -ig (Gyűrűk).

A Spektrométert alkotó Si modulok elrendezése a 6. ábrán látható. A részecskepályától függően a részecskék 13-16 rétegen haladnak át, melyek közül az első réteg csak 10 cm-re van a névleges ütközési ponttól. A függőleges irányú teret létrehozó elektromágnesek úgy vannak elhelyezve, hogy az első hat Si rétegben a mágneses tér elhanyagolható legyen. Ezután távolodva a mágneses tér hirtelen kb. 2 Tesla értékre növekszik, amelyben a többi Si réteg helyezkedik el. A Si modulok szegmentáltak, és így három térkoordinátát is megadnak minden részecske-

áthaladás esetén; ezeket a részecskék nyomkövetésében használjuk. A Spektrométer lefedi a $0 < \eta < 2$ intervallumot, de minden egyes ütközési pontból nézve csak $3/4$ egységyit. Mindkét Spektrométer kar 0.1 radián azimutszög-tartományt fed le. Az elérhető impulzusbontás 0.5 GeV/c esetén 1% volt, ami minden további 3 GeV/c-re 1% -kal romlott.

A részecskeazonosítás kétféle módszerrel lehetséges. A töltött részecskék energiaveszteségét minden Si rétegben megmérhetjük. Ha ezt az információt a nyomkövetésből származó impulzussal kombináljuk, akkor a pionokat és kaonokat kb. 700 MeV/c, a pionokat és a protonokat kb. 1.2 GeV/c impulzusig választhatjuk külön egymástól. A Repülési Idő Falak (*Time of Flight*, *TOF*) további azonosítási módszert nyújtanak. Ezek egyenként 120 darab műanyag szcintillátorrúdból állnak. A $2003.$ évi mérési periódus előtt ezeket a detektorokat a javaslatomra távolabb helyeztük az ütközési ponttól, ezzel kiterjesztve a részecskeazonosítás lehetőségét 2 - 3 -szor akkora impulzusokra, mint amit a Si detektorral elérhetünk. Ebben a helyzetben a TOF a Spektrométer azimutszögének mintegy felét, η -tartományának pedig csak töredékét fedi le.

A $2004.$ évi mérés előtt egy kis hadronikus kalorimétert (SpecCal) helyeztünk a Spektrométer egyik karja mögé. Ezzel az 50 darab $10 \times 10 \times 120$ cm méretű ólom/szcintillátor modulból álló detektorral megmérhetjük a Spektrométeren áthaladó nagy impulzusú részecskék energiáját.

A PHOBOS-ban történő részecske- vagy ion-ütközések detektálására (*trigger*) elsősorban két darab, egyenként 16 szcintillátor körcikkből álló, körgyűrű alakú detektort (Paddles) használtunk, melyek a $3.2 < |\eta| < 4.5$ tartományt fedik le az ütközési pont két oldalán. A két detektor jeleinek időkülönbségére előírt felső korlát segítségével kiszűrhattuk a nyaláb-gáz ütközéseket, amelyek a nyalábcső vákuuma és a nyaláb részecskéi között történtek. Az ütközési pont nyalábmenti helyét két, egyenként 10 darab Cserenkov-számlálóból álló detektor (T0 detektorok) jeleinek pontos időkülönbségéből kaptuk. Ez az információ értékes volt, hiszen csak azokat az ütközéseket fogadtuk el, amelyek éppen abban a tartományban történtek, ahol a Spektrométer geometriai lefedettsége optimális volt. Az ütközési pont (*vertex*) helyének sokkal pontosabb meghatározása csak az adatok felvétele után történhetett, a Vertex detektor segítségével, amely két, egyenként két Si rétegből álló elrendezés volt. A rajta áthaladó részecskék nyomainak koordinátái segítségével a *vertex* nyalábmenti helyét 0.4 mm pontossággal meg tudtuk állapítani. Kis multiplicitású ütközések esetén az egész egyrétegű Oktagon detektort fel tudtuk használni a *vertex* meghatározására [110], ezt a technikát később a CMS kísérletben is alkalmaztuk [111]. A másik két koordinátát a Spektrométerben rekonstruált részecskepályák extrapolációja adta.

Kisebb atommagok ütközései esetén, mint pl. a p+p vagy d+Au ütközések, kevesebb részecske keletkezik, és az eseményeknek csak kis részében észlelhető éppen a Spektrométeren áthaladó részecske. Mivel a többi ütközés az impulzus mérésének szempontjából haszontalan, szükségessé vált az ún. Spektrométer Trigger (SpecTrig) megépítése, amelyet én végeztem a PHOBOS kísérletben. A SpecTrig egy szegmentált, szcintillátorokból álló detektor, amelyet a Spektrométer és a TOF közé helyeztem el. A SpecTrig és a TOF detektorok koincidens jeleinek és a T0 detektorból származó *vertex* pozíciónak a segítségével kiválogathatók voltak a

Spektrométeren és TOF detektoron is áthaladó nagy impulzusú részecskéket tartalmazó ütközések [112].

A Nulla Szögű Kaloriméterek (*Zero Degree Calorimeter, ZDC*) keresztmetszete $10 \times 12 \text{ cm}^2$ volt, amelyeket pontosan a nyaláb irányában helyeztünk el, az ütközési ponttól 18 méterre. A ZDC felé tartó részecskéknél át kell haladniuk a RHIC dipólmágnesein, amelyek a két egymással szemben haladó nyalábot szétválasztják a két nyalábcsőbe. Emiatt a ZDC-t csak semleges részecskék, az ütközés után az atommagok fragmentumaiban maradó, ún. "megfigyelő" neutronok érhetik el, feltéve hogy a transzverzális impulzusuk megfelelően kicsiny. Az ütközéstől való nagy távolság miatt a ZDC jelei már túl későn érkeztek ahhoz, hogy az ütközések valós idejű válogatásában szerepet kaphassanak, viszont az ütközés centralitásának meghatározásában használhatóak voltak.

A PCAL kaloriméter a ZDC-hez hasonlóan a RHIC dipólmágnesei mögé került. A protonok és az atommagok különböző mágneses rigiditása miatt ide csak magányos protonok juthattak el, a neutronokat is tartalmazó fragmentumok nem térültek el a mágneses térben eléggé. Ez a detektor alkalmas volt például arra, hogy olyan d+Au ütközéseket válogassunk ki a segítségével, amelyekben csak a deuteron neutronja vett részt az ütközésben, a proton továbbhaladt, és eljutott a PCAL detektorig. Ezzel a mért mennyiségek izospinfüggése vált vizsgálhatóvá.

1.4. A CMS kísérlet

A Genf mellett megépült Nagy Hadron Ütköztető (*Large Hadron Collider, LHC*) a világ legnagyobb méretű és energiájú részecskegyorsítója, a CERN kutatóintézet gyorsítórendszerének legújabb tagja, és 50-175 méterrel a földfelszín alatt halad. Hossza 27 km, és a részecskék zárt pályán tartását szolgáló 1232 darab, egyenként több mint 27 tonnás szupravezető dipólmágnesből, valamint a gyorsítást megvalósító rádiófrekvenciás üregrezonátorokból áll. A nyaláb fókuszálása kollimátorokkal és 392 darab kvadrupólmágnessel történik.

A nyalábok az LHC-ben két külön nyalábcsőben haladnak egymással szemben (másodpercenként tizenegyezerszer), így lehetőség van az azonos töltésű részecskék, ionok ütköztetésére. Ezek a vákuumcsövek azonban ugyanabban a dipólmágnesben húzódnak, tehát a két ütköző részecske vagy ion egy töltés-egységre eső impulzusa azonos kell, hogy legyen. Az LHC szupravezető dipólmágneseit 96 tonna folyékony hélium segítségével a világ legnagyobb hidegfizikai rendszere tartja 1.9 K hőmérsékleten.

A jelenleg elért legnagyobb tömegközépponti ütközési energia protonok esetén 7 TeV ($1.1 \mu\text{J}$), ólomionok esetén 574 TeV ($92 \mu\text{J}$). Az LHC-ben az első protonnyaláb 2008. szeptember 10-én haladt körbe, de szeptember 19-én egy súlyos baleset következtében több mint egy évre leállt. Az első p+p ütközések 2009. november 23-án történtek, az injektornak megfelelő 900 GeV ütközési energián. Az energiát illető világrekord, amelyet a Chicago melletti Fermilab intézet Tevatron gyorsítója tartott, 2009. december 8-án dőlt meg, amikor az első ütközések létrejöttek

2.36 TeV energián. Végül a jelenlegi 7 TeV-es ütközési energiát az LHC 2010. március 30-án érte el. Az első Pb+Pb ütközés 2010. november 8-án 10 óra 13 perckor történt, 2.76 TeV nukleonpáronkénti (összesen tehát 574 TeV) ütközési energián. Az LHC 2012-ben egy-két éves karbantartásra leáll majd, a tervezett 14 TeV ütközési energiát 2014 előtt tehát nem fogja elérni az LHC dipólmágnesek csatlakozásainak műszaki állapota miatt.

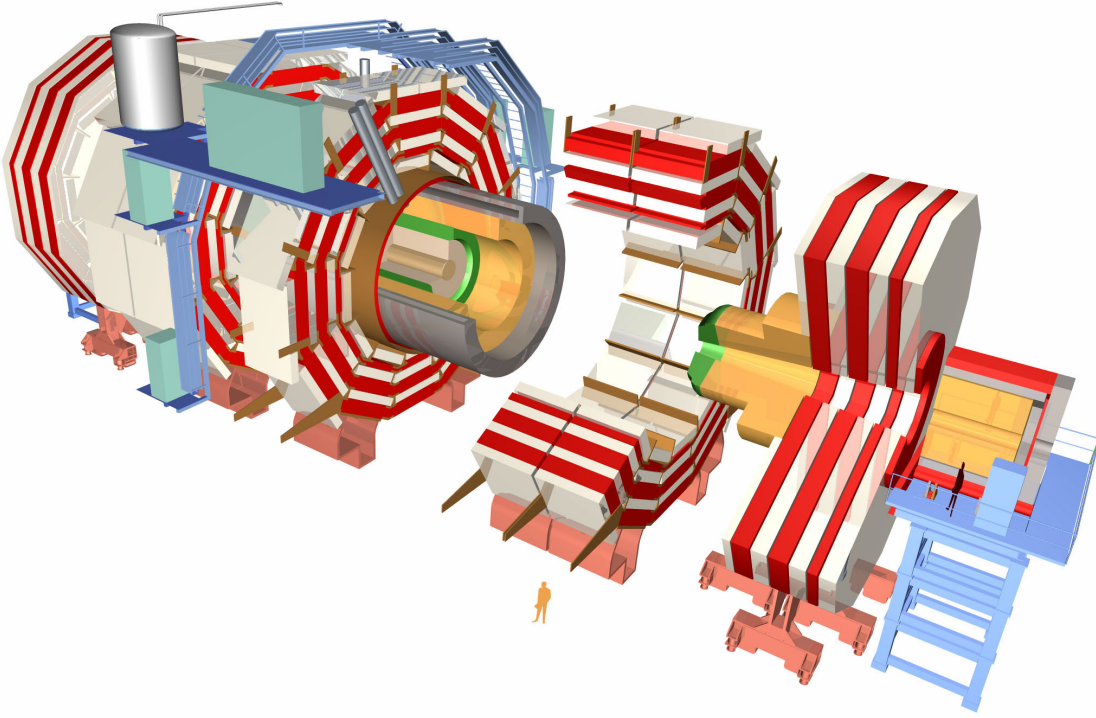
A protonok és ionok nem folytonosan, hanem nyalábcsomagokba rendezve utaznak körbe a gyorsítóban. A csomagok száma 1 és 2808 között változhat egy-egy nyalábban. A minimális távolság ezek között 25 ns, azaz 7.5 méter. Az LHC tervezett luminozitása $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. A 2001 augusztusában elért legnagyobb pillanatnyi luminozítás ennek majdnem egynegyede, mintegy $2.4 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ volt. A 2011. év végéig elérni tervezett integrált luminozítás p+p ütközésekben 5fb^{-1} . A 2010. november-december időszakban mintegy 60 millió Pb+Pb ütközés történt (ez kb. $8 \mu\text{b}^{-1}$ integrált luminozitást jelent), 1 és 220 Hz közötti ütközési frekvenciával, melyek felét adathordozóra rögzítettük. A 2011 novemberére ígért Pb+Pb luminozítás ennek tízszerese.

A CMS (*Compact Muon Solenoid*) nemzetközi együttműködés kísérleti berendezései a Genf melletti CERN kutatóintézet LHC (*Large Hadron Collider*) gyorsítója mellett működnek. A CMS az emberi történelem egyik legnagyobb nemzetközi tudományos együttműködése. Körülbelül 3600 munkatárssal rendelkezik, közöttük 3000 kutató és mérnök szakemberrel, akik Európa, Ázsia, Észak- és Dél-Amerika, illetve Ausztrália és Óceánia 38 országának 183 intézetéből kerülnek ki. Magyarország három intézete, a budapesti MTA Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet, valamint a Debreceni Egyetem és a debreceni MTA Atommagkutató Intézet csatlakozott a CMS együttműködéshez.

A CMS kísérlet általános célú detektorrendszer, rendkívül sokféle jelenség mérésére alkalmas [113, 114]. A CMS berendezést vázlatosan a 7. ábra mutatja. A kísérleti berendezés teljes hossza 22 m, átmérője 15 m, tömege 14 ezer tonna. Ennek központi eleme a 6 méter belső átmérőjű szupravezető elektromágnes (sötétszürke henger az ábrán), amely 3.8 T mágneses térerősséget hoz létre. A mágneses térben foglal helyet a szilícium pixel és csík detektorrendszer (legbelső világosszürke henger), a kristályokból álló elektromágneses kaloriméter (ECAL, zöld színű henger) és a sárgaréz-szcintillátor anyagú hadronikus kaloriméter (HCAL, világosbarna színű henger). A müonok detektálására a mágnes külső acél vasmagjának (piros) rétegei között elhelyezett gáz-ionizációs detektorok (szürkésfehér elemek) szolgálnak. A hengeres alakú "hordóban" és a berendezést lezáró két "végsapkában" elhelyezett detektorokon kívül a CMS kiterjedt kis szögű kaloriméter-rendszerrel is rendelkezik.

A CMS kísérletben jobbkezes koordináta-rendszert használunk, melynek középpontja a névleges ütközési pontban van, az x tengely az LHC középpontja felé, az y tengely felfelé, a z tengely pedig az óramutató járásával ellentétes nyalábirányba mutat. A θ polárszöget a pozitív z tengelytől, a ϕ azimutszöget az x - y síkban mérjük.

Az ECAL energiafelbontása 100 GeV fölötti energiájú nem konvertált fotonokra jobb mint

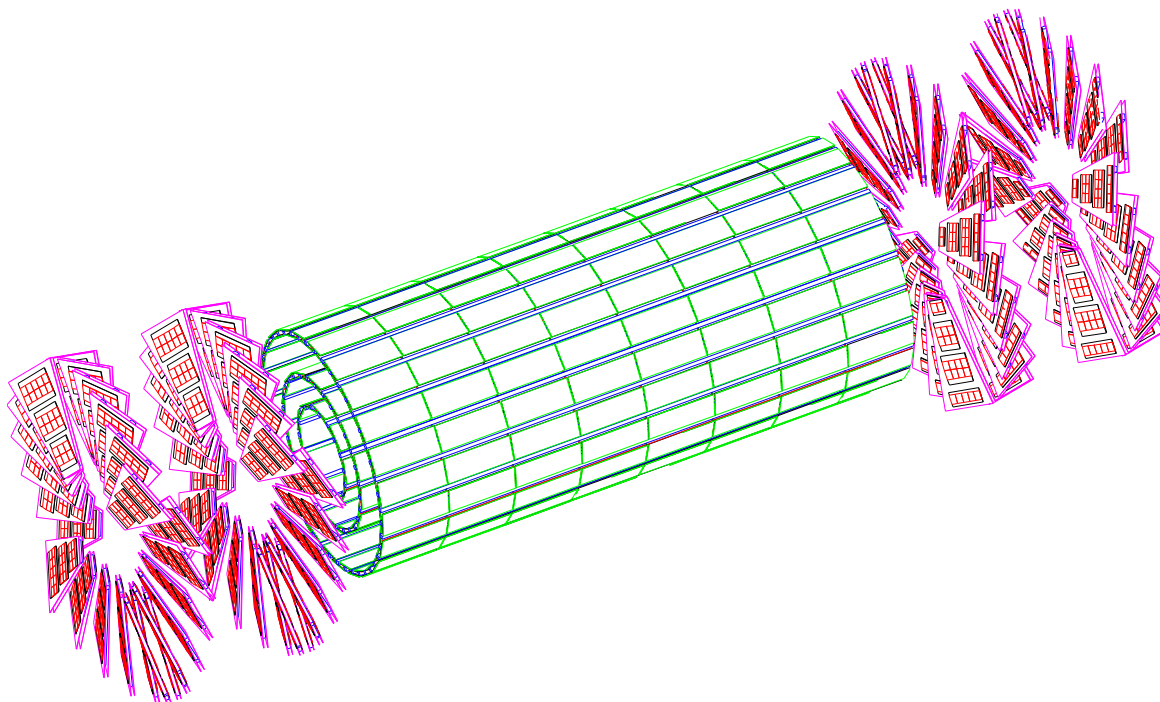


7. ábra. A CMS kísérlet vázlatos rajza.

0.5%. Az ólom-wolframát kristályok sugárzási hosszban kifejezve $25.8 X_0$ vastagságúak a hordó részben, és $24.7 X_0$ hosszúak a végsapkákban. A HCAL és ECAL kombinációjának energiafelbontása jet -ek mérése esetén p+p ütközésekben $\Delta E/E \approx 100\%/\sqrt{E[GeV]} \oplus 5\%$ (az $\oplus$ szimbólum a kvadratikus összeget jelöli). Az $|\eta| < 1.74$ intervallumban a HCAL cellák szélessége 0.087 egység pszeudorapiditásban és 0.087 radián azimutban (ϕ). Az $|\eta| < 1.48$ tartományban az (η, ϕ) síkon a HCAL cellái pontosan az ECAL kristályok egy-egy 5×5 darabból álló csoportja mögött vannak az ütközési pontból nézve, melyeket együtt kaloriméter tornyoknak nevezünk. Az $|\eta|$ nagyobb értékei esetén a tornyok mérete növekszik, és kevesebb ECAL kristályt tartalmaznak. Minden toronyban az ECAL és HCAL által érzékelt energiaértékeket összeadva kapjuk a kaloriméter tornyok energiáit, melyeket aztán a jet -ek energiájának és irányának méréséhez használunk.

A müonokat az $|\eta| < 2.4$ tartományban detektáljuk, áthaladásukat különböző síkokban érzékelve. Háromféle technológiát alkalmazunk: driftcsöveket (*Drift Tube, DT*), katódcsík-kamrákat (*Cathode Strip Chamber, CSC*), és ellenállás-sík kamrákat (*Resistive Plate Chamber, RPC*). A müonok a szilícium nyomkövető rendszerben is rekonstruálhatók, és a kétféle detektorrendszer kombinációjával elérhető impulzusfelbontás 1 TeV/c alatti p_T értékekre 1 és 5% között van. A müon detektorok közel egymillió elektronikus csatornával rendelkeznek.

A belső nyomkövető detektor méri a töltött részecskék pályáját az $|\eta| < 2.5$ tartományban. Ez 1440 szilícium pixel modulból és 15148 szilícium csík modulból áll, és a szupravezető szolenoid 3.8 T erősségű mágneses terében helyezkedik el. A pixel detektor három henger alakú



8. ábra. A CMS kísérlet belső pixel nyomkövető detektorának vázlatos rajza.

hordó részből és végsapkákból áll, és összesen 66 millió, külön-külön kiolvasható pixelt tartalmaz, vázlatos rajza a 8. ábrán látható. A három henger alakú detektorréteg sugara (nyalábtól való távolsága) rendre 4, 7 és 10 cm. A nyomkövető rendszerrel elérhető impakt paraméter (ez a mennyiség a mért részecskepálya és az ütközési pont távolsága) felbontás $\sim 15 \mu\text{m}$, míg a p_T 1.5%-os felbontással mérhető 100 GeV/c transzverzális impulzusú töltött részecske esetén.

Az első szintű (L1) *trigger* rendszer erre a célra gyártott processzorokból áll, amely a kaloriméterek, a szcintillátorok és a müon detektorok információit használva kevesebb mint $1 \mu\text{s}$ idő alatt képes kiválogatni a legérdekesebb eseményeket. A magas szintű *trigger* (HLT) processzor farm pedig ezt a 100 kHz nagyságrendű frekvenciát, amellyel az L1 *trigger* jel érkezik, kb. 300 Hz-re csökkenti további válogatással, mielőtt az adatok tárolásra kerülnek. Ebben a lépésben már a szilícium nyomkövető rendszer információi is rendelkezésre állnak az összes rekonstruált részecskepályával és az ütközési ponttal együtt a döntés meghozatalához.

Az egyik legfontosabb L1 *trigger* jelet a BPTX (*Beam Position and Timing for eXperiments*) detektor adja, amely a CMS detektortól ± 175 méter távolságra, annak két oldalán foglal helyet. Ez a detektor nagy fémelektrodákkal rendelkezik, amelyek a nyaláb közelében vannak elhelyezve. Amikor az elektrodák mellett a nyalábcsomag fénysebességgel elhalad, a tükrőtöltések elvét követve egy bipoláris feszültségjel keletkezik rajtuk, amely megfelelő diszkrimináció után rendkívül pontosan (200 ps, azaz 6 fénycentiméter felbontással) jelzi a nyalábcsomagok

érkezési idejét, és ezzel az ütközési pont várható helyét a CMS detektor közepén. Ezeknek a detektoroknak az érzékelési határfoka meghaladja a 99.99%-ot, hacsak a nyalábsomagok intenzitása nem csökken egy adott alacsony küszöbérték alá. Ez azonban nem következik be, mivel az LHC gyorsítóból még az ilyen kis intenzitások elérése előtt kiürítik a nyalábot. A CMS kísérlet ezt a *triggert* alkalmazza az ún. elfogultságmentes (*zero bias*) adatfelvételre, amikor az ütközés semmilyen feltételt nem kell hogy teljesítsen. Ez a *trigger*ek határfokának mérésére alkalmas. A másik alkalmazási terület a zajos *trigger*ek kapuzása, amikor az adott *triggert* csak a BPTX *trigger*rel egyidejűleg fogadjuk el, hiszen az utóbbi hiányában p+p vagy Pb+Pb ütközés a CMS kísérletben nem történhetett.

A két hadronikus kis szögű kaloriméter (*Hadronic Forward, HF*) kiterjeszti a CMS detektor lefedettségét, elfoglalva a $3 < |\eta| < 5$ szögtartományt, és amelyet a 7. ábrán világoskék állványon látható barna színű hengerrel ábrázoltunk. Alapanyaga acél, amelybe kvarcszálakat ágyaztak, amelyek jól ellenállnak az LHC kísérleti programjával járó óriási sugárzási roncsolásnak. Az acél abszorbensben keletkező részecskezápör töltött részecskéi áthaladnak a hosszirányban beágyazott kvarcszálakon, amelyekben Cserenkov-sugárzást keltenek. Ezeket a Cserenkov-fotonokat fotoelektron-sokszorozók gyűjtik össze. A HF kaloriméterek egyenként 250 tonnásak, és 500 km kvarcszálakat tartalmaznak. A HF alkalmazható többek között kis szögekben keletkező, TeV energiatartományba eső *jet*-ek mérésére, de ugyanakkor átlagos p+p ütközések érzékelésére, eseményválogatásra, valamint Pb+Pb ütközések esetén az ütközés centralitásának, impakt paraméterének indirekt mérésére is. A HF kaloriméterek elkészítésében Magyarország is nagy szerepet vállalt, beleértve a tervezést és prototípus tesztelést is, amelyben magam is részt vettem [115].

A HF kaloriméterek belső, ütközési pont felé néző felületére vannak erősítve a Nyaláb Szcintillációs Számlálók, amelyek a nyaláb minőségének ellenőrzése mellett döntő szerepet kaptak mind a p+p, mind a Pb+Pb ütközések kiválogatásánál, a *trigger* rendszerben. Erről a detektorról a 2.2. fejezetben részletesebben is szó lesz.

A nyalábhoz képesti nagyon kis szögtartományt a CASTOR ($5.3 < -\eta < 6.6$) és a ZDC ($|\eta| > 8.3$) kaloriméterekkel fedtük le. Ezek a kaloriméterek wolfram abszorbensbe ágyazott kvarcszálakat, illetve kvarc lapokat tartalmaznak. A TOTEM kísérlet által épített két további nyomkövető rendszer is a nyalábhoz képest kis szögben található, a $3.1 < |\eta| < 4.7$ és $5.5 < |\eta| < 6.6$ tartományokban. Jelenleg ezek a TOTEM detektorok nincsenek a CMS adatkiolvasó rendszerébe integrálva, hanem külön kísérletet képeznek.

Összesen kb. 10^8 elektronikus csatorna kiolvasása történik meg minden eseményben.

A CMS kísérlet sokkal részletesebb leírását a [116] publikációban találhatjuk meg.

1.5. A tervezéstől a felfedezésig: a kísérleti részecskefizikai alkotás főbb állomásai

A kísérleti részecskefizikai kutatás szerteágazó és változatos tevékenységek körét foglalja magába, amelyek a kreatív alkotás számtalan lehetőségét kínálják. A kísérleti és elméleti fizikai tudásunk sok helyen összekapcsolódik, és segíti egymás előrehaladását.

Kísérleti munkánkat sokszor az elméleti jóslatok, illetve azok cáfolatának vagy megerősítésének szándéka motiválja. Jelen esetben ez a motiváció az erősen kölcsönható anyag elméleti úton jóslott fázisátalakulásának kísérleti kimutatása nagy energiasűrűség, magas hőmérséklet esetén.

Az ehhez a munkához használt kísérleti berendezések megtervezését is számtalan módon segíti az eddig megszerzett kísérleti fizikai tudásunk elméleti módszerekkel rendszerezett, megértett, megbízhatóan extrapolálható összessége. Példaként elég arra gondolnunk, hogy meglévő és tervezett műszereink működése a (részecske)sugárzás és az anyag kölcsönhatásán alapszik. Ezeknek a kölcsönhatásoknak, melyek között az erős, az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatás is szerepet kap, a pontos ismerete teszi lehetővé a még felfedezésre váró folyamatok, részecskék vizsgálatára leginkább alkalmas berendezések megtervezését.

A tervek elkészítése után a detektorok megépítése technikai feladat ugyan, de az adatok feldolgozásához, a hibakereséshez, bármilyen nemtriviális adatkiértékelési probléma megoldásához gyakran szükséges a használt műszerek működésének alapos ismerete, amely legjobban azok konstrukciója során sajátítható el. A kísérleti részecske- és magfizikában használt eszközök ráadásul általában egyedi darabok; az éppen emiatt gyakori kisebb-nagyobb meghibásodásukat követő javítások során a kísérleti fizikus magára van utalva. Nehezen képzelhető el tehát sikeres kísérleti fizikai kutatás a detektorok építésében szerzett tapasztalat nélkül.

A modern kísérleti eszközök szinte mindig elektronikus úton szolgáltatnak adatokat, amelyeket számítógépek, speciális processzorok, vagy ezek sokasága segít összerendezni, tárolni, feldolgozni, értelmezni, tömöríteni, szállítani. A nagy kísérletek által szolgáltatott adatmennyiség petabájtokban mérhető, amelynek tárolása és feldolgozása csak nemzetközi összefogással, számítógép-farmok egymással összekapcsolt sokaságával képzelhető el. A detektorok jeleinek magasabb szintű objektumokká, részecskepályákká, részecskesugarakká történő redukálása rendkívül bonyolult algoritmusok és számítógépes programcsomagok segítségével történik, amelyek ráadásul igen instabilak, állandó változás, fejlődés, átalakulás alatt állnak. A redukált adatok sokszor statisztikai módszerekkel történő feldolgozást, értelmezést igényelnek. Ezen algoritmusok és módszerek ismerete, alkalmazása, fejlesztése is elengedhetetlen a kísérleti fizikus számára.

A kísérleti végeredmények publikálása, konferenciákon való ismertetése nagy körültekintést és precizitást igényel, és az értekezésben tárgyalt nagy kísérleti együttműködések esetén minden eredmény bonyolult és többszintű belső ellenőrzésen esik át. Ekkor válik fontossá a megfelelő

módszerek alkalmazása, a szisztematikus bizonytalanságok következetes vizsgálata és az adatok helyes értelmezése és rendszerezése mellett mindezen értékeknek a szűkebb vagy tágabb tudományos közösség előtti meggyőző bemutatása. Nagyon fontos, felelősségteljes és sok odafigyelést és tapasztalatot igénylő munka az ilyen belső ellenőrző bizottságokban való részvétel is, amely esetenként jelentős megtiszteltetésnek is számít. Csak a tudományos közösség, illetve a kísérleti kollégák konszenzusa vezethet tehát sikeres publikációkhoz.

Az ilyen módon kapott megbízható és ellenőrzött kísérleti eredmények azonnal hatással vannak az elméleti modellek készítőinek tevékenységére. A modellekkel való összehasonlítás, az azokkal kapcsolatos bizonyos mértékű tájékozottság megszerzése is szerves része a kísérleti fizikus munkájának. Az adatok értelmezését gyakran segíti az egyszerűbb jelenségekre, illetve matematikailag jól kezelhető mennyiségekre vonatkozó számítások analitikus vagy numerikus elvégzése, amely bizonyos mértékig a kísérleti területen tevékenykedő kutatótól is elvárható.

Értekezésemben, melynek felépítését az alábbiakban röviden összefoglalom, a tudományos alkotás összes fent felsorolt állomása szerepet kapott.

Az 1. fejezetben röviden bemutattam az értekezésben feldolgozott kutatási területet, annak motivációit, a gyakran használt fogalmak jelentését, valamint a két fő kísérleti berendezést, amelyekkel az ismertetendő méréseket elvégeztem.

A 2. fejezet a kísérleti részecskefizika egyik legfontosabb feladatával, az eseményválogatással foglalkozik. Ennek körültekintő és hatékony megvalósításától nagyban függ a kutatási program sikere. Az eseményválogatás feladata a fizikai szempontból érdekes, fontos folyamatok kiszűrése, és ezzel a rendelkezésre álló erőforrások optimalizálása. Ennek megvalósítása a fizikai folyamatok ismeretén kívül sok találékonyságot is igényel, ugyanakkor hálás és elengedhetetlen feladat egy-egy mérés elvégzéséhez.

A dolgozat egyik fő témája a QCD fázisátalakulás kísérleti bizonyítékainak bemutatása a 3. fejezetben. Itt megvizsgáljuk a nehézion-ütközésekben létrejövő energiasűrűséget, amely nem kompatibilis többé a hadronanyag (atommag-anyag) jelenlétével. Az Au+Au és d+Au ütközésekre kapott eredményeim összehasonlítása megmutatja, hogy a létrehozott nagy sűrűségű, forró anyag rendkívül erősen hat kölcsön a nagy energiájú partonokkal, amely a hadronokból kiszabadult kvark-gluon anyag jelenlétét igazolja. Azonosított részecskék mérésének segítségével megmutatjuk, hogy a d+Au és Au+Au ütközések a részecskék kollektív radiális tágulásának tekintetében is jelentősen különböznek. Megvizsgáljuk a barionoknak az ütközésben bekövetkező lefékeződését is, amely a fent említett energiasűrűség létrehozásában kulcsfontosságú. Végül ismertetem az LHC gyorsítón végzett nagy impulzusú részecskék valamint részecsquesugarak elnyomására vonatkozó mérési terveket, illetve valódi mérési adatokat. Ennek a programnak a megvalósításához számos kísérleti technikai és adatkiértékelési fejlesztés, valamint új kísérleti módszer kidolgozása volt szükséges, amelyeket szintén bemutatok majd.

A 4. fejezetben számos olyan szabályosságot ismertetek, amelyet a különböző méretű atommagok, illetve elemi részecskék többféle energiájú és centralitású ütközése esetén figyeltünk meg.

Ezek közé tartozik a keletkező töltött részecskék teljes számára, transzverzális-impulzus eloszlására, szögeloszlására vonatkozó eredményünk. Itt ismertetem az LHC gyorsító működésének korai szakaszában készített publikációinkat is.

A nehézion-ütközések kezdeti geometriai viszonyai nagyban meghatározzák a végállapotban keletkezett részecskék tulajdonságait. Ez nemcsak a számukra és impulzusukra vonatkozik, hanem azimutszög-eloszlásukra, sőt, az eloszlás aszimmetriájának eseményenkénti fluktuációira is. Mindez csak szűkös mozgásteret hagy a dinamikai eredetű fluktuációknak, amelyeket egy fázisátalakulás során várhatunk. Vizsgálatunk során elemezzük majd az atommagok kezdeti átfedési zónájának excentricitását definiáló alapelveket, és az excentricitás fluktuációinak kvantitatív jellemzését. Mindezt az 5. fejezetben foglaljuk össze.

Végül a 6. fejezetben megismerkedünk a $p+p$ valamint a $Pb+Pb$ ütközésekben egyaránt megfigyelt újfajta kétrészecske-korrelációval. Ez az LHC gyorsítónál felfedezett első váratlan, minőségileg is új eredmény, amely különös kapcsolatot teremt az elemi $p+p$ és a komplex $Pb+Pb$ ütközések között, amelynek tisztázása és magyarázata még a jövő feladata.

Értekezésemet egy rövid összefoglalással és köszönetnyilvánítással, valamint a hivatkozott publikációk jegyzékével zárom.

2. Eseményválogatás ütközőnyalábos kísérletekben

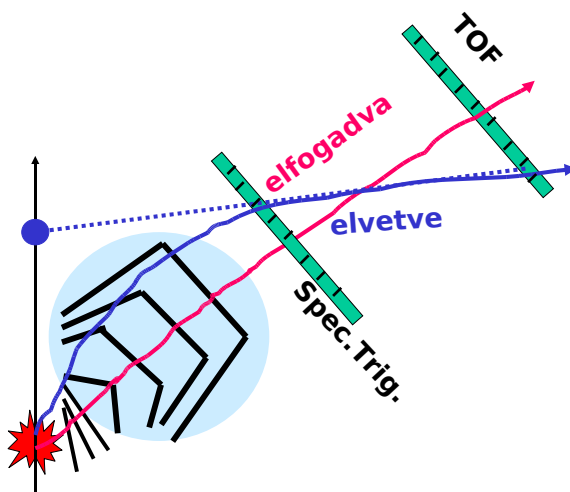
A részecske- és magfizika ütközőnyalábos (részecskegyorsító) kísérleteinél az eseményválogatásnak döntő szerepe van. Eseménynek nevezzük a részecskék, illetve atommagok laboratóriumban előállított ütközését, illetve ütközéseit, ha azok a mérés szempontjából egyidőben történnek. Az eseményválogatás feladata ezen ütközések detektálása, megkülönböztetése a háttér- és zajforrásoktól, illetve a kutatási program szempontjából fontos, általában ritka (kis hatáskeresztmetszetű) folyamatok felismerése és kiválogatása a végleges adatrögzítés számára. Ehhez az első lépést az erre a célra kifejlesztett ún. *trigger* detektorok jeleinek gyors értelmezése, majd ezek magasabb szintű, szoftveres feldolgozása jelenti, melyeket együttesen *trigger* rendszernek hívunk. A kutatási program sikere nagyrészt azon múlik, hogy a *trigger* megfelelően működik-e, és körültekintően, a fontos fizikai folyamatok pontos ismeretében volt-e optimalizálva.

Saját hozzájárulásommal két nagy kísérleti együttműködésben is jelentősen, az addigi terveken túlmutatóan kiterjesztettem az eredeti kutatási programot, mindkét esetben az ehhez szükséges *trigger* rendszer kifejlesztésével kezdve, és ezzel hozzájárulva néhány, későbbiekben részletezendő fontos fizikai felfedezéshez is.

A Brookhaven-i Nemzeti Laboratórium (Upton, New York, USA) Relativisztikus Nehézion Ütköztetőjénél (RHIC) működött a PHOBOS kísérlet, amelyhez megterveztem, megépítettem, üzembe helyeztem, és használtam az ún. Spektrométer Triggert, amely képes volt 50 ns időskálán megállapítani, hogy keletkezett-e az adott ütközésben az átlagosnál néhányszor nagyobb oldalirányú (nyalábra merőleges) impulzusú töltött részecske. Ez a 2003 elején kezdődött deuteron-arany ütközések vizsgálatában volt nélkülözhetetlen, hiszen a PHOBOS detektort kifejezetten kis oldalirányú impulzusú részecskék mérésére tervezték, de addigra kiderült, hogy a kvark-gluon plazma keresésének egyik legfontosabb eszköze éppen a nagy impulzusú részecskék mérése. Az általam épített *trigger* a PHOBOS kísérlet versenyképességét is biztosította [117].

A CERN Nagy Hadronütköztetőjénél (LHC) működő CMS kísérletben pedig a részecskegyorsító beindításának korai fázisában nagyon fontos szerepet játszó inkluzív *trigger*, az ún. *minimum bias trigger* létrehozásával foglalkoztam. Ennek alapeleme a Nyaláb Szcintillációs Számláló (*Beam Scintillator Counters*, BSC), melynek használatával megterveztem, elkészítettem, beüzemelttem és karbantartottam a CMS detektor proton-proton ütközésekre legérzékenyebb *trigger*-ét. A PHOBOS kísérlettel ellentétben a CMS berendezést a nagy impulzusú részecskék pontos mérésére tervezték, ami a teljes ütközési hatáskeresztmetszet nagyon kicsiny (de fontos) részét fedi le. Ezért a hatáskeresztmetszetet domináló átlagos ütközések mérése (*trigger*), és az abban keletkező részecskék nagy többségének detektálása nem volt megoldott a fenti hozzájárulásom előtt. Ez tehát lehetővé tette, hogy a CMS együttműködés versenyképes lehessen az átlagos proton-proton ütközések fizikájának kutatásában, amely az LHC beindulásakor a legfontosabb irányvonalat jelentette.

Ebben a fejezetben a fenti két technikai fejlesztést és alkalmazásait tekintjük át.



9. ábra. A Spektrométer Trigger működési elve. A részecskepályák görbületét az ütközési pont és a szcintillátorokon való áthaladás helye alapján osztályozzuk, és csak a közel egyenes részecskepályákat fogadjuk el.

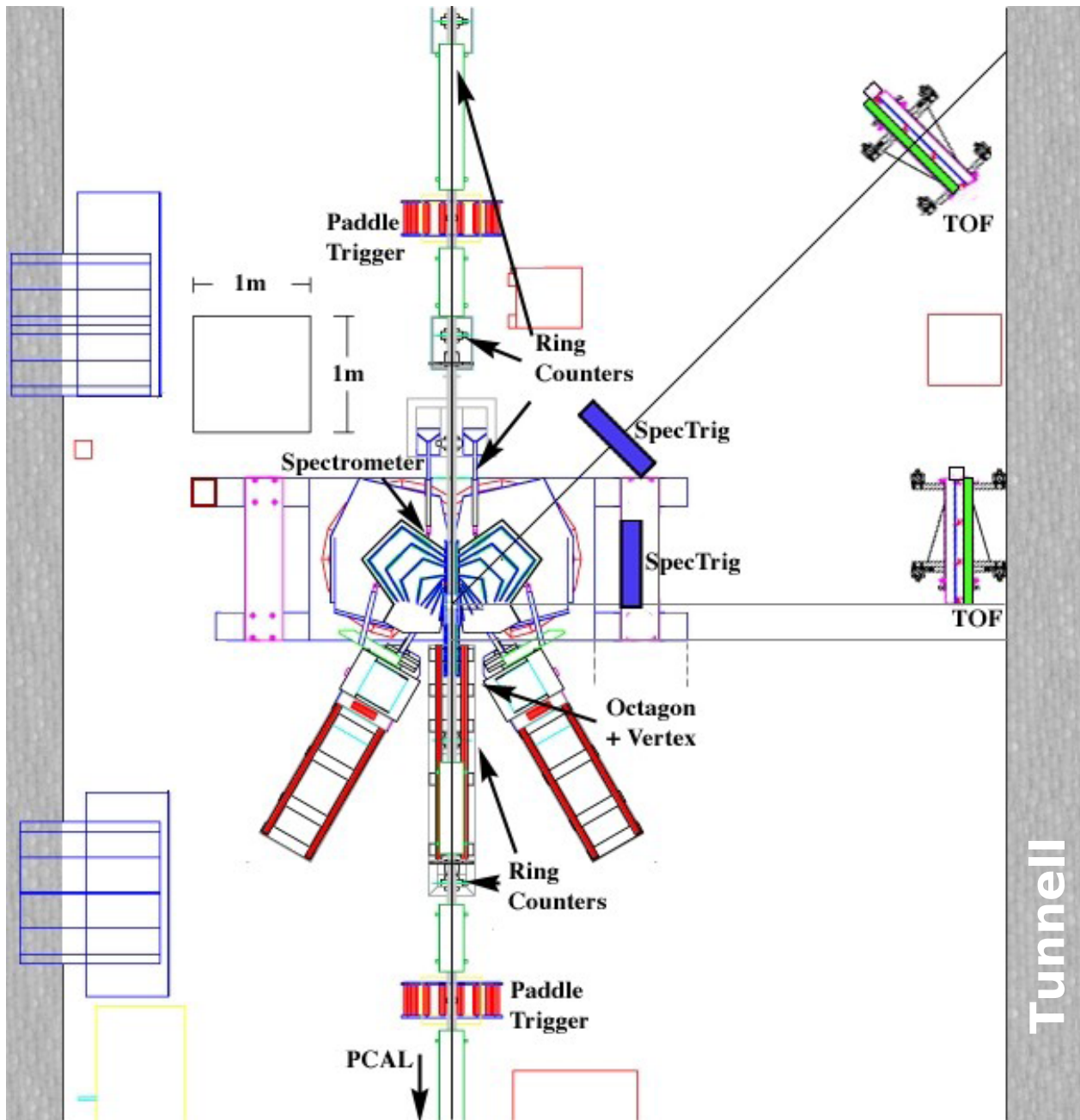
2.1. A PHOBOS kísérlet Spektrométer Triggere

A RHIC gyorsítóban 2003-ban d+Au ütközéseket hoztak létre, és ezek vizsgálata elsősorban az Au+Au ütközésekben megfigyelt nagy transzverzális impulzusú részecskék deficitjének ellenőrzése miatt volt fontos. A d+Au ütközések nagy frekvenciája és a PHOBOS detektor felépítése ezt nem tette volna lehetővé, ezért 2002-ben megterveztem és elkészítettem azt az eseményválogató rendszert, amellyel lehetővé váltak ezek a mérések. Ebben a fejezetben ezt a detektort mutatom be röviden.

A Spektrométer Trigger (*SpecTrig*) feladata tehát a nagy transzverzális impulzusú részecskék keletkezésével járó d+Au, illetve p+p ütközések kiválogatása, valamint ezen részecskék azonosításának lehetővé tétele a Repülési Idő detektorok segítségével. Az Au+Au ütközésekben keletkező részecskék nagy száma miatt ez a *trigger* ott nem lett volna használható, de az ütközések kis frekvenciája miatt erre nem is volt szükség. A SpecTrig működési elve, hogy a szegmentált szcintillátor detektorokban töltött részecskék által hagyott jelek pozíciója, valamint az ismert ütközési pont ismeretében lehetséges a közelítőleg egyenes részecskepályák felismerése, amelyek a mágneses tér jelenléte miatt szükségszerűen nagy impulzusú részecskék pályái.

Konstrukciójánál fogva ezek közül a rendszer csak azokat a részecskéket válogatja ki, amelyek áthaladnak a Spektrométeren, valamint a TOF detektorokon is. Ezt az egyszerű működési elvet mutatja be a 9. ábra. Az ütközési pont nyalábirányú helyét minden egyes ütközésre a T0 Cserenkov-detektorok jeleinek időkülönbségéből állapítja meg a rendszer. A látszólag egyszerű feladatot az nehezíti, hogy egy-egy döntés meghozatalára kevesebb, mint 50 ns idő (mintegy tizenöt fényméter) áll rendelkezésre.

A SpecTrig detektor két falból áll, amelyeket *B* és *C* betűkkel jelölünk. Egy-egy fal 10



10. ábra. A PHOBOS detektor felülnézetben, méretarányos rajzon. A TOF detektorok a lehető legtávolabb, az alagút falánál, míg a Spektrométer Trigger detektorok az elektromágnes szélén helyezkednek el.



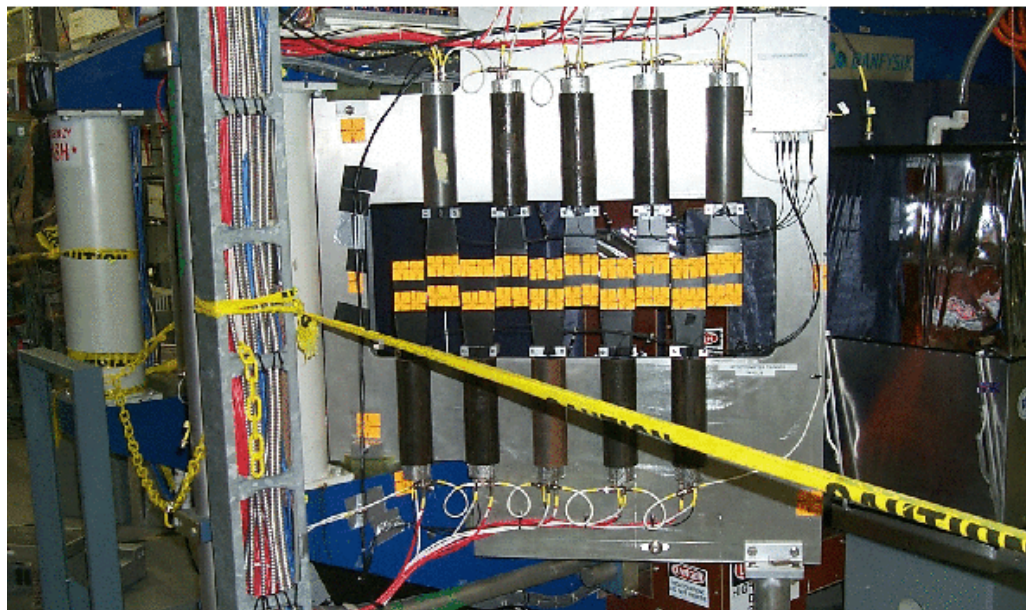
11. ábra. Bal oldal: a Spektrométer Trigger fal építéséhez használt, (alulról felfelé) szcintillátorból, fényvezetőből, PMT-ből és az azt tápláló osztóláncból álló modul. Jobb oldal: a PMT modulok erősítését és kvantumhatásfokát ellenőrző világító diódát és optikai kábeleket alkalmazó kalibrálóegység.

modulból épül fel, és 73 cm hosszú. A falak pozícióját úgy választottam meg, hogy teljesen lefedjék a TOF detektorok térszögét a névleges ütközési pontból nézve. A C jelű falat a nyaláb irányához képest 90 fokos szögben, tőle 1.6 méterre, míg a B jelűt 45 fokban, az ütközési ponttól 2 méterre helyeztem el. A TOF detektorokat, amelyek eredetileg (2002-ig) nagyjából a SpecTrig helyén álltak, távolabb, egészen a RHIC alagút falához toltam ki. A teljes PHOBOS detektor rajza felülnézetben a 2003-as állapotában a 10. ábrán látható.

A SpecTrig detektor szenzorai BC-408 típusú műanyag szcintillátorból készültek, 11 cm hosszúak (magasak), 7.24 cm szélesek és 0.5 cm vastagságúak. Ezek egy trapéz alakú fényvezetőhöz csatlakoznak, amelyek szélessége 4.4 cm-re apad a 15 cm-es hosszúságuk mentén, és amelyeket optikai cementtel ragasztottunk a fotoelektron-sokszorozók (PMT) ablakához. Az összeállítás a 11. ábra bal oldalán látható.

Mivel a berendezést a 2 T erősségű dipólmágnes közelében kellett használnunk, a fotoelektron-sokszorozókat kétrétegű mágneses árnyékolással láttuk el, melyek közül a külső egy vastag lágyvasból készült henger volt. A szcintillátorokat és fényvezetőket tükröző fóliával, majd fekete ragasztószalaggal vontuk be annak érdekében, hogy külső fényt ne kaphassanak a PMT-k. A modulokat egy alumíniumvázra erősítettük, amely a PHOBOS mágnesének nagy szerkezeti elemeihez csatlakozott. Emiatt figyelembe kellett vennünk a mágnespofák néhány milliméter nagyságú elmozdulását, összehúzódnását is az elektromágnesek ki- és bekapcsolásakor. Az összeszerelt falak egyikét a 12. ábra mutatja.

A detektorok stabilitását egy-egy ellenőrző egység biztosítja mindkét falon. Egy-egy kék színű világító dióda (LED) fényét szétszórtva, optikai szálakon vezettem egyenként mindegyik



12. ábra. Az egyik elkészült Spektrométer Trigger fal, az alumíniumvázra szerelve, az optikai kalibráló rendszerrel, lágyvas mágneses árnyékolással és a narancssárga, pozicionálásra használt címkékkel.

fotodióda ablakához. Ezzel lehetővé vált a PMT csövek folyamatos ellenőrzése, az esetleges hibák gyors felfedése, az erősítés megváltozása, stb. A diódákat néhány voltos, de csak mikroszekundum hosszúságú impulzusokat előállító elektronikus áramkörökkel hajtottam meg. Annak elkerülésére, hogy a LED esetleges elromlása esetén hamis riasztást kapjunk, (illetve a normáláshoz hasznos referenciaként) egy-egy fotodiódával állandóan ellenőriztük a LED-ek működését és fényhozamát is. Ezeket az ellenőrzésre szolgáló impulzusokat a PHOBOS általános *trigger* rendszere szabályos időközönként indította folyamatosan az adatfelvétel közben is.

A SpecTrig jeleinek amplitúdóját VME (*Versa Module Europa*) rendszerű analóg-digitális konverterek (ADC) segítségével, a jelek beérkezési idejét VME idő-digitális konverterekkel (TDC) mértük meg és rögzítettük. Az időméréshez először viszont diszkrimináltuk a jelet, és diszkriminátorunk kimenete a PHOBOS *trigger* rendszeréhez is csatlakozott. Ez a digitális jel hordozza az információt arról, hogy az adott modul érzékelte-e töltött részecske áthaladását.

A *trigger* funkció szempontjából a TOF falak egyenként 120 szenzorát falanként 15 csoportra osztottuk, melyekbe 8-8 szomszédos szenzor tartozott. Ebből a szempontból tehát a TOF falak egyenként 15 szegmensből, míg a SpecTrig falak egyenként 10 szegmensből álltak. Az egy szegmenshez tartozó TOF szenzorokat egy-egy 8 csatornás diszkriminátorba kötöttük, így bármelyik szenzor által keltett, állítható küszöbérték feletti jel (áthaladó töltött részecske) képes volt aktiválni a diszkriminátort.

A 2 T mágneses térben a kis impulzusú részecskék pályája elgörbül, de kb. 2 GeV/c transz-

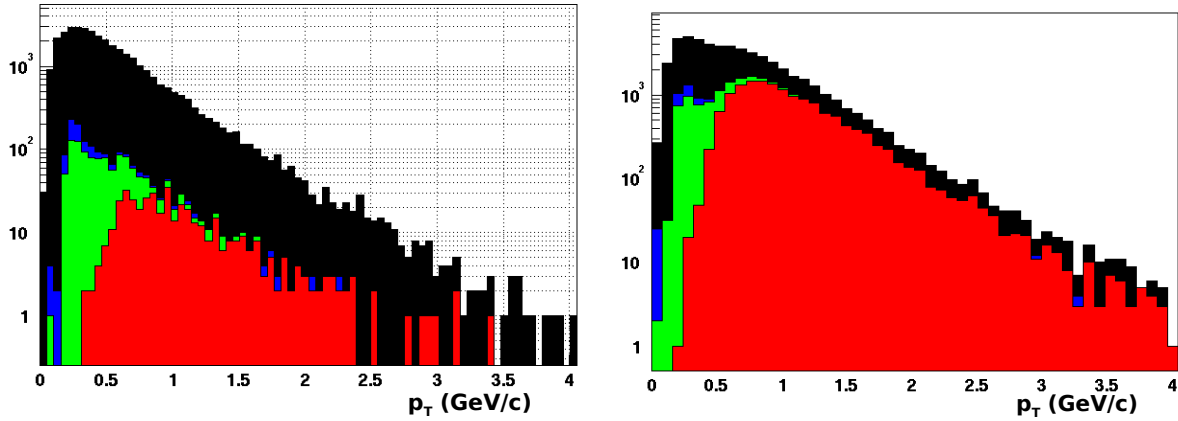
verzális impulzus felett ezek nagyjából egyenesnek tekinthetők. A detektorok teodolitok segítségével mért pontos pozíciójából mindkét SpecTrig-TOF párra meghatározhatók tehát a szegmensek azon kombinációi, amelyeket összekötő egyenes az ütközési pont környezetébe mutat vissza (a B falak esetén a $|v_z| \leq 20$ cm, míg a C falak esetén a $0 \leq v_z \leq 20$ cm követelményt írtuk elő a nyaláb és a fenti egyenes metszéspontjának névleges ütközési ponttól vett távolságára). Ha az ütközési pont a fenti intervallumban van, akkor a detektorok jeleinek ezen kombinációi nagy transzverzális impulzusú részecskéknek felelnek meg. A nagy p_T Spektrométer Trigger logika alapját tehát ezek az előre definiált kombinációk alkotják. Ha a detektorok betöltöttsége nagy, az hamis *trigger* jelekhez vezet, hiszen akkor a SpecTrig és TOF falakban detektált beütések nem fognak feltétlenül ugyanahhoz a töltött részecskéhez tartozni. Ezért ez a *trigger* csak kis multiplicitású eseményekben használható, nehézion-ütközésekben nem hatékony.

Az *online trigger* döntést egy XLM-72 nevű, a New York államban található Rochesterben, a JTEC Instruments cégnél gyártott programozható logikai modul végezte, amely 50 ns alatt kiválasztotta az egyenes részecskepályákat. Az XLM-72 rendelkezik egy VME interfésszel, egy 80 MHz frekvenciájú belső órajellel, valamint 72 ECL porttal, amelyeket a felhasználó definiálhat bemenetként és kimenetként is. A fenti alkalmazáshoz 68 bemenetet használtunk, mivel a SpecTrig 2×10 és a TOF 2×15 jele négy darab, egyenként 17 erű szalagkábelben érkezett. A megmaradó 4 kimenet egyike volt a *trigger* döntés, a többi pedig a modul diagnosztizálására használtuk. Az XLM-72 modul legfontosabb része egy Xilinx XCS40XL típusú programozható logikai kapurendszer (*Field Programmable Gate Array, FPGA*) volt. Ez a chip tetszőlegesen és többször is konfigurálható volt bármilyen, legfeljebb negyvenezer logikai kapuval megoldható logikai művelet elvégzésére.

Mivel a SpecTrig és a TOF jelei egyszerre érkeznek be az XLM bemenetére, a logika ez esetben egyszerűen az egyenes részecskepályáknak megfelelő kombinációkat reprezentáló ÉS műveletekből állt. Ha ezek közül legalább egy teljesül, az XLM kiad egy *trigger* jelet, amit "ezüst" jelnek neveztünk el. A többi kimenet segítségével megvizsgálhattuk, hogy az "ezüst" döntéshez a B vagy a C jelű, vagy esetleg mindkét detektor jelei vezettek. Az algoritmust a felhasználónak a VHDL protokoll szerint kell megírnia, amely a nagy sebességű áramkörök leírására szolgáló hardverleíró nyelv. Ezt a programot aztán a JTAG kapcsolódási protokoll segítségével lehet az FPGA memóriájába tölteni.

Az esemény *vertex*ének (ütközési pontjának) helyét a T0 Cserenkov detektorok mérik centiméteres pontossággal. Egy speciális *vertex trigger*rel válogatjuk ki azokat az eseményeket, amelyekben az ütközési pont a fent említett, megfelelő tartományba esik. A Spektrométer Trigger teljes, nagy transzverzális impulzusra érzékeny "arany" elnevezésű döntése tehát ezen *vertex trigger* és az "ezüst" döntés koincidenenciája esetén valósul meg.

A 13. ábra illusztrálja a *trigger* rendszer hatékonyságát. Az ábra bal oldalán a d+Au ütközésekben keletkezett töltött részecskék (fekete), a TOF falon áthaladó részecskék (kék), a TOF és a Spektrométer *trigger*en is áthaladó részecskék (zöld), valamint a nagy p_T -t megkövetelő



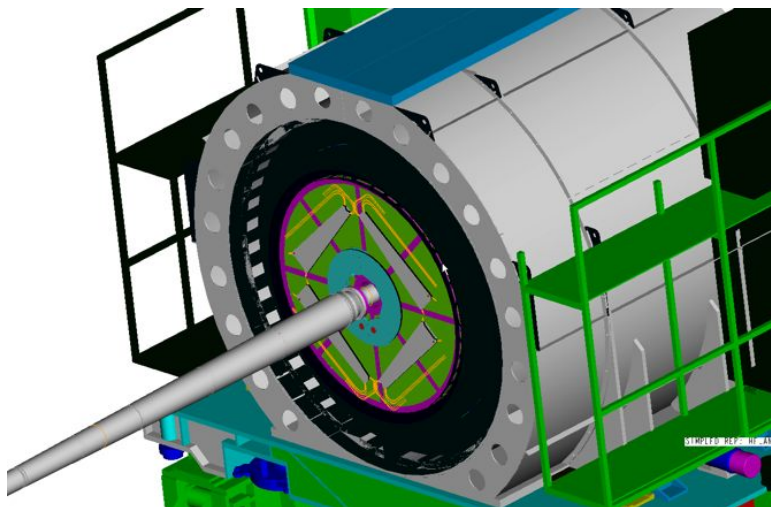
13. ábra. Bal oldal: a d+Au ütközésekben keletkezett töltött részecskék (fekete), a TOF falon áthaladó részecskék (kék), a TOF és a Spektrométer *trigger*en is áthaladó részecskék (zöld), valamint a nagy p_T -t megkövetelő *trigger* feltételt is teljesítő részecskék (piros) transzverzális impulzus eloszlása, a minimum bias *trigger* használata esetén. Jobb oldal: ugyanezen eloszlások a Spektrométer Trigger aktív használata esetén.

trigger feltételt is teljesítő részecskék (piros) transzverzális-impulzus eloszlását láthatjuk abban az esetben, ha a Spektrométer Triggert nem használjuk, hanem csak a minden ütközést elfogadó *minimum bias trigger*et alkalmazzuk. Az ábra jobb oldala ugyanezeket az eloszlásokat ábrázolja a Spektrométer Trigger aktív használata esetén. A 2003. évi d+Au mérési időszakban a Spektrométer Trigger segítségével hússzorosára növeltük a TOF falon áthaladó nagy transzverzális impulzusú részecskék egy szalagra rögzített eseményre vetített számát.

2.2. A CMS kísérlet Nyaláb Szcintillációs Számlálója

A CMS kísérlet nyalábsugárzást ellenőrző csoportja (*Beam Radiation Monitoring, BRM*) 2008-ban felszerelte a HF kaloriméterek belső felületére a szcintillátorokból álló Nyaláb Szcintillációs Számlálókat (*Beam Scintillator Counters, BSC*), melyek elsősorban azt a célt szolgálják, hogy a részecskenyalábok tisztaságát, illetve az általuk okozott sugárzást folyamatosan mérijék. Alkalmask például arra, hogy a CMS detektoron vízszintesen áthaladó részecskéket, vagy részecskezáporokat szétválasszák a p+p ütközésekben keletkezett részecskéktől, ezzel pl. a nyaláb és a vákuum részecskéi közötti ütközések gyakoriságával arányos mennyiséget határozzanak meg. Ezt az információt az LHC irányítóközpontjába továbbítjuk. A BSC elemek elhelyezkedését a 14. ábra mutatja.

2009-ben elkezdett munkám eredményeként a BSC detektort egy talán még fontosabb feladat ellátására is alkalmassá tettem, ami a p+p és Pb+Pb ütközések nagy hatásfokú érzékelése, kiválogatása volt, amihez a *trigger* jelek megtervezése, részletes tesztelése, üzembe helyezése, és azoknak a CMS *trigger* rendszerébe való integrálása volt szükséges. Az általam létrehozott *triggerek* közé tartozik a nyalábot kísérő, pion bomlásból származó müonok *triggere*, amelyet a



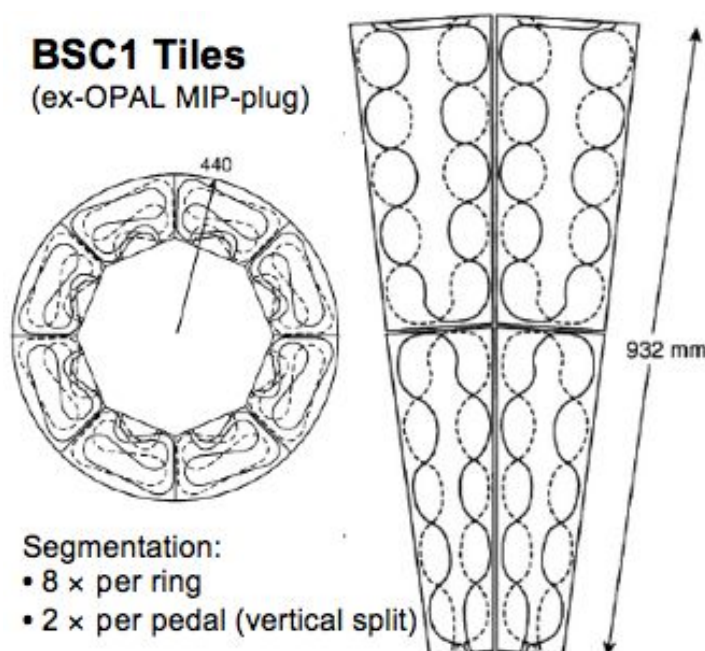
14. ábra. A Nyaláb Szcintillációs Számlálók (kék körgyűrű és szürke trapézok) elhelyezkedése a HF kaloriméter (zöld henger) belső felületén. A vékony szürke rúd a nyaláb vákuumcsövét ábrázolja. Az ütközési pont az ábrától balra lent található.

nyomkövető rendszer végsapkáinak pozicionálására [118] lehetett használni, a nagy hatásfokú *minimum bias trigger*ek proton és ion ütközésekben (ezeknek többféle változatát is elkészítettem), a nyaláb-gáz ütközéseket érzékelő *trigger*, valamint a különösen nagy multiplicitású p+p eseményeket felismerő *trigger* (ezeknek az eseményeknek a jelentőségéről a 6.2. fejezetben lesz szó).

A BC-408 típusú szcintillátorok, melyek egy minimálisan ionizáló részecske áthaladásakor átlagosan 14 fotoelektront produkálnak, a CERN LEP gyorsítójánál korábban működő OPAL kísérlet egyik detektorából ("*mini-plug*") származnak, azok újrahasznosításáról van szó. A két belső gyűrűben az ütközési pont két oldalán egyenként 8 szegmens, és a nyalábtól távolabb elhelyezve oldalanként 8 trapéz, "evező" alakú szegmens található. Összesen tehát 32 szegmenst, illetve elektronikus csatornát helyeztünk el. Ezek a szegmensek az ütközési ponttól ± 10.86 méterre, azaz 36.2 ns időbeli távolságra helyezkednek el. A szegmensek felépítése a 15. ábrán látható. A BSC detektorok érzékeny szenzorai a $3.23 < |\eta| < 4.65$ tartományban vannak, azonban nem fedik le sem a teljes η -tartományt, sem a teljes (2π) azimutszög-tartományt amiatt, hogy a külső trapéz alakú detektorok között, illetve a trapézok és a belső gyűrű között érzéketlen felületek vannak (14. ábra).

A fotoelektron-sokszorozók erősítését és a diszkriminátorok küszöbét úgy állítottuk be, hogy a szegmensek detektálási hatásfoka a minimálisan ionizáló részecskékre nézve meghaladja a 95%-ot. A hatásfokot a PMT jel nagyságának mért eloszlásából határoztuk meg.

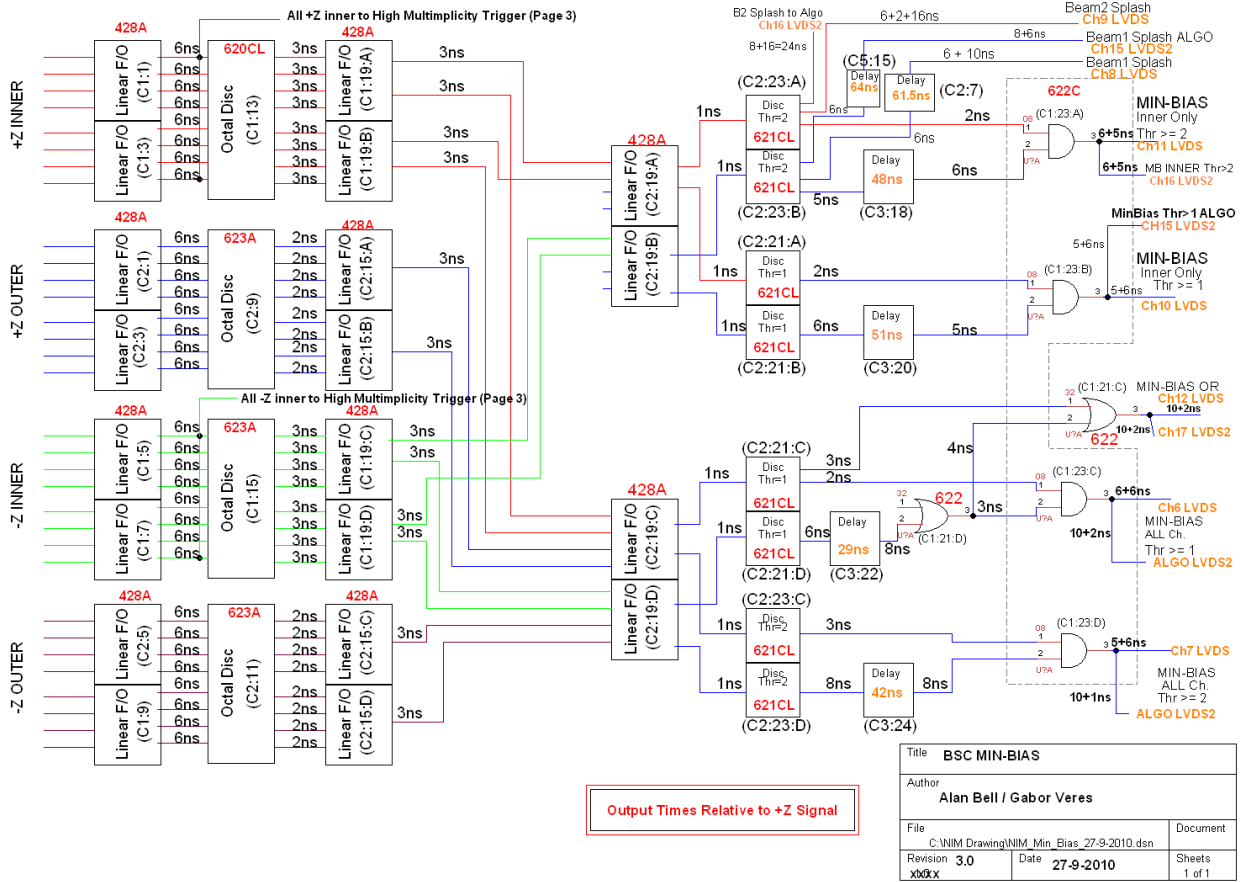
A CMS kísérlet globális *trigger*ének (GT) 64 darab LVDS rendszerű (*low-voltage differential signaling*) technikai *trigger* bemenete van, amelybe a BSC *trigger*eket kötöttük. Az általam tervezett *trigger* logikai áramkörei a BSC 32 kimenő jeléből különböző logikai műveletekkel 8 technikai és 4 úgynevezett külső feltétel *trigger* bitet állít elő, a globális *trigger* rendszer előtt.



15. ábra. A BSC detektor szcintillátor szenzorainak részletes rajza, a bennük húzódó hullámhossztoló szálakkal.

A BSC szegmensek kiolvasása fotoelektron-sokszorozókkal (PMT) történik, amelyek analóg jeleit hagyományos NIM (*Nuclear Instrumentation Module*) és VME elektronikai egységekkel dolgozzuk fel. A jelek diszkriminálását és a logikai kombinációk megvalósítását gyors LeCroy NIM egységekkel végeztetjük. Az így kapott NIM szabványú jeleket LVDS-be konvertáljuk és hagyományos Ethernet kábeleken juttatjuk el a globális *trigger* rendszerhez. Az analóg jeleket VME QDC és TDC egységek segítségével is feldolgoztuk, megmértük a jelek nagyságát és beérkezési idejét. Ezeket az információkat biztonsági okokból nem a CMS adatgyűjtő rendszere, hanem egy szünetmentes áramforrásokról üzemeltetett teljesen különálló rendszer rögzítette, hogy az esetleges nyalábbal kapcsolatos balesetek esetén is lehetséges legyen az események utólagos analízise, a CMS kísérlet adatkiolvasásának működőképtelensége esetén is. A CMS adatfolyamába tehát csak a *trigger* bitek kerültek be a BSC adatai közül.

A BSC jeleiből tizenkétféle logikai kombinációval az alábbi *trigger* jeleket hoztuk létre. A $p+p$ ütközések legnagyobb hatásfokú érzékeléséhez a 32 szegmens logikai VAGY kombinációját használtuk (*minimum bias OR*). Ez a *trigger* jel kb. 1 kHz zajfrekvenciával rendelkezett, de az LHC beindulásánál, amikor csak egy, vagy néhány nyalábcsomagot tartalmaztak a nyalábok, nem jelentett problémát. A zaj csökkentésére készítettük azt a *triggert*, amely megkövetelte legalább egy-egy, illetve legalább két-két szegmens egyidejű jelét a nyaláb két oldalán, ± 20 ns toleranciával (*minimum bias all threshold 1, threshold 2*). Ennek a két *trigger*nek azt a változatát is létrehoztuk, amelyeket megszorítottunk a BSC belső gyűrűjére, azaz egy-egy, vagy két-két beütést követeltünk meg a két oldalon (*minimum bias inner threshold 1, threshold 2*). Az eddig említett *triggerek* kapcsolási rajza a 16. ábrán látható. Végül a nagy multiplicitású



16. ábra. A BSC triggererek egy részének, a minimum bias triggereknek vázlatos kapcsolási rajza.

p+p események kiválogatásához megköveteltük, hogy az összes belső gyűrűben elhelyezkedő szegmens egyszerre jelezzon. Később ezt a feltételt tovább szigorítottuk, előírva mind a 32 szegmens koincidens aktiválódását (*high multiplicity trigger*).

Mivel a detektoron egyirányúan áthaladó részecskék a BSC detektor két oldalát 72.4 ns időkülönbséggel érték el (ellentétben a p+p vagy Pb+Pb ütközésben keletkező részecskékkel, amelyek egyidejű jelekhez vezettek), megfelelő késleltetéssel elértük, hogy bizonyos *trigger* jeleink csak erre legyenek érzékenyek. Az egyik ilyen *trigger* csak a belső gyűrű, a másik pedig csak a külső "evezők" jeleit használta, azzal a feltétellel, hogy a jelek időkülönbsége $\pm 72 \pm 20$ ns legyen (*beam halo outer*, *beam halo inner*; *beam 1*, *beam 2*). A pozitív, illetve negatív előjel az egyik, illetve a másik nyaláb esetén érvényes, tehát mindkét nyalábra külön-külön megszerkesztett *trigger* jelről van szó. Ezeket a *trigger* jeleket a CMS detektoron áthaladó müonok érzékelésére, illetve az érdekes p+p és Pb+Pb események efféle zavaró háttértől való megtisztítására lehet használni.

Végül azokban az ütközésekben, amelyek a nyaláb részecskéi és a CMS detektor közelében a vákuumcsőben maradó atommagok között jönnek létre, a keletkezett részecskék többsége a nyalábhöz képes kis szögben repül át a detektoron. Ezek közül a hadronok nem tudnak átjutni

a HF kaloriméteren, tehát az egyik BSC a HF takarásában nem jelez, míg a másik oldalon több szegmenst is eltalálhatnak ezek a részecskék. Ezért létrehoztunk egy olyan *trigger*t is, amely megköveteli, hogy az egyik oldalon legalább két BSC szegmens jelezzon. A két nyalábirányhoz (oldalhoz) természetesen egy-egy ilyen *trigger* tartozik (*beam 1 splash*, *beam 2 splash*).

A fenti *trigger*ek lehetővé tették, hogy az LHC beindulásakor az első p+p ütközéseket megbízhatóan érzékelje a CMS kollaboráció, már 0.1 Hz ütközési frekvencia esetén is. Ezután a *trigger* frekvenciákat a CMS kísérlet azonnal elkezdte a luminozítás, illetve a nyaláb tisztaságának indikátoraként használni, és azokat az LHC felé visszajelezni. A következő kb. fél évben pedig minden fizikai analízis, adatkiértékelés megkövetelte a BSC *trigger*ek meglétét, és azok alapján definiálta a "jó p+p ütközéseket", valamint szűrte ki a nyaláb-gáz ütközéseket, illetve a nyalábbal együtt haladó müonokat. Ezzel tehát egy újrahasznosított és nyaláb-megfigyelésre tervezett detektort, amelyről a CMS együttműködés tagjainak nagy többsége sosem hallott, sikerült a kísérlet egyik legfontosabb *trigger* detektorává fejleszteni, amely a publikációk elkészítésénél is elsődleges szerepet kapott. A BSC detektorok híre ezzel esetenként már-már túlnőtte, megelőzte valódi teljesítőképességét. A BSC *trigger*ek jelentősége Pb+Pb ütközésekben, ahol nagyon ritkán történik egy-egy ütközés, a mai napig megmaradt, és p+p ütközésekben is csak akkor halványult el, amikor a nyalábsomag-keresztezésként történő p+p ütközések száma a kezdeti érték százezerszeresére, 1 fölé nőtt. Ekkor ugyanis a nyalábsomag-keresztezések nagy részében biztosan történik legalább egy p+p ütközés, és ezzel szükségtelenné válik ezek nagy határfokú érzékelése. Azoknak a jelenségeknek a vizsgálatánál azonban, ahol fontos, hogy ne történjen több ütközés egyidejűleg, kisebb luminozításra van szükség. A közelmúltban felmerült annak az igénye a CMS több csoportjának részéről is, hogy ezekhez a mérésekhez térjünk vissza, ami a BSC detektor ismételt használatát jelentené.

2.3. A CMS kísérlet "minimum bias" triggerre p+p ütközésekben

A CMS kísérlet fizikai programjának elején, amikor a p+p ütközések frekvenciája mindössze 0.1 és néhány száz Hz között volt, lehetőség volt akár az összes ütközés adatainak rögzítésére is. Ehhez olyan *trigger* döntésre, azaz *online* eseményválogatásra volt szükség, amely nem diszkriminál a különböző ütközések között, hanem lehetőleg minden rugalmatlan ütközést felismer és elfogad. Ennek a fajta *trigger*nek a fontossága később, nagyobb ütközési frekvenciáknál is megmaradt, mivel a különböző speciális (pl. *jet*-eket, müonokat, elektronokat, fotonokat felismerő) *trigger*ek határfokát az adatokból csak az ilyen, inkluzív *trigger*ek segítségével lehet meghatározni, azaz csak ezek segítségével lehet pontos méréseket végezni. A rugalmas ütközéseket a jelenlegi CMS apparátussal nem lehet vizsgálni, ezért a cél azoknak a – rugalmatlan – ütközéseknek a (gyors) felismerése, amelyekben legalább egy részecske keletkezett. Ehhez a döntéshez technikai okokból a nyomkövető rendszer nem használható fel; az első szintű *trigger* döntés épp azt célozza, hogy megállapítást nyerjen egy-egy esemény esetén, hogy érdemes-e

kiolvasni a nyomkövető rendszer sok millió elektronikus csatornáját.

Azt gondolhatnánk, hogy a már említett, BPTX detektorokon alapuló *zero bias*, azaz elfoglaltságmentes *trigger* megfelel erre a célra, hiszen az csak a CMS kísérlet felé mindkét irányból haladó nyalábcsomagok létét követeli meg. Ez valóban jó megoldás akkor, amikor a nyalábcsomag-ütközések nagy (pl. 50% feletti) valószínűséggel vezetnek p+p ütközéshez. Ha azonban ennek a valószínűsége 0.02%, mint ahogy az LHC beindulásakor volt, akkor a *zero bias triggerrel* rögzített adatok 99.98%-a érdektelen, üres eseményeket fog tartalmazni. A probléma áthidalására tehát olyan *trigger*eket kell alkalmaznunk, amelyek hatékonyan felismerik a rugalmatlan ütközéseket, a lehető legkevesebb követelményt támasztják velük szemben, és nem nagyon zajosak, azaz nem reagálnak olyan nyalábkeresztezésekre, amelyekben nem történt p+p ütközés. Ezeket a *trigger*eket hívjuk *minimum bias*, azaz a lehető legkevésbé elfoglult *trigger*eknek.

A CMS kísérletet a nagy tömegű Higgs részecske, illetve a Standard Modellen túli elméletek által jósolt részecskék, illetve hiányzó energia mérésére tervezték, és ezek főként nagy impulzusú részecskék keletkezésével járó folyamatok, amelyek felismerése nem okoz gondot a *trigger* rendszernek. Emiatt az LHC első hónapjaiban fontos *minimum bias trigger*ek tervezése és előkészítése teljesen háttérbe szorult, illetve nem létezett. Ilyen *trigger*ek létrehozására azonban lehetőséget adott a BSC detektor, amely érzékeny volt igen kis (néhány MeV/c) impulzusú részecskékre is.

A *minimum bias trigger* a keletkezett részecskék alapján kell, hogy felismerje az ütközést, és minél több (töltött) és minél nagyobb transzverzális impulzusú részecske keletkezik, annál egyszerűbb feladatról van szó. A legtöbb detektor a CMS kísérletben azonban a mágneses tér és a detektor, illetve a mágnes vasmagjának anyaga miatt nem alkalmas a 800 MeV/c alatti impulzusú részecskék mérésére, pedig a töltött részecskék többsége ezalatt keletkezik. Ezért alkalmas a BSC detektor a rugalmatlan ütközések hatékony felismerésére, és valóban a BSC *trigger*ek adtak lehetőséget a CMS korai fizikai programjának megvalósítására.

A másik lehetőség a HF kaloriméter technikai *trigger*eknek használata, amelyek a HF egy-egy szegmensében leadott legalább 3 GeV energia esetén jeleznek. Az energiaküszöböt a HF zaja miatt nem lehet lejjebb állítani, viszont kevés olyan részecske van, amelyik ezt a *triggert* aktiválni tudja. Emiatt annak ellenére, hogy a HF geometriailag jóval nagyobb felületet, illetve pszeudorapiditás-tartományt fed le, mint a BSC detektor, *trigger* hatásfoka mégsem haladja meg a BSC *trigger*ekét.

A fentiek miatt általában a BSC detektor legérzékenyebb, mindössze egyetlen szegmens jelét megkövetelő *trigger*ét használtuk *minimum bias trigger*ként, előírva azt is, hogy legalább az egyik BPTX detektor jelezze a közeledő nyalábcsomag jelenlétét. Az így előállított *trigger* a BSC kísérlet legnagyobb hatásfokú, legérzékenyebb *minimum bias trigger*e.

Az adatok feldolgozása során ezután szükséges további szűrés is, amely a nyaláb és a vákuumban maradt atommagok ütközéseit küszöböli ki. Ilyen további követelmény lehet pl. a

BSC valamelyik koincidencia-*trigger*ének, vagy a HF kaloriméter technikai *trigger*ének jelzése; a nyomkövető rendszerben rekonstruált legalább egyetlen részecskepálya; azon események elvetése ahol a BSC *beam halo trigger*ének valamelyike jelzett; illetve a valamilyen módon rekonstruált ütközési pont létezése. Ezeknek az eseményválogatási kritériumoknak a (relatív) hatásfoka vizsgálható a fent definiált *minimum bias trigger*rel rögzített adatok segítségével.

Utólagos vizsgálataink során azt találtuk, hogy egy rekonstruált részecskepálya és a HF kaloriméter legalább egyetlen szegmensében leadott legalább 3 GeV energia elegendően tiszta eseményválogatást jelent, a részecskepályára vonatkozó információ azonban még nem áll az L1 *trigger* rendszer rendelkezésére. Ehhez az eseményválogatáshoz viszonyítva a BSC egyetlen szegmensének jelét megkövetelő *minimum bias trigger*ének hatásfoka 99.2%, a két oldalon egy-egy, illetve két-két szegmens jelét megkövetelő *trigger*ének hatásfoka 81.3%, illetve 69.0% volt.

A *triggerek* rugalmatlan ütközésekre vonatkozó abszolút hatásfokát az adatokból nem lehet meghatározni, hiszen nem megállapítható, hogy hány rugalmatlan ütközés történt. Ez azonban megtehető modellek, eseménygenerátorok segítségével, a detektorok szimulációjával. Ezek azt mutatták, hogy az előző bekezdésben említett három BSC *trigger* abszolút hatásfoka 93.3%, 68.9% és 55.9%, azaz a rugalmatlan ütközések ekkora hányadát ismeri fel az adott *trigger*. Mivel a nem egyszeresen diffraktív rugalmatlan ütközésekben átlagosan több részecske keletkezik, mint a rugalmatlan ütközésekben, ezekre a PYTHIA modell által jósolt hatásfok nagyobb, a fenti három *trigger*re 98.3%, 83.7%, illetve 69.6%. A nemdiffraktív ütközések esetén a hatásfokok értékei pedig 99.8%, 91.3%, illetve 78.5%. Mindezek az értékek 900 GeV ütközési energiára vonatkoznak, hiszen ez valósult meg először az LHC beindulásakor.

Összefoglalva tehát megállapíthatjuk, hogy a *minimum bias triggerek* fontos szerepet töltek be a CMS kísérlet fizikai programjának beindulásában, és ebben a BSC detektorok által szolgáltatott jelek kiemelt szerepet kaptak.

2.4. A CMS kísérlet "minimum bias" triggere Pb+Pb ütközésekben

A *minimum bias triggerek* szerepe p+p ütközésekben a luminozítás növelésével csökkent, viszont Pb+Pb ütközésekben fontos maradt amiatt, hogy itt az egy nyalábcsoomag-keresztvezetésben történő hadronikus ütközés valószínűsége 2010-ben csak 0.01% körüli volt, és várhatóan 2011-ben is 0.1% alatt marad majd. Ezért itt nem hasznos a *zero bias trigger* alkalmazása.

Mivel egy átlagos Pb+Pb ütközésben sokkal több részecske keletkezik mint a p+p ütközésekben, azt hihetnénk, hogy ezek felismerése egyszerű feladat, hiszen annak a valószínűsége, hogy legalább egy töltött részecske áthalad a BSC detektoron, igen nagy. Ez azonban csak részben igaz, ugyanis a Pb+Pb ütközések többsége egyszerű geometriai okokból periférikus, és nem centrális. Ezekben a periférikus ütközésekben tulajdonképpen csak néhány nukleon ütközik egymással, és ezért a *trigger* hatásfoka nem sokkal nagyobb mint p+p ütközésekben. Mivel ezek a periférikus ütközések adják a teljes hatáskeresztmetszet legnagyobb járulékát, a teljes

trigger hatásfok néhány százalékkal elmarad a 100%-tól.

A Pb+Pb ütközésekben viszont nagy jelentőséggel bír, hogy a *minimum bias trigger*nek minél nagyobb hatáskeresztmetszete legyen. Ez amiatt fontos, mert a Pb+Pb ütközésekben kapott eredményeket mindig az ütközés centralitásának függvényében vizsgáljuk. A centralitást a teljes hadronikus hatáskeresztmetszet százalékában adjuk meg, és az ütközésben résztvevő nukleonok számával (N_{part}) jellemezzük, amelyet a Glauber-modellből kapunk. Ha viszont nem tudjuk pontosan a *trigger* hatásfokát (amely annál inkább így van, minél kisebb maga a hatásfok), akkor a centralitás-osztályaink határai elcsúszhatnak. Ez a centrális ütközések esetén nem jelent gondot, de a periférikus ütközésekhez társított N_{part} érték jelentős szisztematikus hibával és bizonytalansággal rendelkezhet, nagyon megnehezítve éppen az elemi (p+p) ütközésekkel való pontos összehasonlítást.

Ekkor a stratégiánk az lehetne, hogy a teljes hatáskeresztmetszet minél nagyobb részét érzékelje *minimum bias trigger*ünk. Ehhez használhatjuk a BSC detektor egyetlen szegmens jelét megkövetelő nagy hatásfokú *trigger*ét. Ez valóban lefedi szinte a teljes hadronikus hatáskeresztmetszetet. Fellép azonban egy súlyos probléma, amely az LHC ütközési energiáján érzékelhető először. Ez pedig az ultra-periférikus ütközések (UPC) hatása. Ezeknek jellemzője, hogy a nagy Lorentz-kontrakciót szenvedő Pb ionok elektromos tere annyira erős lesz, hogy egymás mellett elhaladva γ +Pb ütközések történhetnek, amelyek az Pb atommag felbomlásához vezethetnek, gyakran töltött részecské(ket) is produkálva a BSC által lefedett szögtartományban. Ennek a folyamatnak a valószínűsége egy nagyságrenddel nagyobb, mint az erős kölcsönhatás által vezérelt hadronikus ütközéseké. További jellemzője ezeknek a folyamatoknak, hogy nagy valószínűséggel csak az egyik oldalon, a nyalábhoz képest kis szögben történik részecskekeltés. Emiatt a BSC fent említett *trigger*re túlérzékeny lesz, azaz az UPC folyamatok egy részére is reagál, és megtöbbszörözi a *trigger* frekvenciát, ugyanakkor lecsökkenti a kiválasztott eseményekben található valóban érdekes, hadronikus ütközések arányát. Mindezek miatt ez a *trigger* nem alkalmazható Pb+Pb ütközésekben.

A legjobb választás *minimum bias trigger*re tehát a BSC detektor koincidenziája, azaz egy-egy szegmens egyidejű jelének megkövetelése az ütközési pont két oldalán. A centrális ütközésekben száz töltött részecske is áthalad egy-egy BSC szegmensben, óriási amplitúdójú jeleket keltve, ami elektronikai jellegű problémákhoz, a jelek visszaverődései miatt a *trigger* többszöri megszólalásához vezethet. A Pb+Pb mérési periódusra készülve ezért úgy döntöttem, hogy a megfelelő és biztonságos *minimum bias trigger* a BSC koincidenzia és a HF kaloriméterben hasonlóan definiált koincidenzia logikai VAGY művelettel való kombinálása lesz. Ekkor a két detektor közül bármelyiknek a működési zavara esetén a másik detektor *trigger* jele automatikusan rendelkezésre áll. Emellett az ütközések kb. 1.5-2%-a a BSC koincidenziát nem, csak a HF koincidenziát aktiválta, és fordítva. Kombinációjukkal tehát elérhető volt a maximális *trigger* hatáskeresztmetszet, minimális (néhány százalék) zaj hozzáadásával. Az előre nem sejtendő nyalábminőség miatt óvatosan kellett terveznünk, így végül megköveteltük, hogy a

fenti *trigger* jel csak akkor legyen érvényes, ha egyidejűleg mindkét BPTX detektor jelezte az ionnyaláb-csomagok CMS felé közeledését. Ezzel az esetleges zajt, kozmikus sugárzásból és radioaktivitásból származó háttérrel, többszörös téves *trigger* jeleket, nyaláb által okozott egyéb háttérrel csökkentettük, hiszen Pb+Pb ütközés csak akkor történhetett, ha mindkét BPTX detektor jelet adott.

Az így kiválogatott eseményekre az adatfeldolgozás során megköveteltük a rekonstruált ütközési pont létezését is. Az ezzel a feltétellel együtt elért eseményválogatási hatások a hadronikus Pb+Pb ütközésekre nézve $99 \pm 1\%$ volt mágneses tér nélkül végzett mérések esetén, és $97 \pm 3\%$ a teljes mágneses tér (3.8 T) jelenlétében. A *trigger* ugyanakkor tiszta is volt, mindössze néhány százaléknyi zajt, hibás jelet tartalmazott. A Pb+Pb ütközések mérésénél az én feladatom volt az L1, alsó szintű *triggerek* tervezése és az ezzel kapcsolatos tevékenységek, különösen a BSC detektor beüzemelése és adaptálása. Ez a *trigger* rendszer kiválóan működött, és még az LHC ionnyalábjainak kevésbé tiszta állapotát is sikeresen tudta volna kezelni.

3. A QCD fázisátalakulás kísérleti igazolása

Ebben a fejezetben a munkásságom legfontosabb eredményein keresztül áttekintjük azokat a kísérleti bizonyítékokat, amelyek a QCD fázisátalakulás létrejöttére utalnak centrális, ultrarelativisztikus nehézion-ütközésekben, melynek során az anyag hadronikus leírása már nem állja meg a helyét, hiszen több jel is utal arra, hogy az ütközés során létrejött, atommag méretének nagyságrendjébe eső kiterjedésű térfogatban a szabadsági fokok nem színtelen hadronok többé, hanem azok alkotórészei, a partonok.

Ezek a bizonyítékok közvetettek, hiszen egy-egy ütközésről csak a benne keletkezett részecskék mérésén keresztül tudhatunk meg valamit, amelyeket csak jóval a létrejött tűzgömb megsemmisülése után detektálunk. Ezeknek a részecskéknek a száma, fajtái, impulzusa, korrelációi azonban gazdag ismeretanyagot bocsájtanak rendelkezésünkre, amelyből különböző modellek segítségével következtetéseket vonhatunk le a létrejött közeg tulajdonságairól, vagy éppen modelleket cáfolhatunk meg, vagy azok paramétereit szűkíthetjük le, ezzel növelve prediktív erejüket. A kísérleti adatok interpretációja tehát általában nem képzelhető el különféle modellek alkalmazása nélkül. Ezekre azonban nincs mód részletesen kitérni ebben a dolgozatban. Ehelyett magukra a – remélhetőleg időtálló – kísérleti bizonyítékokra helyezem a hangsúlyt, amelyeket a természet ad az elfogulatlan szemlélő kezébe.

Ez a fejezet semmiképp nem a fázisátalakulás kísérleti eredményeinek teljes körű gyűjteménye. Csak azokra az eredményekre térek ki, amelyek létrehozásában közvetlen szerepem volt, ezek pedig az eddig megfigyelt jelenségeknek csak egy kis részét ölelik fel. A PHOBOS és a CMS kísérletben végzett munkám szorosan és természetesen összekapcsolódik, és a tárgyalt témakörökön belül jól kiegészíti egymást. Mindkét kísérletben sokat tettem a nehézion-ütközések és az elemibb ütközések összehasonlításának lehetővé tétele érdekében.

A 3.1. alfejezet a legegyszerűbb mennyiségekkel, az ütközésben keletkező részecskék számával, szögeloszlásával, valamint a részecske-antirészecske párok számarányával foglalkozik. A létrejövő közeg energiasűrűségét és bariokémiai potenciálját ezen mennyiségek alapján lehet megbecsülni.

A 3.2. alfejezet témája annak vizsgálata, hogy a fázisátalakulás során létrejött anyag milyen erősen hat kölcsön a rajta áthaladó partonokkal. Ezt a RHIC energiákon a keletkezett nagy transzverzális impulzusú hadronok mérésével lehetett vizsgálni. Rendkívül fontos volt az Au+Au ütközések és a d+Au ütközések összehasonlítása, hogy a kezdeti és a végállapoti jelenségeket kellően szét lehessen választani. Az előbbi effektusok, konkrétan a gluon telítődés vizsgálatához hasznos volt a nagy p_T -vel rendelkező részecskék elnyomásának rapiditásfüggését is kísérletileg ellenőrizni.

A különböző tömegű részecskék impulzuseloszlása nagyon eltérő, és a nagy p_T -nél tapasztalt hozamok p+p ütközésekhez viszonyított elnyomása más a barionokra és a mezonokra. A közeg tágulásának hatására is másképp viselkednek. Emiatt szükséges a részecskéket azonosítani is, és

megvizsgálni az azonosított részecskék keletkezésének hatáskeresztmetszetét. Az erre vonatkozó eredményeimet, illetve a részecskeazonosítás általam alkalmazott módszereit tárgyalja a 3.3. alfejezet.

Végül az LHC energiákon lehetővé vált a valódi, kísérletileg könnyen és egyértelműen, egyenként rekonstruálható *jet*-ek energiavesztésének vizsgálata is. Az LHC-ben a *jet*-ek olyan látványosan azonosíthatók, hogy már az *online* eseményválogatás során is alkalmazhatók *jet trigger*ek, lehetővé téve a már RHIC-nél is mért nukleáris módosulási arányok mérését minden eddiginél nagyobb transzverzális impulzusig. A *jet*-ek módosulása nehézion-ütközésekben az LHC energiákon már a γ -*jet* eseményekben is vizsgálhatóvá válik. Az ezekre a mérésekre történő, évekig tartó félkészülésről és a közelmúltban a CMS kísérlet első Pb+Pb mérése során megvalósított, *jet*-ek energiavesztését bizonyító elemzésről szól a 3.4. alfejezet.

3.1. A töltött részecskék száma és részecskearányok

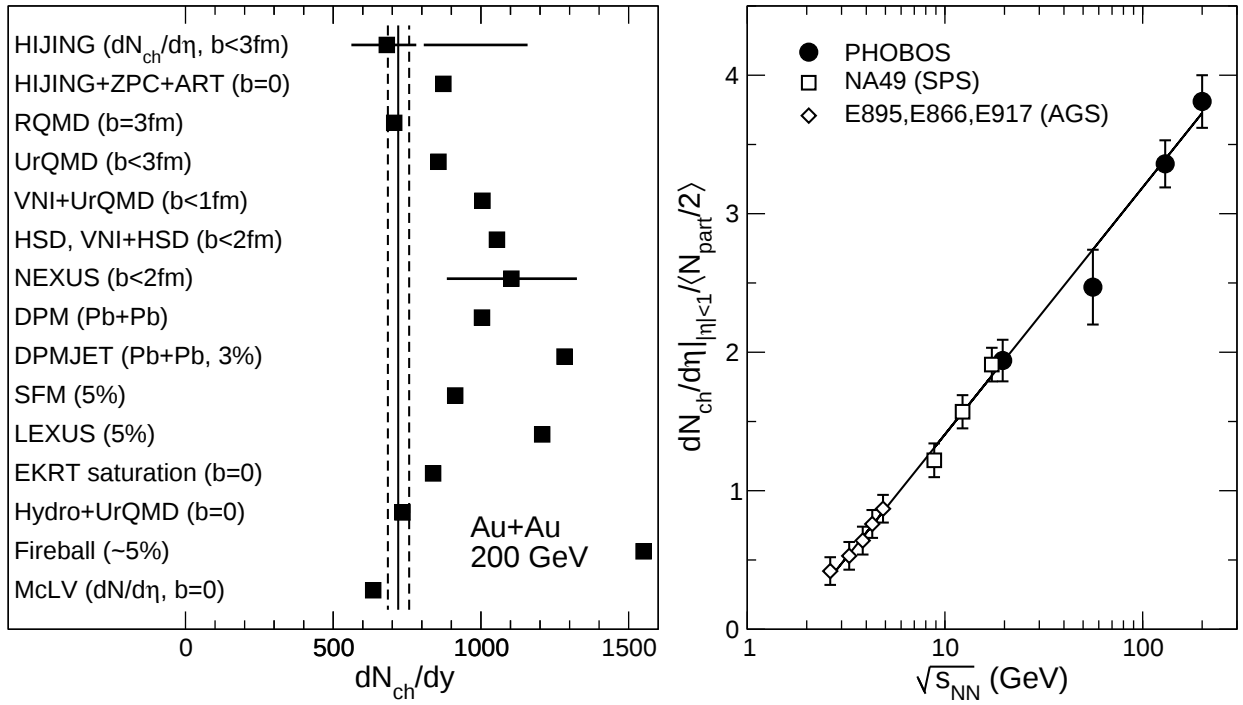
Ebben a fejezetben a nehézion-ütközésekben mérhető két alapvető mennyiségről lesz szó, melyek az extrém sűrűségű erősen kölcsönható anyag vizsgálatában alapvető fontosságúak. Az egyik az ütközésben keletkezett töltött részecskék száma, amelyből a létrehozott energiasűrűség becsülhető, a másik pedig az antiproton-proton arány, mely a legegyszerűbb mérhető mennyiség, és a fent említett energiasűrűség létrehozásában szerepet játszó barion-transzportot, az eredetileg beérkező barionok lefékeződését jellemzi.

3.1.1. Energiasűrűség

A RHIC gyorsító elsődleges célja az erősen kölcsönható anyag vizsgálata volt, szélsőséges körülmények között. A RHIC nehézion-ütközéseinek tömegközépponti energiája több mint egy nagyságrenddel nagyobb volt (200 GeV nukleonpáronként), mint a CERN-beli SPS gyorsítónál (17.2 GeV nukleonpáronként). Az LHC gyorsítóban ez 2010-re ismét több, mint egy nagyságrenddel növekedett (2760 GeV nukleonpáronként). A várakozások szerint így a RHIC-ben létrejövő maximális energiasűrűség lényegesen nagyobb kellett, hogy legyen, mint az SPS esetén. A nagyobb ütközési energia másik várt következménye az volt, hogy a két ütköző atommag eredeti barionjai a midrapiditástól sokkal messzebb fognak elhelyezkedni a végállapotban, és így egy nagyon kicsi bariokémiai potenciálú közeget hagynak a midrapiditás közelében [26, 119–122]. Ez pedig ígéretes volt az addigra a rács-QCD segítségével már kiterjedten vizsgált nulla bariokémiai potenciállal rendelkező rendszerekkel való kísérleti összehasonlítás szempontjából [123, 124].

Ebben a fejezetben a RHIC nehézion-ütközéseiben formálódott közeg fenti két fontos tulajdonságára vonatkozó eredményekről lesz szó, kitekintéssel az LHC-nél végzett mérésekre.

Az Au atommagok ütközésekor létrehozott energiasűrűséget nem lehet közvetlenül mérni, arra a keletkezett és detektált részecskék tulajdonságaiból lehet – nem teljesen modellfüggetlenül – következtetni. Mégis érdemes ezt megtenni, hiszen a QCD fázisátalakulás megtörtén-



17. ábra. Bal oldal: a PHOBOS kísérlet töltött részecskék rapiditás-sűrűségére vonatkozó mérési eredménye centrális Au+Au ütközésekben $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energián [125–128] (függőleges vonal, szaggatottal a szisztematikus hiba) különféle elméleti jóslatokkal [129–135] összehasonlítva. Jobb oldal: az $|\eta| \leq 1$ szögtartományban keletkezett töltött részecskék normált pszeudorapiditás-sűrűsége centrális Au+Au (AGS [136–139] és PHOBOS [125–128, 140, 141]) és Pb+Pb (SPS [142, 143]) ütközésekben, a nukleon-nukleon tömegközépponti energia függvényében.

tének a nagy energiasűrűség feltétele. Erre a rendelkezésünkre álló mennyiségek a részecskék pszeudorapiditás- és transzverzális impulzus-eloszlása, valamint a részecske-keletkezés azimut-szög szerinti aszimmetriája (az elliptikus áramlás).

A 17. ábra jobb oldalán a töltött részecskék midrapiditásnál mért sűrűsége, $dN_{ch}/d\eta|_{|\eta| \leq 1}$ látható, normálva az ütközésben résztvevő nukleonpárok átlagos számával, az ütközési energia függvényében a PHOBOS [125–128, 140, 141] kísérletből, valamint az SPS [142, 143] és az AGS [136–139] kisebb energián végzett méréseiből.

Az adatok egyszerű logaritmikus összefüggést mutatnak, ahogyan azt a folytonos vonal mutatja. A PHOBOS kísérlet széles energiatartományban és szögtartományban volt képes mérni a töltött részecskék eloszlását, és az Au+Au ütközések legcentrálisabb 6%-ára a 19.6; 56; 130 és 200 GeV energián a $dN_{ch}/d\eta|_{|\eta| \leq 1} / \langle N_{part}/2 \rangle$ részecskesűrűsége ebben a sorrendben az 1.94 ± 0.15 , 2.47 ± 0.27 , 3.36 ± 0.17 és 3.81 ± 0.19 értékek adódtak. A multiplicitás-mérés a PHOBOS kísérlet specialitása volt; a RHIC gyorsító működésének első három évében minden egyes új energián és újfajta ütköző atommagok esetén a PHOBOS publikálta a részecskesűrűséget a leggyorsabban. Ezeket a többi RHIC kísérlet eredményei később rendre megerősítették. Érdekes megjegyezni, hogy majdnem minden jóslat túlbecsülte a mérési eredményt, ahogy az a

17. ábra bal oldalán látható. Még inkább figyelemre méltó, hogy egy évtizeddel később ugyanez az LHC nehézion programjának első napjaiban is lejátszódott.

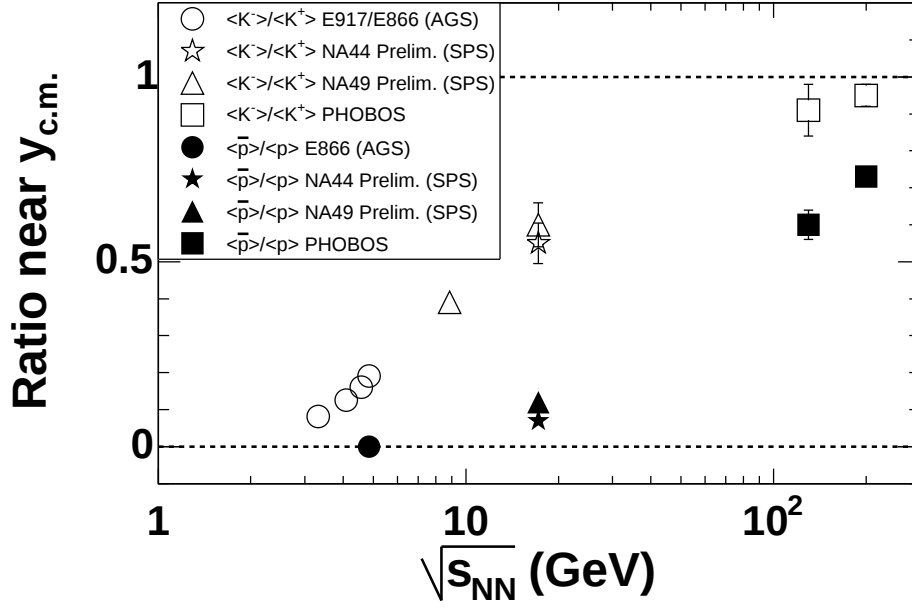
Azon modellek között, melyek helyesen jósolták a RHIC-nél mért részecskesűrűséget, kettő is (EKRT [133] és McLV [135]) a kezdeti állapotra, illetve a keletkezett partonokra vonatkozó telítődés jelenségét használta fel.

A RHIC gyorsító csúcsergiáján tehát kb. kétszer annyi részecske keletkezik szögtartományonként, mint az SPS-ben, és emellett az egy részecskére eső transzverzális energia is nőtt. Hasonló állítás tehető az LHC nehézion-ütközéseiről is, ahol a $dN_{ch}/d\eta|_{|\eta|\leq 0.5}/\langle N_{part}/2 \rangle = 8.46 \pm 0.29$ értéket mértük [111]. Ebből az ütközésben elért energiasűrűsége is az következik, hogy az több mint kétszeresére nőtt az SPS és RHIC, valamint a RHIC és LHC ütközések között.

Az energiasűrűség pontosabb becsléséhez szükséges tudnunk a részecskék átlagos energiáját, és a forrásuk térfogatát is. Az előbbi megkapható a későbbiekben bemutatásra kerülő azonosítatlan és azonosított részecskék transzverzális-impulzus eloszlásának segítségével, amely 600 MeV körülnek adódik. Figyelembe véve a semleges részecskéket is, az az energia, amelyet a midrapiditás körül az $|\eta| < 1$ intervallumban keletkezett részecskék hordoznak, és amely nem az eredetileg ütköző atommagok triviális longitudinális mozgásának maradéka, 1600 GeV-re becsülhető a 200 GeV-es nukleonpáronkénti RHIC energián, centrális Au+Au ütközésekben [112]. Ez a teljes ütközés energiájának mintegy 4%-a. Másrészt, az a térfogat, ahol ekkora energia tárolódott, a létrehozott forró anyagcsepp keresztmetszetének (amelyet tekinthetünk az Au atommag keresztmetszetének, azaz 150 fm^2 -nek) és hosszúságának szorzata. Az utóbbi érték a majdnem fénysebességgel való tágulás miatt korántsem egyértelmű. Bjorken javaslatát [144] követve ezt tekinthetjük 2 fm -nek, amely az ütközéstől eltelt kb. $1 \text{ fm}/c$ időtartam eltelésével egyenértékű, ezzel az energiasűrűsége $5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ adódik. A később szintén bemutatásra kerülő elliptikus áramlásra vonatkozó eredményeinkből megállapítható, hogy a rendszer $1\text{-}2 \text{ fm}/c$ alatt közelítőleg egyensúlyba kellett, hogy kerüljön. Még ha a felső (konzervatív) határt is választjuk, és feltételezzük hogy közben a rendszer a fénysebesség nagyságrendjébe eső sebességgel tágul, akkor is $3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ értéket kapunk az energiasűrűség alsó korlátjára, a közelítő egyensúly elérésekor. Ez a konzervatívan becsült eredmény is kb. hatszor nagyobb a nukleonok, illetve hússzor nagyobb az atommagok energiasűrűségénél. Ezért a létrejött anyag nem írható le többé hadronikus szabadsági fokokkal. Számos más mérési eredmény megerősíti ezt az elképzelést, mint pl. az elliptikus áramlás kvarkszám-skálázása, vagy a *jet*-ek energiavesztesége, illetve a nagy transzverzális impulzusú hadronok elnyomása elemi ütközésekhez képest, de az elsőnek mért és legegyszerűbb mennyiség – a keletkezett részecskék száma – már ugyanerről árulkodik.

3.1.2. Bariokémiai potenciál

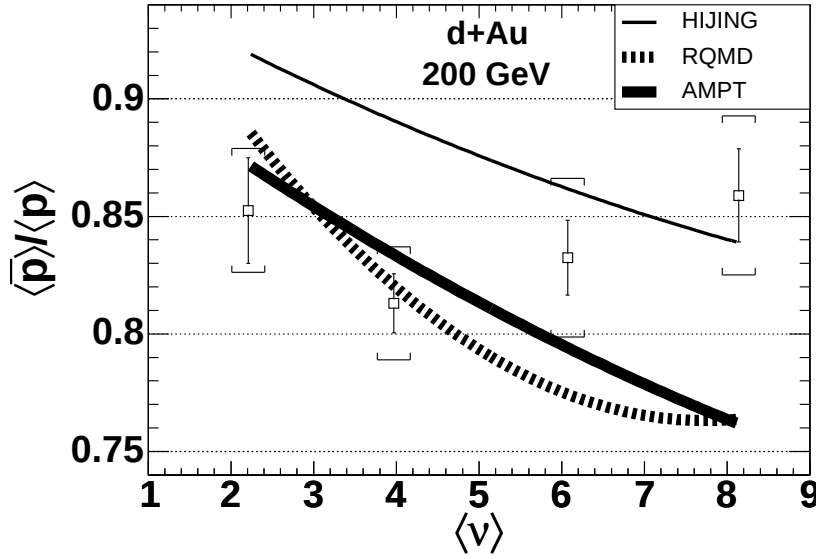
Az első mérési eredmények a RHIC gyorsítónál, amelyek a bariokémiai potenciálra (μ_B) vonatkoztak, a töltött részecske-antirészecske arányok voltak centrális nehézion-ütközésekben. Ez



18. ábra. Azonosított antirészecskék és részecskék mért számaránya midrapiditás közelében, a nukleonpáronkénti ütközési energia függvényében centrális Au+Au (AGS [138, 145, 146] és PHOBOS [147, 148]) és Pb+Pb (SPS [149, 150]) ütközésekben. A hibavonalak statisztikus hibákat jelölnek.

azzal magyarázható, hogy kísérletileg a mágneses tér polaritásának változtatásával a részecskék és antirészecskék pályáit úgy lehet válogatni, hogy azokra szinte minden korrekció azonos legyen, a nyomkövetés hatásfokától kezdve az inaktív detektor-elemekig. Ekkor főleg az antirészecskék és részecskék detektorban történő különböző mértékű kölcsönhatási, elnyelődési hatáskeresztmetszetére kell ügyelni. A legegyszerűbb Boltzmann-közelítésben az antiprotonok és protonok aránya $e^{-2\mu_B/T}$ -vel arányos, ahol T a hőmérséklet a kémiai kifagyás pillanatában, tehát amikor a keletkezett részecskék közötti rugalmatlan ütközések már mind lejátszódtak. A 18. ábra mutatja a PHOBOS [147, 148] kísérletben és alacsonyabb energiákon [138, 145, 146, 149, 150] mért antirészecske-részecske arányokat protonokra és kaonokra. Látható, hogy a RHIC-ben létrejött rendszer sokkal közelebb van ahhoz, hogy azonos számú részecskét és antirészecskét tartalmazzon, mint kisebb ütközési energián. A 200 GeV-es centrális Au+Au ütközésekben mért antiproton-proton arány 0.73 ± 0.02 (stat.) ± 0.03 (sziszt.) volt, amely jelzi az igen kis μ_B értékek megközelítését. A termális modellek keretén belül ezekből az arányokból kiszámítható a bariokémiai potenciál [151]. Feltételezve, hogy a hadronizáció 165 MeV hőmérsékleten történik, $\mu_B = 27$ MeV adódik centrális Au+Au ütközésekre 200 GeV energián. Ez pedig egy nagyságrenddel kisebb, mint az SPS csúcsergiáján, 17.2 GeV-en Pb+Pb ütközésekben mért érték [152, 153]. Tehát a RHIC-ben centrális Au+Au ütközésekben létrejött közeg már megközelítette a legtöbb addigi rács-térelméletben elvégzett számítás által feltételezett barionmentes állapotot, bár nem volt teljesen mentes a nettó barionoktól.

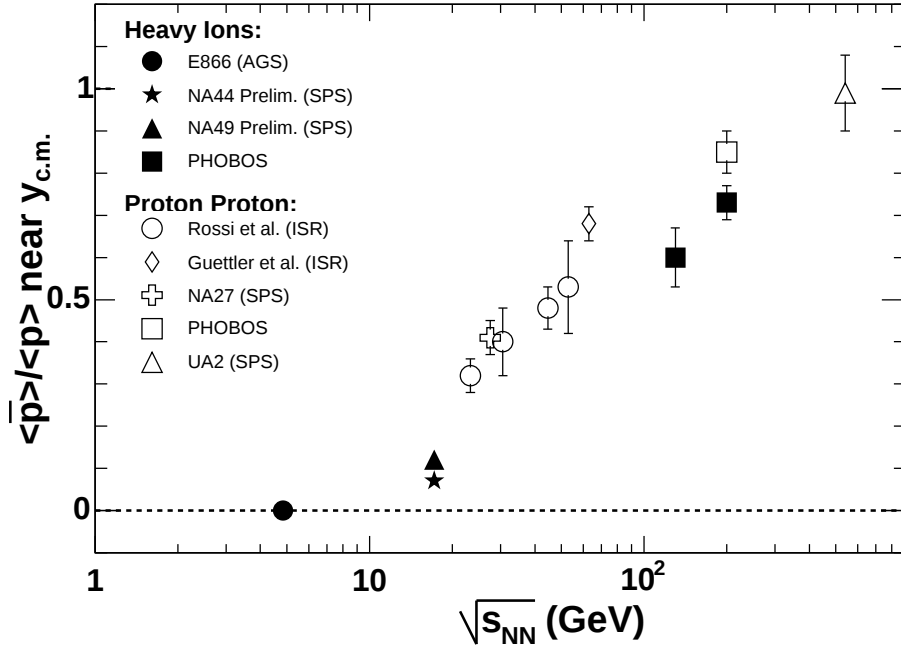
A RHIC gyorsító képes volt különböző mágneses rigiditású és tömegű atommagokat is üt-



19. ábra. Az antiprotonok és protonok számának aránya a $0 < y < 0.8$ rapiditás-tartományban (ahol a pozitív rapiditás-irány a deuteron repülési iránya) d+Au ütközésekben $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ütközési energián [154], négy centralitás-osztályban, néhány elméleti jóslattal összehasonlítva [155–158]. A $\langle \nu \rangle$ paraméter a deuteron nukleonjai által egyenként átlagosan elszenvedett ütközések száma. A hibavonalak statisztikus, a kapcsok szisztematikus hibákat jelölnek.

köztetni, ami rendkívül fontos szerepet játszott abban, hogy a nehézion-ütközések adatait ne csak proton-proton ütközésekhez, hanem d+Au ütközésekhez is hasonlítani lehessen, ahol már a "hideg" atommag által okozott módosulások is szerepet kaphattak, de várhatóan nem alakulhatt ki az Au+Au ütközésekben létrejött nagy térfogatú, forró, partonikus plazma. A deuteron izospin-viszonyaiban jobban hasonlított az Au atommagra, másrészt a proton és Au atommag együttes gyorsítása nehézségekbe ütközött volna a nagyon eltérő töltés/tömeg arányuk miatt.

Különösen érdekes a d+Au ütközésben a centralitás függvényében megvizsgálni az antiproton-proton arányt. Ezt az arányt egyrészt a kezdeti állapotból történő barion-transzport, másrészt a barion-antibarion párok keletkezése együttesen alakítja ki. A centralitás változtatásával a deuteron nukleonjai által elszenvedett ütközések számát lehet kísérletileg hangolni. A meglepő mérési eredmény a 19. ábrán látható [154]. Naivan azt várhatnánk, hogy az antiprotonok részaránya csökken a centralitás függvényében, ahogy a deuteron nukleonjai egyre több ütközést szenvedtek el az Au atommagban, és ezért egyre nagyobb valószínűséggel fékeződhetnek le annyira, hogy midrapiditás környékén detektálhassuk őket. Ezzel szemben az adatokban nem látjuk az antiproton-proton arány centralitás-függését. Talán az egyetlen modell, amely megfelelően visszaadja a kísérleti adatokat, a Kvar-k-Gluon-Húr Modell (QGSM, *Quark Gluon String Model*), de csak akkor, ha a modellben a barionszám-transzportért felelősnek gondolt *String Junction* objektumokat is számításba veszik a szerzők [159]. Mivel a d+Au ütközések kontrollként szolgálnak a nehézion-ütközések interpretációjához is, a barion-transzport megér-



20. ábra. Antiproton-proton arány midrapiditás közelében a $\sqrt{s_{NN}}$ ütközési energia függvényében (anti)proton-proton (üres szimbólumok) [160–164] és centrális A+A (teli szimbólumok) [138, 145–150] ütközések esetén. A hibavonalak magukba foglalják a statisztikus és szisztematikus hibákat is.

tése ezekben az elemibb ütközésben nem kerülhető meg a nehézion-ütközések dinamikájának helyes magyarázatához.

Érdemes a nehézion-ütközésekben kapott antiproton-proton arányokat elemi, proton-proton ütközésekkel is összehasonlítani. Ez látható a 20. ábrán a $\sqrt{s_{NN}}$ függvényében; a proton-proton ütközések adatai a PHOBOS [160] kísérletből és alacsonyabb energiákon végzett mérésekből [161–164], a nehézion-adatok a [138, 145–150] publikációkból származnak. Ezt az arányt a bariontranszport és a barion-antibarion párok keletkezésének együttese határozza meg. Látható, hogy a nehézion-ütközésekben mért arányok akkor feleltethetők meg a nukleon-nukleon ütközésekben mért arányoknak, ha az utóbbiakat jóval *kisebb* ütközési energián tekintjük. Ez azért jelentős, mert pl. a vezető barion jelenség miatt a keletkezett részecskék számát illetően ezzel éppen ellentétes szabályosság figyelhető meg, tehát ahhoz, hogy nukleonpáronként ugyanannyi keletkező részecskét kapjunk, a proton-proton ütközéseket jóval *nagyobb* ütközési energián kell végrehajtani (amiatt, hogy a nehézion-ütközések hatékonyabban fordítják részecskekeletkezésre a nyálábergiát). Mindez erősen arra utal, hogy nehézion-ütközésekben a barionok rapiditása sokkal jobban megváltozik, mint proton-proton ütközésekben, és ez csökkenti az antiproton-proton arányt midrapiditásnál. Megállapíthatjuk tehát, hogy a részecske-arányok mérése sok információt ad az ütközések dinamikájáról amellet, hogy kísérletileg általában könnyen és precízen mérhető mennyiség.

3.2. Nagy impulzusú részecskék elnyomása $d+Au$ és $Au+Au$ ütközésekben

A Brookhaven-i Nemzeti Laboratórium 2000-ben beindult nehézion-fizikai kutatási programjának elején még nem volt egyértelmű, hogy a QCD fázisátalakulás jeleit milyen impulzustartományban keletkező részecskék mérésével lehet majd legkönnyebben megtalálni. Az arany-arany ütközések mérésével keletkező, rendkívül nagy mennyiségű adat feldolgozása megmutatta, hogy a nagy transzverzális impulzussal, de kis hatáskeresztmetszettel keletkező részecskék mennyisége drámaian lecsökken, ha azt a proton-proton ütközésekkel megfelelő módon hasonlítjuk össze [165]. A jelenséget angolul – kissé pontatlanul – *jet-quenching*-nek nevezték, bár hadronok méréséről, és nem teljes *jet*-rekonstrukcióról volt szó.

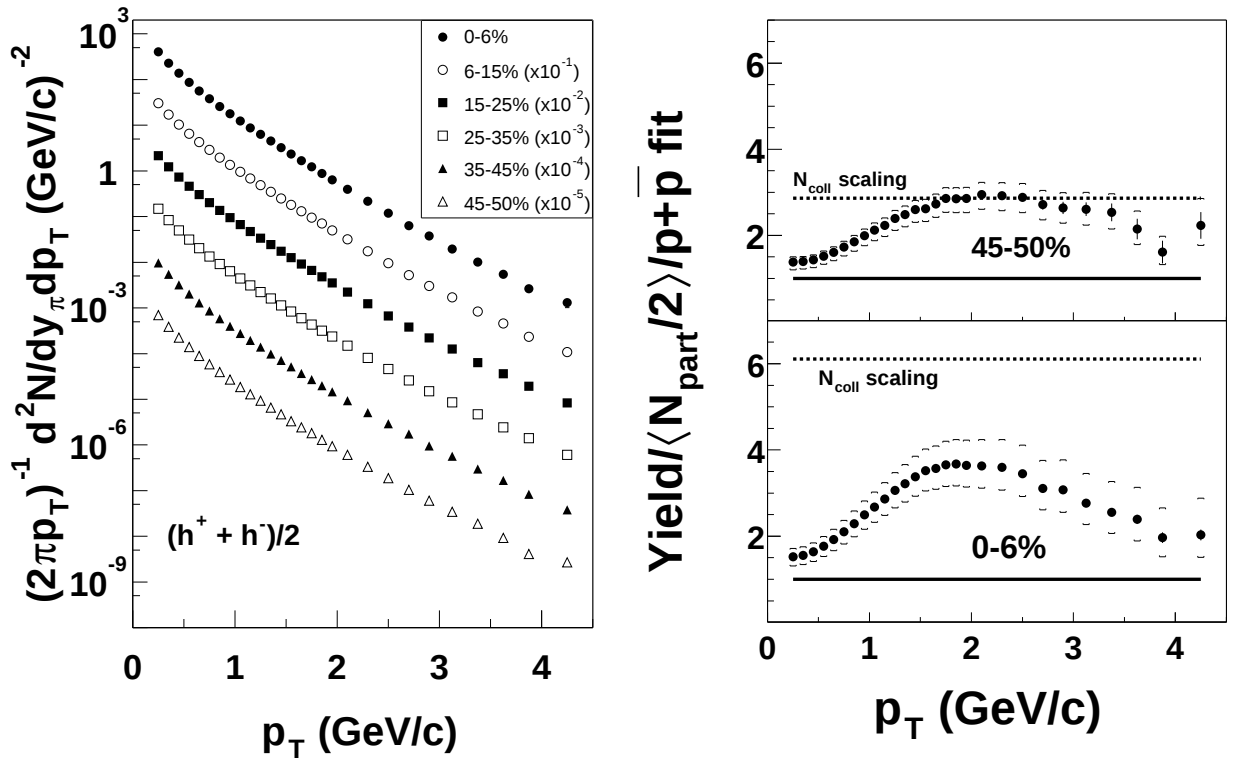
Ezután fontossá vált annak a kérdésnek a kísérleti tisztázása, hogy az ultrarelativisztikus sebességgel ütköző nagy atommagok kezdeti állapotában, vagy a kemény szórás (ütközés) megtörténte utáni kölcsönhatásokban keresendő a látványos jelenség oka. Ehhez a deuteron-arany ütközéseket hívtuk segítségül, ahol szintén hasonló kemény szórások történtek, de a kemény szórás a maganyagban, a hadronizáció pedig a vákuumban kellett hogy történjen, hiszen a nehézionok által létrehozott forró plazma keletkezése itt nem volt várható. A hozzájárulásom nemcsak az arany-arany ütközések adatainak kiértékeléséhez volt fontos, hanem a PHOBOS kísérlet alkalmassá tételéhez is erre, a felfedezés szempontjából döntő fontosságú mérésre.

Ezeknek az $Au+Au$, illetve $d+Au$ ütközésekben végzett vizsgálatoknak a kivitelezését és eredményeit foglalom össze ebben a fejezetben. A tudományterület elismerését jelzi, hogy ezek a publikációk mára több száz hivatkozást kaptak.

3.2.1. $Au+Au$ ütközések vizsgálata

A PHOBOS kísérletben az első vizsgálataink arany-arany atommag-ütközésekben keletkezett nagy transzverzális impulzusú részecskékre vonatkoztak, 200 GeV nukleonpáronkénti ütközési energián. Az első feladat az volt, hogy a töltött részecskék transzverzális impulzusának eloszlását megmérjük a PHOBOS spektrométer által lefedett tartományban, azaz a $0.2 < y_\pi < 1.4$ rapiditás- és a $0.25 < p_T < 4.5 \text{ GeV}/c$ impulzustartományban. Az utóbbi intervallum alsó határát az ütközési pont közelében levő detektorokban és berendezésekben történő elnyelődés, a felső határát az adatok mennyisége, illetve a spektrométer által lefedett kis térszög szabja meg. Az impulzus-eloszlást természetesen az ütközések centralitás-osztályaira külön-külön kell meghatározni.

A hadronok és atommagok ütközéseiben történő részecskekeletkezéssel kapcsolatban különbséget szokás tenni a "kemény" és "lágymag" szórásai között, melyeket az átadott impulzus nagysága különböztet meg. A kemény szórásai hatáskeresztmetszetek energiafüggése alapján várható, hogy a kemény szórások hozzájárulása a keletkezett részecskék számához az ütközési energia függvényében növekszik. Nehézion-ütközésekben ez az elképzelés jól vizsgálható,



21. ábra. Bal oldali ábra: A töltött hadronok invariáns hozama p_T függvényében, hat centralitás-osztályban. A láthatóság kedvéért az egyes osztályok egy nagyságrenddel el vannak csúsztatva egymáshoz képest. A mérési hibák kisebbek, mint a szimbólumok mérete. Jobb oldali ábra: A töltött hadronok hozamának aránya $Au+Au$ és $p + \bar{p}$ ütközésekben, p_T függvényében, normálva $\langle N_{part}/2 \rangle$ -vel, két szélsőséges centralitás-osztályra (melyek esetén a Glauber modellből becsült $\langle N_{part} \rangle$ értéke 65, illetve 344). A szaggatott (folytonos) vonal az N_{coll} (N_{part}) szerinti skálázási jóságot mutatja.

hiszen a kemény folyamatok száma a páronkénti nukleon-nukleon ütközések számával (N_{coll}), míg a lágy folyamatok hozzájárulása az ütközésben részt vevő nukleonok számával (N_{part}) arányosnak várható. Ez a két szám viszont nagyon eltérő módon függ az ütközés centralitásától, amely kísérletileg könnyen kontrollálható. A Glauber-modellre épülő számítások esetén közelítőleg az $N_{coll} \sim N_{part}^{4/3}$ összefüggés áll fenn. Emiatt az N_{coll}/N_{part} arány a centrális $Au+Au$ ütközésekben eléri a súroló ütközéseknél számolt arány hatszorosát. Az ütközések centralitás szerinti osztályozása tehát kézenfekvő kísérleti eszköz ennek az aránynak a változtatására. A centralitás-osztályokat a teljes rugalmatlan hadronikus hatáskeresztmetszet százalékában adjuk meg, tehát pl. a 0-6% az összes rugalmatlan ütközés legcentrálisabb hat százalékát jelenti.

Miután a PHENIX kísérlet megmutatta, hogy 130 GeV nukleonpáronkénti ütközési energián a töltött részecskék impulzus-eloszlása módosul a proton-proton ütközésekben mérthez képest [165], a PHOBOS kísérlettel elvégeztük a mérést 200 GeV energián is, különös tekintettel a fent tárgyalt centralitás-függésre [166].

Az eseményválogatásra az ütközési pont két oldalán elhelyezett, körgyűrű alakú, egyen-

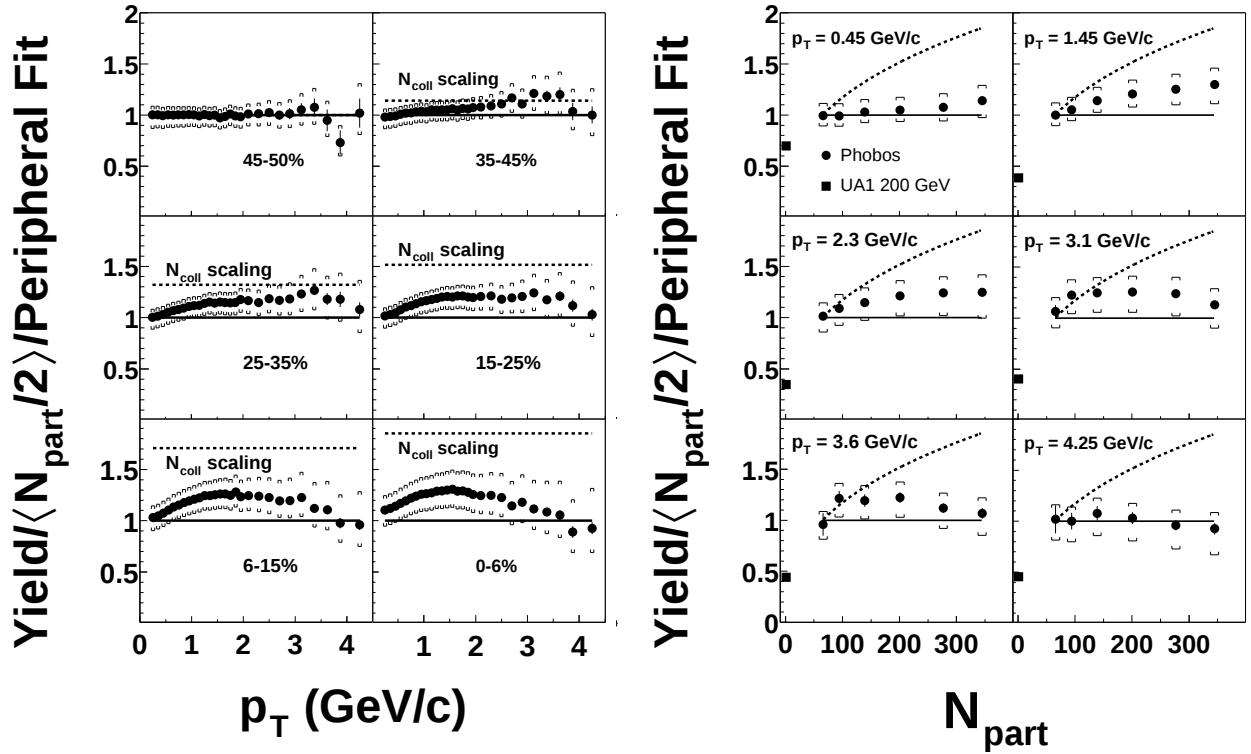
ként 16 szegmensből álló műanyag szcintillációs detektorokat használtuk. Ezen detektorok jelei alapján az Au+Au ütközéseket hat centralitás-osztályba soroltuk be. Az invariáns részecskehozamok méréséhez számos korrekcióra volt szükség, például a detektor limitált geometriai lefedettségére, a nyomkövető algoritmus hatásfokára, a bomló és a detektorban keltett részecskék számára, a helytelenül rekonstruált részecskepályákra, az össze nem illő részecskepályadarabok véletlen összekötésére, az impulzus-felbontásra és az impulzus-osztályok szélességére. Az utóbbi kettő saját feladataim közé tartozott a kísérleti együttműködésben. Ez magában foglalta az impulzus-felbontás Gauss-eloszlástól való jelentős eltérésének figyelembe vételét, a felbontás korrekciójára egy iteratív eljárás kidolgozását és alkalmazását, valamint az impulzus-osztályozás hatásának kompenzálását. Az eredményként kapott invariáns töltött részecskehozam a transzverzális impulzus függvényében a 21. ábra bal oldalán látható.

A 21. ábra jobb oldalán a legperiférikusabb és a legcentrálisabb ütközésekben és a proton-antiproton ütközésekben korábban azonos ütközési energián mért spektrumok [167] arányát láthatjuk. Megállapítható, hogy a spektrum alakja már periférikus Au+Au ütközés esetén is eltér az proton-antiproton referenciától, és hogy a részecskehozam 4 GeV/c körül centrális ütközésekben messze alulmarad az N_{coll} skálázás alapján várthoz képest, amely a nehézion-ütközést független elemi ütközések szuperpozíciójának tekinti.

A 22. ábra bal oldala mutatja a spektrumok fejlődését a centralitás függvényében. Mind-egyik spektrum normálva van $\langle N_{part}/2 \rangle$ -vel, és elosztva a periférikus ütközésekben mért spektrummal. Látható, hogy a 3 GeV/c feletti transzverzális-impulzus tartományban a résztvevő nukleonok számával való skálázás elég pontosan teljesül, de messze elmarad a páronkénti ütközések számával való skálázástól. A spektrum alakja nem változik többet a különböző centralitások között, mint az elemi ütközések és periférikus Au+Au ütközések között változott.

Ezt az érdekes skálázási tulajdonságot más szemszögből mutatja a 22. ábra jobb oldala: ez a nukleonpáronkénti részecskehozam hat különböző transzverzális impulzusnál, a periférikus ütközések esetéhez normálva. Ismét a szaggatott vonal mutatja az N_{coll} szerinti skálázást. Erről az ábráról azt a meglepő következtetést vonhatjuk le, hogy annak ellenére, hogy a páronkénti ütközések számának súlya, így fontossága jelentősen növekszik a centralitás-tartomány két vége között (számszerűen a kétszeresére), addig a fenti módon, a résztvevő nukleonok számára normált részecskehozamok alig változnak, különösen nagyobb transzverzális impulzusok esetén.

Ez a jelenség úgy értelmezhető, hogy a nehézion-ütközésben létrehozott sűrű közegben a keletkezett *jet* energiát veszít, és ez okozza a *jet* vezető hadronjainak elvesztését, pontosabban kisebb impulzustartományba tolódását. A megfigyelt részecske-spektrumok olyan bonyolult mechanizmusok eredőjeként állnak elő, mint például a kezdeti és a végállapot pontos tulajdonságai, a nagy energiájú partonok keletkezése és fragmentációja, beleértve sugárzás- és szórásjelenségeket is, nukleáris árnyékolás, és a partonok energiavesztése. Kísérleti szempontból tehát egy nagyon egyszerű szabályosság több versengő effektus összegeként kerül értelmezésre. Ennek alternatívája lehetne egy olyan naiv modell, amely a nagy impulzusú hadronok kibocsátását



22. ábra. Bal oldali ábra: töltött részecskék hozama $Au+Au$ ütközésekben, hat centralitásozrtályban, a periférikus osztályban mért spektrummal és $\langle N_{part}/2 \rangle$ -vel normálva. A szaggatott (folytonos) vonal az N_{coll} (N_{part}) szerinti skálázási jóslatot mutatja. Jobb oldali ábra: töltött részecskék hozama a résztvevő nukleonpárok számára normálva hat különböző transzverzális-impulzus tartományban, N_{part} függvényében ábrázolva. Az adatok a periférikus eseményosztályban mért spektrummal elvannak osztva. A szaggatott (folytonos) vonal az N_{coll} (N_{part}) szerinti skálázási jóslatot mutatja.

csak az ütközésben keletkezett tűzgömb felszínéről engedné meg [168], azonban magyarázható a kezdeti állapotban előálló telítődés jelenségével is [169]. A téma jelentőségét jelzi mind a kísérleti, mind az ezzel foglalkozó elméleti publikációk mostanáig összegyűlt (egyenként) több (mint) száz hivatkozása.

A különböző modellek közötti differenciálás szempontjából talán a legfontosabb ezeket a méréseket elvégezni a $d+Au$ ütközések esetén is, ahol a szóródott partonok mozgása és a *jet* fragmentációja vákuumban történik, illetve a részecskék keletkezését csak a "hideg" atommaganyag jelenléte befolyásolhatja. Ezzel a kérdéssel foglalkozik a következő alfejezet.

3.2.2. $d+Au$ ütközések: a referencia

A PHOBOS kísérletben elvégeztük a *jet quenching* jelenség helyes értelmezéséhez elengedhetetlen referencia-kísérletet, a $d+Au$ ütközésben keletkezett töltött részecskék transzverzális impulzusának eloszlását a $0.25 < p_T < 6$ GeV/c tartományban, az előző fejezetben tárgyalt $Au+Au$ ütközésekkel azonos, 200 GeV nukleonpáronkénti ütközési energián [117]. A deuteron

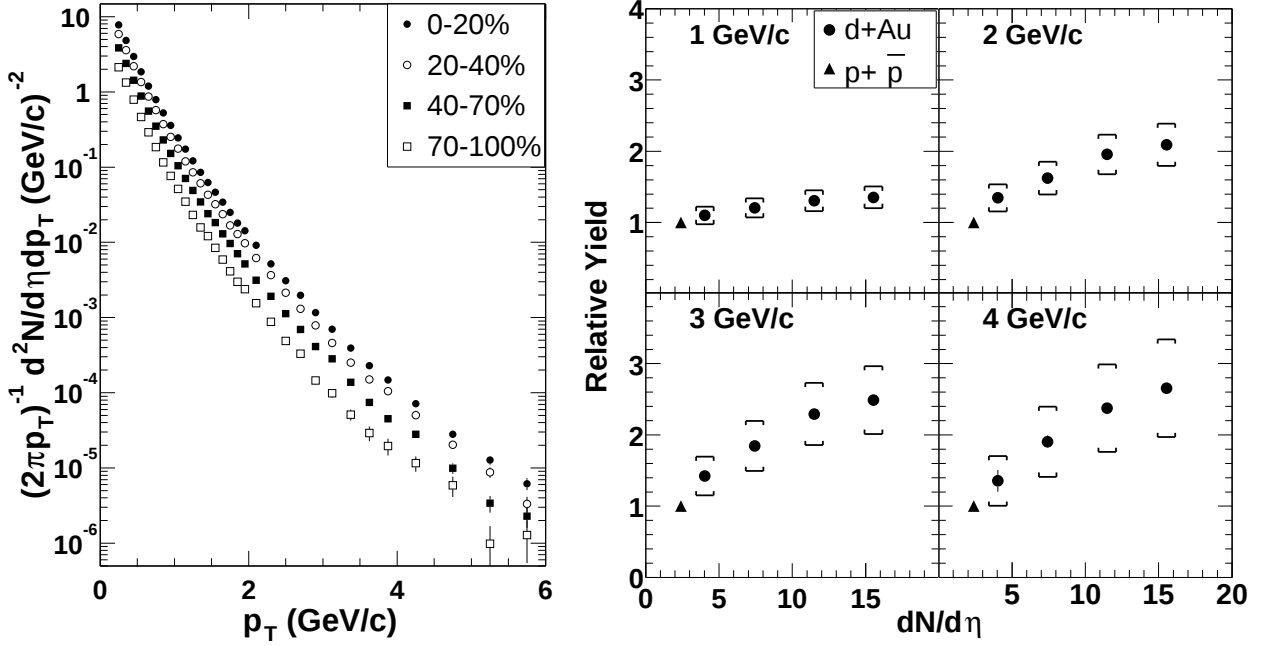
a legkisebb atommag, amit a RHIC-ben az arany atommagokkal egyszerre lehetett gyorsítani, mivel az arany atommag mágneses rigiditása (A/Z aránya) sokkal közelebb van a deuteronéhoz, mint a protonéhoz. Emiatt pl. a $p+Au$ ütközések kivitelezése technikai okok miatt nem volt lehetséges.

Kisebb ütközési energián végzett mérésekből már ismert volt, hogy proton-atommag ($p+A$) ütközésekben a néhány GeV/c transzverzális impulzusú részecskék keletkezésének hatáskeresztmetszete gyorsabban növekszik, mint az atommag tömegszáma [170]. Ez a Cronin-effektusnak nevezett jelenség a kezdeti állapotban elszenvedett többszörös szórással írható le, amely a p_T -eloszlás kiszélesedéséhez vezet [171]. Ennek a mérésnek RHIC energián való megisméltése tehát az $Au+Au$ eredmények értelmezéséhez volt szükséges, például a gluon-telítés vizsgálatához [169]. Az ütközés centralitásának változtatásával pedig kísérletileg beállítható a beérkező partonok által átszelt atommag effektív vastagsága.

Az eseményválogatást ennél a mérésnél is részben a körgyűrű alakú szcintillációs számlálók segítségével végeztük el. Ezen egyszerű *trigger* fontos kiegészítése volt, hogy az ütközés két oldalán elhelyezett Cserenkov-detektorok jeleinek időkülönbségét, amely pontosan az adott $d+Au$ ütközés helyét adja meg a nyalábirányban, arra használtam, hogy csak azokat az ütközéseket válogassam ki, amelyek a névleges ütközési pont közelében történtek. Ennek az elvi és technikai megvalósítása, beállítása, felügyelete az én feladatomból volt. Végül, az általam tervezett és megépített Spektrométer Trigger detektorok és a Repülési Idő Falak kombinációjával válogattuk ki azokat az eseményeket, amelyekben különösen nagy transzverzális impulzusú részecskék keletkeztek. Ezzel sikerült sokszorosára növelni a megmért nagy impulzusú részecskék számát, és ezzel kompenzálni a PHOBOS spektrométerével lefedett kis térszögből adódó versenyhátrányt a többi RHIC kísérlethez képest. Ennek az eredményeképpen sikerült a megmért töltött részecske-spektrum felső p_T -határát $6 \text{ GeV}/c$ -re növelni, amely az eredmény egyértelmű értelmezéséhez elengedhetetlen volt.

A $d+Au$ ütközések centralitásának megállapítása a $3 < \eta < 5.4$ pszeudorapiditás-tartományt lefedő, szilícium alapú Gyűrű-detektorokban leadott összes energia alapján történt, amely arányos a detektoron keresztülhaladó töltött részecskék számával. Mivel a $d+Au$ események multiplicitása (keletkező töltött részecskék száma) sokkal kisebb volt, mint az $Au+Au$ ütközéseké, a kis térszöget lefedő spektrométer nem volt alkalmas az ütközési pont (*vertex*) eseményenkénti rekonstrukciójára. Ehelyett egy alternatív *vertex*-rekonstrukciós eljárást dolgoztunk ki, amely csak az egyrétegű, de 2π azimutszöget lefedő szilícium Oktagon-detektorban a töltött részecskék által leadott energiát és az energialeadás helyét használta fel. A *vertex* pozíciójának elérhető felbontása 0.8 és 1 cm között volt, kissé multiplicitás-függően. Ennek az eljárásnak tartós jelentőséget adott, hogy hat évvel később a CMS kísérletben is nagyon hasonló eljárást alkalmaztunk, illetve dolgoztunk ki, amelyet felhasználtunk az LHC gyorsító első $p+p$ ütközéseiről szóló publikációinkban.

Az eredményeket az $Au+Au$ ütközések esetéhez hasonlóan korrigálni kellett a geometriai

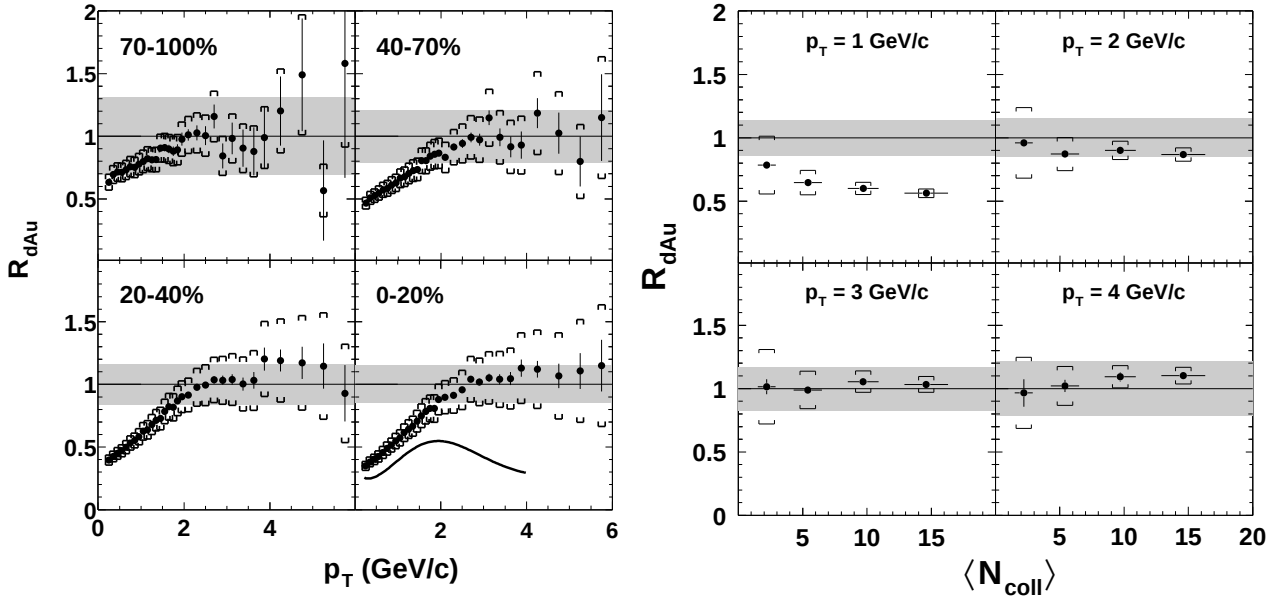


23. ábra. Bal oldali ábra: a töltött részecskék invariáns hozama a p_T függvényében, négy centralitásozrtályban. Csak statisztikus hibák vannak feltüntetve. Jobb oldali ábra: a PHOBOS kísérletben $d+Au$ ütközésekben mért töltött részecskehozam és az UA1 kísérletben korábban $p+\bar{p}$ ütközésekben mért részecskehozam aránya 1, 2, 3 és 4 GeV/c transzverzális impulzusnál, a p_T -re integrált részecskehozam ($dN/d\eta$) függvényében. A $d+Au/p+\bar{p}$ arány egységnyire van normálva $p_T = 0.5 \text{ GeV}/c$ -nél. A háromszögek a $p+\bar{p}$ értékeket jelölik.

lefedettségre és hatásfokra, az impulzus-felbontásra, a hibásan vagy nem működő detektor-elemekre, a másodlagos részecskékre és gyenge bomlásokra. Az eredmények – az invariáns részecskehozamok a p_T függvényében – a 23. ábra bal oldalán láthatók, négy centralitásozrtályra, melyekhez tartozó átlagos N_{coll} és N_{part} értékek rendre 14.6, 9.7, 5.4 és 2.2, illetve 15.5, 10.9, 6.7 és 3.3 voltak.

A spektrumok centralitás szerinti fejlődése jobban nyomon követhető a 23. ábra jobb oldalán, ahol a $d+Au$ ütközéseket és az azonos energián az UA1 kísérletben mért $p+\bar{p}$ ütközéseket hasonlítjuk össze. Az ábrázolt mennyiség a $d+Au$ és $p+\bar{p}$ ütközésekben mért invariáns keltési hatáskeresztmetszetek hányadosa, a $p_T = 0.5 \text{ GeV}/c$ pontban egységnyire normálva (így kiküszöbölve a nukleonok páronkénti ütközéseinek számát, annak bizonytalanságával együtt). Ezután a normált arány négy különböző p_T értéknél van ábrázolva, az adott centralitás-oszrtályban mért p_T -spektrum integráljának a függvényében. Megállapítható, hogy ez a relatív részecskehozam monoton növekszik a transzverzális impulzus és a centralitás függvényében, másrészt pedig jól extrapolálható a proton-antiproton adatokban mért hozamhoz, a p_T minden értékénél.

A 24. ábra bal oldalán az R_{dAu} nukleáris módosulási faktor szerepel a p_T függvényében az



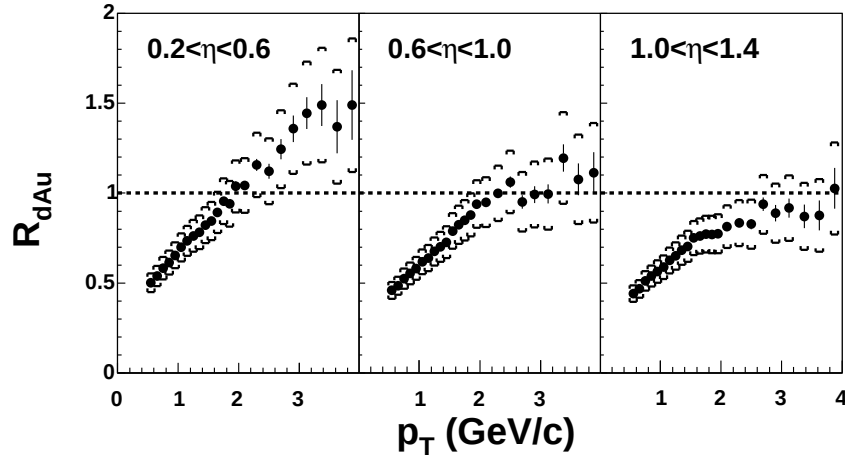
24. ábra. Bal oldali ábra: A nukleáris módosulási faktor (R_{dAu}) a p_T függvényében, négy centralitás-osztályban. A legcentrálisabb osztályban folytonos vonal jelzi az Au+Au ütközésekben mért görbét. A satírozott sávok az N_{coll} bizonytalanságát, illetve az UA1 adatok skála-hibáját foglalják magukba, míg a szögletes zárójelek a szisztematikus mérési hibákat jelölik. Jobb oldali ábra: Ugyanez az R_{dAu} faktor a centralitás függvényében, négy p_T értéknél. A satírozott sávok az adatpontok közös skála-hibáját mutatják.

egyes centralitás-osztályokban, melyet az alábbi módon definiálunk:

$$R_{dAu} = \frac{\sigma_{p\bar{p}}^{inel}}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{d^2 N_{dAu}/dp_T d\eta}{d^2 \sigma(UA1)_{p\bar{p}}/dp_T d\eta}.$$

Tehát $R_{dAu} = 1$ a nukleon-nukleon ütközések inkoherens szuperpozícióját írná le. Az adatok az R_{dAu} arány gyors növekedését, majd $p_T \approx 2$ GeV/c feletti telítődést mutatják. Összehasonlítá-sul a centrális osztályban feltüntettük az Au+Au ütközésekben kapott eredményt is. Látható a gyökeres különbség az arányok nagy impulzustartományban tapasztalt viselkedése között a két esetben. Ennek az eredménynek a jelentőségét és szemléletességét jól mutatja, hogy ez az ábránk a *Phys. Rev. Letters* folyóirat aktuális számának címlapján kiemelve is megjelent.

A 24. ábra jobb oldalán rögzített transzverzális impulzusok mellett a centralitás függvé-nyében ábrázolt R_{dAu} faktorok még jobban rávilágítanak az eredmények által sugallt interpre-tációra. Perturbatív QCD számítások szerint a maximális R_{dAu} aránynak $p_T \approx 3.5$ GeV/c-nél a centralitás függvényében enyhén (kb. 15%-kal) növekednie kell [172], míg a parton-telítéses modellek 25-30%-os csökkenést jósoltak [169]. A 24. ábra jobb oldalán látható mérési adatok ellentmondanak az utóbbi jóslatnak. Ez tehát arra utal, hogy a nagy transzverzális impulzusú töltött részecskék Au+Au ütközésekben megfigyelt nagymértékű deficitje nem magyarázható olyan kezdeti állapotú effektusokkal, amelyek d+Au ütközésekben is várhatóan jelen kell, hogy

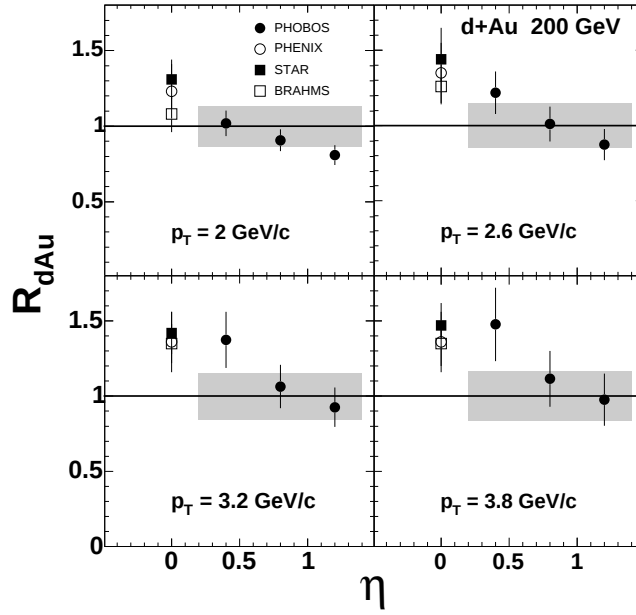


25. ábra. Nukleáris módosulási faktorok (R_{dAu}) három különböző pszeudorapiditás-osztályban. A kapcsos szimbólumok a szisztematikus hibákat mutatják (90% C.L.).

legyenek. Ezt a következtetést további mérések is megerősítették, azonban az itt bemutatott eredmények voltak az elsők, amelyek ilyen irányba mutattak.

3.2.3. Rapidityfüggés és telítődés $d+Au$ ütközésekben

A $d+Au$ ütközések vizsgálatát tovább finomíthatjuk, ha a töltött részecskék transzverzális-impulzus (p_T) spektrumát a nyalábhoz képesti polárszög, pontosabban az ebből számított pszeudorapiditás (η) különböző értékei mellett mérjük meg. A PHOBOS kísérletben a Spektrométer geometriájából adódóan ezt a $0.5 < p_T < 4.0$ GeV/c tartományban és a $0.2 < \eta < 0.6$, $0.6 < \eta < 1.0$ és az $1.0 < \eta < 1.4$ intervallumokban tudtuk megtenni [173]. A PHOBOS spektrométer $\eta = 0.8$ körül helyezkedik el, és a 24. ábra bal oldalán az R_{dAu} arány nem nő jelentősen 1.0 fölé, mint ahogy azt korábban, kisebb ütközési energián végzett mérések alapján várhatnánk [170]. Felmerül tehát a kérdés, hogy ezt a különbséget nem csupán a p_T spektrumok szögfüggése okozza-e. Másrészt, a parton telítődés jelensége alapján várható, hogy η növekedésével a $d+Au$ ütközésekben egyre kevesebb töltött részecske keletkezik a $p+p$ ütközésekhez képest. Nagy η értékekre tehát megmutatkozhat a kezdeti állapot befolyása a kísérleti eredményekben, ellentétben az $Au+Au$ ütközésekkel $\eta = 0$ körül, ahol a fent tárgyaltak szerint ennek nincs komoly szerepe. Ebben a speciális vizsgálatban az általam épített Spektrométer Trigger sajnos nem kaphatott szerepet, mivel annak lefedettsége η -ban túlságosan kicsi volt. Különös figyelmet kellett viszont fordítanunk a nyomkövetés hatásfoka, az impulzusfelbontás és az osztályozás hatását kompenzáló korrekciókra, éppen mivel azokat a részecskéket is vizsgálnunk kellett, amelyek az eddigi méréseinkben a megszokottól nagyon eltérő szögekben kereszteltek a Spektrométert. Itt is azokat a hozzájárulásommal kifejlesztett módszereket alkalmaztuk, amelyeket a polárszög szerinti osztályozás nélkül készített, előző alfejezetben tárgyalt publikációink



26. ábra. Nukleáris módosulási faktorok (R_{dAu}) az η függvényében, különböző p_T értékekre. A szürke sávok a PHOBOS adatok közös szisztematikus skála-hibáit mutatják, a hibavonalak pedig a pontonként független szisztematikus hibákat (90% C.L.). A PHENIX, STAR és BRAHMS kísérletek adatai [175–177]-ből származnak.

során. A speciális *trigger* hiányában nem volt elegendő adatunk ahhoz, hogy az ütközés centralitása szerint is szétválogassuk a spektrumokat. A bináris nukleon-nukleon ütközések számát a Glauber-modell használatával 9.5 ± 0.8 -ra becsültük. Az R_{dAu} arányhoz referenciaként itt is az UA1 kísérletben mért $p + \bar{p}$ spektrumokat használtuk [167], és az UA1 ($|\eta| < 2.5$), illetve PHOBOS által lefedett η tartományok közötti különbséget a PYTHIA [98] modell alapján korrigáltuk. Az eredmény a 25. ábrán látható, amely kvalitatív egyezést mutat a parton telítési modell jóslatával [174].

A spektrumok η -függésének jobb bemutatása érdekében az R_{dAu} arányt ábrázoltuk az η függvényében is, különböző p_T értékeknél, a 26. ábrán. Az arány tehát folyamatosan csökken a pszeudorapiditás függvényében a mért tartományban. A szürke hibasávok az adatpontok közötti korrelált mérési hibákat jelölik az adott p_T -osztályban, melyhez leginkább a páronkénti nukleon-nukleon ütközések számának, és a nyomkövetés hatásfokának bizonytalansága járul hozzá. Ez az eredményünk is alátámasztja a telítési effektusok megjelenését a RHIC d+Au ütközéseiben, így ennek a témakörnek nagy összefoglaló interpretációs munkái is építenek rá [178].

3.3. Azonosított részecskék impulzus-eloszlása $d+Au$ és $Au+Au$ ütközésekben

Munkám egyik legfontosabb céljának tekintetem, hogy az elemi részecskék ($p+p$), illetve a nagy és kis atommagok ($d+Au$) ütközéseit a nehézion-ütközésekkel ($Au+Au$, $Pb+Pb$) összehasonlítsam, és a mérési eredmények különbözőségeit és hasonlóságait minél szemléletesebben és egyszerűbb formában feltárjam. A nehézion-ütközések egyértelműen mutatnak olyan kollektív jelenségeket, amelyek elemi ütközésekben nincsenek, vagy nincs jelentőségük. Az egyik ilyen jelenség az úgynevezett radiális áramlás, amely a keletkezett részecskék nyalábirányra merőleges (transzverzális) irányban szerzett kollektív impulzus-többletét jelenti, mely arra utal, hogy az ütközés során keletkezett nagy nyomású, forró közeg gyorsítja oldalirányba a saját (kvázi)részecskéit, ezzel jellegzetes eltéréseket hozva létre a $p+p$ vagy $d+Au$ ütközésekben mért eloszlásokhoz képest.

Ennek a jelenségnek a mértéke érzékeny a keletkezett hadronok tömegére, hiszen az azonos oldalirányú sebességre szert tevő részecskék közül a nagyobb tömegűek kapnak nagyobb transzverzális impulzust. Így tehát kísérletileg sokkal több és pontosabb információt kaphatunk az ütközés dinamikájáról, ha nemcsak azonosítatlan töltött részecskék, hanem azonosított hadronok eloszlásait vizsgáljuk.

3.3.1. A részecskeazonosításról általában

A részecskeazonosításnak számos kísérleti módja van, melyek közül csak az én munkámban jelentősebb szerepet játszó módszereket tekintjük át.

Az egyik legelterjedtebb lehetőség erre annak a felhasználása, hogy a részecskék fajlagos energiavesztesége (dE/dx) csak a töltésüktől és a sebességüktől függ, a Bethe-Bloch formula szerint. Emiatt adott (és általában mágneses térben könnyen mérhető) impulzus értéknél a különböző tömegű részecskék eltérő mértékben ionizálnak, veszítenek energiát. Ezt használtam fel az NA49 kísérletben a gáztöltésű ionizációs detektorokkal protonok, antiprotonok, töltött pionok és kaonok valamint elektronok és pozitronok azonosítására [150, 179]. A PHOBOS kísérletben a szilícium alapú nyomkövető rendszerben mért energialeadás alapján tettem meg ugyanezt [180]. Végül, erre a CMS kísérlet félvezető detektorrendszerében is lehetőség van (és az része a CMS fizikai analízisekhez való magyar hozzájárulásnak).

A másik gyakran alkalmazott módszer a részecskék sebességének és impulzusának együttes mérése. A sebességmérés történhet a repülési idő és úthossz együttes mérésével, mint pl. az NA49 Repülési Idő Fala esetén, ahol a szcintillátorrudak előzetes minősítésében vettem részt, vagy mint a PHOBOS kísérletben, ahol egy hasonló felépítésű Repülési Idő Fal segítségével az adatkiértékelést végeztem. Általánosságban a részecske sebességét a Cserenkov effektus segítségével is mérni lehet, pl. Gyűrű-Cserenkov detektorokkal a Cserenkov-szög mérésével, vagy csak egyszerűen repülési idő mérésével, mint a PHOBOS kísérlet V0 Cserenkov detektorával.

A harmadik gyakran alkalmazott módszer a gyengén bomló (ezért viszonylag hosszú élet-tartamú) részecskék esetén a bomlástermékek felismerése és azonosítása, és impulzusuk mérése. Ezekből az elbomlott (anya-)részecske tömege és impulzusa kiszámítható. Ez a módszer tehát ritka részecskékre működik, mint pl. a semleges kaonok, a Λ^0 barion, a Ξ (kaskád) barionok, vagy az Ω^- barion. A bomlástermék-jelölteket párokba kell rendezni, így jelentős a kombinatorikus háttér, amelyet a bomlástermékek azonosításával lehet csökkenteni. Ez utóbbi pedig történhet ionizációs energiaveszteség alapján, mint pl. az NA49 kísérletben írt, egy pentakvark-részecske létezését kimutató, világszerte széles körű további vizsgálatokat inspiráló publikációnk esetén [181]. Ezt a topológiai részecskeazonosítást alkalmazva a CMS kísérletben doktorandusz hallgatóm ért el jelentős eredményeket [182].

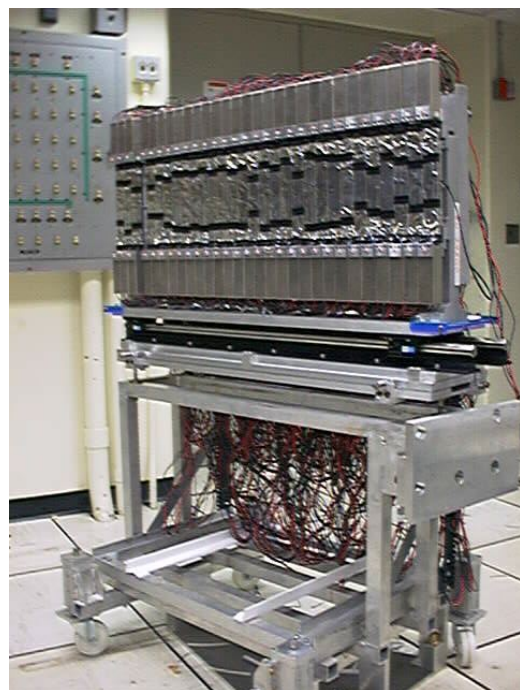
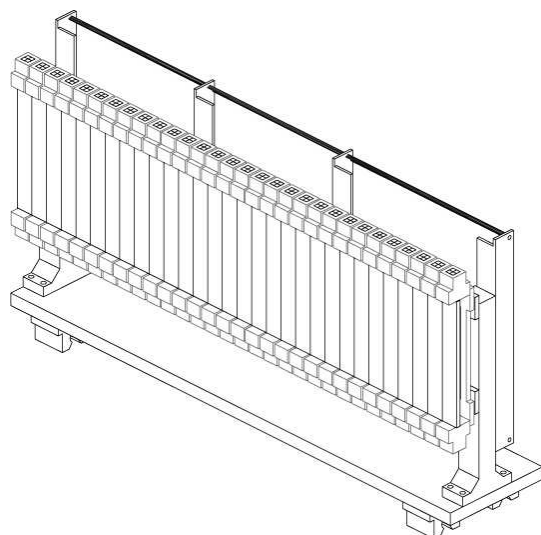
További azonosítási lehetőséget jelentett az NA49 kísérletben a segítségével megépített Vétő Kamra, amely egy sokszálas proporcionális kamra volt, és a nagyon kis szögben szóródott töltött részecskék felismerésére szolgált. A mögötte elhelyezett Hadron Kaloriméter viszont töltésfüggetlenül megmérte az egyes részecskék összenergiáját. A töltés-vétővel tehát azonosítható volt, hogy egy részecske neutron, Λ^0 , illetve K_L^0 volt-e, vagy pedig töltött hadron.

Ezenkívül is sok más lehetőség van részecskék azonosítására kísérletileg, melyekkel a dolgozatban nem foglalkozom. Ezek közé tartoznak az átmeneti sugárzás detektorok; a müonok azonosítására a CMS kísérletben is használt, a müonok nagy áthatolóképességére alapozó elnyelési módszer; a fotonok azonosítása elektromágneses kaloriméterrel izolációval; a töltött kaonok azonosítása a pályájukon a bomláskor látható töréspont segítségével; a neutrínók azonosítása a hiányzó transzverzális impulzus alapján; a b kvarkok fragmentációjával keletkező *jet*-ek azonosítása az eltolódott *jet vertex*-pont alapján; vagy a rövid életű rezonanciák bomlástermékeik alapján történő azonosítása.

A részecskeazonosítás kísérleti módszereinek változatossága, fontossága és a hozzá szükséges kreatív munka érdekessége és mennyisége tehát igen nagy, és jelentős részét képezi eddigi munkásságomnak.

3.3.2. A PHOBOS kísérlet Repülési Idő Detektora

A részecskeazonosítás egyik fő eszköze a PHOBOS kísérletben a Repülési Idő Fal (*Time of Flight*, TOF) volt [109]. Ez a detektor függőlegesen egymás mellé helyezett, 20 cm magas és 0.8×0.8 cm keresztmetszetű műanyag szcintillátorrudakból készült, ahogyan az a 27. ábrán látható. Két, egyenként 120 rudat tartalmazó fal kapott helyet a PHOBOS kísérletben. A rudakban a töltött részecskék áthaladásakor keletkezett fényt komplikált geometriájú fényvezetők terelik a szegmentált (2×2) anódú fotoelektron-sokszorozókra (PMT). A PMT jeleit két részre osztottuk, az egyik jelamplitúdóját digitalizáltuk, a másikat pedig egy *leading edge* diszkriminátorra kötöttük, amely a szcintillátorok közelében helyezkedett el. Ezeket a digitális jeleket aztán egy több száz ns hosszúságú szalagkábelben vezettük a TDC (*Time-to-digital converter*) egységekhez, melyek az időmérést végezték 25 ps csatornaszélességgel.



27. ábra. A PHOBOS kísérlet egyik Repülési Idő fala (TOF).

Sajnos a diszkriminátorok által kiadott időjel a küszöbfeszültség állandósága miatt a jel-amplitúdóval antikorreálalt, így nagy erőfeszítésünkbe került a megfelelő korrekciók precíz kidolgozása és alkalmazása. A kábelkésleltetések hőmérsékletfüggésének (időjárás) kiküszöbölését is meg kellett oldanunk. A szcintillátorok tetején és alján elhelyezett PMT jelek idejét és amplitúdóját felhasználva sikerült az egyes részecskék áthaladásának helyét néhány cm pontossággal meghatározni, és a félvezető Spektrométer által rekonstruált részecskepályát a TOF falig elfolytatni, az impulzussal és a megtett úthosszal együtt párosítani a TOF fal amplitúdó- és időjével.

A kozmikus sugárzás müonjaival tesztelve a TOF fal 75 ps felbontást tudott elérni. A rúdmenti helyfelbontás 10 mm volt az időjeleket, és 37 mm az amplitúdók arányát felhasználva.

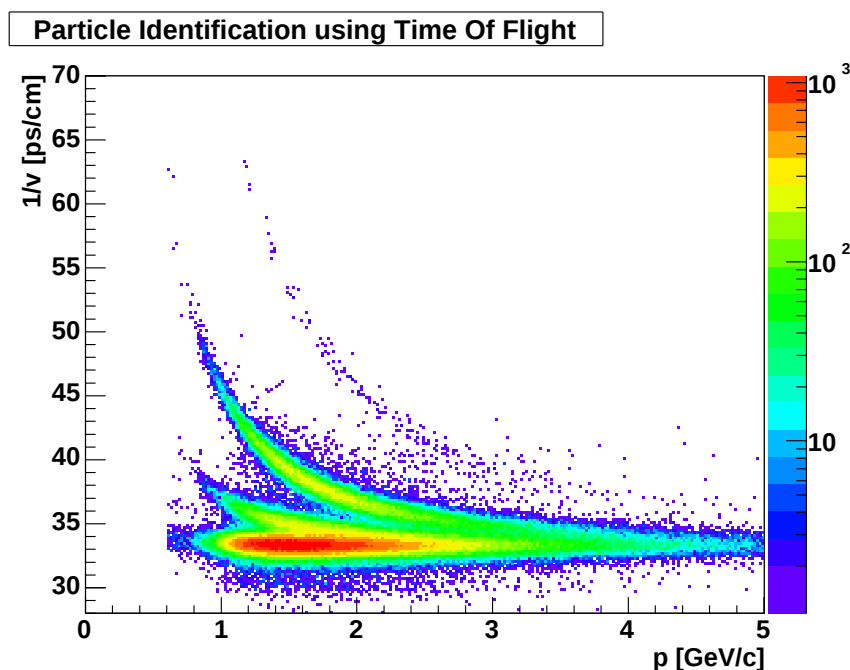
A TOF detektor tehát megadja a részecskék repülési idejét egy bizonyos startjelhez, ideális esetben a $d+Au$ (vagy $Au+Au$) ütközés pillanatához képest. Ezért ez utóbbit is mérni kell, hiszen megfelelő pontosságú órajel nem érkezik a RHIC gyorsítóból, és az ütközés helye a nyalábirány mentén egy néhányszor 10 cm hosszúságú tartományban véletlenszerű helyen és időben történik. Ezt a referencia-időt a nyalábtól 15 cm-re elhelyezett, az ütközési pont két oldalán, attól 5.3 m távolságra lévő Cserenkov-detektorok szolgáltatják. Ezeknek a detektoroknak az időfelbontása egyenként 110 ps. A nyalábhoz képest nagyon kis szögben szóródó részecskék többsége ultrarelativisztikus, sebességük azonosnak tekinthető a fénysebességgel. A RHIC gyorsító 2003. évi $d+Au$ ütköztetésére felkészülve ezeket a Cserenkov detektorokat nagyobb méretűekre cseréltük, a nehézion-ütközésekhez képest várhatóan kevesebb keletkező részecske miatt. A detektorok időjeleinek különbségét az ütközési pont (*vertex*) nyalábirány

menti (z) helyének meghatározására használtam, amelyet a *trigger* rendszer részévé tettem, valós időben megkövetelve, hogy a *vertex* z koordinátája a Spektrométer számára optimális $|z| < 20$ cm intervallumba essen. Ezzel megnőtt a jól kiértékelhető adatok aránya a szalagra rögzített események között.

A TOF detektor megépítésében nem vettem részt, viszont a d+Au mérés előtt javasoltam, és elértem, hogy a TOF detektorok a Spektrométer közvetlen közeléből átkerüljenek a RHIC alagút oldalirányban lehető legtávolabbi pontjára, az egyik 5.4 méterre a nyalábhoz képest 45 fokos, a másik 3.9 méterre a nyalábhoz képest 90 fokos szögben. Az áthelyezést, átkábelezést és az új pozíció kijelölését szimulációk alapján én irányítottam és végeztem. Ezzel az időfelbontás nem változott, viszont a részecskék úthossza igen, tehát a sebességfelbontás jelentősen megjavult. Ennek az ára részben az volt, hogy a TOF falak lefedett térszöge egy nagyságrenddel csökkent, ezzel pedig a megmérhető részecskék száma is. Ez a nagy transzverzális impulzusú részecskék (3 – 5 GeV/c) esetén azt jelentette, hogy a megnövelt időfelbontást nem lehetett volna kihasználni, kellően nagy részecske-statisztika hiányában.

Ezt a problémát a nagy transzverzális impulzusú részecskékre való *trigger*eléssel, az ilyen részecskéket tartalmazó ütközések kiválogatásával lehetett megoldani d+Au ütközésekben. Ezt a *triggert* a TOF eredeti helyére került, általam tervezett és épített Spektrométer Trigger detektor valamint éppen a TOF fal kombinációjával sikerült létrehozni. Ezért a kiválogatott eseményekben nemcsak a nagy transzverzális impulzusú részecskék jelenléte volt garantált, hanem az is, hogy azok éppen áthaladnak a most már kis térszöget lefedő TOF detektorokon, tehát sebességük is megmérhető, így azonosíthatóak. Au+Au ütközésekben a *trigger* a nagy számú keletkezett részecske miatt nem volt használható, de éppen emiatt ott a megfelelő statisztika összegyűjtése kevésbé okozott gondot.

A TOF falak távolabb mozdítása felvetett egy másik problémát is. A PHOBOS dupla dipól-mágnesének tere csak a Spektrométer közvetlen környezetében volt mérésekkel feltérképezve, és a mágneses tér részletes szimulációja alapján készült térkép sem terjedt ki az új TOF pozíciókra. Ez pedig szükséges volt ahhoz, hogy a Spektrométerben detektált részecskepályákat és azok bizonytalanságát a Spektrométerben mért impulzus ismeretében a TOF falig extrapolálni lehessen. Ehhez elkészítettem a mágneses tér minden eddiginél kiterjedtebb térképét, egyrészt a saját magam által végzett műszeres mérésekre alapozva, másrészt a megfelelő tervrajzok és beépített anyagok ismerete alapján a mágneses tér részletes szimulációját a BNL szakembereivel elvégeztetve. A számított és mért értékeket összevetve, többszöri hibakeresés és javítás után kiderítettem, hogy a PHOBOS mágnes terének három komponense közül az egyik az egész térben előjelhibásan szerepelt az addig adatkiértékelésre és publikálásra használt mágneses térképben, így az nem teljesítette a Maxwell-törvényeket. Ez a komponens erősen szubdomináns volt a tér függőleges, legfontosabb komponenséhez képest, így ez a hiba szerencsére az addigi eredményeket csak elhanyagolható mértékben érintette. Az áthelyezett TOF fal miatt viszont fontos volt a térkép korrigálása és térben való kiterjesztése.

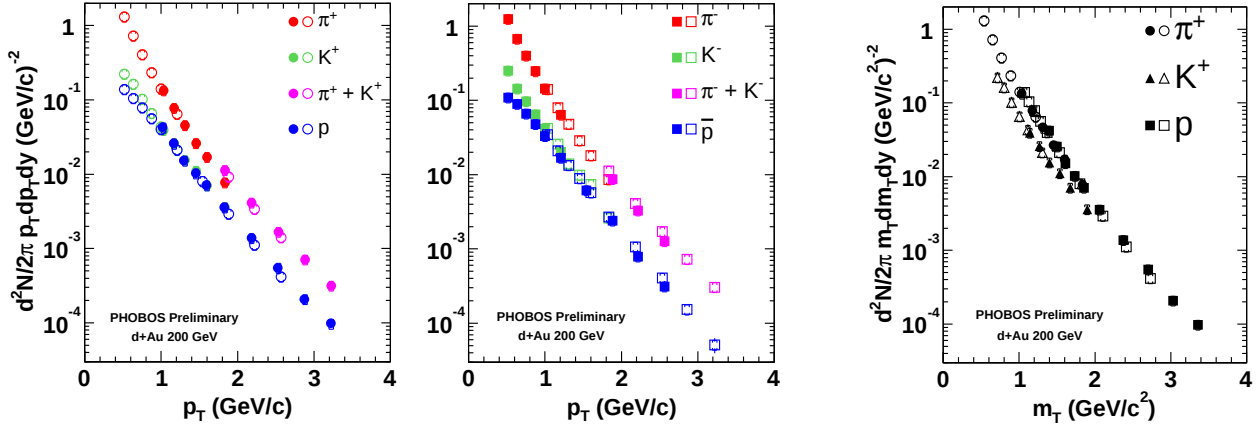


28. ábra. A d+Au ütközésekben keletkezett töltött részecskék sebességének reciproka az impulzusuk függvényében. A pionok, kaonok, protonok és deuteronok jól elkülöníthető sávokat alkotnak.

A TOF fal használhatóságát az időmérés fent említett korrekcióival sikerült megteremteni, és a gyenge minőségű és hosszú kábelek, a hőmérséklet-érzékenység és a diszkriminátorok működéséből adódó problémák ellenére sikerült a TOF és V0 detektorok kombinált időfelbontását (amelyet messze a TOF dominált) 140 ps értékre csökkenteni a valódi mérés során. Ez tette lehetővé, hogy megírjam a PHOBOS egyetlen TOF detektor adataiból készült cikkét, és egyben az egyetlen azonosított részecske-spektrumokat tartalmazó publikációt, amely az alkalmazott módszerek komplexitása miatt az addig megjelent legnagyobb terjedelmű (nem összefoglaló jellegű) PHOBOS cikk volt [180]. A következő alfejezetek témája a fenti technikai fejlesztések ezen eredményeinek, és jelentőségüknek a bemutatása.

3.3.3. d+Au ütközések, m_T -skálázás

A TOF detektorok egyik első alkalmazása a d+Au ütközésekre történt. A Spektrométer Trigger segítségével összegyűjtött nagy transzverzális impulzusú töltött hadronokat a 0.5 – 3.5 GeV/c p_T -tartományban lehetett azonosítani a TOF segítségével. A részecskék sebességének a repülési idő és úthossz hányadosaként számított reciprokát mutatja a Spektrométerben mért impulzus függvényében a 28. ábra. A pionok, kaonok, protonok és deuteronok különböző tömegük miatt jól látható sávokat alkotnak. A két mennyiség között a relativisztikus $1/v = \sqrt{m^2/p^2 + 1/c^2}$ összefüggés áll fenn. A sávok szélességét az időfelbontás dominálja – mivel az úthossz és az impulzus sokkal pontosabban mérhető -, amely viszont teljesen független az impulzustól illetve a részecske tömegétől. Ez a körülmény jól felhasználható volt arra, hogy kis impulzustarto-



29. ábra. A d+Au ütközésekben keletkezett töltött részecskék transzverzális impulzus- (első két panel, pozitív és negatív részecskék) és transzverzális tömeg- (jobb oldali panel, pozitív részecskék) eloszlása.

mányokban megfelelően megkonstruált függvénnyel illeszthessem az $1/v$ eloszlást, szabadon hagyva az egyes részecskefajták mennyiségével arányos amplitúdókat. Így, ha nem is mindig egyenként, de statisztikailag meghatározható volt az ezekben a 200 GeV/nukleonpár energiával létrehozott d+Au ütközésekben keletkezett hadronok egyes fajtáinak átlagos száma.

Ezeket a hadron-hozamokat a teljes impulzus osztályaiban kaptam meg, majd kiszámítottam az invariáns részecskehozamokat a $d^2N/(2\pi p_T dp_T dy)$ definíció szerint, ahol y a rapiditás, a nevező pedig egy adott, kis $p_T - y$ tartományban detektált részecskék száma. Így a 29. ábrán látható p_T -spektrumokat kaptam [183].

Látható, hogy a pionok, kaonok és protonok spektrumának alakja is, és az invariáns részecskehozamok nagysága is eltérő. Ábrázolhatjuk azonban ugyanezeket a hozamokat a transzverzális tömeg függvényében is, amelyet az $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ formulával definiálunk. Ez a 29. ábra jobb oldalán látható. Megállapíthatjuk, hogy itt a protonok, kaonok és pionok mind hibán belül ugyanolyan spektrum alakkal rendelkeznek, amire m_T -skálázásként szokás hivatkozni. A hozamok nagyságát illetően a kaonok egy kb. kettes faktorral alulmaradnak a többi részecskéhez képest. Ezt nehézion-fizikai kontextusban gyakran úgy magyarázzák, hogy a ritka kvarkokat tartalmazó részecskék keletkezési valószínűségének elnyomását látjuk elemi ütközésekben (ilyen szempontból a d+Au ütközések elemi referenciát jelentenek).

Érdekes megvizsgálni, hogy nehézion-ütközésekben megmarad-e ez az m_T -skálázási tulajdonság, illetve szintén jelentkezik-e a ritka részecskék elnyomása. Ezt a következő alfejezetben részletezem.

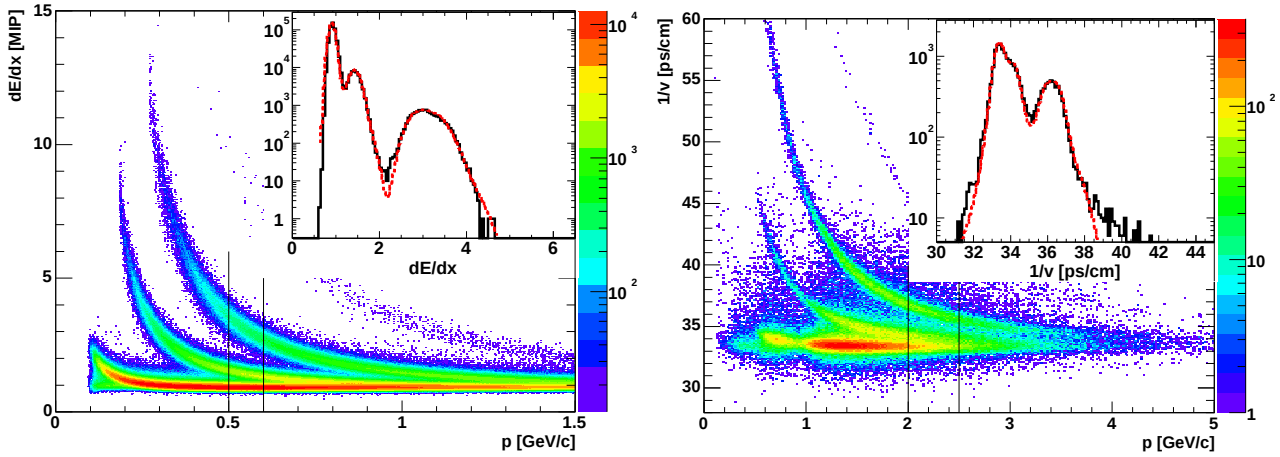
3.3.4. $Au+Au$ ütközések, radiális tágulás

Az azonosított részecskék impulzus-eloszlását $Au+Au$ ütközésekben 62.4 GeV nukleonpáronkénti ütközési energián mértem meg és értékeltem ki a PHOBOS kísérletben. Ez háromféle azonosítási módszerrel történt. Egészen kis transzverzális-impulzus tartományban ($0.03 - 0.2$ GeV/c) a Spektrométer első rétegeiben megálló részecskék energialeadásának vizsgálatával; a közepes, $0.2 - 1.0$ GeV/c tartományban a fajlagos energiaveszteség segítségével a Spektrométer rétegeiben; végül a $0.5 - 3.0$ GeV/c tartományban a Repülési Idő (TOF) detektorok segítségével. A következőkben az utóbbi két módszerrel foglalkozom, melyek kidolgozásában és alkalmazásában fő szerepem volt.

Ezeket a vizsgálatokat az indokolta, hogy 130 [184, 185] és 200 GeV-es [186] $Au+Au$ ütközésekben már ismert volt, hogy a proton és antiproton hozamok $p_T \approx 2$ GeV/c fölött eléri a pionok hozamát, és ez a megfigyelés gyökeresen új volt az elemi részecskék ütközéseire képest. Érdekes volt tehát kisebb, 62.4 GeV ütközési energián is megvizsgálni a kérdést. Másrészt, az előzőekben tárgyalt, nagy transzverzális impulzusnál nehézion-ütközésekben megfigyelt részecskehozam-csökkenés mértéke nagyon különbözőnek bizonyult az egyes részecskefajtákra [186]. Emellett a PhD tanulmányaimban is vizsgált jelenségről, a barionok impulzusveszteségéről is új információt reméltem ebből a mérésből. A RHIC-nél 62.4 GeV energián mért azonosított részecske-spektrumok közül ezek lettek elsőként publikálva, mintegy áthidalva az SPS csúcsergiája ($\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ GeV) és a RHIC energiák (130 és 200 GeV) közötti szakadékot. Ez a PHOBOS Együttműködés egyetlen publikációja, amelyben a TOF detektort azonosításra, illetve amelyben a Spektrométert azonosított részecskék spektrumának mérésére használtuk.

A Spektrométerben a nemrelativisztikus részecskék fajlagos energiavesztesége a $dE/dx \sim 1/v^2$ formula szerint függ a részecske sebességétől, így azonos impulzusnál a különböző tömegű részecskék fajlagos energiavesztesége szétválik. A részecskepálya tucatnyi helyen keresztezi a detektor rétegeit, és mindenhol lead valamekkora energiát. Ezeket az úthosszal történő normálás után sorba rendeztem, és átlagolás előtt elhagytam az energiaértékek legnagyobb 30%-át, hogy az energialeadás Landau-fluktuációinak hatását csökkentsem, és pontosabb átlagos energialeadást kapjak. Amiatt, hogy az energialeadás eloszlása nem skálázik pontosan a detektorban megtett úthosszal, a fenti módszer nem teljesen precíz, de megfelelő eredményeket szolgáltatott. Nem kellett a maximális felbontásra törekednem, hiszen nagyobb impulzusoknál, ahol a valamivel jobb elméletileg elérhető felbontás segített volna, már rendelkezésemre állt a célnak sokkal jobban megfelelő TOF detektor. Elég volt tehát a kis impulzusok tartományában elvégezni a mérést a Spektrométerben, ahol viszont a TOF detektor nem volt jól használható, hiszen a mágneses tér túlságosan eltérítette a kis impulzusú részecskéket ahhoz, hogy a TOF detektoron áthaladjanak.

A dE/dx függése az impulzustól látható a 30. ábra bal oldalán. Egy-egy impulzustar-

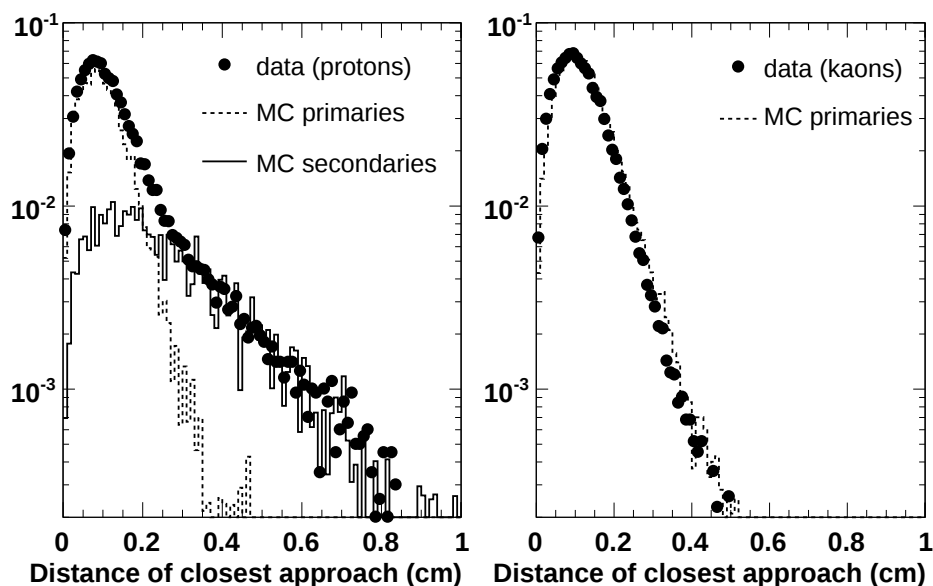


30. ábra. Bal oldal: a fajlagos energiavesztés (dE/dx) a PHOBOS Spektrométerben, az impulzus függvényében. Jobb oldal: a TOF detektorokba érkező részecskék sebességének reciproka az impulzus függvényében. A kis ábrákon ezek a spektrumok a függőleges vonalakkal jelzett impulzus-tartományra megszorítva láthatók, az illesztett függvényekkel együtt. Balról jobbra a csúcsok a pozitív pionokhoz, kaonokhoz és protonokhoz tartoznak.

tományban a dE/dx mért eloszlását egy előre, a tartományon belüli impulzus-eloszlást és a detektor jellegzetességeit is figyelembe vevő gondosan felépített függvénnyel illesztettem, melyben az egyes típusokhoz tartozó részecskék száma, mint szabad paraméter szerepelt. Így a $0.2 < p < 0.9$ GeV/c tartományban a pionok és kaonok, és a $0.3 < p < 1.4$ GeV/c tartományban a protonok és antiprotonok számának meghatározása vált lehetővé.

A $0.5 < p_T < 3.0$ GeV/c tartományban a TOF detektort a már ismertetett módon használtam, a d+Au ütközésekhez hasonlóan. A részecskepályák ütközési ponthoz 1 méternél közelebbi részét a Spektrométerrel rekonstruáltuk, és a pályákat a 4-5 méter távolságra levő TOF detektorokhoz kb. 1 cm pontossággal extrapoláltuk az általam kiterjesztett mágneses térkép segítségével, Runge-Kutta módszerrel. A már ismertetett korrekciók után a sebesség reciprokát ábrázolva a 30. ábra jobb oldalán látható adatokat kaptam. Ezután a fajlagos ionizáció esetéhez hasonlóan, előre megszerkesztett függvények lineáris kombinációját illesztettem az $1/v$ eloszlásra, melyek a Gauss-eloszlás alakú időfelbontáson túl figyelembe vették a válaszfüggvény ettől lassabban lecsengő farkát is. Ez a függvény az impulzus-tartomány egyes részecskéire egyenként, a tömeghipotézissel a mért impulzusukból kiszámított sebességük figyelembevételével feltételezett válaszfüggvények összege volt. Abban a p_T tartományban, ahol a kaonok és a pionok már nem váltak szét sebesség szerint, csak a mezonok és a protonok hozamát mértem. Ezeket az illesztéseket a mágneses tér mindkét polaritása mellett a pozitív és negatív töltésű részecskékre is elvégeztem, a detektorok által nyújtott impulzustérbeli lefedettség ugyanis geometriai okokból függött a mágnes polaritásától.

A fizikai eredményhez ezeket a nyers részecskeszámokat korrigálni kellett a Spektrométer geometriai lefedettségére és a nyomkövetés hatásfokára, a Spektrométer betöltöttségére, a hi-



31. ábra. A legkisebb megközelítés távolságának eloszlása a részecskepálya és az ütközési pont (*vertex*) között protonok (bal oldal) és kaonok (jobb oldal) esetén. A hisztogramok eseménygenerátor segítségével szimulált elsődleges protonok és kaonok (szaggatott vonal) valamint másodlagos részecskék (gyenge bomlások termékei, folytonos vonal) eloszlásai, a 0.35 cm alatti protonok között 25% másodlagos részecske-arányt feltételezve.

básan rekonstruált pályákra, az impulzus-felbontásra, a $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ és $\Sigma \rightarrow p + \pi^0$ bomlások elsődleges részecskének hitt termékeire, a detektor anyagában keletkezett másodlagos részecskékre és a különféle detektorok meghibásodott elektronikus egységeinek hatására.

A gyenge bomlásokból származó elsődlegesnek hitt protonokra korrigálnunk kell, mivel ezek detektálási hatásfoka erősen detektorfüggő, és különbözik az elsődleges részecskétől. A legtöbb ilyen proton a $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ bomlásból származik, 63.9% elágazási aránnyal és $c\tau = 7.9$ cm élettartammal. A protont csak akkor rekonstruáljuk, ha a bomlás még az ütközési ponttól 10 cm-re lévő első detektorréteg előtt megtörténik. Részletes detektorszimulációval megállapítottuk annak a valószínűségét, hogy adott (de a mérés idején még nem ismert) impulzus-eloszlású Λ részecskék esetén milyen lesz a rekonstruált protonok eloszlása. Az irodalomból már ismert 130 GeV-es $Au+Au$ ütközésekben mért Λ/p arány 0.89 ± 0.07 volt [186], ezért 62.4 GeV-re ezt az ismeretlen arányt 0.7 és 1.1 között változtattuk. A $\Sigma \rightarrow p + \pi^0$ járulékház szükséges Σ/p arányról nem állt rendelkezésre megfelelő kísérleti mérési adat a RHIC-nél, ezért a HIJING eseménygenerátor által jósolt 0.3 értéket vettük alapul, de a 0.1 – –0.9 tartományban változtatva azt.

Kísérletileg nagyon hasznos módszer a fenti bomlásokból származó járulékok becslésére a legkisebb megközelítés távolságának (DCA, *distance of closest approach*) eloszlását megvizsgálni a részecskepályák és az ütközési pont (*vertex*) között. Elsődleges részecskék esetén ez az eloszlás éles, mivel ezek a részecskék tényleg az ütközési pontból származnak. Viszont a

gyenge bomlásokból származó részecskék DCA eloszlása jóval szélesebb. Az általunk használt vágás ebben a mennyiségben 3.5 mm volt, ez az elsődleges részecskék kevesebb mint 1%-át, de a bomlásokból származó protonok kb. 25%-át eltávolította. Az elsődleges és másodlagos részecskék szimulált DCA eloszlásainak lineáris kombinációjával jól közelíthető a mért DCA eloszlás azonosított protonokra, ahogy azt a 31. ábra bal oldala mutatja. Ez megerősíti a fenti érvelést, tehát a bomló ritka részecskék mennyiségét, amire a korrekciót alapozzuk, jól becsültük meg. A 31. ábra jobb oldalán az adatokból azonosított kaonok DCA eloszlása látható a szimulációval összehasonlítva. A kiváló egyezés igazolja amit vártunk is, tehát hogy nincs olyan gyengén bomló részecske, amely elsődlegesnek tűnő kaonokra bomlik. Ezért kaonokra ezt a fajta korrekciót nem kell alkalmazni. Pionok esetén a korrekció (az elsődleges pionok nagy száma miatt) 1% alatti volt, ezért ennek alkalmazása helyett ezt inkább a szisztematikus hibában vettük figyelembe.

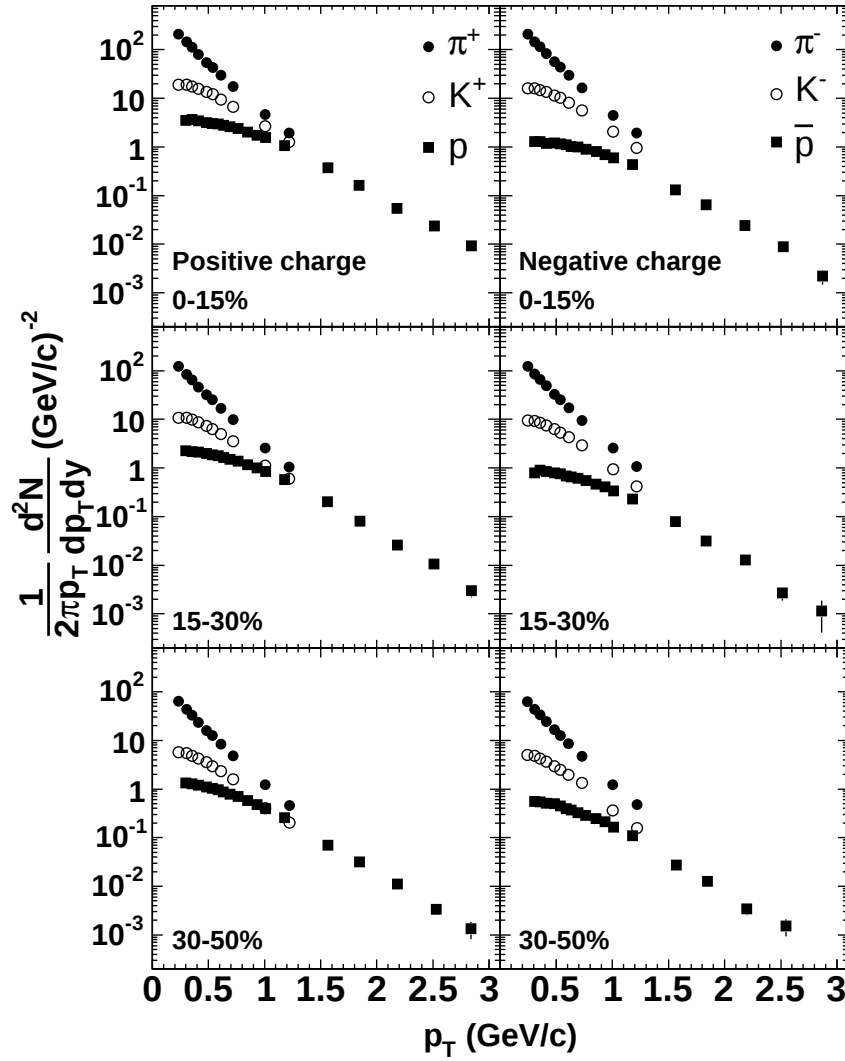
Amiatt, hogy a TOF falak helye rögzített, a különböző tömegű részecskék kissé különböző átlagos rapiditással rendelkeznek, mely változik a p_T és a mágnes polaritásának függvényében. Ezért a számos, különböző detektorokkal, mágnes-polaritásokkal mért adatpontot interpolációval szintetizáltuk úgy, hogy mindegyik adatpont az $y = 0.8$ rapiditásnak feleljen meg. Mivel a szintetizált adatpontok nem pontosan azonos p_T értékekhez tartoznak, ezeket a mért értékeket a hatáskeresztmetszetek erős p_T -függése miatt a p_T -függés Taylor-sorral való közelítésével módosítjuk, mielőtt a fenti lépésben közös rapiditáshoz is interpoláljuk őket. Végül a két különböző detektor által mért, egyébként igen jó egyezést mutató spektrumok adatait egyesítve mutatjuk be a 32. ábrán.

A szisztematikus hibák a részecskepályák rekonstrukciójának hatásfokából, a gyenge bomlások korrekciójából, a másodlagos részecskékből, a Spektrométer és a TOF hibásan vagy nem működő elemeiből, a hibásan rekonstruált részecskepályákból, a Spektrométer betöltöttségéből és az adatpontok szintetizálásából származnak. Összességében a részecskehozamok szisztematikus hibája 14-16% protonokra és antiprotonokra, 13-15% pionokra, 11-14% kaonokra.

Megállapíthatjuk, hogy a spektrumok alakjának centralitásfüggése nem túl jelentős, viszont a különböző részecskefajtákra igen eltérő. A protonok és antiprotonok spektruma közelítőleg exponenciális nagyobb p_T értékekre, míg kis p_T esetén ellaposodik.

Láttuk, hogy d+Au ütközések esetén a különböző részecskék transzverzális tömeg ($m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$) spektrumai csak egy szorzófaktorban különböznek. Az m_T spektrumokat 62.4 GeV-es Au+Au ütközésekre a 33. ábra mutatja. Látható, hogy ezt az m_T -skálázást az Au+Au ütközések súlyosan megsértik. Emellett az is látszik, hogy az $1 - 1.5 \text{ GeV}/c^2$ tartományban a különböző részecskék spektruma konvergál, erős ellentétben azzal, amit d+Au ütközésekben tapasztaltunk. Tehát sem a ritka részecskék elnyomása, sem az m_T -skálázás nem marad érvényben nehézion-ütközésekben.

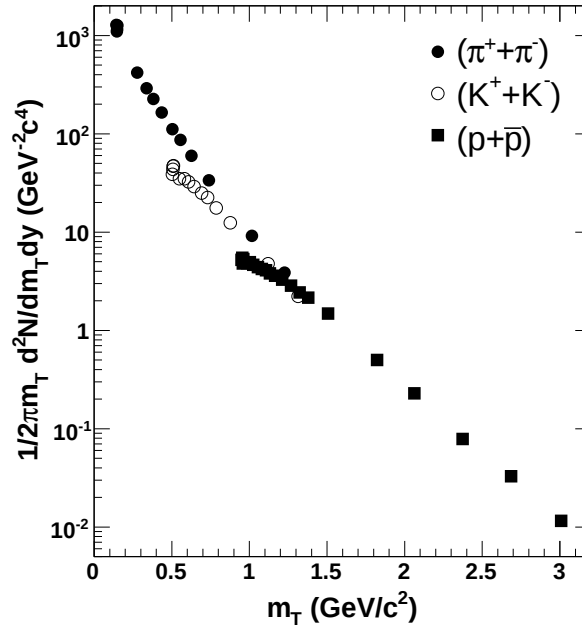
Mivel a pionok spektruma a protonokénál gyorsabban cseng le a p_T függvényében, a protonok száma túllépi a mezonokét nagy p_T értékeknél. Hasonló jelenséget már tapasztaltak 200 GeV



32. ábra. A π^+ , π^- , K^+ , K^- , p és $\bar{p}$ részecskék transzverzális-impulzus eloszlása három centralitásozrtályban Au+Au ütközésekben $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV energián. Bal oldal: pozitív, jobb oldal: negatív töltésű részecskék.

ütközési energián [186], ahol még az antiprotonok száma is túllépte a negatív mezonokét. A jelenség vizsgálatához ábrázoltam a protonok arányát a pozitív hadronok között (p/h^+), és az antiprotonok arányát a negatív hadronok között ($\bar{p}/h^-$) centrális Au+Au ütközésekben, ahogy az a 34. ábra bal oldalán látható. A p/h^+ arány eléri az $1/2$ értéket 2.5 GeV/c felett, ami azt jelenti, hogy a protonok száma eléri a pionok és kaonok együttes számát. Az $\bar{p}/h^-$ arány ugyanebben a tartományban eléri az $1/3$ értéket, tehát az antiprotonok száma eléri, vagy meghaladja a negatív pionok vagy a negatív kaonok számát. Tehát fogalmazhatunk úgy, hogy a barionok dominánssá válnak a $2.5 - 3.0$ GeV/c tartományban ezekben a centrális Au+Au ütközésekben.

A barionok dominanciájának energiafüggését a 34. ábra jobb oldala szemlélteti, ahol azt a p_T értéket ábrázoltam, ahol a protonok és a pozitív pionok invariáns hozama egyenlővé válik

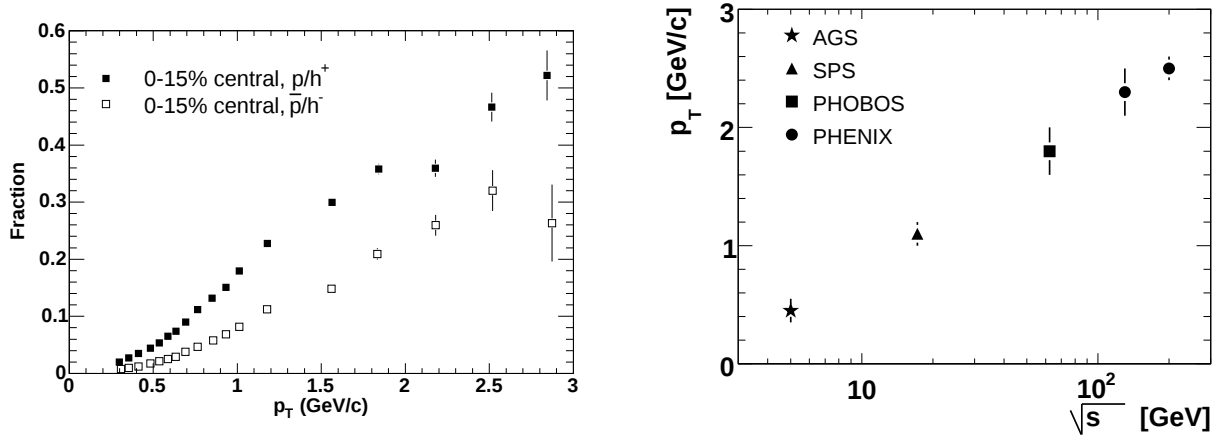


33. ábra. Pionok, kaonok és protonok transzverzális tömeg spektrumai Au+Au ütközésekben, $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV ütközési energián. A részecske- és antirészecske hozamok összegét ábrázoltuk.

midrapiditás környékén, centrális nehézion-ütközésekben (Au+Au vagy Pb+Pb) az AGS, SPS, illetve RHIC gyorsítóknál. Az adatok az E802 [136], NA44 [187], NA49 [143] PHENIX [185,186] és PHOBOS kísérletekből származnak. Ennek a kritikus p_T értéknek az ütközési energiától való függése teljesen sima, folytonos, nem mutatkozik rajta semmilyen hirtelen változás. Ez más megvilágításba helyezi ezt a 130 és 200 GeV energián felfedezett "barion anomáliát". Kis ütközési energián természetesen kevesebb pion keletkezik, miközben a barionszám-megmaradás miatt a kezdeti nukleonoknak a rendszerben kell maradnia, így a kis kritikus p_T nem okoz meglepetést. Mivel az ütközési energia függvényében a keletkezett pionok száma logaritmikusan nő, a barionok közül pedig egyre kevesebb fékeződik midrapiditás közelébe, a kritikus p_T növekszik. Mivel az antiprotonok az ütközésben keletkeznek, és nem részei az eredeti atommagoknak, érdemes talán inkább az antiprotonok és a negatív pionok viszonyát tekinteni. Ebben az esetben viszont, mivel az antiprotonok keltési hatáskeresztmetszete erősen energiafüggő, a legmagasabb RHIC energiák szükségesek ahhoz, hogy az antiprotonok és a negatív pionok hozama valamilyen p_T tartományban hasonló lehessen.

Érdemes megjegyezni, hogy *jet* fragmentáció esetén, amely fontos mechanizmus lehet a nagy transzverzális impulzusú részecskék keletkezésénél, kis barion/mezon arányt várunk, ahogyan azt elemi ütközésekben korábban kimutatták [188]. Ugyanakkor, ha a kvark-rekombináció játszik fontos szerepet, akkor nagy barion/mezon arány várható [189].

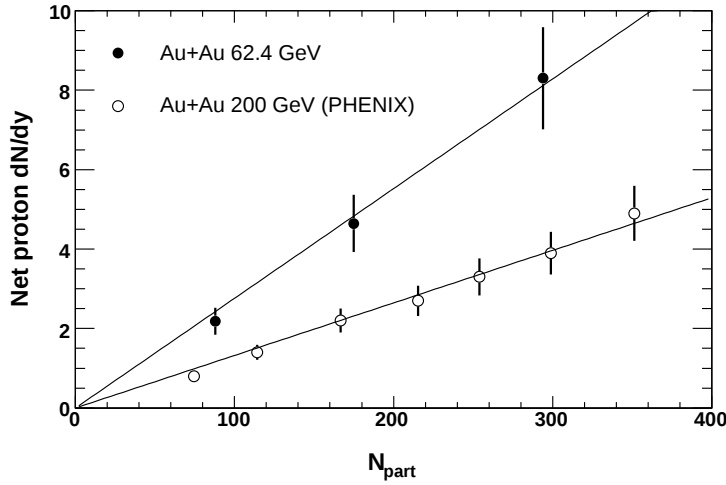
A fentiekhez kapcsolódva érdemes megvizsgálni a barion-keletkezés és barion-transzport kérdését. A mérésben kapott proton és antiproton hozamokat integráltam p_T szerint, és vettem a kettő különbségét, így módon definiálva a *nettó* protonok számát. Ezt a számítási módot az a



34. ábra. Bal oldal: a protonok részaránya a pozitív, illetve az antiprotonok részaránya a negatív hadronok között, centrális $Au+Au$ ütközésekben, $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV energián. Jobb oldal: az a p_T érték, ahol a pozitív pionok és protonok aránya egyenlővé válik, centrális $Au+Au$ (vagy $Pb+Pb$) ütközések esetén, a $\sqrt{s_{NN}}$ ütközési energia függvényében. Minden adatpont korrigálva van a gyenge bomlások termékeire.

leegyszerűsített elképzelés motiválja, hogy a protonok és antiprotonok páronként keletkeznek, és az ezen felül detektált protonok az eredeti atommagok protonjainak felelnek meg, melyek lefékeződés, impulzus transzport által érhetnek el a midrapiditás tartományába. Ezt a nettó proton rapiditás-sűrűséget (dN/dy) a 35. ábrán tüntettem fel, az ütközés centralitását jellemző, ütközésben részt vevő nukleonok számának függvényében. Összehasonlításképpen a PHENIX kísérlet 200 GeV energián mért adatait [186] is feltüntettem. Mindkét energián a nettó protonok száma a résztvevő nukleonok számával arányosnak tűnik. Ez azt jelenti, hogy a midrapiditásba transzportált protonok eredetileg beérkező nukleonokra normált száma nem függ attól, hogy a beérkező nukleonok hány páronkénti ütközést szenvedtek (a Glauber-képben)! Ezenkívül, az antiproton/proton arányokat nehézion-ütközésekben nagyjából függetlennek találták a centralitástól és transzverzális impulzustól (4 – 5 GeV/c alatt) [186]. Ez azt jelenti, hogy midrapiditásnál a protonok és antiprotonok száma is (nemcsak a különbségük) közelítőleg arányos a résztvevő nukleonok számával.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy az $Au+Au$ ütközésekben talált azonosított részecske-eloszlások minőségileg különböznek a $d+Au$ ütközésben kapottaktól; hogy a barion anomália valószínűleg nem egy hirtelen fellépő új jelenség a nagy RHIC energiákon; és hogy a barionok lefékeződésének mértéke a méréssel lefedett tartományban nem látszik függni az ütközés centralitásától. A részecskék azonosításának elvégzése a mérőeszközök megépítésétől kezdve, azok kalibrációján keresztül a korrekciók gondos alkalmazásáig általában igen szerteágazó kísérleti feladatot jelent.

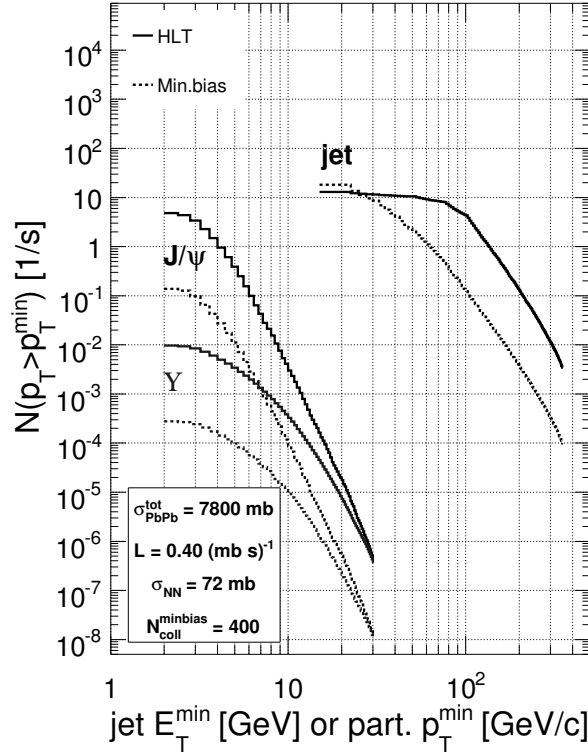


35. ábra. A nettó protonok ($p - \bar{p}$) hozama midrapiditásnál az ütközésben résztvevő nukleonok számának függvényében a PHENIX [186] és PHOBOS kísérletek adatait felhasználva.

3.4. Jet-ek energiaveszteségének vizsgálata Pb+Pb ütközésekben

Az LHC-ben elért ütközési energiákon várható volt, hogy a nagy transzverzális energiájú (30 GeV-től akár TeV-ig) *jet*-ek keletkezésének hatáskeresztmetszete drámaian megnő a RHIC-hez képest. Ezek a nagy transzverzális impulzusú *jet*-ek egyedülálló lehetőséget biztosítanak a sűrű QCD-anyag vizsgálatához nehézion-ütközésekben. Ahogy láttuk, a RHIC gyorsítóban elért eredmények szerint a nagy transzverzális impulzusú hadronok igen jelentős energiaveszteséget szenvednek az ezekben az ütközésekben keletkező erősen kölcsönható anyagon áthaladva. Ezek a hadronok szinte kizárólag *jet*-ek fragmentációjából származnak, maguknak a *jet*-eknek a rekonstruálása azonban a RHIC-beli nehézion-ütközésekben szinte megvalósíthatatlan, az ütközésben egyébként keletkező sok ezer más részecske által okozott háttér miatt. Ez a háttér az LHC-ben is megmarad, sőt, növekszik, azonban a fenti, igen nagy energiájú *jet*-ek már könnyen mérhetők a háttér felett, és keletkezésük olyan gyakorivá válik LHC energiákon, hogy már az első, 2010-es nehézion mérésben is sok százat vizsgálhattunk meg. A *jet*-ek (és más fontos részecskék) másodpercenként szalagra rögzíthető számára vonatkozó várakozást az LHC névleges luminozitásánál ($10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) és energiájánál ($\sqrt{s_{NN}} = 5500 \text{ GeV}$) a 36. ábra mutatja.

Természetesen, az ezekre a mérésekre való felkészülést már sok évvel az LHC beindulása előtt elkezdjük. Mivel a CMS kísérlet nem nehézion-fizikai céllal készült, a mintegy három-ezer főt számláló együttműködés felé bizonyítanunk kellett, hogy a CMS nemcsak képes a nehézion-ütközések, ezen belül is a *jet*-ek rekonstruálására, hanem rendkívül nagy lefedettségű kalorimétereinek köszönhetően még alkalmasabb is *jet*-ek, fragmentációs függvények, γ -*jet* és Z^0 -*jet* események, nagy transzverzális impulzusú Υ és J/Ψ részecskék vizsgálatára [191, 192], mint a kifejezetten nehézion-ütközésekre specializálódott ALICE kísérlet. Ennek alapján a CMS együttműködés úgy döntött, hogy bekapcsolódik az LHC nehézion-programjába.



36. ábra. Jóslat különböző események (*jet*-ek, J/Ψ és Υ részecskék) adatainak rögzítési frekvenciájára adott transzverzális energia (E_T) illetve impulzus (p_T) felett, az LHC tervezett Pb+Pb luminozitásánál ($10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) és energiájánál ($\sqrt{s_{NN}} = 5500 \text{ GeV}$). A *trigger* nélküli és *triggerelt* adatfelvételi módokat hasonlítjuk össze [190].

Ebben a fejezetben a felkészülésnek azon szakaszait tekintem át, amelyekben én is részt vállaltam, beleértve azon egészen friss eredményeket, amelyek már az LHC első adatfelvételének valóságos Pb+Pb adataiból származnak. Ezek a vizsgálatok a *jet*-ek RHIC-nél felfedezett energiavesztesége jelenségének további vizsgálatát célozzák meg, részben a *jet* spektrumok, a hadronokra vonatkozó nukleáris módosulási faktorok, részben a γ -*jet* események és a *jet* fragmentációs függvények mérésével. Ezek a felkészülést segítő szimulációs tanulmányok nagyrészt ma is aktuálisak, hiszen az LHC még messze nem érte el a tervezett luminozitást és tömegközépponti energiát Pb+Pb ütközésekben.

3.4.1. Nukleáris módosulási faktorok mérése

A nukleáris módosulási faktorok méréséhez elengedhetetlen a hatékony nyomkövető rendszer, amelynek a nehézion-ütközések hatalmas multiplicitást képviselő körülményei között is megfelelően működnie kell. Az LHC beindulása előtti felkészüléshez egy realiztikus, de konzervatív becslést, a $dN_{ch}/dy = 3200$ értéket használtuk [190] a midrapiditásnál vett töltött részecskesű-

rűségre, amely az évekkel később valóban megmért érték [111] kétszerese volt. Ez a mennyiség befolyásolja a nyomkövető rendszer betöltöttségét, és ezzel a részecskepálya-rekonstrukció hatásfokát és a hibásan rekonstruált pályák arányát. Szimulációink megmutatták, hogy még ebben a kissé pesszimistán feltételezett esetben is 80% algoritmikus hatásfok, és kevesebb mint 5% hamis részecskepálya lesz elérhető az 1 GeV/c transzverzális impulzus feletti részecskékre, kiváló, 1.5% alatti impulzus-felbontással ($p_T < 100$ GeV/c-re).

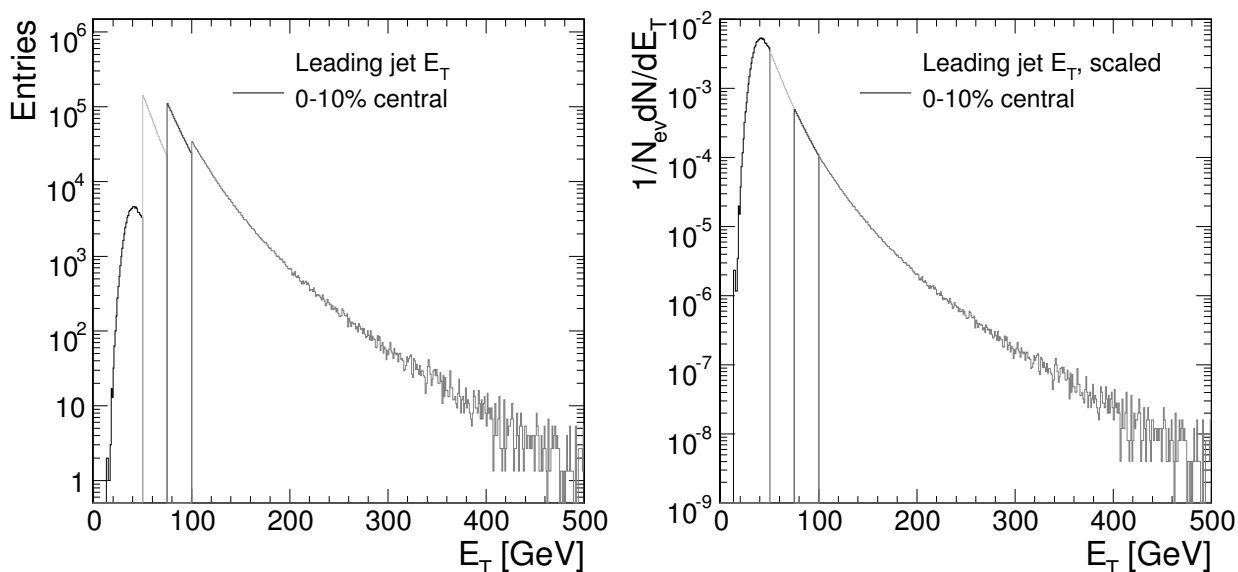
Már a felkészülés során is tudtuk, hogy a CMS magas szintű *trigger* rendszere (HLT, *High Level Trigger*) képes lesz arra, hogy minden Pb+Pb eseményt egyenként elemezzen, a nyomkövető rendszer összes információjával együtt, mielőtt eldönti, hogy az adott esemény szalagra rögzítésre kerüljön-e. A *jet*-eket a kaloriméterekkel, iteratív kúp algoritmusokkal kívántuk rekonstruálni már a *trigger* döntés előtt, levonva a nehézion-háttér járulékát. A fenti multiplicítással jellemzett esetben a *jet* rekonstrukció 50 GeV transzverzális energia felett tűnt megvalósíthatónak, elfogadható, 16%-os energiefelbontással 100 GeV transzverzális energiánál, $\eta \approx 0$ esetben.

A nukleáris módosulási faktort, amely kvantitatív módon jellemzi a kemény szóródást szenvedett, a nehézion-ütközésben létrejött erősen kölcsönható anyagon áthaladó partonok energia-vesztését és annak energiafüggését, az alábbi módon definiáljuk:

$$R_{AA} = \frac{\sigma_{pp}^{inel}}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{d^2 N_{AA}/dp_T d\eta}{d^2 \sigma_{pp}/dp_T d\eta}.$$

Ennek az aránynak az eltérése jelzi a nukleáris effektusok és a parton energiavesztésének jelenlétét, és – modelltől függően – a létrehozott közeg fontos tulajdonságaira lehet következtetni belőle, mint pl. a kezdeti gluonsűrűség (dN_g/dy) vagy a transzport-együttható, $\langle \hat{q} \rangle$ [193], amely a közegben propagáló parton által egységnyi megtett úthosszon átlagosan leadott transzverzális impulzusra jellemző.

Mivel a 20 – 30 GeV/c feletti transzverzális impulzusú hadronok *jet*-fragmentációból származnak (azoknak vezető hadronjai), érdemes a Pb+Pb ütközések közül azokat kiválogatni és adatait rögzíteni, amelyek tartalmazzák ilyen *jet*-et. Ezt viszont a CMS-ben a kaloriméterekre épülő *trigger* rendszerrel kiválóan meg lehet valósítani. Látjuk majd, hogy ilyen *trigger* nélkül a rendelkezésre álló adatrögzítési sávszélesség csak a nagy impulzusú részecskék töredékének elemzésére lenne elegendő, ahogy azt a 36. ábra is szemlélteti. A *jet*-ek energiavesztésének szimulálásához a HYDJET nevű eseménygenerátort használtuk [105], amely hadron-szintű részletes információkat szolgáltatott. A HYDJET modell egy hidrodinamikai jellegű, az ütközés főbb paramétereit (részecskeszám, elliptikus áramlás, részecskearányok) helyesen leíró modell, valamint a PYTHIA [100] modellből átvett egymástól független kemény parton-szórások szuperpozíciója, amely a *jet*-ek energiavesztését egy, a nehézion-ütközés geometriai viszonyait is figyelembe vevő paraméterezéssel írja le. Ezeket a generált részecskéket azután a CMS detektorrendszer pontos és részletes leírását tartalmazó virtuális változatán vezettük végig, és az így

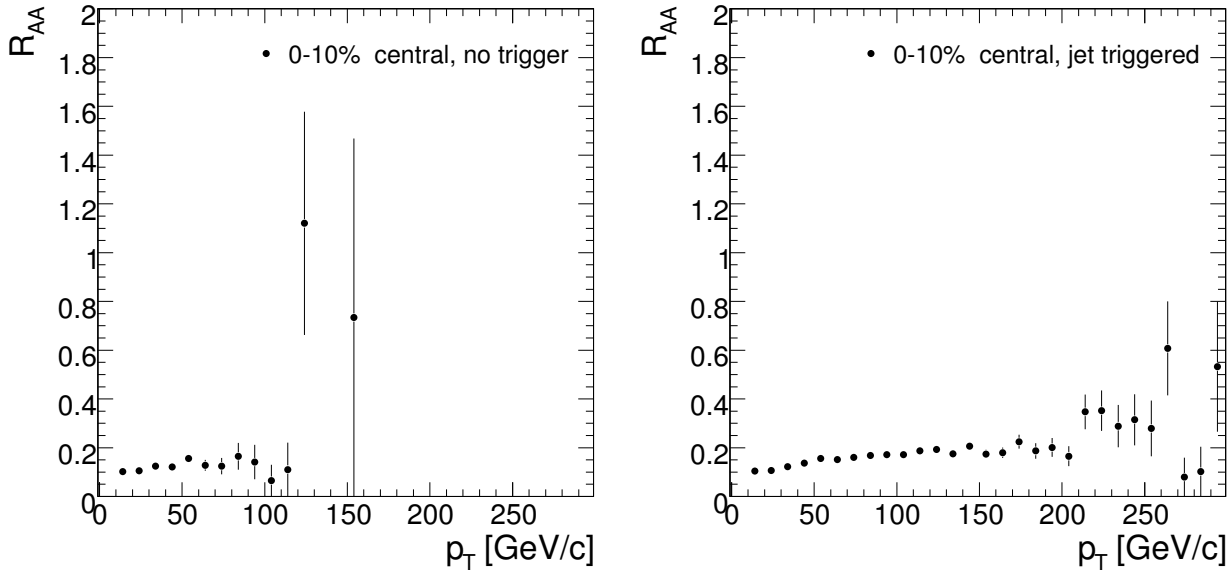


37. ábra. Bal oldal: a vezető (az ütközésben legnagyobb E_T -vel rendelkező) *jet* transzverzális energiájának eloszlása *minimum bias* és *triggerelt* szimulált adatokban, 50, 75 és 100 GeV küszöbértékek alkalmazásával. Jobb oldal: ugyanezek az eloszlások felszeletelve a 0 – 50, 50 – 75, 75 – 100 és 100 – 500 GeV intervallumokra, és a szeleteket egyenként olyan módon skálázva egy szorzófaktorral, hogy a nem-*triggerelt* adathalmaznak megfelelő eloszlást kapjuk.

keletkező virtuális, szimulált adatokat a (leendő) valódi adatokhoz hasonlóan elemeztük. Mivel az ehhez szükséges szoftver-rendszer ebben a korai időszakban még részben fejlesztés alatt állt, sokszor saját magunk által kifejlesztett informatikai eszközökkel oldottuk meg a problémát.

Előzetesen a sávszélesség 15%-át kívántuk átlagos események rögzítésére használni, amelyek számát havi 13.5 millióra becsültük. Ezzel szemben az $E_T = 50, 75$ és 100 GeV küszöbű *jet trigger*ek 0.35; 1.9 és 3.9 milliárd eseményt lesznek majd képesek mintavételezni. A 37. ábra mutatja azoknak a (vezető) *jet*-eknek az E_T -eloszlását, amelyek az adott ütközésben a vizsgált $|\eta| < 2$ tartományban a legnagyobb transzverzális energiával rendelkeznek, a *minimum bias* és a *triggerelt* szimulált adathalmazokra. Az eloszlások utólagos összeillesztése a *trigger*ek számlálói alapján, a *jet*-ek küszöbérték feletti utólagos leszámlálása alapján, vagy pedig a csatlakozási helyek körül egy alkalmas (hatvány-)függvény illesztésével oldható meg. Ez akkor is megtehető, ha a *trigger* számlálók által szolgáltatott információk hibásak, illetve megbízhatatlanok lesznek (például csak utólag kiszűrhető zajos kaloriméter-szegmensek miatt).

Ezután az egy hónapos adatfelvételnek megfelelő mennyiségű Pb+Pb ütközést szimuláltunk (mindegyik *trigger* feltétellel), a névleges luminozitásnak megfelelően. A *triggerelt* és nem *triggerelt* adathalmazok összeillesztése után most már nem a *jet*-ek E_T spektrumát, hanem az eseményekben talált, rekonstruált, töltött hadronok p_T -spektrumát gyűjtöttük ki. Ezt összehasonlítottuk a PYTHIA eseménygenerátor által proton-proton ütközésekre jósolt eloszlással, így megkapva a keresett R_{AA} arányokat, melyek a 38. ábrán láthatók a nem *triggerelt* (bal

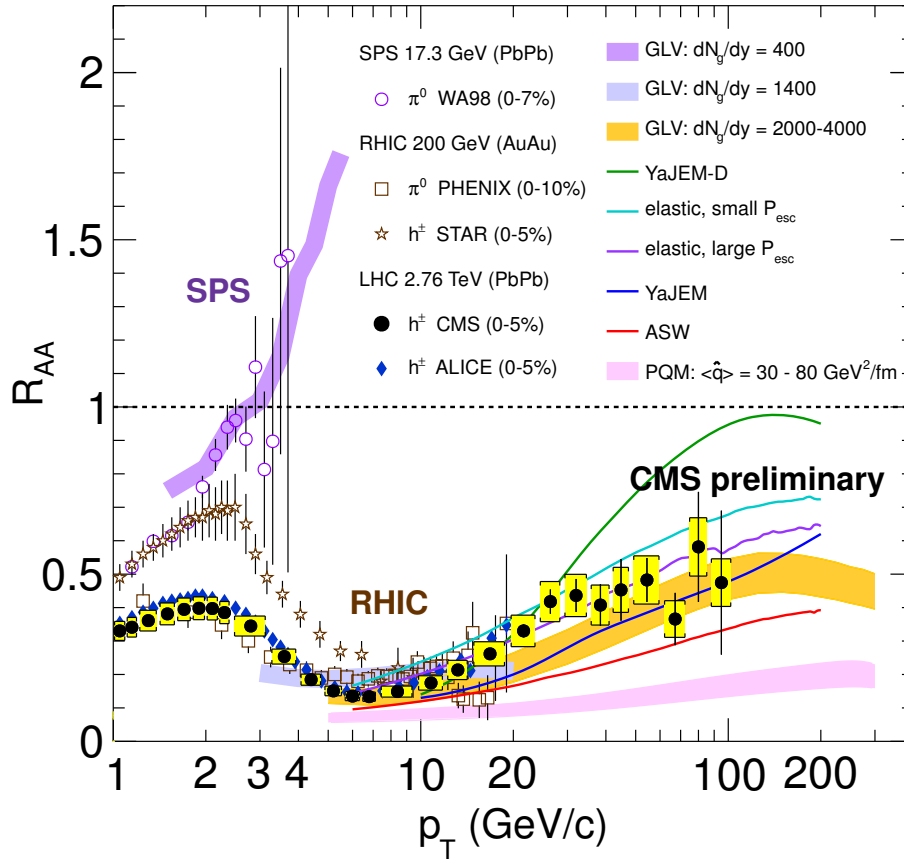


38. ábra. A nukleáris módosulási faktor (R_{AA}) a transzverzális impulzus (p_T) függvényében töltött részecskékre, *jet trigger* alkalmazása nélkül (bal oldal), illetve nagy E_T -vel rendelkező *jet*-ekre *trigger*eléssel (jobb oldal), egy hónapnyi névleges Pb+Pb adatfelvétel esetén az LHC-nél.

oldal) és *trigger*elt (jobb oldal) esetekre. Megállapíthatjuk, hogy a *jet trigger*ek alkalmazása lényegesen megnöveli azt a p_T -tartományt, amelyben az R_{AA} arány mérhető, kb. 100 GeV/c-ről 250 GeV/c-re.

Az itt bemutatott előkészületeink után öt évvel, 2011-ben ezeket a módszereket valódi adatokon is alkalmaztuk az LHC-nél, ezt a munkát már csoportvezetőként követtem nyomon [194]. A 2010-es adatfelvétel ugyan luminozításban és ütközési energiában is messze elmaradt a névlegestől, az R_{AA} faktorokat sikerült 100 GeV/c transzverzális impulzusig kimérnünk Pb+Pb ütközésekben. Külön gondot kellett arra fordítanunk, hogy a nagy transzverzális impulzusú részecskék geometriailag közel haladnak el az őket tartalmazó *jet* többi hadronjához képest, és ezért a részecskepályák rekonstrukciós hatásfoka itt lokálisan lecsökken. Óriási feladatot jelentett a helyes proton-proton referencia-spektrum megkonstruálása, hiszen a Pb+Pb ütközésekkel azonos tömegközépponti energián nagyon kevés adatot vehetett fel a CMS, ezért a 900 GeV és 7 TeV energiájú p+p ütközések adatait kellett gondosan interpolálni, felhasználva a spektrumok skálázási tulajdonságait is.

A mérési eredményünk centrális (0–5%) Pb+Pb ütközésekben 2.76 TeV nukleonpáronkénti ütközési energián a 39. ábrán látható, több más mérési adattal és elméleti modellel összevetve. Az CMS adatain kívül az SPS [195, 196], a RHIC [197, 198] és az LHC [203] gyorsítóknál kapott eredmények láthatók. Anélkül, hogy a feltüntetett elméleti jóslatoknál felhasznált modelleket [199–202] részletesen ismertetnénk, megállapíthatjuk, hogy a CMS mérési adatai segíteni fognak abban, hogy a partonok közegbeli energiavesztését jellemző paramétere megengedett tartományát jelentősen leszűkítsük, különösen majd a 2011. év végére várható, egy nagyság-



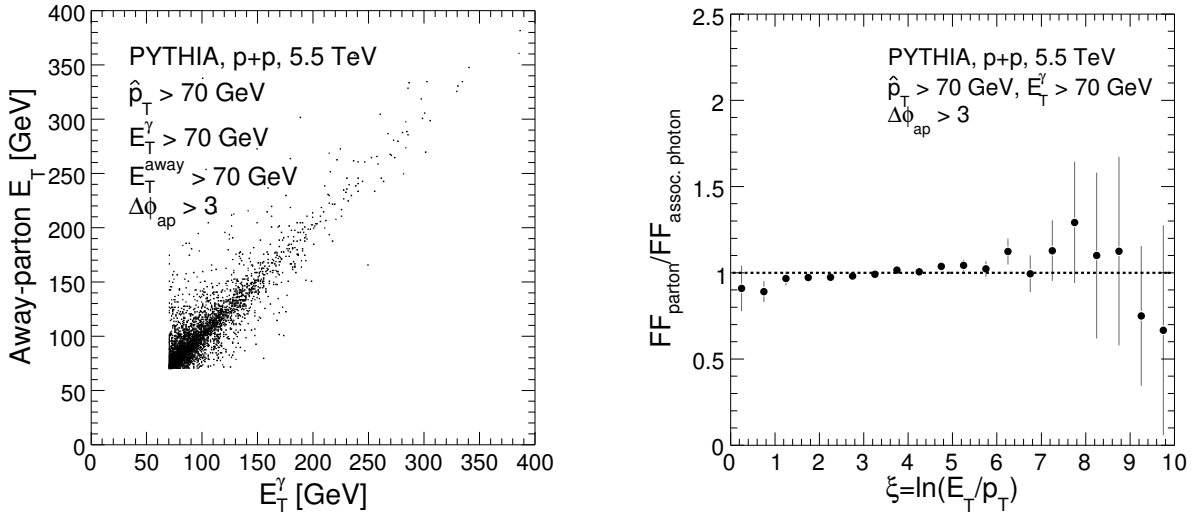
39. ábra. Centrális nehézion-ütközésekben mért nukleáris módosulási faktorok (R_{AA}) három különböző ütközési energián a transzverzális impulzus függvényében semleges pionokra és töltött hadronokra [195–198] különböző elméleti jóslatokkal összehasonlítva [199–202]. A hibavonalak a statisztikus hibákat, a sárga sávok a CMS adatok körül a szisztematikus hibákat, az elméleti jóslatok körüli sávok az elméleti bizonytalanságot jelölik.

renddel nagyobb integrált luminozitású Pb+Pb adatmennyiséget is figyelembe véve.

3.4.2. Gamma+jet események vizsgálatának lehetősége

A CMS kísérlet nagy térszöget lefedő elektromágneses és hadronikus kaloriméterei és az ezekre épült *triggerek* lehetővé teszik, hogy a viszonylag kis hatáskeresztmetszetű foton+*jet* párokat is vizsgálja. Mivel az LHC 2010-es Pb+Pb mérésénél a luminozitás még messze volt a névlegestől, itt a CMS Nehézion csoportjának szimulációs vizsgálatait mutatom be, amelyek még a tervezett 5.5 TeV/nukleonpár ütközési energiára számítva készültek [204,205], és amelynek részletes belső felülvizsgálata volt a feladatom a csoporton belül. Azóta az izolált fotonok detektálásában jelentős eredményeket értünk el az LHC nehézion-ütközéseiben, melyek hatáskeresztmetszetét majd a p+p ütközésekben keletkező fotonok számával fogjuk összehasonlítani [206], de a gamma+*jet* korreláció vizsgálatához szükséges adatmennyiség összegyűjtése még várat magára.

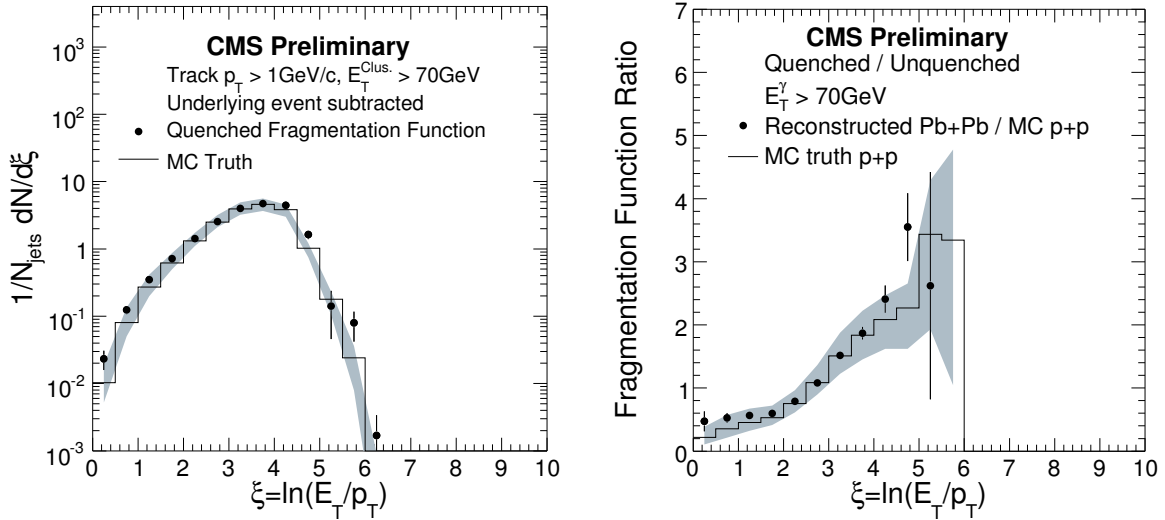
A Pb+Pb ütközésekben keletkezett erősen kölcsönható anyagon áthaladó keményen szóró-



40. ábra. Bal oldal: az izolált foton és a hozzá tartozó túloldali parton transzverzális energiájának korrelációja a PYTHIA eseménygenerátorral szimulált p+p ütközésekben, ahol a transzverzális-impulzus átadás minimumát $\hat{p}_T = 70$ GeV-re állítottuk be. A partonokat és fotonokat is csak 70 GeV transzverzális energia fölött ábrázoltuk, és csak akkor, ha az azimutszögük közötti különbség legalább 3 radián volt. Jobb oldal: a *jet* fragmentációs függvények aránya a parton-energiával illetve a hozzá tartozó foton-energiával számolva, az $E_T^\gamma > 70$ GeV és $\Delta\phi > 3$ feltételekkel.

dott partonok energiavesztése az egyik legérdekesebb eszköz a kezünkben ennek az anyagnak a vizsgálatához. Feltételezhető, hogy a partonok sugárzási és ütközési energiavesztése módosítani fogja a fragmentációs függvényeket, a közeg sűrűségétől és az abban megtett úthossztól függően. A foton+*jet* csatorna jó lehetőséget kínál ezeknek a fragmentációs függvényeknek a mérésére. Mivel a foton nem vesz részt az erős kölcsönhatásban, és a Compton-szórás hatáskezelésmérete nem jelentős a fenti effektusokhoz képest, a szóródott parton kezdeti transzverzális energiája kapcsolatba hozható a foton transzverzális energiájával azokban az eseményekben, amelyekben a fotont és a *jet*-et (a transzverzális síkon, nem térben) egymással ellentétes irányban detektáljuk. Ez pedig a CMS nyomkövető rendszerének köszönhetően lehetővé teszi a *jet*-et alkotó töltött részecskék impulzus-eloszlásának, azaz a *jet* fragmentációs függvényének mérését. Mindez segíthet jobban megérteni a parton és a létrehozott közeg közötti kölcsönhatás mechanizmusát.

Az erős korrelációt az izolált fotonok és a hozzá tartozó partonok között γ -*jet* ütközésekben az eseménygenerátor szintjén (tehát a detektor válaszána szimulációja nélkül) a 40. ábra bal oldala mutatja. Az ábra jobb oldala a *jet* fragmentációs függvénynek a parton valódi transzverzális energiájával, illetve a vele szemközti foton transzverzális energiájával (E_T) kiszámolt változatának hányadosát ábrázolja szintén az eseménygenerátor szintjén, ahol $\xi = -\ln z = \ln(E_T/p_T)$, és p_T a töltött részecske transzverzális impulzusa. Az események (ütközések) generálására a PYQUEN [105] és a PYTHIA [101] eseménygenerátort használtuk; az előbbi a közeg által



41. ábra. Bal oldal: szimulált centrális Pb+Pb ütközésekben rekonstruált *jet* fragmentációs függvény (pontok) és az eseménygenerátor (MC) szerinti valódi fragmentációs függvény összehasonlítása (hisztogram). A *jet* energiaveszteségét a PYQUEN modellel szimuláltuk, és a HYDJET modellel generált háttéreseeményt levontuk. Jobb oldal: a parton energiaveszteségét figyelembe vevő modellel szimulált és rekonstruált (pontok) valamint a generált (hisztogram) fragmentációs függvények osztva a vákuum-beli generált fragmentációs függvénnyel. A mérés becsült szisztematikus hibáját a szürke sáv jelöli.

módosított *jet*, a másikat a vákuum-beli *jet* előállítására. Emellett a Pb+Pb ütközések szimulálására itt is a HYDJET [104] generátort használtuk, $dN_{ch}/d\eta = 2400$ töltött részecskesűrűséget feltételezve. A szimulált adatmennyiség egyhavi névleges LHC adatfelvételnek, azaz $3.9 \cdot 10^9$ Pb+Pb ütközésnek felelt meg, amelyben 4000 γ -*jet* esemény volt 70 GeV foton-energia fölött, a CMS detektor által lefedett tartományban.

A *jet*-ek rekonstrukciója a 3.4.1. fejezetben említett módszerrel, az elektromágneses és hadronikus kaloriméterek segítségével történt, egy $R=0.5$ sugar-paramétert használó iteratív kúp algoritmussal az $\eta - \phi$ síkon, a háttéreseemény (Pb+Pb ütközés) járulékanak eseményenkénti levonásával kiegészítve. Az izolált fotonok rekonstruálásának lépései: az elektromágneses kaloriméterben nagy energiájú klaszterek azonosítása; minden ilyen foton-jelölt esetén az energialeadás alakjának (elektromágneses zápor kiterjedésének) részletes elemzése; a hadronikus kaloriméter és a nyomkövető detektor információjának felhasználásával annak eldöntése, hogy a foton izolált-e. Az algoritmus kiválasztott munkapontja centrális ütközésekre mintegy 4.5 jel-zaj arányt adott. A 70 GeV feletti fotonokra a kaloriméter szimulált átlagos energiafelbontása 4.5% volt.

A fragmentációs függvényt a foton transzverzális energiáját, illetve a szemközti oldalon talált 30 GeV feletti transzverzális energiájú *jet* tengelye körüli 0.5 sugarú kúpon belül a félvezető nyomkövető rendszerrel talált részecskék transzverzális impulzusát felhasználva számítottuk ki.

A háttéreseemény járulékát a *jet* tengelyének azimutális irányára merőleges irányokban (de azonos pszeudorapiditásnál) talált részecskék eloszlásának mérésével vettük figyelembe és vontuk le. Az így rekonstruált fragmentációs függvényt a 41. ábra bal oldalán összehasonlítjuk az eseménygenerátor által adott "valódi" függvénnyel, ahol az utóbbinál a tényleges parton-energiát és irányt használtuk a fragmentációs függvény kiértékelésénél.

A CMS kísérletben a fragmentációs függvények mérésének pontosságát, egyfajta kísérleti felbontást a γ -*jet* eseményekben az effektus várható nagyságához képest úgy lehet bemutatni, ha a rekonstruált, módosult fragmentációs függvényt a 41. ábra jobb oldalán összehasonlítjuk a vákuum-beli fragmentációs függvénnyel, tehát ábrázoljuk a kettő arányát. A szürke sávval jelölt szisztematikus mérési hibákat érdemes a fragmentációs függvény módosulásának (tehát az arány egységnyitől való eltérésének) a modell által jósolt mértékéhez viszonyítani.

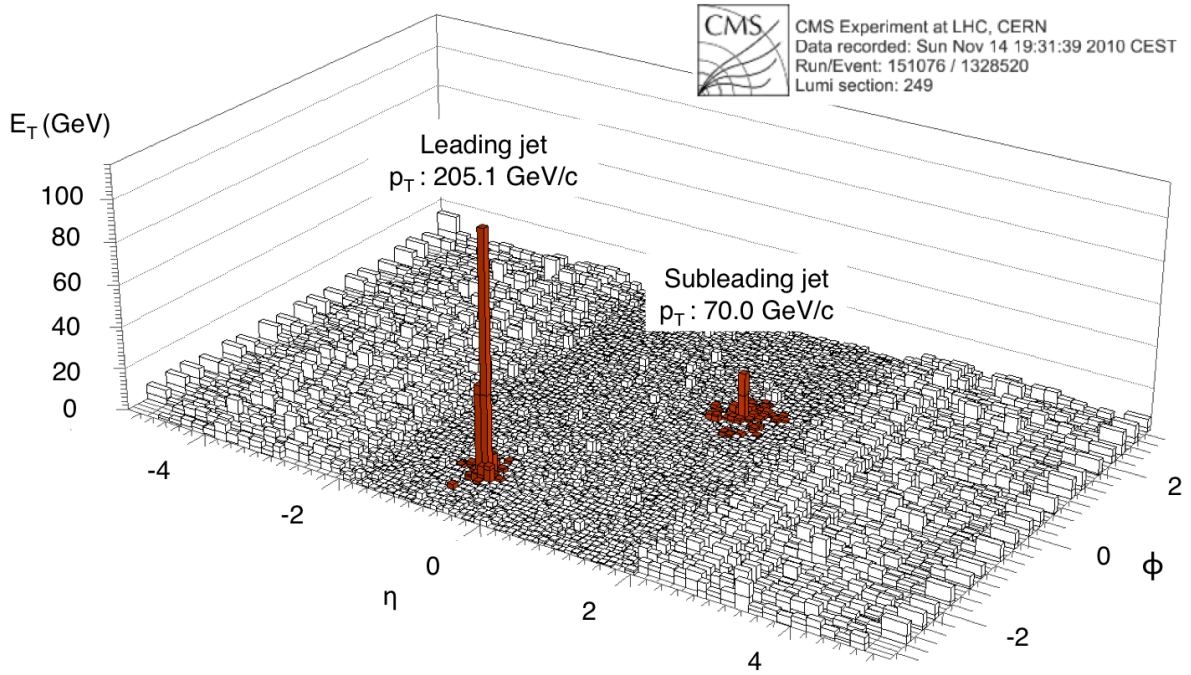
Megállapíthatjuk tehát, hogy a γ -*jet* eseményekben egy hónapos névleges luminozítás és ütközési energia mellett már jól mérhető a *jet* fragmentációs függvények módosulása.

Érdemes megjegyezni, hogy annak ellenére, hogy a fenti elemzés mostanáig is csak szimulált adatokon végezhető el a megfelelő mennyiségű adat hiányában, már a 2010-ben elvégzett valódi mérések alapján is találtunk arra utaló jeleket, hogy a fragmentációs függvények nem változnak meg a várt és fent bemutatott mértékben. Ezt azonban nem a γ -*jet* eseményeknek, hanem azoknak a *jet*-pároknak az elemzéséből tudjuk, amelyek rendkívül eltérő transzverzális energiával rendelkeznek Pb+Pb ütközésekben. Ezeknek az eredményeknek a publikálása és véglegesítése azonban még nem történt meg.

3.4.3. Jet-párok aszimmetriájának mérése az LHC-nél

Az LHC első Pb+Pb ütközéseinek adatfelvétele 2010. novemberében történt, amelyre az utolsó öt évben konkrét fizikai jelenségek vizsgálatával készültem, szimulációkkal, a CMS detektor képességeinek felderítésével nehézion-ütközésekben, és a *trigger* rendszer előkészítésével, amely az várakozás utolsó fél évében a legfontosabb feladatom volt.

Az adatfelvétel első napjaiban már három meglepetésben is részünk volt. Az első meglepetés az volt, hogy az egyik nyalábirányban részecskékeltéssel járó, de a másikkban "üres" események száma, amelyek megszólaltatták az egyoldalas *triggereket*, a hadronikus rugalmatlan ütközések számának többszöröse volt. Ez a Pb atommag erős elektromos terének köszönhető, amely ezekben az ultrarelativisztikus és ultra-periférikus ütközésekben az atommagok foton-indukálta szétesését okozzák. Szerencsére ez nem befolyásolta észrevehetően a kétoldali *triggereink* tisztaságát. A második meglepetés a világ első, Pb+Pb ütközésekben keletkezett és megfigyelt Z^0 bozonja volt, a $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ bomlásban [207]. Keletkezési hatáskeresztmetszetük a várakozásnak megfelelően megegyezett a p+p ütközések [208] alapján jósolttal, igazolva hogy az N_{coll} mennyiséggel valóban arányos a ritka folyamatok valószínűsége, és a Z^0 bozont nem befolyásolja a kvark-gluon anyag jelenléte. Mégis a harmadik meglepetés volt az, amely velem együtt az egész nehézion csoportot hónapokig tartó intenzív és koncentrált munkára készítette. Ez pedig a 42.



42. ábra. Példa egy aszimmetrikus *jet*-párra egy Pb+Pb ütközésben $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ tömegközépponti energián. Az ábra az elektromágneses és a hadronikus kaloriméterekben regisztrált transzverzális energiát mutatja η és ϕ függvényében. Az azonosított *jet*-eket pirossal kiemeltük, és feltüntettük a korrigált transzverzális energiájukat. Ez a történelmi jelentőségű ábra méltán kerülhet majd be a nehézion-fizikai tankönyvekbe.

ábrán látható megfigyelt Pb+Pb ütközés volt, amely a CMS kísérlet kaloriméter-rendszerében leadott energiát ábrázolja az η pszeudorapiditás és a ϕ azimutszög függvényében. Ezen az ábrán két, a háttéresemény sok ezer kis impulzusú részecskéjének háttéréből jól kiemelkedő *jet* látható, amelyek azimutszögben egymással pontosan szemben (π távolságra) helyezkednek el, transzverzális energiájuk azonban nagyon eltér (70, illetve 205 GeV). Ennyire aszimmetrikus *jet*-párt proton-proton ütközésben aligha láthatunk. Kezünkben volt tehát az első potenciális bizonyíték a *jet*-ek közegbeli energiaveszteségére igazi, rekonstruált *jet*-ek segítségével, amit a RHIC gyorsítónál csak közvetve, a fragmentációban keletkezett hadronok vizsgálatával lehetett tanulmányozni. Abban is biztosak lehettünk, hogy a CMS megfelelő eszköz ennek a vizsgálatnak az elvégzésére, és hogy a háttéresemény nem megghiúsítja, csak megnehezíti majd a kvantitatív elemzést, amelynek elébe néztünk.

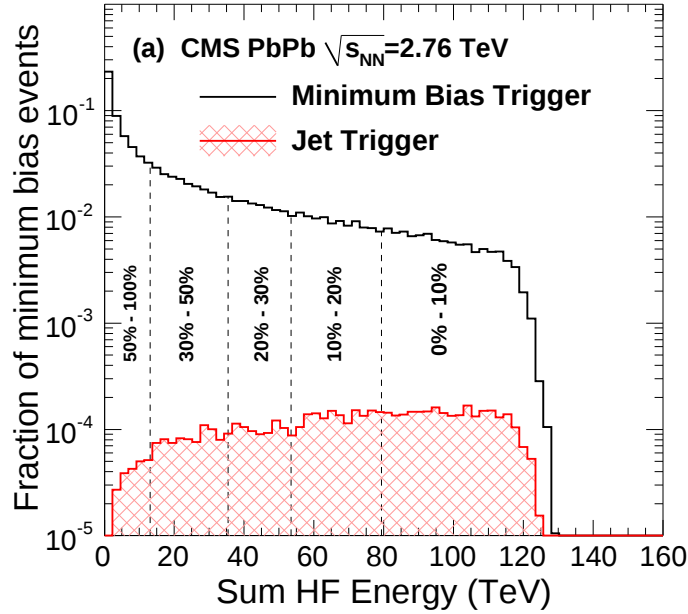
A *jet*-ek módosulása nehézion-ütközésekben a kvark-gluon plazma tulajdonságainak vizsgálatában nagyon hasznos eszköz [209, 210]. Különösen érdekesek a domináns *jet*-párok, tehát a legnagyobb ("vezető" vagy domináns) és a második legnagyobb transzverzális energiájú (szubdomináns) *jet*. A perturbációszámítás vezető rendjében és eltekintve a partonok energiaveszteségétől, a két *jet* azonos transzverzális impulzussal rendelkezik, és irányuk azimutálisan ellentétes: $\Delta\phi = |\phi_{jet1} - \phi_{jet2}| \approx \pi$. A közeg által indukált gluon-kisugárzás azonban jelentősen

megváltoztathatja az energiaegyensúlyt a két *jet* között, és a $\Delta\phi \approx \pi$ relációtól is eltéréseket okozhat [211–220]. Az elméleti jóslatok szerint az ilyen módosító effektusok hatása jóval nagyobb lehet, mint a magasabb rendben korrekcióként figyelembe veendő gluon-sugárzása, amely természetesen proton-proton ütközésekben is jelen van. Tehát a *jet*-párok tulajdonságainak vizsgálata az ütközésben formálódó QCD-anyag transzport-tulajdonságairól adhat felvilágosítást.

Ebben az elemzésben a 2010-ben történt Pb+Pb mérésben gyűjtött adatokból $6.7\mu\text{b}^{-1}$ integrált luminozitást használtunk fel [221]. A *jet*-pár energia-aszimmetriáját az ütközés centralitásának és a domináns *jet* energiájának függvényében vizsgáltuk. Ezenkívül a CMS nyomkövető rendszerének segítségével a *jet* fragmentációs függvények esetleges módosulásának vizsgálata is lehetséges.

Az *online* eseményválogatás kritériuma az volt, hogy az eseményben legyen egy legalább 30 GeV transzverzális energiájú *jet* az első szintű *trigger* szerint, és a HLT (magas szintű *trigger*) egy legalább 50 GeV transzverzális energiájú *jet*-et rekonstruáljon, minden, a detektorok erősítésének egyenletlenségeire vonatkozó korrekció nélkül. A *trigger* hatásfokát átlagos (*minimum bias*) események segítségével vizsgáltuk, és azt találtuk, hogy a hatásfok 100 GeV korrigált transzverzális energia felett gyakorlatilag 100%. A *minimum bias* eseményeket a Nyaláb Szcintillációs Számláló (BSC) és a HF kaloriméter kombinációjával készített *trigger* segítségével válogattuk ki, melynek hatásfoka a rugalmatlan hadronikus ütközésekre 97% volt. Ezenkívül elvártuk, hogy legyen az eseményben legalább két, 75 MeV/c-t meghaladó transzverzális impulzusú részecskenyom, és ezekből rekonstruált ütközési pont, valamint a HF kaloriméterben mindkét oldalon legalább három, 3 GeV-et meghaladó energialeadás. Ugyancsak a BSC detektor nyújtott védelmet a nyaláb-gáz ütközések ellen, amelyek a nyaláb és a vákuumcsőben található maradék gáz (szén, hidrogén, oxigén, stb.) atommagjai között történő ütközéseket jelentik. Az eseményválogatás fenti megvalósítása, pontosabban az első szintű *triggerek* megtervezése és felügyelete, valamint a BSC detektor nehézion-ütközésekre történő adaptálása, működtetése, karbantartása volt ehhez a munkához a legnagyobb technikai hozzájárulásom. Mindennek eredményeként az adathalmaz szinte teljesen mentes volt minden háttértől, és csak a nagyon periférikus ütközések néhány százaléka nem volt érzékeny.

Az *offline* eseményválogatás szigorúbb volt, itt az $|\eta| < 2$ szögterületben vártuk el egy 120 GeV/c feletti transzverzális impulzusú *jet* jelenlétét (korrigálva a detektor válaszára). Ezzel kiküszöböltük a *trigger* esetlegesen nem teljes hatásfokából származó részrehajlást (*bias*). Mivel a *jet* biztonságos rekonstruálásának alsó határa a háttéresemény fluktuációi miatt 35–50 GeV között van, érdemes minél nagyobb energiájú domináns *jet*-et választani, hogy minél nagyobb energia-aszimmetria is mérhető legyen a két *jet* között. A szubdomináns *jet* transzverzális energiájának alsó határát 50 GeV-nek választottuk, és megköveteltük, hogy a két vizsgált *jet* azimutszögének különbsége legalább $2\pi/3$ legyen. Nem írtuk elő az eseményben egy harmadik *jet* jelenlétét, de a hiányát sem.

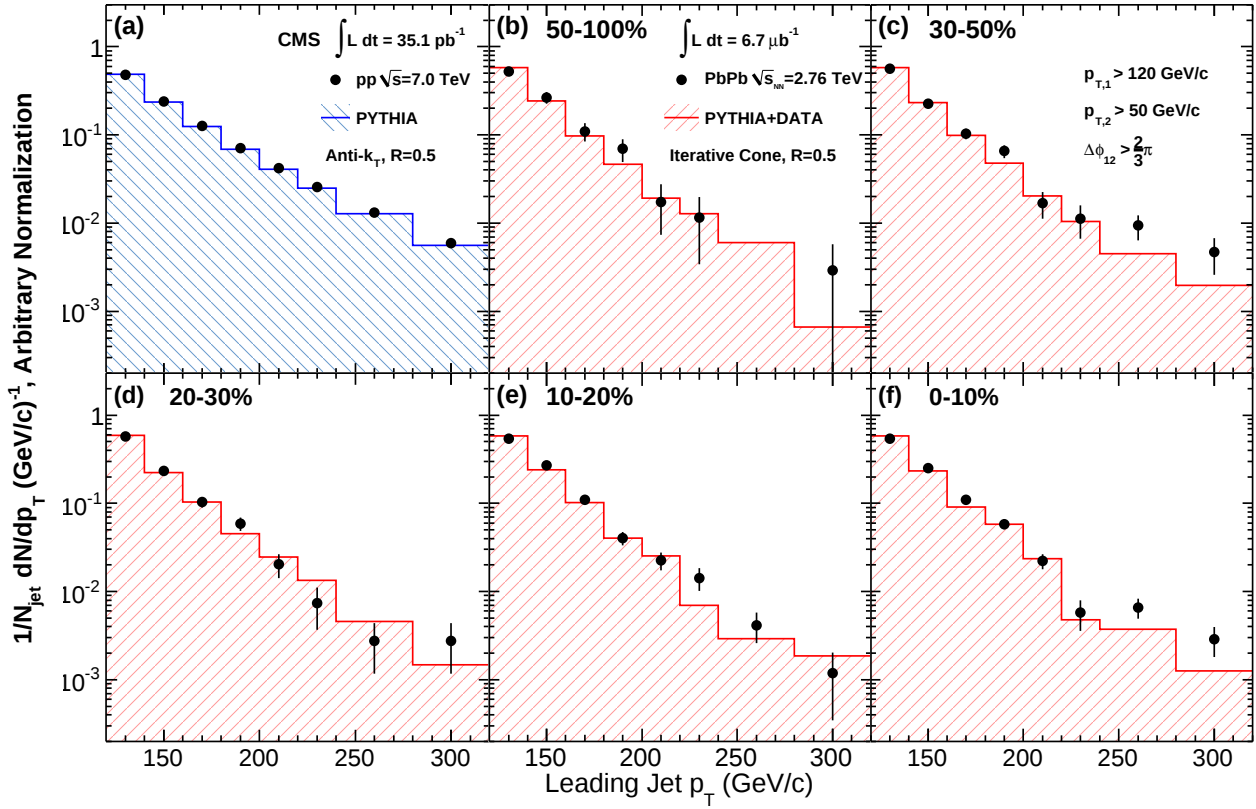


43. ábra. A HF kaloriméterekben regisztrált teljes energia eseményenkénti eloszlása *minimum bias* Pb+Pb ütközésekben (fekete hisztogram). Az ebben az elemzésben használt öt tartomány határait szaggatott vonal jelöli. Ugyanennek a mennyiségnek az eloszlását a magas szintű *jet trigger* megszűrő eseményekre a piros hisztogram mutatja.

Az események centralitását a HF kaloriméterek által regisztrált teljes energia alapján kategorizáltuk, kihasználva, hogy minél centrálisabb az ütközés, annál nagyobb ez a detektált energia, amelynek eloszlását a 43. ábra mutatja. A satírozott hisztogram a HF detektorban leadott teljes energia eloszlása azokban az eseményekben, amelyek a fenti előírásoknak megfelelő *jet*-et tartalmaznak. A két hisztogram aránya alátámasztja várakozásunkat, hogy a centrális ütközésekben sokkal nagyobb valószínűséggel történik kemény szórás, mint a periférikus esetben, hiszen a páronkénti nukleon-nukleon ütközések száma egy centrális ütközésben jóval nagyobb.

A *jet* rekonstrukció ebben az esetben is az iteratív kúp algoritmussal történt $R=0.5$ sugárparaméterrel, amelyet nehézion-ütközésekre adaptálva módosítottunk, azaz levontuk a háttéresemény több ezer részecskéje által képviselt energiát úgy, hogy közben az ezzel járó mérési bizonytalanságot, energiafluktuációt is igyekeztünk minimalizálni [222, 223].

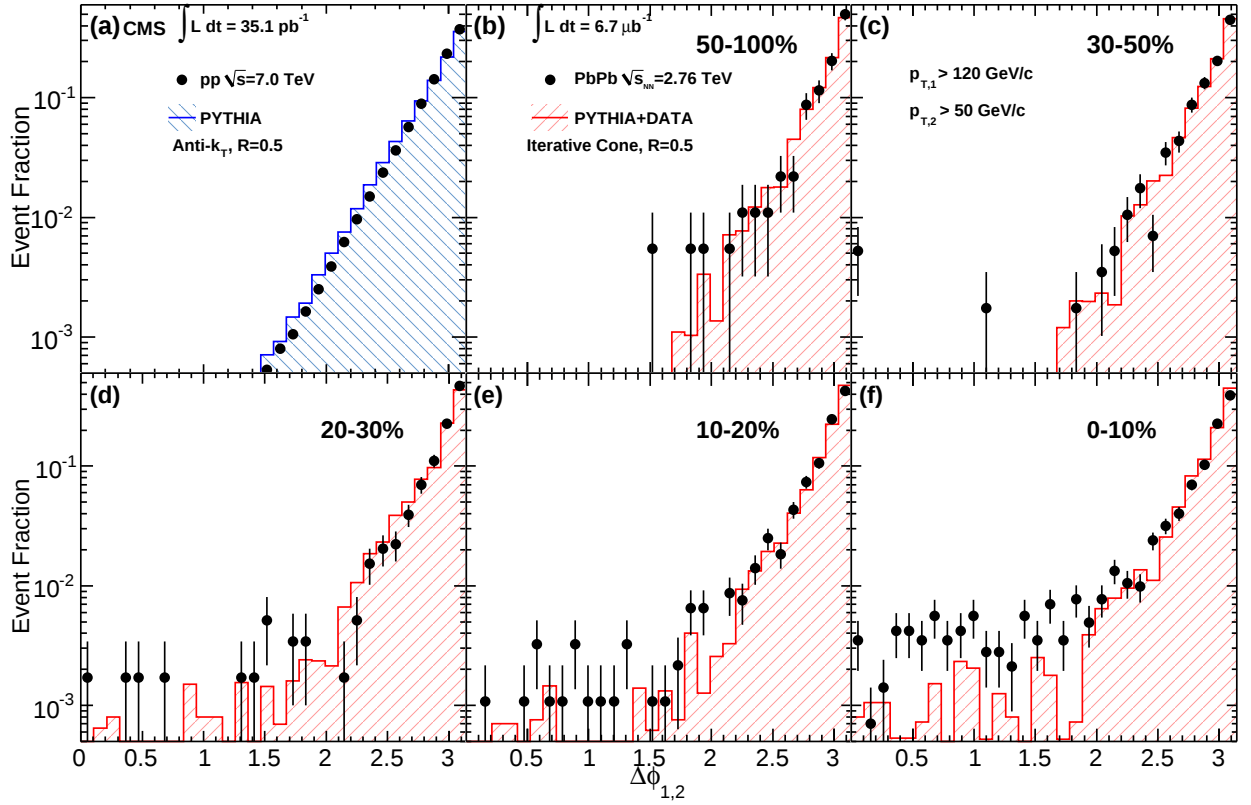
Először a kaloriméter celláiban mért energiák átlagát ($\langle E_{cell} \rangle$) és varianciáját ($\sigma(E_{cell})$) számoltuk ki minden 0.3 GeV energiát meghaladó, konstans η szögben elhelyezkedő cellára. Az algoritmus során minden cella energiájából levonjuk a $\langle E_{cell} \rangle + \sigma(E_{cell})$ összeget. Ha negatív számot kapunk, az értéket 0-ra állítjuk. Ez a nullázás esetünkben éppen ellensúlyozza az energia $\sigma(E_{cell})$ levonásával elkövetett alulbecslését. Ezután az iteratív kúp algoritmussal [113, 224] keressük meg a *jet*-eket. Az iteráció második lépésében a fenti háttér-energiát ismét kiszámoljuk, de immár a megtalált 10 GeV transzverzális energia feletti *jet*-eket kizárjuk az átlá-



44. ábra. A vezető jet p_T eloszlása jet -párokat tartalmazó eseményekben, ahol a szubdomináns jet legalább 50 GeV/c transzverzális impulzusú és $\Delta\phi_{12} > 2\pi/3$, (a) 7 TeV energiájú p+p ütközésekre, valamint 2.76 TeV energiájú Pb+Pb ütközésekre (b) 50-100%, (c) 30-50%, (d) 20-30%, (e) 10-20% és (f) 0-10% centralitás-osztályokban. Az adatokat a pontok, a PYTHIA eseményeket (a), illetve a PYTHIA eseményeket Pb+Pb adatokba ágyazva (b)-(f) a hisztogramok jelképezik. A hibavonalak statisztikus hibákat jelölnek.

golásból. Ezután minden cella energiáját újraszámoljuk (az átlag és a variancia levonásával), és újra rekonstruáljuk a jet -eket. A jet energiát korrigálni is kell a detektor kalibrációjának ismeretében [225]. A valódi Pb+Pb adatokon alkalmazva az algoritmust azt találjuk, hogy a háttér-energia egy $R=0.5$ sugarú kúpban 6-13 GeV körül van periférikus ütközésekben, és 90-130 GeV körül centrális ütközésekben.

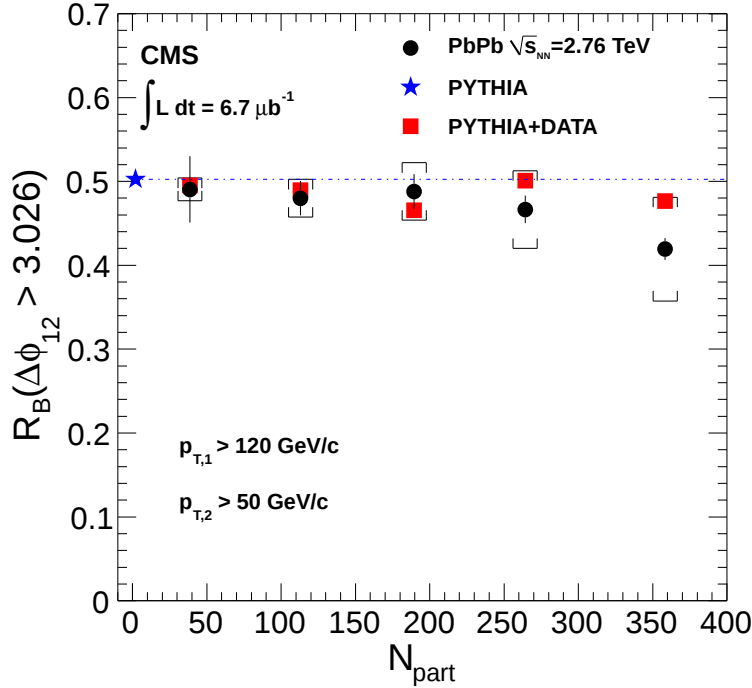
A Pb+Pb ütközésekben kapott eredményeket természetesen össze kell hasonlítani a p+p ütközésekkel. Sajnos azonban nem áll rendelkezésre ehhez megfelelő mennyiségű adat a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ GeV energián, csak 0.9 és 7 TeV-en [226]. Mivel esetünkben az energiafüggés jelentős, valódi adatok helyett a PYTHIA eseménygenerátort kellett használnunk a 2.76 GeV-es proton-proton referenciaként. Ellenőriztük, hogy ez a modell jól leírja a 7 TeV-es p+p adatokat, ezért bízhatunk abban, hogy ez a módszer megfelelő lesz. A 44. ábra (a) panele a 7 TeV energián p+p adatokban mért vezető jet p_T -eloszlást mutatja a megfelelő PYTHIA szimulációval összehasonlítva. A 44. ábra többi panele pedig ugyanezt a mennyiséget mutatja



45. ábra. A $\Delta\phi_{12}$ eloszlások egy vezető ($p_{T1} > 120$ GeV/c) és egy szubdomináns ($p_{T2} > 50$ GeV/c) *jet* esetén (a) 7 TeV energiájú p+p ütközésekre, valamint 2.76 TeV energiájú Pb+Pb ütközésekre (b) 50-100%, (c) 30-50%, (d) 20-30%, (e) 10-20% és (f) 0-10% centralitás-osztályokban. Az adatokat a pontok, a PYTHIA eseményeket (a) illetve a PYTHIA eseményeket Pb+Pb adatokba ágyazva (b)-(f) a hisztogramok jelképezik. A hibavonalak statisztikus hibákat jelölnek.

Pb+Pb ütközésekben 2.76 GeV nukleonpáronkénti ütközési energián, öt különböző centralitáskategóriában. A szimbólumok a Pb+Pb adatpontokra vonatkoznak, míg a hisztogramok az adatokba ágyazott, PYTHIA által generált *jet*-párokat mutatják, referenciaként. Megállapíthatjuk tehát, hogy az adatokban talált vezető *jet* spektrumok jó kvalitatív egyezésben vannak az adatokba beágyazott Monte Carlo *jet*-ekével. Ezek a spektrumok nincsenek korrigálva a detektor *jet*-energia felbontására, de az összehasonlítást ez nem zavarja. Itt tehát még nem fedezhető fel a *jet*-ek bármiféle módosulása nehézionok és protonok ütközései között.

Az első és legkönnyebben mérhető, közeg által előidézett lehetséges effektus a két *jet* egymással szembeni azimutális elhelyezkedésének módosulása. A 45. ábra a *jet*-ek közötti azimutális szögekülönbség ($\Delta\phi_{12}$) eloszlását mutatja. Látható, hogy a PYTHIA modell jól egyezik a kísérleti adatokkal p+p ütközésekben, de egy kicsit nagyobb gyakoriságot jósol a π -től távolodva. Ezek a *jet* párok olyan eseményekből származnak, ahol kettőnél több *jet* keletkezik az eseményben. A 45.(b)-(f) ábrák a Pb+Pb ütközésekre vonatkoznak, öt centralitás-osztályban. Itt a periférikus ütközésekre vonatkozó jó egyezés kissé elromlik a 0-30% tartományban, tehát a centrális



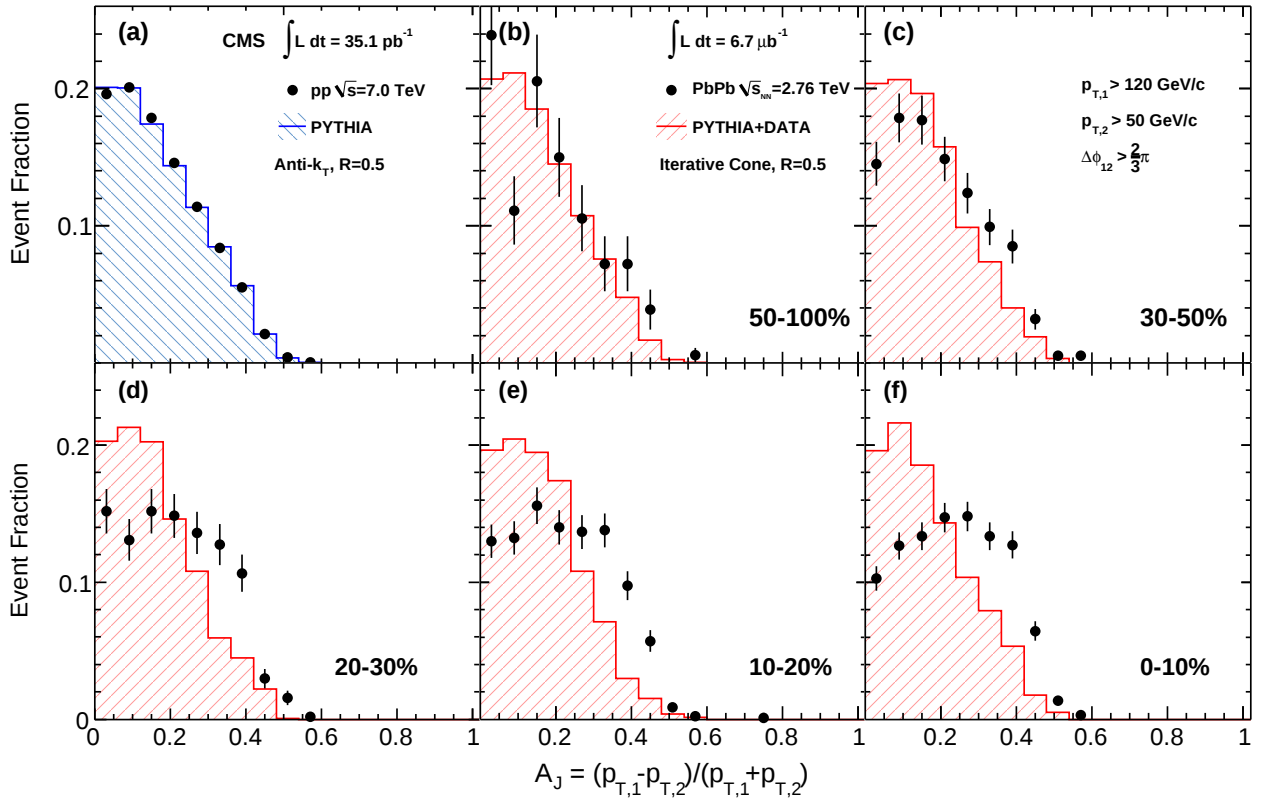
46. ábra. Azoknak az eseményeknek a részaránya, amelyekre a két *jet* azimutszögének különbségére $\Delta\phi_{12} > 3.026$, az N_{part} függvényében. A Pb+Pb adatok centralitás-osztályai 50-100%, 30-50%, 20-30%, 10-20% és 0-10%. A piros négyzetek a Pb+Pb adatokba ágyazott PYTHIA *jet*-párokat, a fekete pontok a Pb+Pb adatokat jelképezik statisztikus (hibavonalak) és szisztematikus (kapcsok) hibákkal együtt.

ütközésekben, ahol megnő a nem pontosan egymással szemben detektált *jet*-ek aránya. Hasonló trend figyelhető meg az adatokba ágyazott PYTHIA *jet*-párookra is, de kisebb mértékben. Az utóbbi esetben ennek az oka a hibásan rekonstruált *jet*-ek centralitással növekvő száma, és 50 GeV/c közelében a *jet* rekonstrukció hatásfokának csökkenése (95-ről 88 százalékra). A Pb+Pb adatokban lehetséges az is, hogy a szubdomináns *jet* a dominánssal ellentétes irányban keletkezik ugyan, de annyi energiát veszít, hogy az 50 GeV/c küszöb alá esik.

Azoknak a *jet*-pároknak a részaránya, amelyek egymással szemben, tehát a $\Delta\phi_{12} > 3.026$ intervallumban vannak, centrális eseményekben kissé csökken. Ezt az R_B részarányt ábrázoltuk a 46. ábrán. A 3.026 érték a PYTHIA generátorral szimulált *jet* párok $\Delta\phi_{12}$ eloszlásának mediánja. Az ábrán feltüntettük a Pb+Pb adatok mellett az adatokba ágyazott PYTHIA *jet*-párookra jellemző értékeket is, az ütközésben részt vevő nukleonpárok számával jellemzett centralitás függvényében. Az R_B részarány csökkenését részben a *jet*-ek irányfelbontásának romlása okozza, amely $\sigma_\phi = 0.03$ periférikus és $\sigma_\phi = 0.04$ centrális ütközésekben.

A *jet*-párok impulzus-egyensúlyát, aszimmetriáját számszerűen az alábbi módon definiált aszimmetriával jellemezzük:

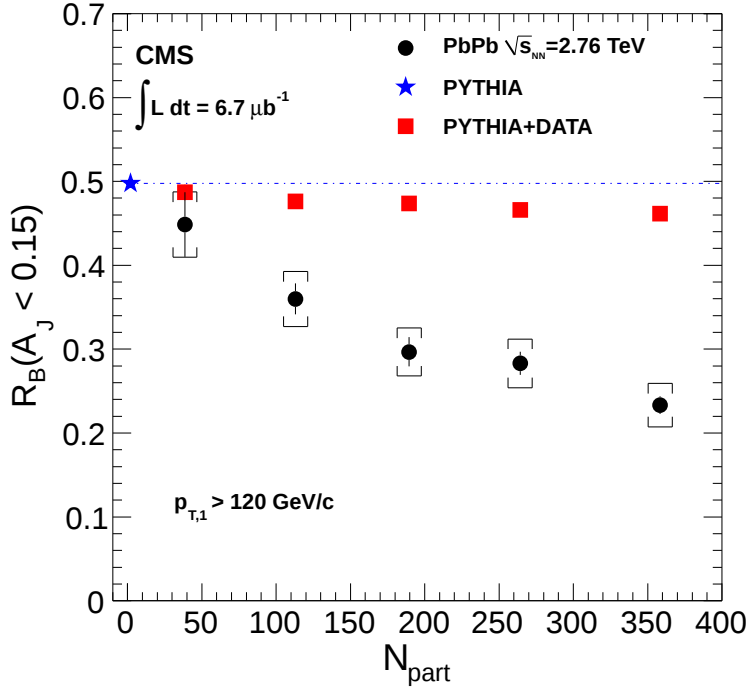
$$A_J = \frac{p_{T,1} - p_{T,2}}{p_{T,1} + p_{T,2}},$$



47. ábra. A *jet*-párok aszimmetriája (A_J), azokra a párokra, ahol $\Delta\phi_{12} < 2\pi/3$ (a) 7 TeV energiájú p+p ütközésekre, valamint 2.76 TeV energiájú Pb+Pb ütközésekre (b) 50-100%, (c) 30-50%, (d) 20-30%, (e) 10-20% és (f) 0-10% centralitás-osztályokban. Az adatokat a pontok, a PYTHIA eseményeket (a) illetve a PYTHIA eseményeket Pb+Pb adatokba ágyazva (b)-(f) a hisztogramok jelképezik. A hibavonalak statisztikus hibákat jelölnek.

ahol az 1-es index mindig a vezető *jet*-et jelenti, tehát A_J mindig pozitív. Ezzel a definícióval A_J érzéketlen az energia lineáris átskálázására (a kaloriméterek kalibrációjára). A 42. ábrán látható eseményre például nagy aszimmetria-értéket, $A_J=0.49$ -et kapunk. A $p_{T,2} > 50$ GeV/c feltétel egy $p_{T,1}$ -függő megszorítást ad az A_J arányra. Azokat a *jet*-párokat, amelyekre $\Delta\phi_{12} < 2\pi/3$, vagy amelyeknél a szubdomináns *jet* létezik, de az 50 GeV/c küszöbszint alatt van, nem vettük figyelembe az A_J arány számolásánál. Az eredményt a 47. ábra mutatja. Ismét megállapíthatjuk, hogy a p+p adatok és a PYTHIA eseménygenerátor jó egyezést mutat 7 TeV energián. Emiatt, és a periférikus Pb+Pb adatok és az adatokba ágyazott PYTHIA *jet* párok jó egyezése miatt megnyugodhatunk, hogy a PYTHIA modell 2.76 TeV energián is jó referenciaként szolgál a Pb+Pb méréshez.

Az A_J arány centralitástól való függése Pb+Pb ütközésekben a 47. ábra (b)-(f) panele mutatja. Látható, hogy míg a *jet*-párok tagjainak szögkorrelációja alig mutatott változást a centralitás függvényében, a *jet*-ek impulzus-egyensúlya drámai fejlődést mutat a Pb+Pb adatokban. Ezzel szemben a PYTHIA *jet*-párok A_J eloszlása még a legcentrálisabb Pb+Pb ese-



48. ábra. Azoknak az eseményeknek a részaránya, amelyekre a jet -ek aszimmetriája $A_J < 0.15$ és $\Delta\phi_{12} > 2\pi/3$, az N_{part} függvényében. A Pb+Pb adatok centralitás-osztályai 50-100%, 30-50%, 20-30%, 10-20% és 0-10%. A piros négyzetek a Pb+Pb adatokba ágyazott PYTHIA jet -párokat, a fekete pontok a Pb+Pb adatokat jelképezik statisztikus (hibavonalak) és szisztematikus (kapcsok) hibákkal együtt.

ményekbe ágyazva sem produkál jelentősebb kiszélesedést. A kiegyensúlyozott transzverzális impulzusú jet -ek száma centrális Pb+Pb ütközésekben nagyon lecsökken, és az aszimmetrikus párok száma növekszik. Ez a megfigyelés konzisztens a parton energiavesztésével kapcsolatos jóslatokkal, amelyet a centrális Pb+Pb ütközésekben létrejövő sűrű közegen való áthaladásnál várhatunk [209].

A 47. ábrán nem szerepelnek azok a jet -párok, amelyekben a szubdomináns jet olyan sok energiát veszít, hogy az 50 GeV-es rekonstruálhatósági küszöb alá kerül (*monojet* események), pedig ezek fejezik csak ki igazán az energiavesztés nagymértékű bekövetkezését. Ez a vágás okozza a 47. ábra adatpontjainak mesterséges lecsökkenését, levágását a 0.4 és 0.6 aszimmetria-értékek között. Annak érdekében, hogy ez az információ mégse vesszen el, egy új változó bevezetését javasoltam, amely az egyensúlyt mutató jet -párok részaránya, $R_B(A_J < 0.15)$. Ezt az arányt a centralitás (N_{part}) függvényében a 48. ábrán láthatjuk. Ez pontosan azoknak az eseményeknek a részaránya a 120 GeV/c feletti transzverzális impulzusú jet -et tartalmazó események között, amelyekre egy olyan szubdomináns partnert találtunk, melyre $A_J < 0.15$ és $\Delta\phi_{12} > 2\pi/3$. A 0.15-ös küszöbértéket azért választottuk, mert az a PYTHIA által generált p+p események A_J eloszlásának mediánja. Így a vákuum-beli jet -ekre definíció szerint $R_B(A_J <$

0.15) = 1/2, amelyet a kék szaggatott vonal jelöl a 48. ábrán.

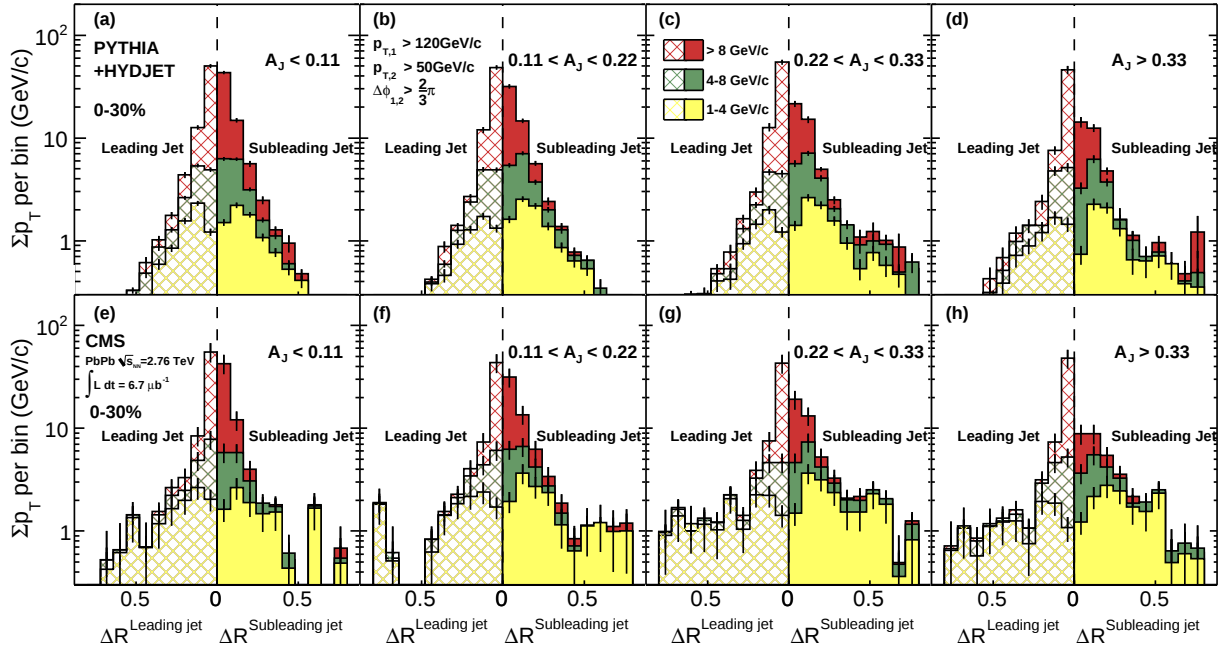
Mivel a fenti vizsgálatok a CMS kalorimétereivel történtek, két lehetséges válasz van arra a kérdésre, hogy a szubdomináns *jet*ből származó transzverzális impulzus hová kerül. Mivel a 3.8 T erősségű mágneses térben a 0.8 GeV/c-nél kisebb transzverzális impulzusú töltött részecskék el sem érik a kalorimétereket, ezek energiáját nem regisztráljuk. Lehetséges tehát, hogy a hiányzó energia kisebb transzverzális impulzusú részecskék keltésére fordítódik. A másik lehetőség, hogy a transzverzális impulzus kikerül a *jet* kúpából, tehát a *jet* tengelyétől 0.5 radiánnál távolabb érkezik a kaloriméterekbe. Ennek a kérdésnek a vizsgálatát leginkább a CMS nyomkövető rendszerével lehet elvégezni, amely ugyan csak töltött részecskéket érzékel, de azokat kisebb transzverzális impulzusok esetén is.

A fenti vizsgálat elvégzéséhez a rekonstruált részecskepályákhoz tartozó transzverzális-impulzus eloszlást tehát egy $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ sugarú és 0.08 vastagságú gyűrűben gyűjtöttük össze, a *jet* tengelye körül, a ΔR értéket, mint paramétert változtatva. Ekkor a részecskék tartalmazni fogják nemcsak a *jet* fragmentációjából, hanem a háttéreseményből származó járulékot is. Az utóbbi megbecsléséhez és levonásához a fenti körgyűrűt $\eta = 0$ -ra tükröztük, ugyanannál a ϕ értéknél, és ott is összegyűjtöttük a p_T spektrumot. A két eloszlás különbsége adja a minket érdeklő, *jet*-et alkotó részecskék p_T -eloszlását. Ez az eredmény látható a részecskék transzverzális impulzusának és a *jet* tengelyétől mért ΔR távolságának a függvényében a 49. ábrán, négy különböző aszimmetria-tartományban $A_J < 0.11$ -től $A_J > 0.33$ -ig. A felső sorban a HYDJET eseménygenerátorba ágyazott PYTHIA modell által szimulált *jet*-párra vonatkozó eredményt, az alsó sorban a Pb+Pb adatokat láthatjuk. Az egyes paneleken a színes területek az adott p_T és ΔR intervallumban talált részecskék által szállított teljes transzverzális impulzussal arányosak.

Az $A_J < 0.11$ intervallumban, ahol a *jet*-ek kiegyensúlyozottak, a domináns és szubdomináns *jet* részecskéinek transzverzális-impulzus eloszlásának kvalitatív egyezését láthatjuk a szimulációt (felül) és az adatokat (alul) összehasonlítva. A *jet* transzverzális impulzusának nagy részét a $p_T > 8$ GeV fölötti transzverzális impulzusú részecskék teszik ki. Az adatokban a részecskék ΔR eloszlása kissé keskenyebb. Az adatokban a szubdomináns *jet*-ek esetén a *jet* p_T kicsit nagyobb részét szállítják a kis transzverzális impulzusú részecskék, melyek a $\Delta R > 0.16$ térrészben helyezkednek el.

Nagyobb aszimmetriák felé haladva a vezető *jet* transzverzális impulzusának jelentős részét még mindig a nagy p_T -vel rendelkező részecskék adják. A szubdomináns *jet*-ek esetén azonban a kis transzverzális impulzusú részecskék járuléka növekszik A_J függvényében, és ezen részecskék eloszlása kiterjed $\Delta R = 0.8$ -ig, az elemzésünk geometriai határáig.

A fenti vizsgálatban a háttérlevonás szükségessége és fluktuációi, és a nyomkövető rendszer geometriai lefedettségének végessége miatt a részecskék transzverzális impulzusát a $p_T > 1$ GeV/c tartományra, a *jet* tengelyétől való távolságát pedig a $\Delta R < 0.8$ tartományra kellett korlátoznunk. Ezért érdemes egy másik módszert is alkalmaznunk, mégpedig az esemény



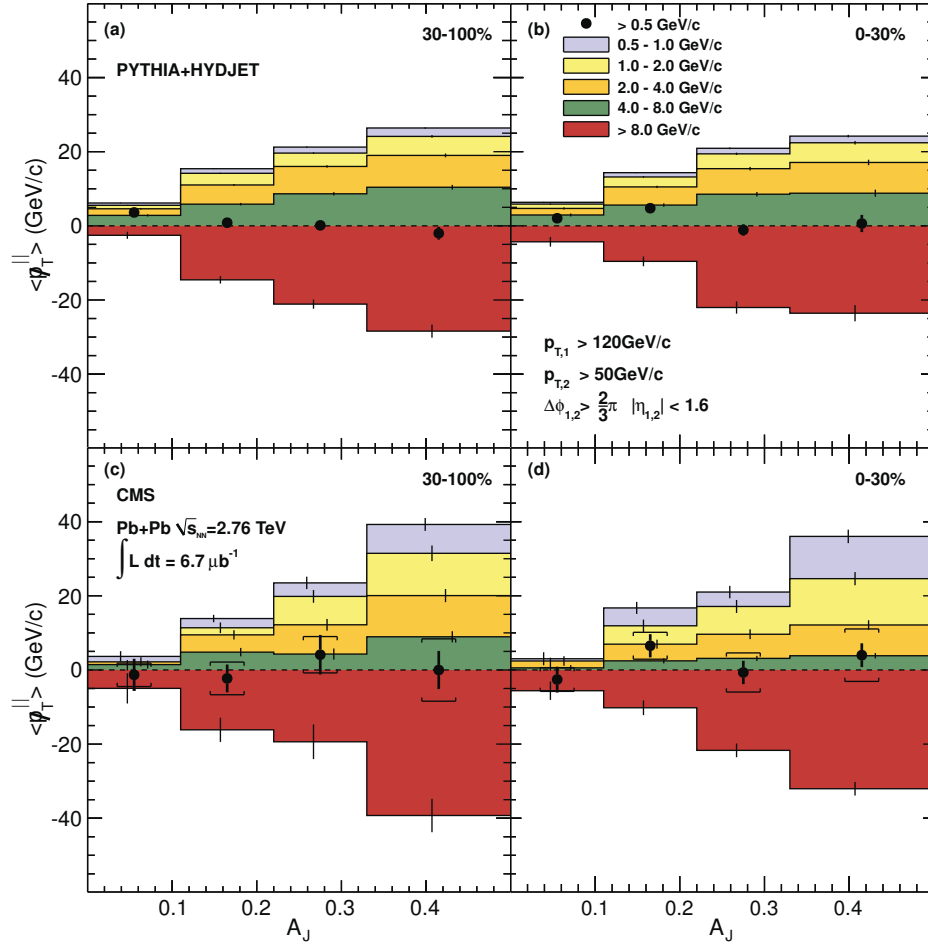
49. ábra. A részecskék transzverzális-impulzus összegének eloszlása három transzverzális-impulzus tartományban, a *jet* tengelyétől mért ΔR távolság függvényében, a 0-30% centralitás-tartományban a PYTHIA+HYDJET modellre (felső sor) és Pb+Pb adatokra (alsó sor). Az ábrák a rajtuk feltüntetett, különböző A_J tartományokra vonatkoznak. A függőleges vonalak a szisztematikus és statisztikus hibák négyzetösszegét mutatják.

globális impulzus-egyensúlyának elemzését. A rekonstruált töltött részecskék (hiányzó) transzverzális impulzusát levetíthetjük a vezető *jet* tengelyére. Ezt a projekciót minden eseményre a következő módon számítottuk:

$$\not{p}_T^{\parallel} = \sum_i -p_T^i \cos(\phi_i - \phi_{\text{leading jet}}),$$

ahol az összegzés az összes olyan rekonstruált részecskére vonatkozik, amelyre $p_T > 0.5$ GeV/c és $|\eta| < 2.4$. Ebből pedig az események átlagolásával kapjuk a $\langle \not{p}_T^{\parallel} \rangle$ mennyiséget. Itt nem használtunk háttérlevonást.

Az 50. ábrán látható a $\langle \not{p}_T^{\parallel} \rangle$ mennyiség az A_J függvényében a 30-100% (bal oldal) és a 0-30% (jobb oldal) centralitás-osztályokra. A PYTHIA+HYDJET modellek eredménye a felső, a Pb+Pb adatok az alsó sorban láthatók. Megnyugodhatunk tehát, hogy a teljes eseményben a szisztematikus hibán belül teljesül az impulzus-megmaradás, ahogyan az az adatpontokon látszik. Ez igaz mindkét centralitás-osztályra, bármilyen *jet*-energia aszimmetriára, szimulációra és adatokra egyaránt. Tehát fenti *jet*-aszimmetria megfigyelésünket nem valamilyen detektor-effektus, és nem is neutrínók vagy más detektálhatatlan részecskék keletkezése okozza. Az ábra öt különböző transzverzális-impulzus tartomány hozzájárulását is mutatja a hiányzó p_T -hez. Látható, hogy a nagy p_T -nél (8 GeV/c fölött) jelentkező hiányt (ami a szubdomináns *jet*ből hiányzó p_T) a kis p_T -vel rendelkező részecskék ellensúlyozzák. A szimulációban a 4–8 GeV/c



50. ábra. A vezető *jet* tengelyére történő vetítéssel kapott átlagosan hiányzó transzverzális impulzus, $\langle p_T^{\parallel} \rangle$, a 0.5 GeV/c feletti transzverzális impulzusú részecskékre (adatpontok), a *jet*-pár aszimmetriájának (A_J) függvényében, periférikus (bal oldal) és centrális (jobb oldal) ütközésekre. A színes sávok a különböző transzverzális impulzusú részecskék hozzájárulását mutatják a $\langle p_T^{\parallel} \rangle$ mennyiséghez. A felső sor a PYTHIA+HYDJET modell eredménye, az alsó sor pedig valódi Pb+Pb adatokat mutat. A hibavonalak statisztikus hibákat jelölnek.

tartomány jelentős szerepet játszik ebben az ellensúlyozásban, míg a 0.5 – 2 GeV/c tartomány szerepe kicsi. A periférikus Pb+Pb adatokban az utóbbi p_T intervallumba eső részecskék szerepe a 4–8 GeV/c-hez képest már nagyobb. Centrális Pb+Pb ütközésekben pedig a 4–8 GeV/c tartomány alig járul hozzá az impulzusmegmaradáshoz, és a *jet*-ek nagy aszimmetriájának nagy részét kis impulzusú részecskék hozzák egyensúlyba.

További vizsgálatok megmutatták, hogy a kis transzverzális impulzusú ellensúlyozó részecskék jelentős része található a *jet* kúpján kívül, messze a *jet* tengelyétől. Ez gyökeresen eltér a PYTHIA modell jóslataitól, ahol a két legnagyobb energiájú *jet* energiájának nagy aszimmetriája majdnem minden esetben egy harmadik *jet* jelenlétével jár együtt az eseményben. Érdeemes megjegyezni, hogy a CMS kísérletet nem az 1–2 GeV alatti transzverzális impulzusú részecs-

kék detektálására tervezték, olyannyira, hogy ez nem is volt lehetséges néhány évvel ezelőttig. Magyar csoportunk (nagyreszt Siklér Ferenc) több éves munkája révén bizonyította, hogy a megfelelő algoritmusok javításával ugyanezzel az eszközzel néhány száz MeV/c-ig le lehet vinni a rekonstrukció határát, és ezzel az egész CMS együttműködésnek inspirációt és lendületet adott ezeknek az algoritmusoknak az alkalmazásához. A fenti elemzés is mutatja, hogy ennek a kis p_T tartománynak is van tudományos jelentősége, ahogy erre majd a korrelációkkal kapcsolatos fejezetben is kitérünk.

Összefoglalva, a centrális Pb+Pb ütközésekben a kiegyensúlyozatlan transzverzális impulzussal rendelkező *jet*-párok rendkívül gyakori előfordulását tapasztaltuk mind a periférikus ütközésekhez, mind a p+p ütközésekre vonatkozó modell-jóslatokhoz képest. Mindez konzisztens azzal, hogy az ütközésben létrejött sűrű közeg miatt a *jet*-ek energiája rendkívül lecsökken. A közeg szélén létrejövő kemény szórásban keletkezett partonok közül az egyik szinte vákuumban fragmentálódhat, míg a másiknak át kell haladnia az erősen kölcsönható tűzgömbön, létrehozva a nagy egyenlőtlenséget a két végállapot *jet* energiája között. Az energiaveszteség fluktuációról nem sokat tudunk kísérletileg mondani, de nem kizárható hogy mindkét szóródott parton (pl. a közeg belsejében keletkezve) hasonló úthosszat bejárva mégis nagyon különböző energiaveszteséget szenved el. A megfigyelések mindenképp bizonyítják, hogy esetenként az egyik *jet* jelentős hányadát elveszíti az energiájának a másik *jet*hez, illetve a proton-proton ütközésekhez viszonyítva. A szubdomináns *jet*ből hiányzó transzverzális impulzust kis p_T -vel rendelkező részecskék hordozzák, a *jet* tengelyétől távol. Ezeket a részecskéket a parton a lefékeződés során, a leadott energiája segítségével a közegből lökhetette ki, illetve kelthette. Figyelemre méltó, hogy ez a *jet* irányához képest nagy szögben is megtörténik.

Érdemes megjegyezni, hogy a Pb+Pb ütközésekben keletkező nagy hőmérsékletű, erősen kölcsönható anyag létezésére a másik, legalább ilyen fontos bizonyíték az Υ részecskék gerjesztett állapotainak p+p ütközésekhez [227] viszonyított elnyomásáról szóló publikációnk, amely a CMS kísérlet első Pb+Pb ütközésekről megjelent cikke [228]. Hasonlóan izgalmas összehasonlítást publikálunk hamarosan a p+p [229] és Pb+Pb ütközésekben keletkező J/Ψ részecskék számának összehasonlításáról, amely szintén érzékeny a keletkezett közeg tulajdonságaira.

4. Szabályosságok a részecske- és atommag-ütközésekben

A RHIC gyorsító igen széles energiatartományban (19.6–200 GeV nukleononként) és tömegszám-tartományban (protontól arany atommagig) képes részecskék ütköztetésére. Ez a PHOBOS detektor által lefedett rendkívül nagy térszöggel együtt lehetőséget nyújtott a részecskekeltés általános vizsgálatára nagy pszeudorapiditás és transzverzális-impulzus tartományban, igen változatos a kezdeti feltételekkel.

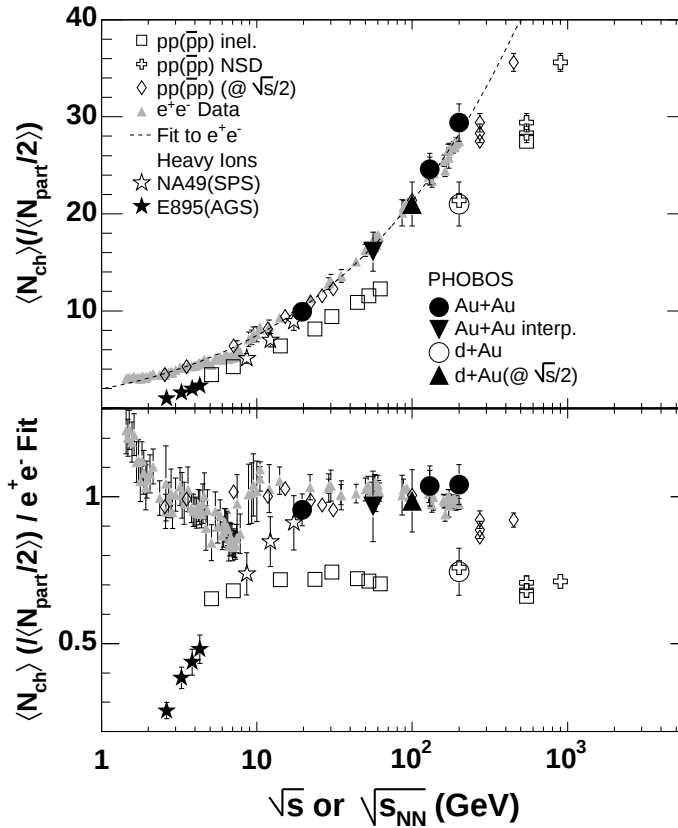
Ez a vizsgálat egy igen figyelemre méltó felismeréssel járt. Kiderült, hogy a töltött részecskék keletkezésének alapvető jellemzői a $d+Au$ ütközésektől az $Au+Au$ ütközésekig nagy pontossággal leírhatók mindössze néhány egyszerű univerzális tulajdonsággal. Ezek némelyikét már korábbi kísérletekben is megfigyelték, kisebb energián, illetve kisebb tömegszámú ütköző rendszerekben. Ugyan átfogó elméleti magyarázat ezekre a trendekre jelenleg nincs, kísérleti szemmel nehéz elhinni, hogy ezek a skálázási szabályok és univerzális tulajdonságok ne mondanának valami fontosat a sokrészecskekeltés természetéről hadronikus és atommag-ütközésekben [230]. Ezekkel a kísérletileg megfigyelt szabályszerűségekkel foglalkozunk ebben a fejezetben.

Annak érdekében, hogy a legszélesebb térszögtartományt lefedjük vizsgálataink során, el kell tekintenünk a részecskék azonosításától, amelyre a PHOBOS kísérletben csak speciális esetekben van lehetőség. Ezért nem tudjuk, hogy a bemutatandó szabályokat az egyes részecskefajták egyenként is teljesítik-e, de ha nem, akkor is nagy pontossággal kompenzálják az ettől való eltéréseket, ami magában is érdekes, hiszen talán egy részecskefüggetlen vezérelv jelenlétére utal.

A legfontosabb példa ilyen vezérelvre, hogy az ütköztetett rendszerek (a hadron-atommag rendszertől a nehéz atommagokig) a keletkező részecskék teljes száma arányos az ütközésben részt vevő nukleonpárok számával, azaz $N_{part}/2$ -tal. Nehézion-ütközésekben ez az arányossági tényező éppen az $e^+ + e^-$ ütközésekben mért multiplicitás, amely nagyjából megegyezik a *kétszer akkora* tömegközépponti energián végrehajtott proton-proton ütközések multiplicitásával. Ez pedig az erős kölcsönhatás által létrehozott részecskék számának univerzális energiafüggését sugallja.

A töltött részecskék pszeudorapiditás-eloszlása, illetve elliptikus áramlásának η -függése, ha az $\eta' = \eta - y_{beam}$ változó függvényének tekintjük (tehát ha a nyaláb rapiditásával eltoljuk, azaz közelítőleg a két ütköző objektum egyikének koordináta-rendszeréből vizsgáljuk), akkor mind az eloszlás alakját, mind nagyságát tekintve függetlennek bizonyul az ütközési energiától, az η' változó széles tartományában [231]. Az eloszlás alakjának részletei függnak az impakt paramétertől, de energiafüggetlen módon. Ezt leszámítva, nincs nyoma boost-invariáns centrális platónak, sem a multiplicitás, sem az elliptikus áramlás η -függésében.

Végül, a részecskekeltés jónéhány tulajdonsága erősen függ ugyan a centralitástól is és az ütközési energiától is, viszont meglepő módon a kétféle függés faktorizálható. Más szóval, a töltött részecskék η -, illetve p_T -eloszlásának centralitásfüggése energiafüggetlennek adódott, az



51. ábra. Felül: a töltött részecskék normált teljes multiplicitása $e^+ + e^-$, $p+p$, $\bar{p} + p$ (a [233] referenciáiból), $d+Au$ [234], $Au+Au$ (AGS [235] és PHOBOS [125,236]) és $Pb+Pb$ (SPS [142]) ütközésekben a nukleonpáronkénti ütközési energia függvényében. Az $A+Au$ és $d+Au$ adatok mind centrális ütközésekre vonatkoznak, és a multiplicitásokat elosztottuk az ütközésben részt vevő nukleonpárok számával. Alul: a fenti adatok, osztva az $e^+ + e^-$ adatokra illesztett sima függvénnyel.

ütközési energia akár egy nagyságrend szélességű tartományában [112, 232].

Ebben a fejezetben tehát a fenti skálázásokkal, szabályosságokkal foglalkozunk a részecskék számát, szög- és impulzuseloszlását, illetve azimutszög szerinti aszimmetriáját illetően. Látni fogjuk, hogy mindez igen szorosan kapcsolódik dolgozatom témájához, a nehézion- és elemi ütközések szisztematikus összehasonlításához.

4.1. Töltött részecskék száma

Az egyik legalapvetőbb mérhető mennyiség hadronikus és atommag-ütközésekben a keletkezett (töltött) részecskék teljes száma [237]. Ez a mennyiség, normálva az ütközésben részt vevő nukleonpárok számával, látható az 51. ábrán az energia függvényében, nehézion-ütközésekben [125, 142, 235, 236], $d+Au$ ütközésekben [234], illetve $p+p$, $\bar{p} + p$ ütközésekben és a $e^+ + e^-$ hadronokra történő szétsugárzásában (a [233] referenciáiból). Az atommagokra vonatkozó adatok mind centrális ütközésekre vonatkoznak. A $p+p$ (üres négyzetek és kereszttek) és $d+Au$ (üres

körök) adatok az $e^+ + e^-$ adatok alatt vannak mintegy 30%-kal, ahogy az az 51. ábra alsó panelén látható, ahol az összes adatot elosztottuk az $e^+ + e^-$ adatokra illesztett sima görbével. Kis energián az A+A multiplicitás sokkal gyorsabban növekszik, mint a p+p vagy $e^+ + e^-$ ütközésekben, de az energiafüggés meredeksége megváltozik $\sqrt{s_{NN}} = 20 - 30$ GeV körül. Efölött az A+A és az $e^+ + e^-$ adatok 10% pontossággal megegyeznek, ahogy az 51. ábra alsó része tanúsítja.

Ennek a magyarázata a hadron-hadron ütközésekben megfigyelt vezető részecske effektus, amely nincs jelen a $e^+ + e^-$ ütközésekben. A végállapotú protonok impulzusának longitudinális (nyalábirányú) komponense közelítőleg egyenletes eloszlású [238] a tömegközépponti energia széles tartományában. A vezető nukleonok tehát nagyjából az ütközési energia felét viszik tovább. Ráadásul p+p ütközésekben a vezető proton impulzusa antikorreál a keletkező részecskék számával, mintha a vezető részecske egyszerűen energiát vonna el a részecskekeletéstől [238–241]. Ha tehát a proton-proton ütközések tömegközépponti energiáját egy kettes faktorial átskalázzuk, akkor azt találjuk, hogy a p+p és a $e^+ + e^-$ ütközésekben mért multiplicitások közel kerülnek egymáshoz egy széles energiaintervallumban (üres csillag szimbólumok az 51. ábrán).

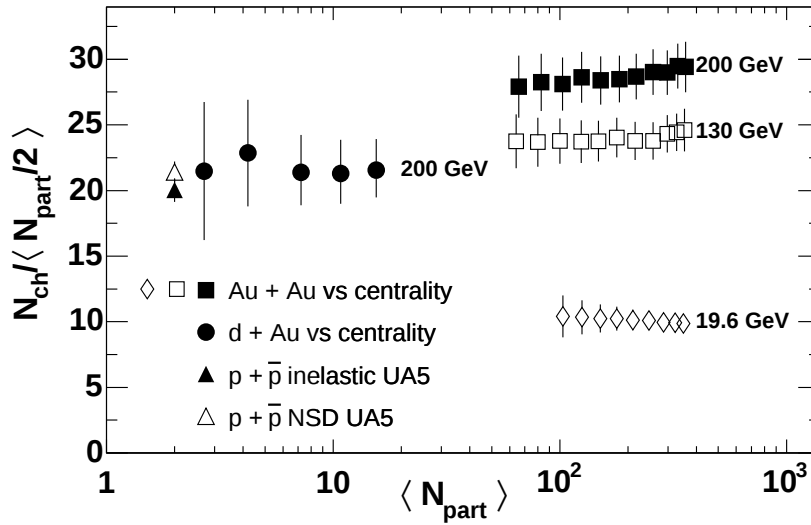
Érdekes megfigyelni, hogy a $e^+ + e^-$ és az A+A ütközésekben a teljes multiplicitás $\sqrt{s_{NN}} = 20$ és 200 GeV között jó egyezést mutat. Kisebb energiákon A+A ütközésekben a barion-megmaradás miatt midrapiditás közelében is sok barion lesz, és a rendelkezésre álló energiának jelentős részét a barionok fogyasztják el, a pionok (és egyéb részecskék) keltésére kevesebb energia fordítódik, végeredményben kisebb multiplicitást mérhetünk. Emellett a sok barion miatt midrapiditásnál a pion-elnyelés is gyakori lehet a rendszer időfejlődése alatt [242].

A fentiek fényében érdemes megjegyezni, hogy általában a p+p ütközéseket tekintik a nehézion-ütközések referenciájának, összehasonlítási alapjának, és a nehézionok esetén mért valóban magasabb multiplicitás értékeket egzotikusabb, nehézionokra jellemző új fizikai jelenségeknek tulajdonítják. Továbbá, az $e^+ + e^-$ ütközésekben mért multiplicitás energiafüggését a kvantumszíndinamika sikerének tartják [243] miközben a nehézion-ütközésekben a fizikai folyamatok széles skáláját feltételezik.

Az 51. ábrán látható a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energiájú centrális d+Au ütközésekben mért eredményünk is [244]. Ezekben a nagyon centrális ütközésekben a résztvevő nukleonok nagy többsége az Au atommagban található, és ezek a nukleonok csak egyetlen ütközést szenvednek a Glauber-képben (a deuteron valamelyik nukleonjával). Ezért azt várjuk, hogy a nukleonpáronkénti multiplicitás hasonló értéket vesz majd fel, mint p+p ütközések esetén. Ezt a várakozást a mérési eredmény alá is támasztja.

Mindezen érvek ellenére távolról sem állíthatjuk, hogy az A+A ütközések ezen elemi folyamatok egyszerű szuperpozíciója lenne, hiszen az elliptikus áramlás, a ritka részecskék hozama, és még sok egyéb mérési eredmény cáfolja ezt. Azt sem mondhatjuk, hogy minden A+A ütközésekre kapott mérési eredményt $e^+ + e^-$ ütközésekhez kéne viszonyítani.

A részecskekeletés megértésének egyik eszköze p+A és A+A ütközésekben az ütköző rendszer

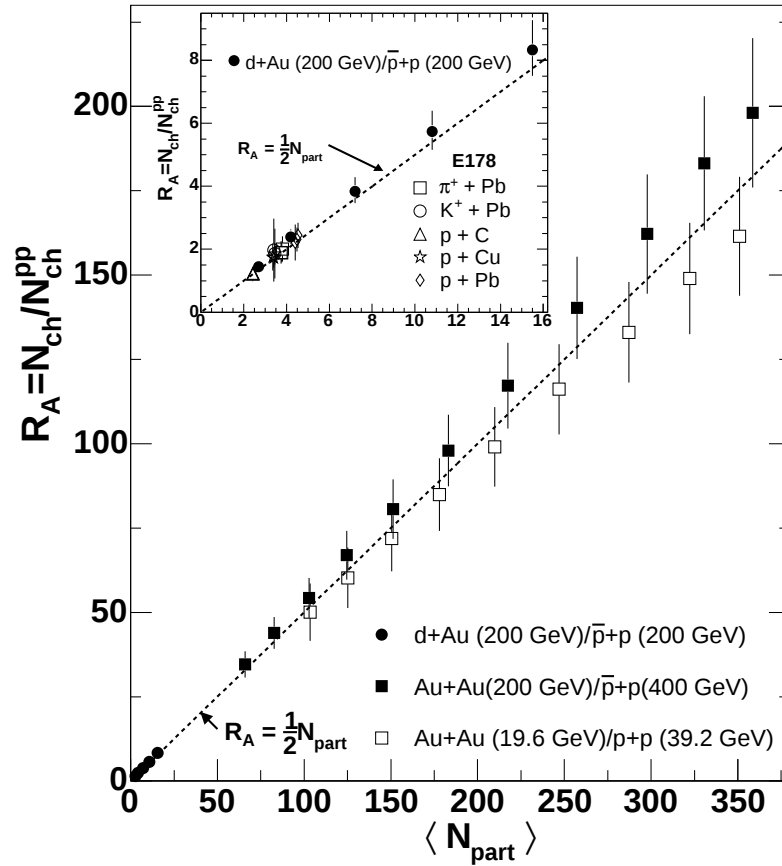


52. ábra. Teljes integrált töltött részecske multiplicitás egy résztvevő nukleonpárra számítva, az N_{part} függvényében. Az Au+Au ütközések 19.6, 130 és 200 GeV [236], a d+Au ütközések [244] és a $\bar{p}+p$ ütközések 200 GeV energián [245] történtek. A függőleges hibavonalak tartalmazzák a statisztikus és szisztematikus (90% C.L.) hibákat is.

méretének változtatása, vagy az atommagok tömegszámának, vagy az ütközés centralitásának hangolásával, válogatásával.

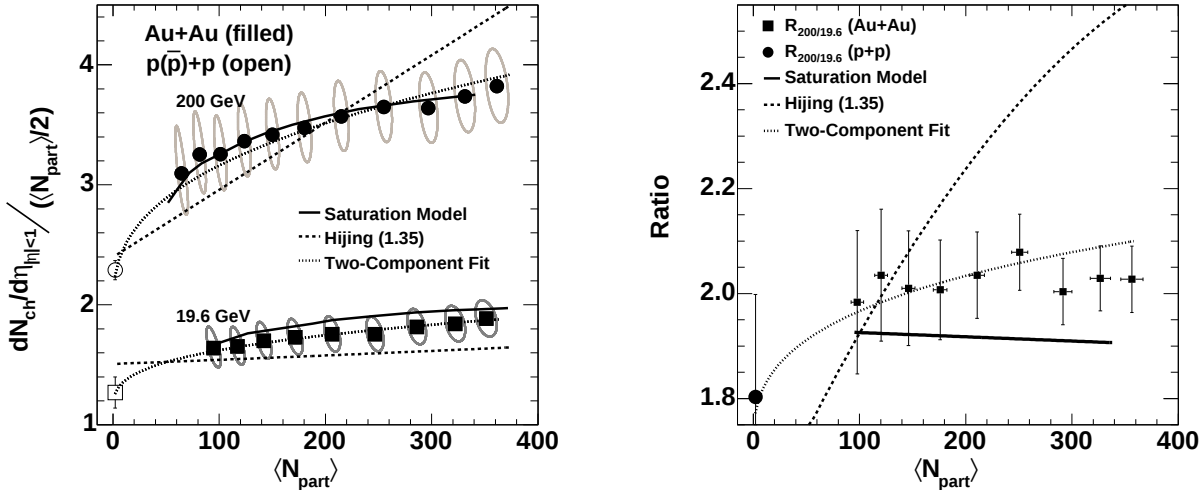
Mivel a centralitás növelésével nemcsak a résztvevő nukleonok száma, hanem a nukleononkénti ütközések száma is növekszik a Glauber-képben, meglepő, hogy ennek ellenére az Au+Au ütközésekben a teljes töltött multiplicitás arányos a résztvevő nukleonok számával [236] ahogyan azt az 52. ábra mutatja, összehasonlítva $\bar{p}+p$ [245] és d+Au [244] ütközésekkel is. Ez az arányosság Au+Au ütközésekben láthatóan fennáll $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ és 200 GeV között három különböző energián is. Érdekes az is, hogy a d+Au ütközésekben sem a p+p ütközések felé, sem az Au+Au ütközések felé nem látszik az N_{part} függvényében folytonos átmenet, azaz a teljes részecskeszámot globálisan nemcsak a résztvevő nukleonok száma határozza meg. Megjegyzem, hogy a teljes keletkezett részecskeszámot rendkívül nehéz mérni ütközőnyalábos kísérletekben, mivel ez a térszög (η tartomány) szinte teljes, detektorokkal való lefedettségét igényli. Ez a RHIC-nél a PHOBOS kísérlet specialitása volt, de az LHC gyorsítónál ennek megvalósítása már szinte lehetetlen. A részecskék η -eloszlása a CMS kísérlet nyomkövető rendszerén és kaloriméterein messze túlnyúlik. Lehet, hogy az utolsó, teljes térszöget lefedni képes hadronfizikai kísérletek az NA49 (CERN SPS) és a PHOBOS (BNL RHIC) voltak.

A multiplicitás centralitás-függéséről ad további információt az 53. ábra, amely részletes összehasonlítást nyújt a PHOBOS-ban $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV-en mért d+Au adataink [244] és $\sqrt{s_{NN}} = 10 - 20$ GeV-en mért $\pi+A$, $K+A$ és $p+A$ adatok között [246]. A beillesztett kisebb ábra esetén a teljes töltött részecske multiplicitást elosztottuk a p+p ütközésekben mért multiplicitással, azonos ütközési energiánál. A kísérleti bizonytalanságon belül mondhatjuk,



53. ábra. Különbféle hadron-atommag [246] és nehézion-ütközésekben [128,244] mért teljes töltött részecske multiplicitás normálva az (anti)proton-proton ütközésekben [245,247–249] mért multiplicitással, az ütközésben részt vevő nukleonok számának függvényében. A nevező (referencia) a mezonok, protonok és deuteronok ütközései esetén a proton-proton adatok, ugyanannál az ütközési energiánál. Nehézion-ütközések esetén a referenciát (anti)proton-proton adatok képezik, kétszeres ütközési energiánál. A hibavonalak tartalmazzák a statisztikus és szisztematikus hibákat is, az utóbbiak részben korreláltak a p+p multiplicitással közös bizonytalanság miatt. A vonalak az origón haladnak keresztül, és $1/2$ a meredekségük.

hogy az adatpontok a berajzolt egyenesre illeszkednek, melynek meredeksége éppen $1/2$. Ez a felismerés [250,251] vezetett Bialas, Bleszyński és Czyż "sérült nukleon" modelljéhez [106]. Hasonlóan ábrázoltuk az Au+Au adatokat is $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV és 200 GeV energián az 53. ábra fő részében [244]. Ugyanúgy, ahogy a hadron-atommag adatok esetén, az adatpontok az egyenes mentén helyezkednek el, szintén $1/2$ meredekséggel. A különbség az, hogy itt referenciaként a $p(\bar{p})+p$ adatokat kétszeres ütközési energiánál használtuk fel [245,247–249], aminek motivációját a fentiekben már tárgyaltuk. Ez az egyik legegyszerűbb és legemlékezetesebb szabályszerűség, amit a RHIC gyorsítónál az adatok igen nagy halmazára érvényesnek találtunk. Megállapíthatjuk, hogy az ütközésben keletkezett részecskék száma az ütközési energiától és centralitástól is függ, de a kétfajta függés faktorizálódik (a centralitásfüggés nem függ attól,



54. ábra. Bal oldal: töltött részecskék pszeudorapiditás-sűrűsége midrapiditásnál, normálva a résztvevő nukleonpárok számával, a résztvevő nukleonok számának függvényében. Az adatok Au+Au ütközésekre vonatkoznak 19.6 és 200 GeV energián [128]. Az (anti)proton-proton ütközésekben [252–254] 200 GeV-en mért, illetve 19.6 GeV-re interpolált adatokat üres szimbólumok mutatják. A szürke ellipszisek a szisztematikus hibákat jelzik (90% C.L.). Két fizikai modell [155,255,256] és egy paraméteres illesztés [257] is látható, összehasonlításként. Jobb oldal: a töltött részecskék pszeudorapiditás-sűrűségének aránya midrapiditásnál Au+Au ütközésekben 200 és 19.6 GeV energián, a résztvevő nukleonok számának függvényében [128]. A teli kör jelzi a p+p ütközésekre kapott arányt. A hibavonalak a statisztikus és szisztematikus hibákat is tartalmazzák (1σ). A bal oldali ábrán szereplő modellekhez tartozó arányokat is feltüntettük.

hogy milyen ütközési energián vizsgálódunk).

A teljes töltött részecskeszám után érdemes most a következő alfejezetek bevezetéseként a midrapiditásnál mért részecskesűrűség felé fordulnunk, amely egy másik példa a bevezetőben említett faktorizációs jelenségre a centralitás és az ütközési energia között.

Az 54. ábra bal oldalán a midrapiditásnál mért részecskesűrűséget láthatjuk a résztvevő nukleonpárok számával normálva a centralitás függvényében, 19.6 és 200 GeV ütközési energiákon [128]. A 200 GeV-en mért $\bar{p}+p$ adatpontot és a 19.6 GeV-re interpolált értéket is feltüntettük [252–254]. Az ábrázolt centralitás-tartományban ez a normált részecskehozam kb. 25%-kal növekszik. A korai interpretációk szerint ez a kemény szórások járulékának növekedése miatt van, hiszen az egy nukleonpárra eső nukleon-nukleon ütközések száma a centralitás függvényében növekszik. Egy ilyen jóslat látható az ábrán a HIJING modellt [155] használva (szaggatott vonallal), amely viszont túl meredek centralitásfüggést jósol. Ez a modell még kevésbé tűnik helytállónak, ha az 54. ábra jobb oldalát tekintjük, ahol a 200 és 19.6 GeV-es adatok arányát tüntettük fel [128]. A mérési hibán belül ez az arány centralitás-független, annak ellenére, hogy ebben az energiatartományban a kemény szórások járuléka jelentős növekedést kellene hogy

mutasson, ahogy az ábrán HIJING modell jóslata is jelzi. Az ábrán a pontozott vonal mutatja az empirikus, két (egy N_{part} -tal és egy N_{coll} -al arányos) komponenst feltételező illesztést [257], amely azonban (nem fizikai módon) energiafüggetlennek tekinti a kemény szórások járulékát. Végül, az 54. ábrán a telítéses modell [255, 256] eredményét is feltüntettük, amely meglehetősen sikeresen írja le az itt feltüntetett adatokat.

Hasonló méréseket az LHC energiákon is végeztünk Pb+Pb ütközésekben 2011-ben [111]; az eredményekre részletesen visszatérünk a 4.3.3 alfejezetben.

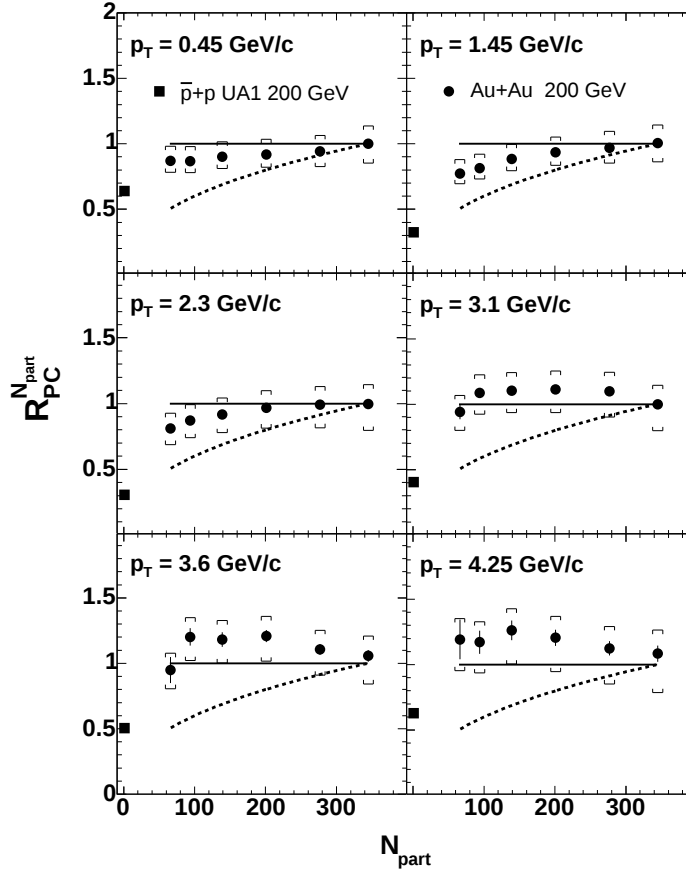
4.2. Töltött részecskék impulzus-eloszlása

Az ütközési energia és a centralitás közötti faktorizációra további példát szolgáltatnak a transzverzális-impulzus eloszlások. Várakozásunk szerint a hadronok többségének (kis p_T) száma a résztvevő nukleonok számával (N_{part}), míg a pontszerű kemény szórások hatáskeresztmetszete a nukleon-nukleon ütközések számával (N_{coll}) arányos. Tehát a kettő közötti átmenet láthatóvá kell váljon, amikor transzverzális-impulzus eloszlásokat tanulmányozunk.

Ahogy azt a 3.2. fejezetben láttuk, a részecskekeltés nagy transzverzális impulzusnál jelentősen módosul, ha a nehézion-ütközés által keltett sűrű közeg is jelen van. Ennek a módosulásnak az erősségét jól bemutatja az 55. ábra, amely a töltött részecskék nukleáris módosulási faktorát ábrázolja hat különböző p_T értéknél, az N_{part} függvényében [166]. Az ábrán a részecskehozamokat normáltuk az ütközésben részt vevő nukleonpárok számával, majd elosztottuk ennek a mennyiségnek a centrális ütközésekben mért értékével. Az UA1 kísérletből származó p+p ütközések adatait [167], ugyanezzel a normálással tüntettük fel. Érdekes megfigyelni, hogy az itt vizsgált centralitás-tartományban a részecskehozamok inkább N_{part} -tal, mintsem N_{coll} -al arányosak, még 4 GeV/c felett is.

Ez a közelítő N_{part} -tal való arányosság nagy p_T -nél arra utalhat, hogy a közeg majdnem teljesen átlátszatlan, elnyelő tulajdonságú a keletkezett nagy impulzusú részecskék szempontjából. Ha az eredeti kemény szórások száma N_{coll} -al arányos, de (a tűzgömb felszínét kivéve) ezeket azonnali elnyelődés követné, hasonló eredményt kapnánk. A térfogat/felszín aránynak ($\sim A^{1/3}$) ugyanis ugyanolyan centralitásfüggése van, mint az N_{coll}/N_{part} aránynak. Természetesen nem tekinthetünk el attól, hogy az egyes részecskefajták (barionok, mezonok) transzverzális-impulzus spektrumai nem viselkednek egyformán, és ez minden fentihez hasonló érvelést megnehezít. Itt azonban az interpretációk és részletesebb adatok bemutatását mellőzzük, és folytatjuk a faktorizálhatóság kísérleti vizsgálatát.

A centralitás- és energiafüggés részletesebb vizsgálatára a RHIC gyorsítóban előállított 62.4 és 200 GeV nukleonpáronkénti energiájú Au+Au ütközéseket használtuk [258]. Az 56. ábrán a részecskehozam, pontosabban az $R_{AA}^{N_{part}}$ és $R_{PC}^{N_{part}}$ látható a centralitás és transzverzális impulzus függvényében. A már definiált R_{AA} aránytól az $R_{AA}^{N_{part}}$ arány csak annyiban különbözik, hogy a nevezőben nem az N_{coll} , hanem az N_{part} szerepel, tehát az $R_{AA}^{N_{part}}$ mennyiség szerepe az

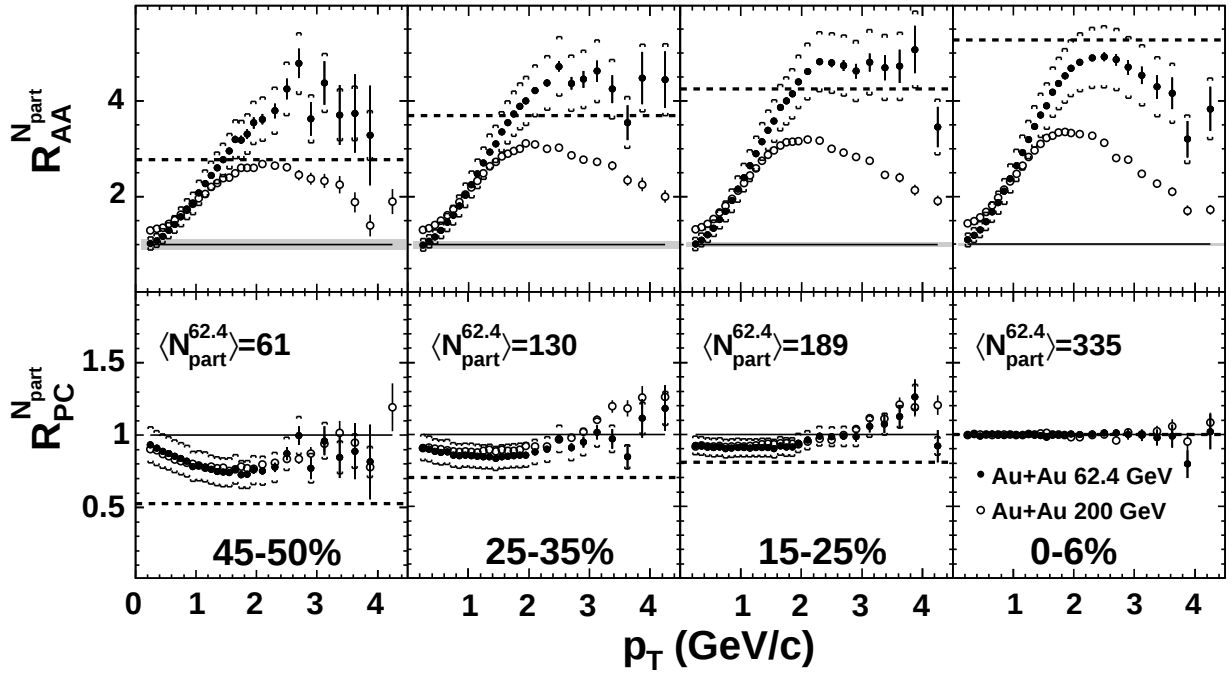


55. ábra. A résztvevő nukleonpárok számával normált részecskehozam, osztva ennek a mennyiségnek a centrális ütközésekben mért értékével, a centralitás függvényében Au+Au ütközésekben $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energián, hat különböző p_T értéknél [166]. A vonalak statisztikus, a kapcsok szisztematikus hibákat jelölnek. A folytonos vonal az N_{part} -tal, a szaggatott az N_{coll} -al való arányosságnak felel meg. A négyzetek az UA1 kísérlet adatai p+p ütközésekből [167], hasonlóan normálva.

N_{part} -skálázástól való eltérések szemléltetése [167, 259, 260] (az 56. ábra felső sora). Az R_{PC}^{Npart} pedig a periférikus és centrális ütközésekben mért p_T -spektrumok hányadosa, az N_{part} -tal való normálás után, tehát a spektrumok centralitás szerinti fejlődésének szemléltetésére használható (a 56. ábra alsó sora).

Érdemes megjegyezni, hogy p+p ütközésekben 62.4 GeV és 200 GeV ütközési energia között a keletkezett részecskék száma kevesebb mint kétszeresére, viszont $p_T = 4$ GeV-nél mért részecskehozam egy nagyságrenddel nő, jelezve a kemény szórások térnyerését, szemben az Au+Au ütközésekben tapasztalható, mindössze négyszeres szorzóval.

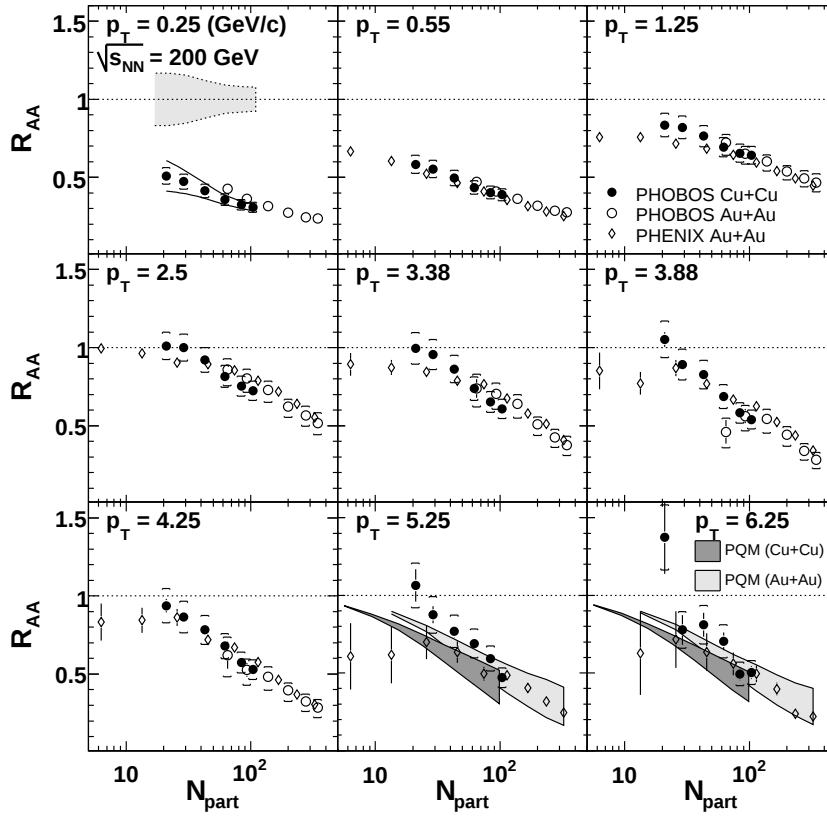
Az 56. ábra felső sora szerint a résztvevő nukleononkénti részecskehozam egyik p_T -nél sem változik meg 25%-nál jobban a centralitás változtatásával a $60 < N_{part} < 340$ intervallumban, sőt, a változás nagy p_T -nél még kisebb is. Talán még meglepőbb, hogy az alsó sorban látható R_{PC}^{Npart} arányok azt mutatják, hogy ez a kis maradék módosulás is teljesen azonos a két ütközési



56. ábra. Nukleáris módosulási faktorok a transzverzális impulzus függvényében Au+Au ütközésekben két nyalábenergiánál, centralitás-osztályok szerint [258], két különböző referencia-eloszlással számolva: a felső sorban a referencia a p+p ütközések részecskehozamának $N_{part}/2$ -szerese [167,259,260], az alsó sorban pedig a centrális Au+Au ütközések adataira illesztett függvény N_{part} -szorosa. A teli szimbólumok $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV, az üresek 200 GeV energiára vonatkoznak. A hibavonalak statisztikus, a kapcsok szisztematikus hibákat jelölnek. A felső sor szürke sávja az N_{part} bizonytalanságának felel meg. A folytonos vonal az N_{part} -tal, a szaggatott az N_{coll} -al való arányosságot jelzi.

energiára, mindegyik centralitás-osztályban és az egész vizsgált p_T -intervallumban. Tehát a részecskekeltés centralitás- és energiafüggése faktorizálódik a fenti energia-, centralitás- és p_T -tartományban. Ez a p_T -tartomány meglehetősen széles, hiszen felöleli a kis és nagy transzverzális impulzusnál feltételezett mechanizmusok széles skáláját: a radiális hidrodinamikai áramlást, a kezdeti és végállapotbeli többszörös szórás okozta p_T -kiszélesedést (Cronin-effektust), a kemény és "lágy" szórások keverékét, a partonok rekombinációját, illetve fragmentációját, és energiavesztését, mind más jellegű centralitás- és energiafüggéssel. A végeredmény mégis egy (kísérleti pontosságon belül precíz) faktorizáció. Kísérleti szemmel tehát kétféle lehetőség látszik ennek a jelenségnek a magyarázatára: a faktorizáció vagy valamilyen globális peremfeltétel, illetve vezérelv megmutatkozása, vagy véletlenek összjátéka.

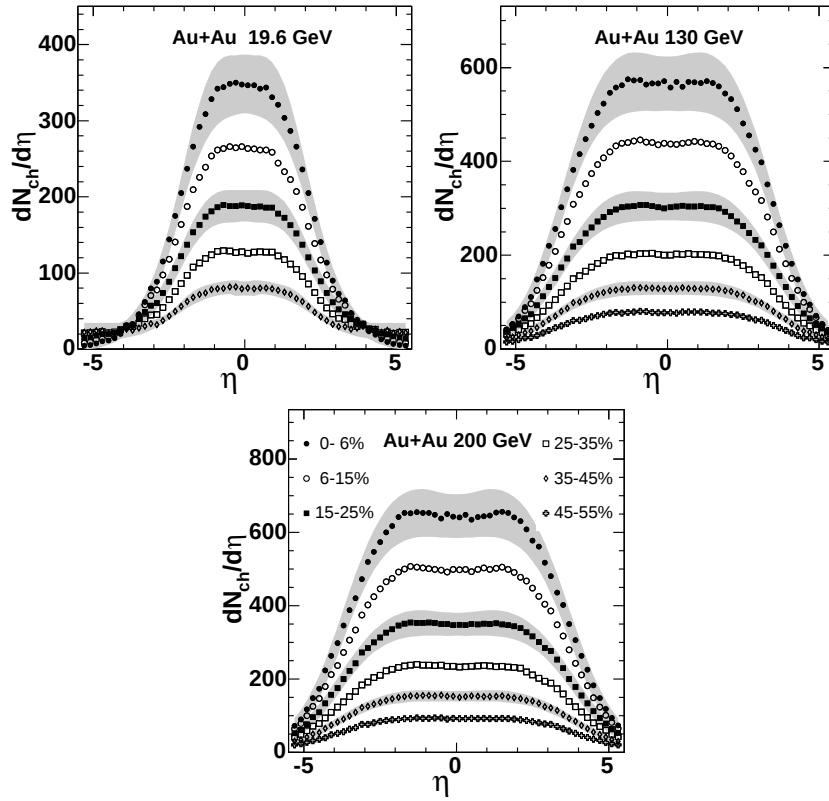
A RHIC gyorsítóban nemcsak a centralitás (impakt paraméter) osztályozásával lehet tanulmányozni a keletkezett részecskék tulajdonságainak az ütköző rendszer méretétől való függését, hanem az ütköztetett atommagok tömegszámának változtatásával is. A PHOBOS kísérletben nemcsak Au+Au ütközéseket, hanem Cu+Cu ütközéseket is vizsgáltunk [261], 62.4 és 200 GeV



57. ábra. Nukleáris módosulási faktorok N_{part} függvényében, különböző p_T értékeknél $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ütközési energián, Cu+Cu (teli adatpontok) és Au+Au (üres adatpontok) ütközésekben [166,262,263]. Az első ábra szürke sávja az $\langle N_{coll} \rangle$ bizonytalanságát, a folytonos vonalak ennek az R_{AA} -ra propagált hatását mutatják. Nagy p_T -nél a sávok a PQM modell jóslatát mutatják [199].

nukleonpáronkénti tömegközépponti energián is. A töltött részecskék p_T -spektrumának alakja centrális Cu+Cu ütközésekben nagyon hasonlóan adódott a periférikus Au+Au ütközésekben kapotthoz, ugyanannál az N_{part} értéknél. Ezt a megfigyelést az 57. ábra illusztrálja, ahol az R_{AA} nukleáris módosulási faktort ábrázoltuk N_{part} függvényében, a két fajta atommag ütközéseire [166,258] különböző p_T értékeknél.

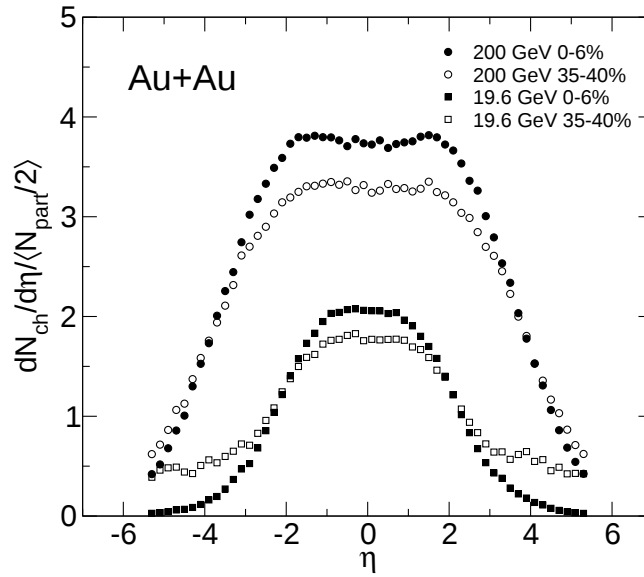
Ennek az ábrának nagyon egyszerű üzenete van. A részecskékelés kvantitatív tulajdonságai csak az ütköző rendszer méretétől függenek, vagyis a Cu+Cu és az Au+Au ütközésekben mért p_T -spektrumok hasonlóak, ha azonos N_{part} értéknél tekintjük őket. Ez a tapasztalati tény a 62.4 GeV-es energiára is ugyanígy érvényesnek bizonyult. Példaként a PQM modell jóslatát is feltüntettük az 57. ábrán, amely figyelembe veszi a realiztikus ütközési geometriát a partonok energiavesztésének leírásakor, de nem tükrözi az adatok által sugallt fenti egyszerű szabályosságot. Mivel azonos N_{part} esetén a Cu és Au atommagok ütközési zónájának alakja nagyon különböző, nincsen elfogadható okunk azt várni, hogy az itt bemutatott szabály érvényesül. Ez az eredmény tehát fontos kihívások elé állíthatja az interpretációs törekvéseket.



58. ábra. A töltött részecskék pszeudorapiditás-sűrűsége Au+Au ütközésekben a háromféle nukleonpáronkénti ütközési energián [125,232] Az adatokat különböző centralitás-osztályokban ábráztuk, amelyeket a teljes hatáskeresztmetszet százalékában adtunk meg. A szürke sávok tipikus szisztematikus hibákat jelölnek (90% C.L.), a statisztikus hibák kisebbek, mint az adatpontok mérete.

4.3. Töltött részecskék szögeloszlásai

A 4.1. fejezetben megmutattuk, hogy a töltött részecskék teljes száma egyszerű szabályosságnak engedelmessé válik atommagok ütközéseiben. Ennek a mennyiségnek a mérése nagymértékben azon múlik, hogy a kísérleti berendezéseink lefednek-e elég nagy térszöget longitudinális irányban, tehát η függvényében ahhoz, hogy a részecskék nagy részét, vagy mindegyikét detektálni tudjuk. Rögzített céltárgyas kísérleteknél, buborékkamrát, szikrakamrát vagy gáztöltésű ionizációs kamrákat használva (pl. CERN NA49 kísérlet) ez könnyebben megvalósítható. Ütköző nyalábok esetén (pl. BNL RHIC, CERN LHC) viszont a keletkezett részecskék többsége a nyalábhoz képest igen kis szögben repül ki az ütközési pontból, ott viszont a nyalábokat tartalmazó vákuumcső helyezkedik el, nehézkessé téve a detektorok beépítését (nem is beszélve az óriási luminozitás miatt ebben a régióban uralkodó rendkívüli sugárterhelésről). A PHOBOS detektor egyrétegű szilícium Oktagon detektora, illetve a nagy távolságban a nyalábokra merőleges síkban elhelyezett, szintén félvezető Gyűrű detektorok együttesen képesek voltak lefedni a részecskék keletkezésekor releváns η tartományt, és ez tette lehetővé a 4.1. fejezetben bemutatott teljes töltött részecskeszámok kiszámítását, ezek η -eloszlásának integrálásával. Az 58. ábra



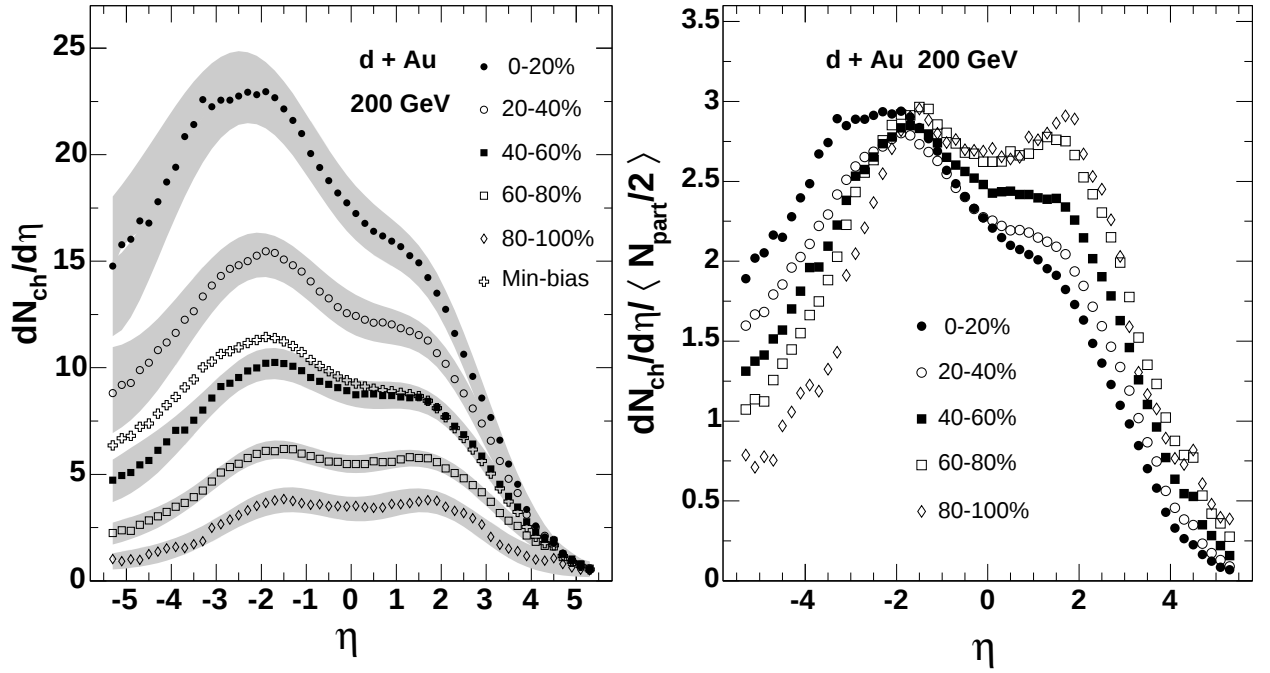
59. ábra. Au+Au ütközésekben keletkezett töltött részecskék résztvevő nukleonok számával normált pszeudorapiditás-sűrűsége két különböző energián és centralitásnál [125].

a töltött részecskéknek a PHOBOS kísérletben mért pszeudorapiditás-eloszlását ($dN_{ch}/d\eta$) mutatja Au+Au ütközésekre $\sqrt{s_{NN}} = 19.6, 130$ és 200 GeV nukleonpáronkénti tömegközépponti energián, centralitás-osztályonként [125, 232, 264]. A részecskesűrűség midrapiditás közelében éri el a maximumát, amely a centralitással, illetve az ütközési energiával növekszik. Ezek az eredmények az alapjai a további szisztematikus vizsgálatoknak.

A nagy lefedett térszög jó lehetőséget nyújt a kis szögű szórások szisztematikus vizsgálatára is, különböző méretű rendszereket többféle energián, illetve centralitással ütköztetve. Az adatokban így felismert szabályosságokat a 4.3.1. alfejezetben mutatjuk be.

Az LHC-nél a keletkező részecskék nagyobb η -tartományt töltenek ki, így a teljes szükséges térszöget már egyik detektor sem tudja lefedni. A CMS kísérlet nyomkövető rendszere például csak az $|\eta| < 2.5$ tartományra terjed ki, a keletkezett részecskék többsége tehát nem detektálható vele. Ennek ellenére a részecskék szögeloszlásának mérését elvégeztük ebben a tartományban p+p és Pb+Pb ütközésekben is, hiszen ezek az eddigi legnagyobb energiájú laboratóriumi ütközések fenomenológiai és technikai szempontból is nagyon fontosak. A töltött részecskék pszeudorapiditás-sűrűségét nagyon nehezen és pontatlanul lehetett csak megjósolni. Ezekkel a mérésekkel foglalkozik tehát a 4.3.2. és a 4.3.3. alfejezet.

A polárszög-eloszlások után röviden foglalkozunk majd az azimutszög-eloszlások jellemzőivel is, amelyek a nem centrális nehézion-ütközésekben nem hengerszimmetrikusak, így kollektív dinamikára utalnak. A 4.3.1. alfejezetben tárgyaltakhoz hasonló, az adatok igen nagy halmazára érvényes, figyelemre méltó szabályosságokat ebben az esetben is találtunk. Ezeket mutatja be a 4.3.4. alfejezet.



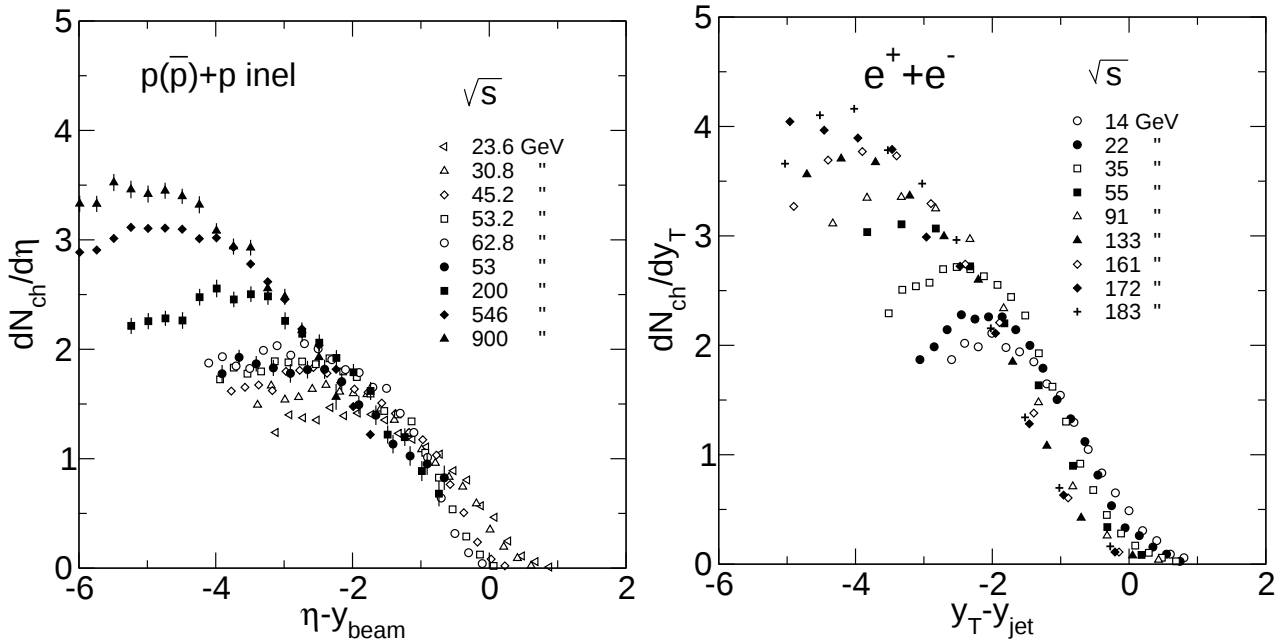
60. ábra. Bal oldal: $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV energiájú d+Au ütközésekben keletkezett töltött részecskék pszeudorapiditás-sűrűsége különböző centralitás-osztályokra [234,244]. A pozitív η irány a deuteron repülési iránya. A szürke sávok a szisztematikus hibákat jelölik (90% C.L.). Jobb oldal: a bal oldali ábra adatai, osztva az ütközésben részt vevő nukleonpárok átlagos számával [244].

4.3.1. Kis szögű szórás szabályosságai a RHIC-nél

A töltött részecskék szögeloszlásaival kapcsolatban megállapíthatjuk, hogy a 4.1. fejezetben ismertetett N_{part} -skalázás nem abból származik, hogy az η -eloszlások függetlenek a centralitástól. Ezek ugyanis függenek mind a centralitástól, mind az ütköztetett atommagok méretétől, ahogyan az az Au+Au ütközéseket [125] ábrázoló 59. és a d+Au [244] ütközésekre vonatkozó 60. ábrákat megfigyelve nyilvánvaló. Viszont az η -eloszlás alakjának centralitásfüggése eléggé speciális [265]. Az 59. ábrán látható eloszlások egyfajta összenyomhatatlanságról tanúskodnak; a részecskesűrűség csökkenése midrapiditásnál a sűrűség növekedésével jár nagy η értékeknél, miközben az integrál nem változik.

A PHOBOS detektorral egy aszimmetrikus ütköző rendszert, d+Au ütközéseket is megvizsgálva [234,244] azt találtuk, hogy a centralitás növekedésével nemcsak a részecskekeletkezés hatáskeresztmetszete növekszik (60. ábra bal oldala), hanem az eloszlások alakja is változik (60. ábra jobb oldala). A nemtriviális alakváltozás ellenére azonban a teljes térszögre extrapolált eloszlások integrálja az ütközésben részt vevő nukleonok számával arányosnak bizonyult, ahogy azt a 3.1. fejezetben bemutattuk.

A továbbiakban a nagy $|\eta|$ tartományra, tehát a nyalábhoz képest kis szögű szórásokra koncentrálunk. Elemi ütközésekre vonatkozóan a részecskék szögeloszlásával foglalkozó jóslatoknak már régóta részletes irodalma van. A 60-as években a hadron-ütközések általános leírása kétféle



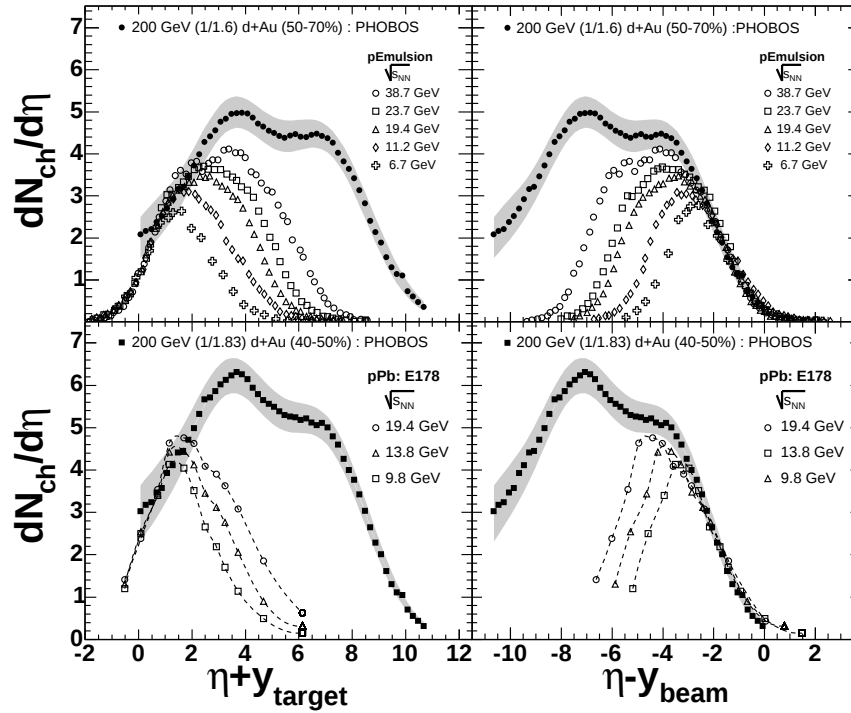
61. ábra. Bal oldal: $p(\bar{p})+p$ ütközésekben keletkezett töltött részecskék pszeudorapiditássűrűségének eloszlása különböző ütközési energiákon, az $\eta - y_{beam}$ változó függvényében [252,253]. Jobb oldal: a jet tengelye mentén $e^+ + e^-$ ütközésekben keletkezett részecskék sűrűsége az $dN/d(y_T - y_{jet})$ változó függvényében [267]. A céltárgy szemszögéből nézve az eloszlásokat mindkét esetben energiafüggetlennek találjuk.

skalázási törvényhez vezetett.

Egyrészt, a nyalábhoz közeli rapiditású részecskék keletkezését [266] az jellemzi, hogy az ütköző részecskék egyikével együtt mozgó inercia-rendszerben (amelyet általában vesszővel jelölünk) a részecskék impulzus-(rapiditás)eloszlása energiafüggetlen lesz aszimptotikusan nagy ütközési energián. Tehát az ultrarelativistikus "lövedék"-részecske energiája és típusa nem befolyásolja a céltárgy álló koordináta-rendszerében kis rapiditással keletkező részecskék eloszlását.

Másrészt, a jóslat szerint a két ütköző részecske tömegközépponti rendszerében midrapiditáshoz közel keletkező részecskék egy konstans dN/dy eloszlást, rapiditás-platót hoznak létre, az ütköző hadronok fajtájától és energiájától függetlenül, amelynek szélessége az ütközési energiával növekszik, elemi [268, 269] és nehézion-ütközésekben [144] is.

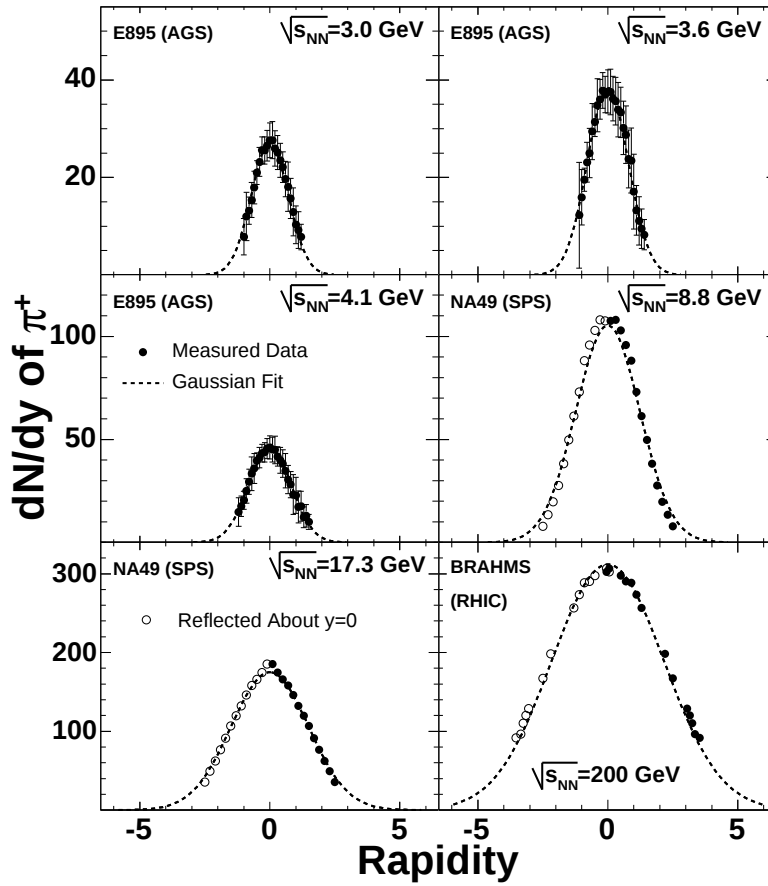
A $p+p$ és $e^+ + e^-$ ütközésekben a rapiditás helyett a Feynman- x változóban ($x_F = p_{||}/|p_{||}^{max}|$) mutatkozott konstans részecske-eloszlás. A 61. ábra a fent leírt $dN/d\eta'$ eloszlást ábrázolja $p(\bar{p})+p$ ütközésekben [252,253] és a $dN/d(y_T - y_{jet})$ eloszlást $e^+ + e^-$ ütközésekben [267]. Itt y_T a nyalábirány helyett a jet tengelyének irányára vonatkozó longitudinális rapiditás, y_{jet} pedig a tömegközépponti energiával és a protontömeggel kiszámolt rapiditás (a $p+p$ ütközésekkel történő összehasonlítás kedvéért). Bár a pszeudorapiditás Lorentz-transzformációs tulajdonsága nem olyan egyszerű mint a rapiditásé, a részecskeazonosítás hiányában használt $\eta' = \eta \pm y_{beam}$



62. ábra. Töltött részecskék pszeudorapiditás-sűrűsége p+A és d+A ütközésekben különböző energiákon [244,246,270,271] az $\eta + y_{\text{target}}$ és $\eta - y_{\text{beam}}$ változók függvényében, a nagyobb (bal oldali ábrák), illetve a kisebb (jobb oldali ábrák) ütköző atommag rapiditásával számolva. A különböző ütközési energiákon mért adatok az η' -tartomány mindkét végén közös görbére esnek.

definíció jól közelíti y' -t. Ezekben az elemi ütközésekben a növekvő boost-invariáns plató helyett inkább a kis szögű szórások fent említett skálázása valósul meg.

Aszimmetrikus méretű atommagok ütközéseiben lehetőség van a kis szögű szórás skálázásának vizsgálatára külön az egyik, majd a másik ütköző mag koordináta-rendszerében [251]. Korai jóslatok szerint [272] a keletkezett részecskék teljes száma p+A ütközésekben aszimptotikusan nagy energián a p+p ütközésekben mért értékhez tart, mivel annak a kis rapiditás-tartománynak a járuléka, ahol az atommag mérete számít, egyre kisebb lesz. Ehelyett azt találták, hogy egy széles rapiditás-tartományban függ a részecskeszám az ütköző mag tömegszámától, méghozzá az elemibb objektumok ütközéseinél megfigyelhető skálázás itt is megjelent [246,270,271,273–275]. Ezeket a vizsgálatokat a PHOBOS detektorral kiterjesztettük a d+Au ütközések vizsgálatára RHIC energiákon. A 62. ábrán protonok fotoemulzióval [270,271] és Pb atommagokkal [246] történő ütközéseinek és a $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV-es d+Au adatainknak gyűjteménye látható, ez utóbbi a megfelelő normálás, azaz a deuteron kölcsönható nukleonjainak becsült számával való osztás után. A d+Au adatok centralitását úgy választottuk meg, hogy az Au mag és a deuteron ütközésben részt vevő nukleonjai számának aránya megegyezzen ugyanezzel az aránnyal az ábrázolt p+A ütközésekben. A 62. ábra tehát jól demonstrálja, hogy a kis szögű szórások skálázási tulajdonsága, a "lövedék" részecske energiájától való függetlenség

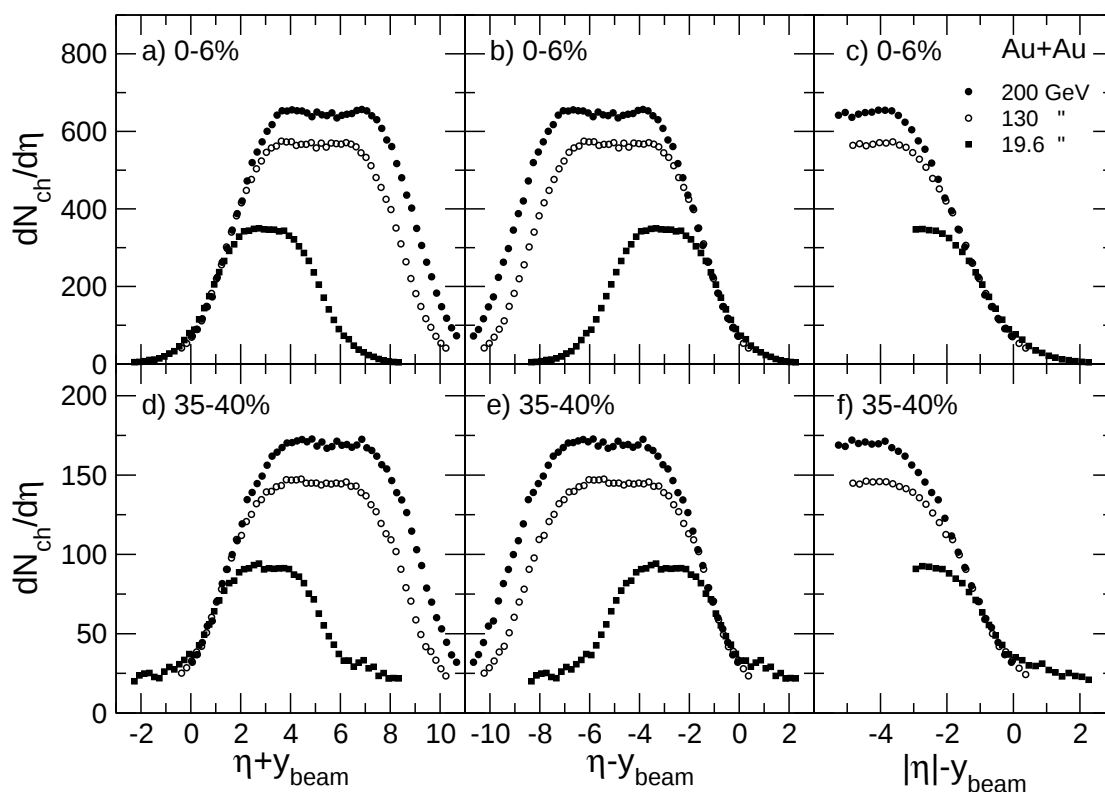


63. ábra. Pozitív pionok rapiditás-eloszlása centrális Au+Au (AGS és RHIC) [139,276] és Pb+Pb (SPS) [142] ütközésekben különféle nyalábenergiáknál, Gauss-függvénnyel illesztve (szaggatott vonalak).

érvényes d+Au ütközésekre is RHIC energiákon.

A PHOBOS detektor egyedülállóan nagy lefedettségének köszönhetően a skálázás hasonló vizsgálatait Au+Au ütközésekben is elvégezhetjük. Az 58. ábra $dN_{ch}/d\eta$ eloszlásait látva azt gondolhatjuk, hogy az energia függvényében kialakulhat egy széles boost-invariáns plató, de ezt csak a rapiditás és pszeudorapiditás változók közötti kinematikai különbség okozza, valójában platóval nem rendelkező rapiditás-eloszlásról van szó, mint ahogy az jól látható a BRAHMS [276], illetve alacsonyabb energiás kísérletek [139,142] által kimért pozitív pion rapiditás-eloszlásokon, a 63. ábrán, melyek jól reprezentálhatók egy-egy Gauss-eloszlással.

Ezek után a nehézion-ütközésekben is hozzáláthatunk a kis szögű szórások energiafüggetlenségének vizsgálatához [277]. A 64. ábrán ugyanazok az Au+Au ütközésekben mért pszeudorapiditás-eloszlások szerepelnek, mint a 58. ábrán, csak eltolva a nyaláb rapiditásával, vagyis jó közelítéssel eltolva az egyik Au atommag koordináta-rendszerébe [125]. Az adatok mindkét ábrázolt centralitásnál mutatják a skálázást, ugyanúgy, ahogy azt kisebb ütköző rendszerek esetén megfigyelték [245,247,248,275]. Egy kisebb η' tartományban a BRAHMS kísérlet is hasonló megállapítást tett a RHIC gyorsítónál [278,279].

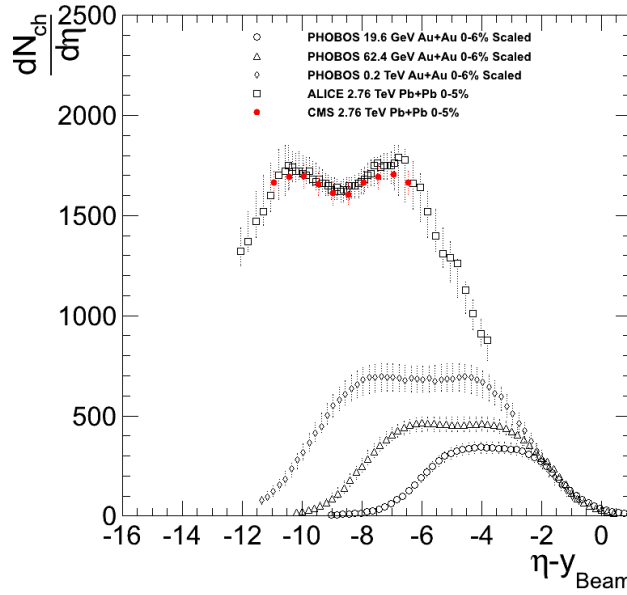


64. ábra. Au+Au ütközésekben keletkezett töltött részecskék pszeudorapiditás-eloszlása három különböző energián és két centralitás-tartományban [125], az $\eta' = \eta \pm y_{beam}$ változó függvényében. A jobb szélső panelen a pozitív és negatív η -nál mért adatok átlagát tüntettük fel, a $|\eta| - y_{beam}$ függvényében. A háromféle ütközési energián mért adatok egy görbére esnek.

A 64. ábra azt is illusztrálja, hogy hogyan lehet a skálázást felhasználni az eloszlásoknak a detektorok által lefedett térszögön kívülre történő extrapolálásában, többek között a részecskeszám 4π térszögre vett integráljának kiszámításában. Ha elfogadjuk a legnagyobb η értékekre vonatkozóan, hogy az η' eloszlások függetlenek az ütközési energiától, akkor a kisebb energián mért eloszlásokat a nagyobb energián mért eloszlások korrigálására, kiterjesztésére is használhatjuk. Az 64. ábra természetesen csak a valódi mérési pontokat mutatja.

Összefoglalva, a 64. ábra tanulsága az, hogy a longitudinális skálázás még a komplikáltnak tűnő nagy energiás nehézion-ütközésekre is igaz. A hadron-hadron, illetve ion-ion ütközésekben tehát nincs nyoma az η -eloszlások két független fragmentációs tartományának, és köztük a boost-invariáns platónak, amely az ütközési energia növekedésével szélesedik. A midrapiditásnál várt plató helyett két igen széles fragmentáció-szerű, az energia növelésével ugyanahhoz a határoló görbéhez tartó tartomány jelenik meg, amelyet a PHOBOS kísérletben "kiterjedt longitudinális skálázásnak" neveztünk el.

Kitekintésként érdemes megemlíteni, hogy ez a szabályosság megmarad akkor is, ha jóval nagyobb ütközési energiát alkalmazunk. A 65. ábrán láthatjuk a RHIC gyorsítóban ütköző Au ($\sqrt{s_{NN}} = 19.6, 62.4$ és 200 GeV) [125], illetve az LHC-ben ütköző Pb ($\sqrt{s_{NN}} = 2760$ GeV) atom-



65. ábra. A RHIC gyorsítóban ütköző Au ($\sqrt{s_{NN}} = 19.6, 62.4$ és 200 GeV) [125], illetve az LHC-ben ütköző Pb ($\sqrt{s_{NN}} = 2760$ GeV) atommagok centrális ütközéseiben [111,280] keletkező töltött részecskék pszeudorapiditás-eloszlása az egyik nehézion nyugalmi rendszerébe transzformálva, és korrigálva a résztvevő nukleonok számára.

magok centrális ütközéseiben [111,280] keletkező töltött részecskék pszeudorapiditás-eloszlását az egyik nehézion nyugalmi rendszerébe transzformálva, és korrigálva a résztvevő nukleonok számára. Jól láthaó, hogy a kis polárszögben keletkezett részecskék eloszlása konzisztens a fenti skálázással, több mint két nagyságrendet átfogó energiatartományban.

A 4.3.4. alfejezetben a teljesség kedvéért bemutatjuk majd, hogy ez a fajta skálázás, energiafüggetlenség nemcsak a töltött részecskék pszeudorapiditás-sűrűségére igaz, hanem még az azimutális szögeloszlások jellemzőire is.

4.3.2. Töltött részecskék szögeloszlása az LHC-nél: p+p ütközések

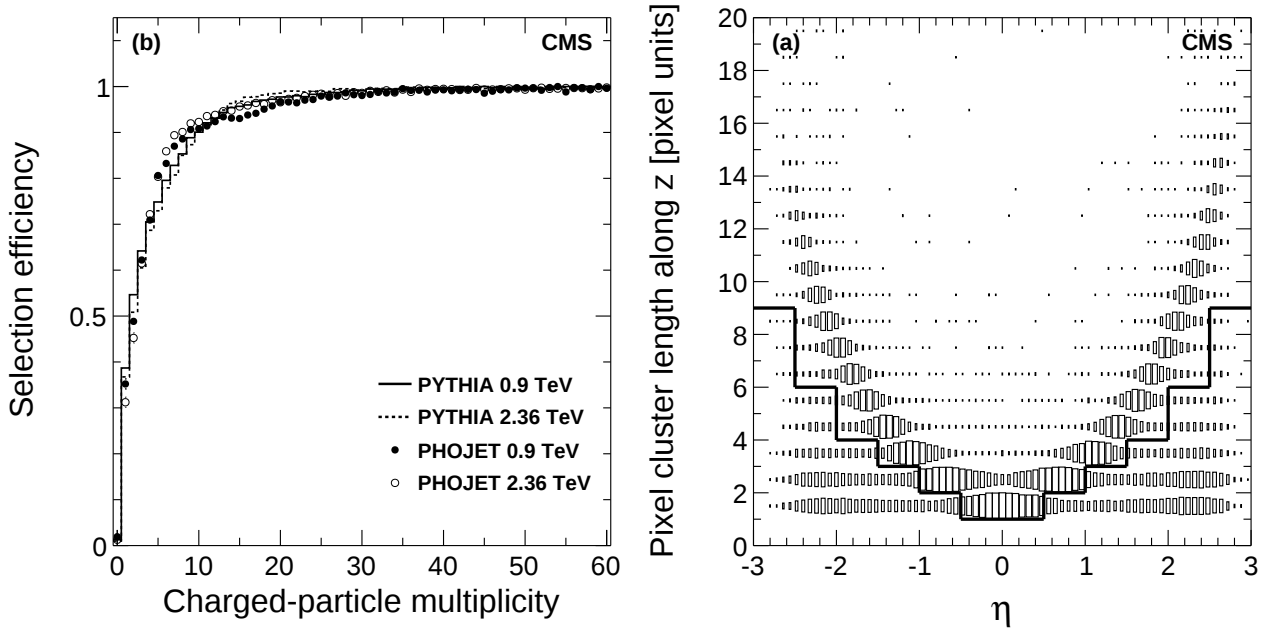
A töltött részecskék száma és szögeloszlása az egyik legalapvetőbb mennyiség, amit egy új részecskegyorsító indulásakor mérni lehet. Ez nem jelenti azt, hogy a mérés kivitelezése egyszerű volna, hiszen a részecskék nagy többsége $1 \text{ GeV}/c$ transzverzális impulzus alatt keletkezik, és feltekeredik a CMS mágneses terében. A részecskék számát tehát csak a mérési technikák kis p_T -re való kiterjesztésével, a kis impulzusú részecskék CMS-ben eredetileg nem tervezett rekonstruálásával lehet megmérni, illetve olyan mérési módszert kell találni, amely érzékeny a nagyon kis transzverzális impulzusú részecskékre. Ezt a CMS legbelső pixel detektorainak egyetlen rétegét használó módszert a PHOBOS kísérletből hozott tapasztalataim alapján doktoranduszommal fejlesztettük ki. A kis impulzusú részecskék rekonstruálására is magyar kollégák munkája révén nyílt lehetőség. A mérés másik nagy nehézségét az jelenti, hogy a részecskék számát az átlá-

gos (*minimum bias*) ütközésekben szeretnénk mérni, beleértve azokat is, amelyek nagyon kis számú részecske keletkezésével járnak. Ezeket az ütközéseket viszont nehéz érzékelni, a detektorrendszer kiolvasását indító *trigger* nem biztos, hogy jelet ad ilyenkor. Ezért kifejlesztettem egy kifejezetten erre a célra alkalmas *triggert* (2.2. fejezet), amelynek igen nagy a határfoka még néhány keletkezett részecske esetén is, és amely a Nyaláb Szcintillációs Számlálón alapul. Ennek a két feltételnek a teljesülése, és a több évig tartó felkészülésünk eredménye, hogy az LHC beindulásakor mindhárom (0.9, 2.36 és 7 TeV) ütközési energián én koordináltam a CMS első publikációit [281, 282]. Ugyanezzel a módszerrel készült a Pb+Pb ütközésekben szintén a töltött részecskék számát és szögeloszlását vizsgáló publikációnk is [111], amelyet doktoranduszom koordinált, és amelyet a nehézion-csoport vezetőjeként és témavezetőként felügyeltem. Ez, és a következő alfejezet tárgyalja a fent említett eredményeket és jelentőségüket. Mindez fontos része a p+p és nehézion-ütközések kísérleti összehasonlítására irányuló törekvéseimnek.

A 0.9 és 2.36 TeV ütközési energián mért, a fenti elemzéshez szükséges adatokat p+p ütközésekben 2009. decemberében gyűjtöttük, néhány óra alatt, az LHC gyorsító működésének első napjaiban. Az utóbbi nyalábenergia az eredmények publikálásakor a laboratóriumban addig valaha elért legnagyobb érték volt. A legtöbb p+p ütközésben nem történik kemény parton szórás, hanem csak a nemperturbatív QCD érvényességi köréhez tartozó "lágy", kis impulzusátadással járó folyamatok. Fenomenológiai szempontból rugalmas ütközést, egyszeresen, illetve kétszeresen diffraktív disszociációt, valamint rugalmatlan nemdiffraktív szórást különböztethetünk meg [283]. Célunk a nem egyszeresen diffraktív (*Non-Single-Diffractive*, *NSD*) ütközésekben keletkező elsődleges részecskék η -eloszlásának és transzverzális-impulzus eloszlásának mérése volt. Egyszeresen diffraktív ütközéseket nehéz lett volna jó hatásfokkal detektálni, ami modellfüggő korrekciók túlzott alkalmazását tette volna szükségessé.

Ezeknek az eloszlásoknak és $\sqrt{s}$ -függésüknek a megismerése fontos a hadron-keltés mechanizmusának valamint a lágy és kemény szórások relatív járulékának a vizsgálata szempontjából. Ezek a mérések relevánsak az LHC nagy luminozitású működése szempontjából is, ahol a ritka események, keletkezett új részecskék 10-20 ilyen átlagos, egyidőben történő ütközés által képviselt "háttérben" jelennek majd meg.

Az ütközések frekvenciája az LHC működésének ebben a korai szakaszában azonban mindössze néhány Hz volt, és így elhanyagolható volt azoknak az eseményeknek a száma, ahol a nyalábcsomag-keresztezésben több mint egy ütközés történt egyszerre. Az elsődleges eseményválogatást a Nyaláb Szcintillációs Számlálókkal (BSC) végeztük, koincidenciában a BPTX detektorokkal, amikkel legalább egy, CMS kísérlet felé közeledő protonnyaláb jelenlétét követeltük meg. Ezután további *offline* feltételként mindkét protonnyaláb jelenlétét, valamint legalább egy rekonstruált töltött részecskét szabtuk ki. Az NSD ütközések kiválogatásához előírtuk, hogy mindkét HF kaloriméterben legyen legalább egy szegmens, amelyik legalább 3 GeV energialeadást regisztrált. A BSC detektor megfelelő időzítés alapján jelezte, ha a nyalábbal egy irányban haladó müon, vagy más töltött részecske haladt át a CMS detektoron; ezeket az ese-



66. ábra. Bal oldal: az eseménylválogatás hatásfoka nem egyszeresen diffraktív ütközésekre a PYTHIA (hisztogramok) és a PHOJET (szimbólumok) eseménygenerátorokat használva, a modellek által generált, $|\eta| < 2.5$ tartományba eső részecskék számának függvényében. Jobb oldal: a pixel-klaszterek nyalábirány menti hosszúsága η függvényében. A folytonos vonal jelképezi a klaszter-számlálási eljárásnál alkalmazott vágást (a vonal feletti klasztereket tartottuk meg).

ményeket elvetettük. A nyaláb által indukált, általában nagyon sok nyalábirányban haladó részecskét jelentő háttérrel az alapján szűrtük ki, hogy ezek nagyon sok olyan nyomot hagytak a pixel detektorban, amelyeknek alakja és pozíciója nem volt kompatibilis egy egyértelmű *vertex* pontból érkező részecskék halmazával. Ezeket a követelményeket teszteltük azokon az eseményeken, amelyekben a BPTX detektor jelei alapján biztosan csak egyetlen protonnyaláb haladt át a detektoron, tehát p+p ütközés nem történhetett. Azt találtuk, hogy a fenti vágásokat ezen események kevesebb mint egy ezreléke éli túl, tehát biztosra vehettük, hogy az adathalmazunk gyakorlatilag mentes ettől a háttértől.

Az eseménylválogatás hatásfokát különböző, p+p ütközésekre vonatkozó eseménygenerátorok segítségével becsültük meg. Ehhez a PYTHIA [101] és a PHOJET [284, 285] modellt használtuk, majd a generált részecskéket a CMS detektor teljes szimulációjával követtük végig. Az eseménylválogatás hatásfoka a modell által generált, $|\eta| < 2.5$ tartományba eső részecskék számának függvényében a 66. ábra bal oldalán látható. Erre a hatásfokra, illetve az adatokban a vágások ellenére megmaradó egyszeresen diffraktív események számára tehát modellek segítségével korrigáltunk. Ez természetesen azzal jár, hogy mérési eredményünk bizonyos mértékben modellfüggő lesz, hiszen a diffraktív események szimulációjának helyességére alapozunk. Ezeknek a korrekcióknak a mértéke azonban kicsi, és a modellek közötti eltéréseket figyelembe

vettük a szisztematikus hibák becslésénél. Az eseményválogatás hatásfoka 0.9 TeV-en modelltől függően 85 – 91%, 2.36 TeV-en 86 – 92% volt.

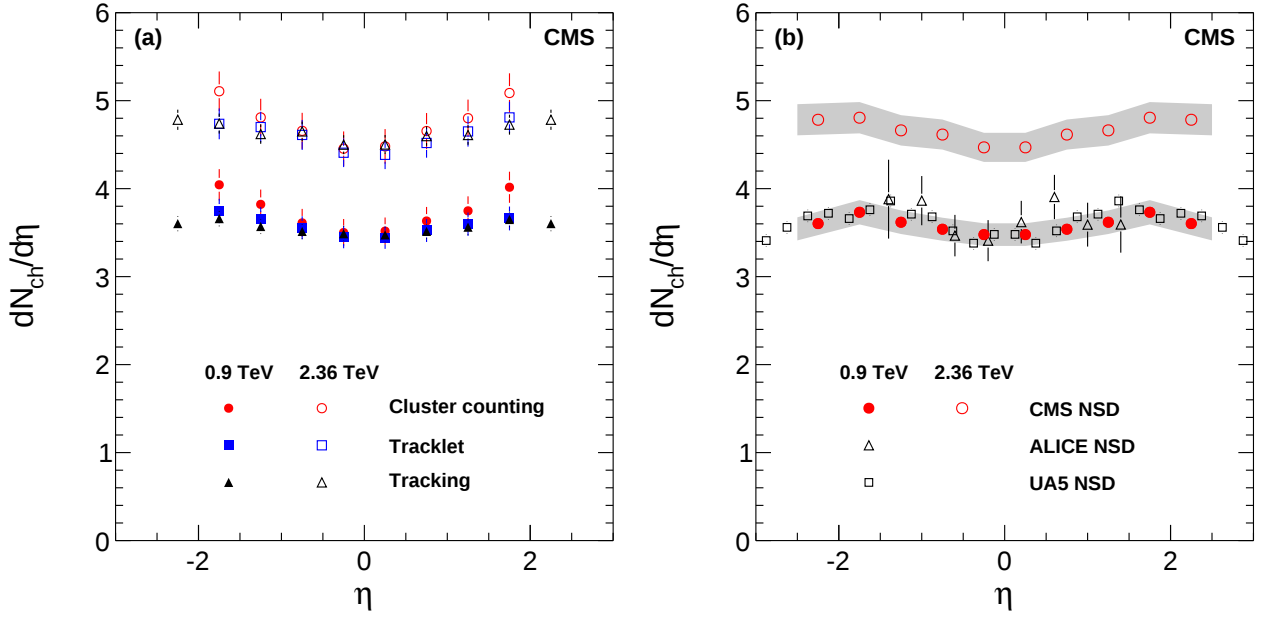
A töltött részecskék szögeloszlását háromféle módszerrel értékeltük ki. Az első módszer, amelyet a lehető legkisebb impulzusú ($p_T \approx 30 \text{ MeV}/c$) részecskék mérésére javasoltam és dolgoztam ki diákkal, a CMS pixel detektorának egyetlen rétegét használó klaszter-számlálás. Ezek a klaszterek a detektor legkisebb szegmenseinek, a pixeleknek olyan összefüggő csoportjai, *klaszterei*, melyekben minden pixel egy megfelelően beállított küszöbérték feletti energialeadást regisztrált. Egy töltött részecske áthaladása a 0.3 mm vastag rétegen tehát általában egyetlen klasztert eredményez. A második módszer a klaszterek olyan párpainak (*tracklet*) számlálásán alapult, amelynek egy-egy tagja a pixel detektor különböző rétegein helyezkedett el, és a két klasztert összekötő vektor iránya konzisztens volt egy, az ütközési pontból kiinduló részecskével. Végül a harmadik módszer a teljes nyomkövető rendszer (szilícium pixel és csík detektorok) használatával rekonstruált részecskenyomokon alapult. Ez az utóbbi módszer – amelynek kidolgozása nem a saját eredményem – volt a legpontosabb és legkomplikáltabb is, de ez volt a legkevésbé érzékeny a nagyon kis transzverzális impulzusú részecskékre, és igényelte a detektor pontos pozicionálását is, amely az LHC beindulásakor még természetesen nem volt tesztelve igazi ütközések adatain. Ennek ellenére a nyomkövető rendszer kiváló teljesítményt nyújtott az LHC beindulásakor [286].

Mindhárom módszerre kidolgoztuk az ütközési pont helyének rekonstrukciós eljárását. A klaszterek nyalábirányú hosszúsága elárulja, hogy a részecske milyen irányban haladt át a detektorrétegen. Több ilyen klaszter együttesen pedig már kitüntet egy olyan pontot a nyaláb irányának mentén, amellyel az összes klaszter-alak konzisztens, tehát ahonnan kiinduló részecskék egy-egy ilyen hosszúságú klasztert hozhattak létre. A *tracklet*-ek és teljes részecskenyomok iránya is közelítőleg az ütközési pontba mutat, így aztán az utóbbi rekonstruálható. A három módszer jobb összehasonlíthatósága érdekében mindhárom esetén a teljes részecskenyomok által kijelölt, legprecízebb ütközési pontot használtuk, de ez nem lett volna feltétlenül szükséges. A továbbiakban csak az első módszerre térek ki részletesen.

A klaszterek nyalábirány menti, pixel egységekben mért hosszát a 66. ábra jobb oldala mutatja a klaszterekhez rendelt pszeudorapiditás függvényében. Ez utóbbi mennyiséget a klasztert és az ütközési pontot összekötő egyenes polárszögéből számoltuk. Elsődleges részecskék esetén a klaszter hossza $|\sinh \eta|$ -val arányos. A nagy η értékeknél talált rövid klasztereket másodlagos, a detektor anyagában keletkezett részecskék, hosszú élettartamú hadronok bomlástermékei, vagy a mágneses térben feltekeredett részecskék további réteg-keresztezési pontjai okozzák. Ezek a nemkívánatos klaszterek hatékonyan eltávolíthatók azzal a vágással, amelyet a 66. ábra jobb oldalán látható folytonos vonal szemléltet. Ezt a vágást eredetileg nem a klaszter hossza, hanem a töltött részecske által leadott összenergia függvényében terveztük megtenni, de az LHC beindulásakor a detektor erősítésének kalibrációja nem volt még megbízható pontosságú, ezért a pontos kalibrációra sokkal érzéketlenebb klaszter-méretet használtuk. A feltekeredő részecskék-

nek nem elhanyagolható része ezt a vágást túléli, így ezek számára korrigálni kell. A korrekció nagyságát a szimulált feltekeredő részecskék vágás feletti számarányából és a mért adatokban a vágás alatt talált klaszterek számából becsültük meg. Emellett az η és az esemény multiplicitásának függvényében korrigáltunk a nyalábszövegben történő elnyelődésre, a vágást túlélő másodlagos részecskékre és a bomlástermékekre, a delta-elektronokra és a geometriai szempontból átfedő detektor-rétegek miatti klaszter-duplumokra. Ezeknek a korrekcióknak az együttes nagysága a három detektorrétegre 10%, 23% és 41% volt. Ennek az eljárásnak elsődleges feltevése, hogy a pixel detektor zajmentes legyen, hiszen több tízmillió pixelből áll, és már ezek kis hányadának zajossága esetén is megghiúsulhat a mérés kiértékelése. Ennek vizsgálatára különböző, az adatokból és a szimulációból származó mennyiségeket hasonlítottunk össze, mint például a klaszterek hosszának eloszlása, a bennük leadott teljes energia eloszlása, a klaszterpárok szögkorrelációja, a nyomkövetésnél rekonstruált részecskepályákon található klaszterek számának eloszlása. Ezek a mennyiségek mind kiválóan megegyeztek a valódi és szimulált adatok esetén, és a három kiértékelési módszer eredménye is jól egyezett. Mindez látványosan bizonyította nemcsak a detektor zajmentességét, hanem a pixel és nyomkövető detektoroknak az LHC programjában további mérésekre való kiváló alkalmasságát is, amely az első publikáció esetén különösen értékes információ volt.

A mérési eredmények szisztematikus bizonytalansága sokféle forrásból származott. Az eseményválogatás határfokát különféle, az elemi folyamatokat jól leíró modellekkel vizsgáltuk, és a modellek közötti különbségek hatását ilyen bizonytalanságnak tekintettük. Az eseményválogatás után az adathalmazban maradó egyszeresen diffraktív ütközések, valamint a kivágott kétszeresen diffraktív ütközések számát is eseménygenerátorok és szimulációk segítségével becsültük, így itt megjelenik egyfajta modellfüggés a korrekciókban. Azonban ezek a korrekciók csak néhány százalék mértékűek, ezenkívül a diffraktív események arányát az összes rugalmatlan eseményben jól lehet becsülni a valódi adatok alapján, ha összehasonlítjuk azoknak az eseményeknek a számát, ahol pl. a HF kaloriméterek mindkét oldalon, vagy csak az egyik oldalon regisztráltak számottevő, részecskék által leadott energiát. Azt találtuk, hogy a diffraktív folyamatokkal kapcsolatos bizonytalanságok 2% szisztematikus hibát okoznak a végeredményben. Figyelembe vettük továbbá a Nyaláb Szcintillációs Számlálók és a HF kaloriméterek eseményválogatási határfokának bizonytalanságát, amelyeket egymáshoz képest az adatokból mérni tudtunk. A detektor geometriai lefedettségének bizonytalanságát szintén a mért adatokból becsültük meg, szimulációinkkal összehasonlítva. Maguknak a pixel klasztereknek a rekonstrukciós határfokát az adatok felhasználásával 99% felettinek találtuk, ehhez a klaszterpárok irányában a harmadik detektorrétegen vizsgáltuk a klaszterek megtalálási gyakoriságát. A klaszterek kb. 1%-a szétesett, azaz egy (esetleg néhány) pixel hibája vagy az erősítés, illetve az ionizáció mértékének fluktuációi miatt a sok pixelből álló klaszter nem volt egybefüggő, és két részre szakadt, így két klaszternek (részecskének) számított az analízisben. Ezek számát a páronkénti távolságuk eloszlásából becsültük meg. A klaszterek válogatásának határfokát,



67. ábra. Bal oldal: a klaszter számlálással (körök), *tracklet* módszerrel (négyzetek) és nyomkövetéssel (háromszögek) kapott, rekonstruált $dN_{ch}/d\eta$ eloszlások 0.9 TeV-es (teli szimbólumok) és 2.36 TeV-es (üres szimbólumok) p+p ütközésekben. A hibavonalak tartalmazzák a szisztematikus hibákat, kizárva azokat, amelyek közősek a három módszer esetén. Jobb oldal: rekonstruált $dN_{ch}/d\eta$ eloszlások átlagolva a három módszerre (körök), az UA5 [252] (üres négyzetek) és az ALICE [287] (üres háromszögek) kísérlet eredményeivel összehasonlítva 0.9 TeV-en, illetve a 2.36 TeV-es ütközésekben mért átlagolt $dN_{ch}/d\eta$ eloszlás. A szürke sávok szisztematikus hibákat, míg a többi kísérlet hibavonalai statisztikus hibákat jelölnek.

illetve annak bizonytalanságát a vágások pertubálásával vizsgáltuk. Figyelembe vettük még a detektor pozicionálásából, a feltekeredő részecskékből, a hibásan rekonstruált részecskenyomokból, a többször rekonstruált részecskékből, a teljes p_T -tartományra történő extrapolációból adódó szisztematikus hibákat is.

A töltött részecskék pszeudorapiditás-eloszlásával kapcsolatos eredményeket a 67. ábra foglalja össze. A $dN_{ch}/d\eta$ eloszlásokat a klaszter-számlálás esetén mindhárom detektorrétegre függetlenül kiszámoltuk és átlagoltuk. A *tracklet* módszernél is három lehetőség van két-két réteg kiválasztására, itt is elvégeztük az átlagolást. A három módszerrel kapott eredmények a 67. ábra bal oldalán láthatók. A hibavonalak csak azokat a szisztematikus hibákat jelölik, amelyek az adott módszerre jellemzőek, de nem tartalmazzák a három módszer közös szisztematikus bizonytalanságait, például az eseménylválogatással kapcsolatosakat. A három módszer eredményei jól egyeznek. Végül a $dN_{ch}/d\eta$ eloszlást a három módszer átlagolásával kapjuk, figyelembe véve a szisztematikus hibáikat. Ezt az átlagot 67. ábra jobb oldalán hasonlítjuk össze az ALICE kísérlet [287] és az UA5 kísérlet [252] azonos energián p+p, illetve $\bar{p} + p$ ütközésekre kapott eredményeivel. Itt a szürke sáv a CMS adatok szisztematikus hibáját jelöli, míg a másik

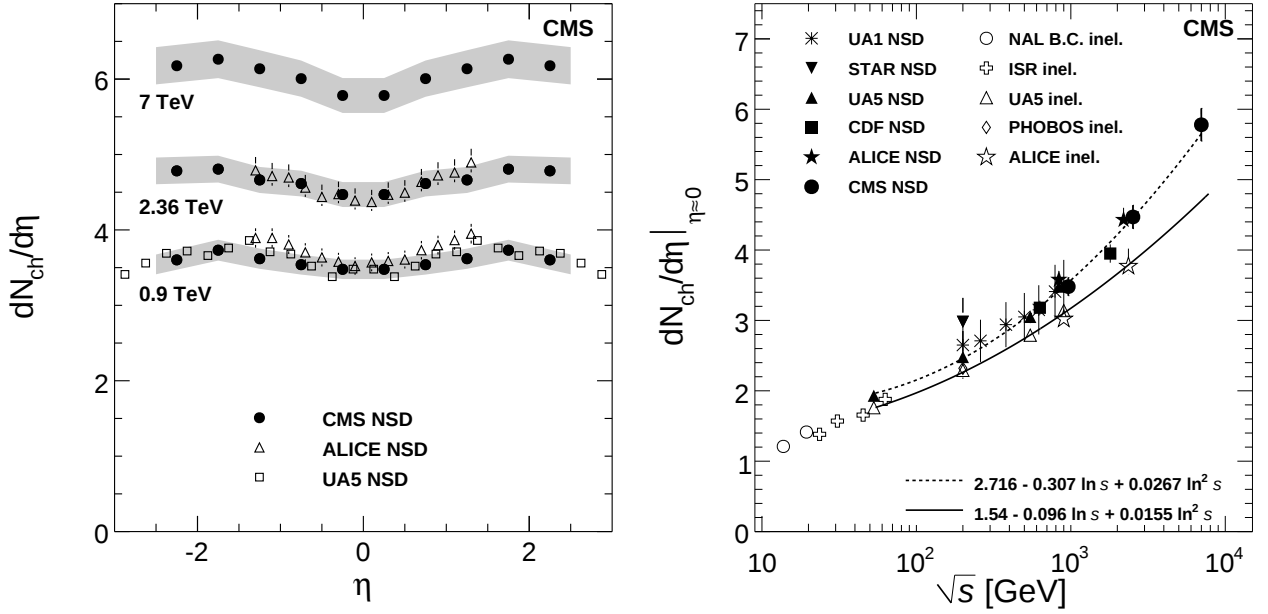
két kísérletnél csak a statisztikus hibákat jelöltük.

Látható, hogy a 0.9 TeV-es adatokban a pszeudorapiditás-eloszlások lassú növekedést mutatnak η függvényében, majd gyenge csökkenést $|\eta| > 2$ fölött. 2.36 TeV-en az eloszlás szélesebb, mivel a részecskék által elérhető η -tartomány nagyobb. A két energia között midrapiditásnál a részecskesűrűség $(28 \pm 1.4 \pm 2.6)\%$ -kal növekedett, amely lényegesen nagyobb, mint a PYTHIA által jósolt 18.5%, illetve a PHOJET által jósolt 14.5%.

Az LHC első 7 TeV tömegközépponti energiájú ütközéseinek 2010. március 30-án lehettünk szemtanúi, és ezzel újra – és máig utoljára – megdőlt a 2.36 TeV-en felállított energiarekord. A CMS kísérlet az első órában összegyűjtött $1.1 \mu\text{b}^{-1}$ adatmennyiségét használtuk fel az LHC ezen az energián első $dN_{ch}/d\eta$ és dN_{ch}/dp_T eloszlásokról szóló publikációjának megírásához. Ez lett a CMS kísérlet második, ütközések adataiból írt és megjelent cikke.

Az eseményválogatás (a hatásfokának becslésével együtt) és az adatkiértékelés hasonlóan zajlott, mint a kisebb energiákon [281]. Az ütközések frekvenciája kb. 50 Hz volt, így azoknak a válogatáson átjutott eseményeknek az aránya, amelyekben legalább két p+p ütközés történt egyidőben, 0.3%-nál kevesebb volt, amit elhanyagoltunk. A különböző korrekciók megállapításához most a PYTHIA [101] modell másik változatát használtuk a kisebb energián végzett vizsgálatainkhoz képest [288], mivel ez jobban visszaadta a mérésben tapasztalt nagy $dN_{ch}/d\eta$ értéket, illetve a multiplicitás (töltött részecskék száma) eloszlásának alakját. Ugyan maguk a korrekciók nem függenek észrevehetően a használt eseménygenerátortól, mégis fontos, hogy a 7 TeV energián talált, meglepően nagy multiplicitású események is előforduljanak a szimulációban is, hiszen a korrekciókat a multiplicitás függvényében alkalmazzuk. Az eseményválogatásból és a diffraktív eseményekkel kapcsolatos modellfüggésből adódó szisztematikus bizonytalanságot 3.5%-ra becsültük. A *tracklet*-ek és részecskenyomok rekonstrukciós hatásfokából 3%, illetve 2% szisztematikus hiba származott. A $p_T = 0$ -ra való extrapoláció bizonytalansága 1% alatt volt. Minden más bizonytalanság megegyezett az alacsonyabb energiákon végzett mérésnél megállapítottakkal [281]. A mérést mágneses tér nélkül is megismételtük, és 1.5%-on belül megegyező részecske-eloszlásokat kaptunk. A pixel klaszter számlálás teljes szisztematikus bizonytalansága 5.7% volt. A három detektorrétegben illetve ezek párjaiban kapott eredményeket átlagoltuk, majd a három módszerrel kapott eredménynek az előbbiekhez hasonlóan a súlyozott átlagát vettük. A módszerek 1-4%-kal tértek el egymástól, η -tól függően.

Végül a $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$ és 7 TeV energián kapott $dN_{ch}/d\eta$ eloszlásokat a 68. ábra bal oldalán ábráztuk, ahol a CMS-ben kapott adataink mellett más kísérletek eredményeit is feltüntettük. Az eredményeket korábbi mérésekkel is összehasonlíthatjuk a $\sqrt{s}$ függvényében. Az $|\eta| < 0.5$ tartományban az átlagos részecskesűrűség NSD eseményekre $dN_{ch}/d\eta = 5.78 \pm 0.01$ (stat.) ± 0.23 (sziszt.). A $dN_{ch}/d\eta|_{\eta \approx 0}$ mennyiség energiafüggését mutatja a 68. ábra jobb oldala, amelyen számos másik kísérlet eredményeit is feltüntettük. A $dN_{ch}/d\eta$ értékek meredeken növekednek 0.9 és 7 TeV között, erre a relatív növekményre a $(66.1 \pm 1.0 \pm 4.2)\%$ eredményt kaptuk.



68. ábra. Bal oldal: töltött részecskék $dN_{ch}/d\eta$ eloszlása átlagolva a három adatkiértékelési módszerre, az UA5 [252] ($p + \bar{p}$, csak statisztikus hibákkal) és az ALICE [289] (szisztematikus hibákkal) kísérletek eredményeivel összehasonlítva. A szürke sávok a CMS adatok szisztematikus hibáját jelzik. Jobb oldal: az átlagos $dN_{ch}/d\eta$ részecskesűrűség midrapiditásnál a tömegközépponti energia függvényében $p + \bar{p}$ és $p + p$ ütközésekben. Az adatpontok a CMS-en kívül a NAL Buborékkamra [247] ($p + \bar{p}$), az ISR [253] ($p + p$), az UA1 [167] ($p + \bar{p}$), az UA5 [252] ($p + \bar{p}$), a CDF [290] ($p + \bar{p}$), a STAR [291] ($p + p$), a PHOBOS [292] ($p + p$), és az ALICE [289] ($p + p$) kísérletekből származnak. A görbék parabola alakú illesztések a rugalmatlan (folytonos vonal), illetve az NSD (szaggatott vonal) adatpontokra. A hibavonalak tartalmazzák a szisztematikus hibákat, ahol azok rendelkezésre állnak. A 0.9 és 2.36 TeV-es adatpontokat kissé eltoltuk vízszintes irányban az áttekinthetőség kedvéért.

A mérés eredménye elég pontos ahhoz, hogy különböző modellek és azok különböző paramétereivel megkülönböztetett verziói között különbséget lehessen tenni. A fenti $dN_{ch}/d\eta = 5.78 \pm 0.01 \pm 0.23$ eredmény szignifikánsan nagyobb, mint a PHOJET [284, 285], és a PYTHIA modell DW [293], ProQ20 [294] és Perugia0 [295] változatainak jóslatai, melyek értékei rendre 4.57, 3.99, 4.18 és 4.34 voltak. Ugyanakkor, a mérési eredmény közelebb áll a PYTHIA [288]-ban ismerttetett változatának jóslatához, valamint a [296] és [297] modellek eredményeihez, melyek rendre 5.48, 5.58 és 5.78 voltak. A mért hadronok számának modellekhez képesti többlete függetlennek mutatkozott η -tól, és a $p_T < 1$ GeV/c tartományra koncentrált. Mindez az eseménygenerátorok és modellek további fejlesztésének igényét jelzi.

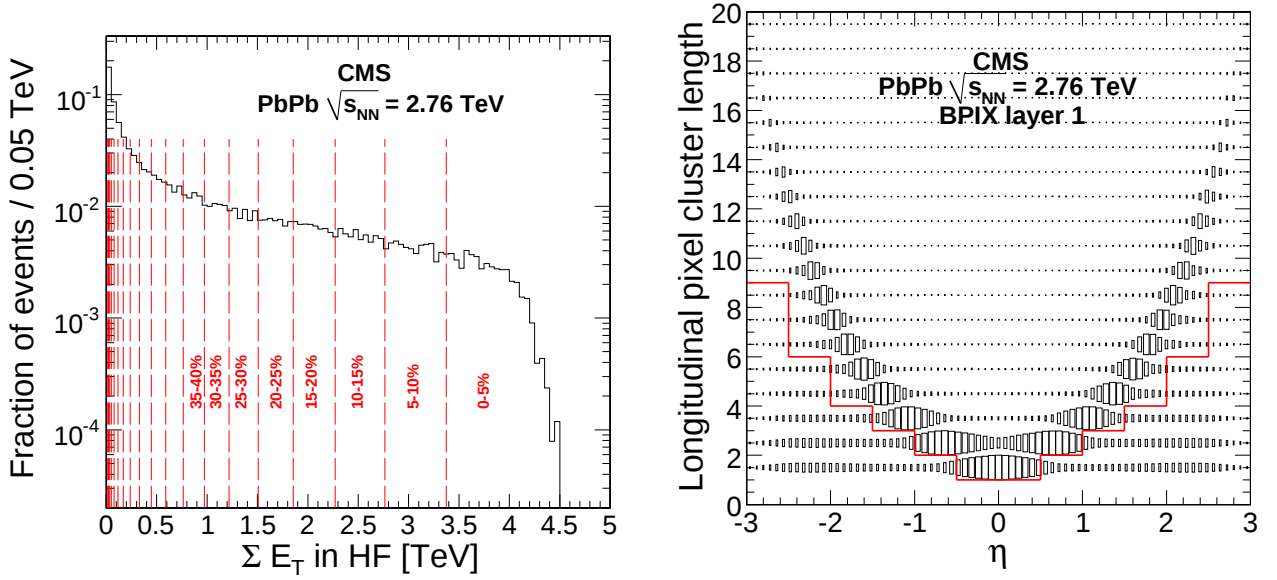
Az LHC gyorsítónál a Standard Modellen (SM) túli fizikai jelenségek, részecskék megfigyelése és az SM háttér becslése a nagy transzverzális impulzussal rendelkező részecskék keletkezésére irányítja a figyelmet. Ezeknek a folyamatoknak elkerülhetetlen háttére a protonok ütközésekor a kemény szórás mellett keletkező további részecskék összessége, az ún. háttérese-

mény (*underlying event*). A fenti inkluzív szögeloszlások mérését emiatt a CMS kísérletben a kemény szórási folyamat mellett keletkező részecskék eloszlásainak vizsgálata követte a CMS kísérlet általam koordinált lágy QCD szórásokkal foglalkozó csoportjában [298, 299].

4.3.3. Töltött részecskék szögeloszlása az LHC-nél: Pb+Pb ütközések

Az LHC gyorsító beindulása után egy évvel, 2010. november 8-án elkezdődött a nehézion-program, amelynek során az előző fejezetben ismertetett első két módszert, tehát a pixel klaszter, illetve a *tracklet* számlálást a Pb+Pb ütközésekben is megvalósítottuk [111]. A keletkezett töltött részecskék száma itt a tízezret is meghaladhatja egy-egy ütközésben, jelentős kihívást jelentve az adatkiértékelésben. A másik fő különbség a p+p ütközésekhez képest, hogy itt a részecske-eloszlásokat a Pb+Pb ütközés centralitásának függvényében, a centralitásoztságokban külön-külön érdemes meghatározni. Az alább ismertetett mérés különlegessége, hogy azt mágneses tér nélkül végeztük. Így sikerült a kombinatorikus háttérrel minimálisra csökkenteni, hiszen a részecskék ilyenkor egyenes pályán haladnak az impulzusuktól függetlenül, jelentősen megkönnyítve a *tracklet*-ek rekonstruálását, illetve kiküszöbölve a feltekeredő részecskék többszöri áthaladását ugyanazon a detektorrétegen. Így azonban a teljes nyomkövetés módszerének alkalmazása és a részecskék impulzusának mérése ebben az adathalmazban nem volt lehetséges. Az elektromágneses kikapcsolását adatfelvétel céljából a CMS együttműködésben gyakorlatilag lehetetlen elérni, hiszen úgy sok értékes információ nem, vagy csak pontatlanul nyerhető ki az adatokból. A részecskék szögeloszlásának mérésére viszont ez volt az ideális körülmény, és ezt egyedül a CMS mágnesének műszaki hibája és átmeneti üzemképtelensége tette lehetővé, szép példaként annak, hogy egy technikai probléma hogyan vezethet pontosabb és jobb fizikai eredményhez. A mágneses tér hiánya miatt a részecskék detektálását csak a 0.8 mm vastag berillium nyalábcső akadályozta, amelyben a $p_T \approx 30$ MeV/c alatti pionok, illetve a $p_T \approx 140$ MeV/c alatti protonok elnyelődtek. Ezzel együtt is a töltött részecskéknek csak kevesebb, mint egy százaléka veszett így el.

Az *online* eseményválogatást két nagy hatásfokú *trigger* logikai "vagy" kombinációjával oldottuk meg. Az egyik a Nyaláb Szcintillációs Számlálók koincidenziája volt, amely megkövetelte az ütközési pont mindkét oldalán legalább egy töltött részecske áthaladását a detektoron. A másik *trigger* pedig a HF kaloriméterek szolgáltatották, megkívánva mindkét oldalon legalább egyetlen kaloriméter szegmensben a kiolvasási küszöbérték feletti energialeadást. Mindkét *trigger*nek csupán 1 Hz zajfrekvenciája volt a maximális luminozítás mellett, míg (az *offline* ütközési pont rekonstruálhatóságát is megkövetelve) a kombinációjuk hatásfoka $99 \pm 1\%$ volt rugalmatlan hadronikus ütközésekre nézve, és csak a legkisebb multiplicitású ütközések egy része veszett el. Az események tisztasága érdekében megköveteltük, hogy a fenti *trigger*ek mindig csak együtt jelezhessenek a BPTX detektorokkal, amelyek az ólomionok nyalábcsomagjának közeledését jelzik a CMS ütközési pontja felé. Ez a *trigger* érzéketlen volt az ultra-periférikus ütközésekre a kétoldali koincidenzia-feltétel miatt. Az Pb+Pb ütközési frekvencia 1 és 220 Hz között változott

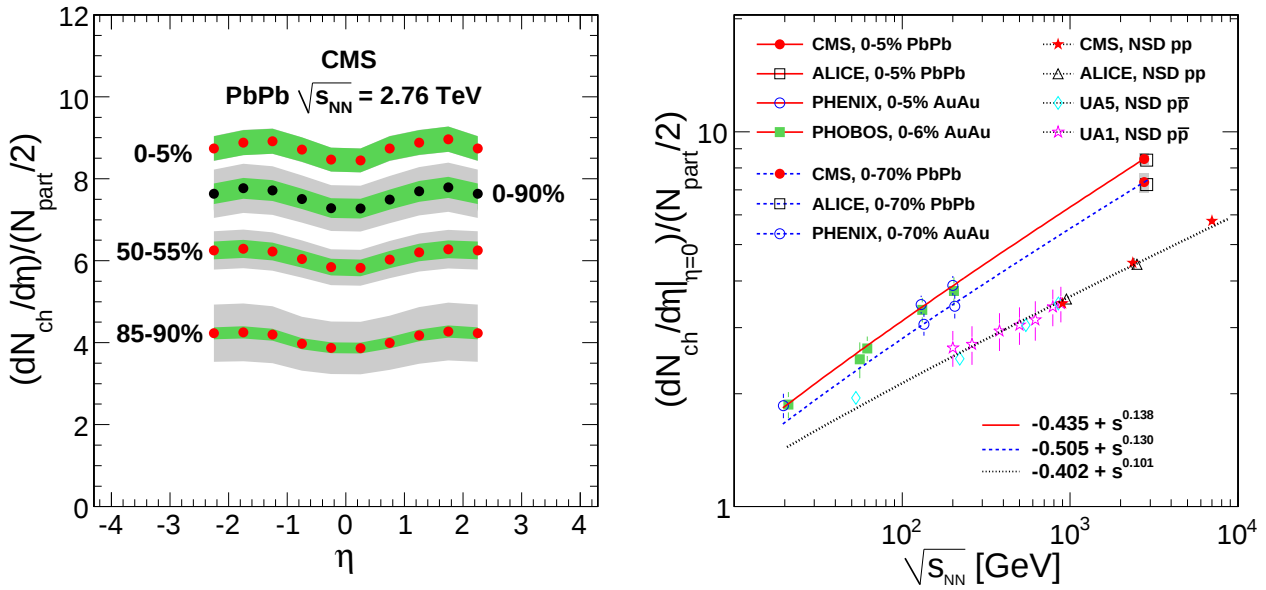


69. ábra. Bal oldal: a HF kaloriméterekben leadott teljes transzverzális energia eloszlása, amelyet a Pb+Pb ütközések centralitásának meghatározására használtunk. A teljes rugalmatlan hadronikus hatáskeresztmetszet 5%-ának megfelelő szélességű centralitás-osztályok határait a szaggatott vonalak mutatják. Jobb oldal: a pixel klaszterek hossza a nyaláb irányában pixel egységekben mérve a detektor legbelső rétegén a pszeudorapiditás függvényében, az eseménylválogatás után. A folytonos piros vonal az elsődleges részecskékre általunk megkövetelt minimális hosszúságot mutatja.

az egy hónapos adatfelvétel során, és a mágneses tér nélküli időszakban ennek a tartománynak a felső részében volt. Itt is elvetettük azokat az eseményeket, ahol a BSC detektor a nyaláb-bal párhuzamosan haladó részecske (műion) áthaladását jelezte az egész detektorrendszeren. A pixel klaszterek alakja és az ütközési pont közötti konzisztenciát is megköveteltük. Az adatok feldolgozásakor a HF kaloriméterekben legalább három olyan szegmenst írtunk elő, amelyek egyenként legalább 3 GeV energiát regisztráltak. Természetesen szükséges volt a rekonstruált ütközési pont létezése is. Végül mintegy százezer kiválogatott eseményt használtunk fel az adatkiértékeléshez. A korrekciókat az AMPT [300] szimulációs modell segítségével állapítottuk meg, amely a Pb+Pb ütközések jellemzőit kielégítően visszaadta, beleértve a gyakran előforduló nagy multiplicitású eseményeket is.

Az ütközések centralitását a HF detektorokban leadott összenergia alapján osztályoztuk. Ennek eloszlását húsz tartományra osztottuk fel úgy, hogy mindegyik osztályba az események ugyanakkora hányada, 5%-a jusson, ahogy az a 69. ábra bal oldalán látható. A legcentrálisabb osztályt a 0-5% címkével jelöljük. Az ultra-periférikus eseményeket kiküszöbölendő csak a 0-90% centralitás-tartományt vizsgáltuk. A Glauber-modell [301,302] segítségével a centralitás-osztályokhoz N_{part} értékeket (az ütközésben részt vevő nukleonok számát) rendeltük.

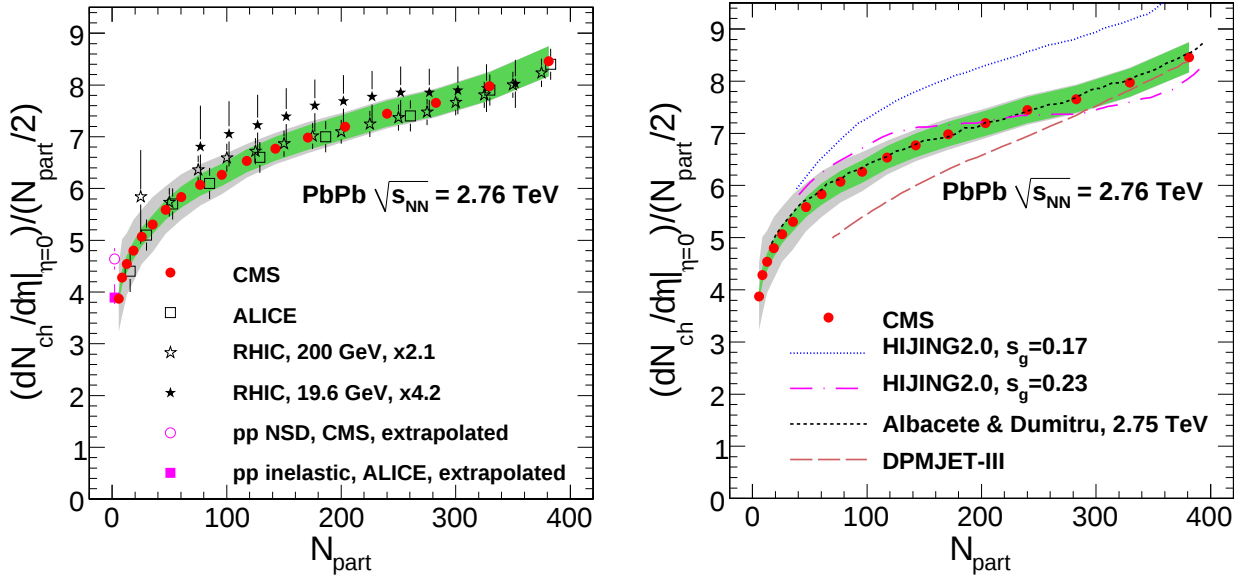
A pixel detektor betöltöttsége még Pb+Pb ütközésekben is 1% alatt van, a rendkívül nagy granularitás (66 millió pixel) miatt, így a pixel detektort használó klaszter számlálási módszer



70. ábra. Bal oldal: az elsődleges töltött hadronok $dN_{ch}/d\eta/(N_{part}/2)$ eloszlása különböző centralitás-osztályokban. A fekete szimbólumok a 0-90% centralitás-tartományra vett átlagot mutatják. Jobb oldal: a normált pszeudorapiditás-sűrűség $\eta = 0$ -nál a tömegközépponti energia függvényében az 5% legcentrálisabb nehézion-ütközésben (felső adatpontok) valamint a 0-70% centralitás-tartományra (középső adatpontok), illetve nem egyszeresen diffraktív (NSD) p+p ütközésekre (alsó adatpontok). A vonalak hatványfüggvény-illesztések az adatokra. A CMS Pb+Pb adatpontjai körüli szürke sáv a teljes szisztematikus hibát jelöli. A statisztikus hiba elhanyagolható. A hibavonalak a többi adat esetén statisztikus és szisztematikus hibákat jelölnek. Az ALICE, PHENIX és PHOBOS kísérletek adatai (amelyeket kissé jobbra toltunk a láthatóság kedvéért) a [303], [304] és [232] referenciákból származnak. A CMS, ALICE, UA5 illetve UA1 kísérlet NSD p+p eredményei rendre a [281,282], [289], [252] és [167] cikkekből származnak.

ugyanolyan jól működik, mint p+p ütközésekben [281,282]. A klasztereket a p+p ütközésekhez hasonló módon a hosszúságuk szerint válogattuk. A pixel detektor réteget feltehetően igen kis szögben keresztező részecskék által létrehozott, de ehhez képest túlságosan rövid klasztereket elvetettük, ahogyan azt a 69. ábra jobb oldala mutatja (folytonos vonal). Megfigyelhető, hogy mágneses tér nélkül a feltekeredő részecskék hiánya miatt az ilyen rövid klaszterek száma lecsökkent a p+p ütközésekhez képest (ahol a mágneses teret nem tudtuk kikapcsolni, 66. ábra jobb oldala). A klaszter és *tracklet* válogatás, rekonstrukció, valamint az alkalmazott korrekciók és a mérési bizonytalanságok azonosak, illetve nagyon hasonlóak a p+p ütközéseknél alkalmazottakhoz [281,282].

A *tracklet* és klaszter módszerrel kapott eredmények kiválóan, 1%-on belül megegyeztek, ezért átlagoltuk őket. A töltött hadronok sűrűségére az ütközések legcentrálisabb 5%-ára nézve $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} = 1612 \pm 55$ adódott. Az elsődleges töltött hadronok $dN_{ch}/d\eta/(N_{part}/2)$ eloszlása különböző centralitás-osztályokban a 70. ábra bal oldalán látható. A részecskesűrűség csak

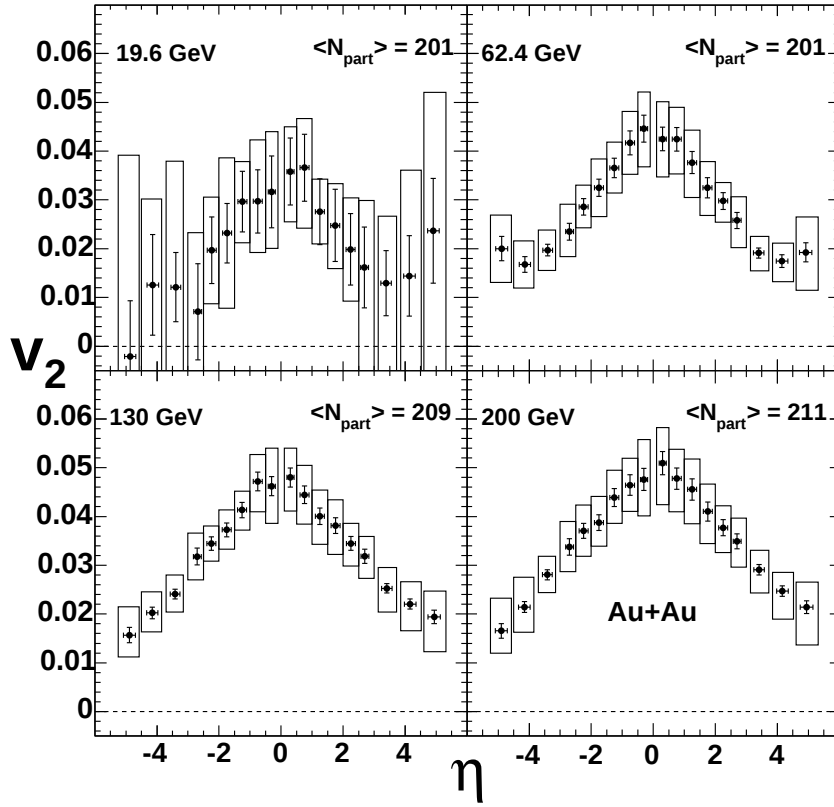


71. ábra. Bal oldal: $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}/(N_{part}/2)$ eredmények N_{part} függvényében különböző ütközési energiákon az ALICE kísérletből [303] és a RHIC [304] kísérleteiből 19.6, 200, illetve 2760 GeV-en, valamint 2.76 TeV energiára extrapolált p+p eredmények a CMS [281] és ALICE [289] kísérletekből. A belső, zöld színű sávok az adatok közös skálahibáját, a külső szürke sávok a teljes szisztematikus hibát, a hibavonalak pedig a statisztikus hibákat jelölik. Jobb oldal: a $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}/(N_{part}/2)$ adataink összehasonlítása különböző modellekkel 2.76 TeV-es Pb+Pb ütközésekben a résztvevő nukleonok számának függvényében. A modellek jóslatai a [305], [306] és [307] publikációkból származnak.

gyengén függ η -tól, kevesebb mint 10% modulációt mutat.

A 71. ábra bal oldala a mérés során kapott $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}/(N_{part}/2)$ értéket mutatja az N_{part} függvényében. A CMS-beli eredményeink statisztikus hibáját hibavonalak jelzik, a szisztematikus hibákat pedig két sáv. A belső, zöld színű sáv az adatpontok értékének közös skálabizonytalanságát jelöli, a külső szürke sáv pedig a teljes szisztematikus bizonytalanságot. A centralitás-függés jobb összehasonlítása kedvéért a RHIC eredményeket besoroztuk egy-egy konstanssal úgy, hogy a normált részecskesűrűség az LHC gyorsítóban mért centrális ütközésekével egyezzen meg. A p+p eredmények a 2.76 TeV energiára interpolált értékek. A mérési bizonytalanságokon belül az N_{part} -ra normált hadronsűrűség hasonló centralitásfüggést mutat mindegyik ütközési energián, bár a kisebb energián mért adatok kissé gyengébb függést sugallnak.

Ezeket a $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}/(N_{part}/2)$ értékeket az N_{part} függvényében összehasonlíthatjuk különböző modellek jóslataival a 71. ábra jobb oldalán. Ezek közül a gluon telítéses modellek [305, 306] írják le legpontosabban az adatokat. Bár ezeket a jóslatokat már az ALICE kísérlet centrális Pb+Pb ütközésekre vonatkozó eredményének [308] ismeretében publikálták, hasonló előzetes számítások [309] nagyon közeli értékeket adtak erre a centrális hadronsűrűsre a mérések nyilvánosságra hozatala előtt is.



72. ábra. A töltött részecskék elliptikus áramlásának pszeudorapiditás-függése az Au+Au ütközések legcentrálisabb 40%-ában mérve, négy különböző ütközési energián [310]. A téglalapok a szisztematikus hibákat jelölik (90% C.L.).

A 70. ábra jobb oldalán a $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}/(N_{part}/2)$ eredmények energiafüggését ábrázoltuk a 0-5% és a 0-70% centralitás-osztályokra, beleértve a CMS [281, 282], ALICE [289], UA5 [252], UA1 [167], PHENIX [304] és PHOBOS [232] kísérletek nehézion-, illetve p+p ütközésekre vonatkozó eredményeit. Az adatokra $a + s_{NN}^n$ alakú hatványfüggvényt illesztve a kitevőre $n = 0.13$ értéket kapunk nehézion-ütközések és $n = 0.10$ -et p+p ütközések esetén; ezeket a függvényeket vonalakkal ábrázoltuk.

Összefoglalva, a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV energián a RHIC eredményekhez képest kb. háromszorosára nőtt a keletkező részecskék száma szögtartományonként. A $dN_{ch}/d\eta$ eloszlások gyenge η -függést mutatnak a lefedett $|\eta| < 2.5$ tartományban. Az N_{part} -ra normált részecskesűrűség centralitásfüggése közelítőleg független az ütközési energiától. A parton telítést leíró modellek sikeresen írják le a kísérleti adatokat. A részecskesűrűség energiafüggését pedig széles tartományban jól jellemezhetjük hatványfüggvénnyel, melynek kitevője különbözik p+p és Pb+Pb ütközésekre.

4.3.4. Elliptikus áramlás a RHIC-nél

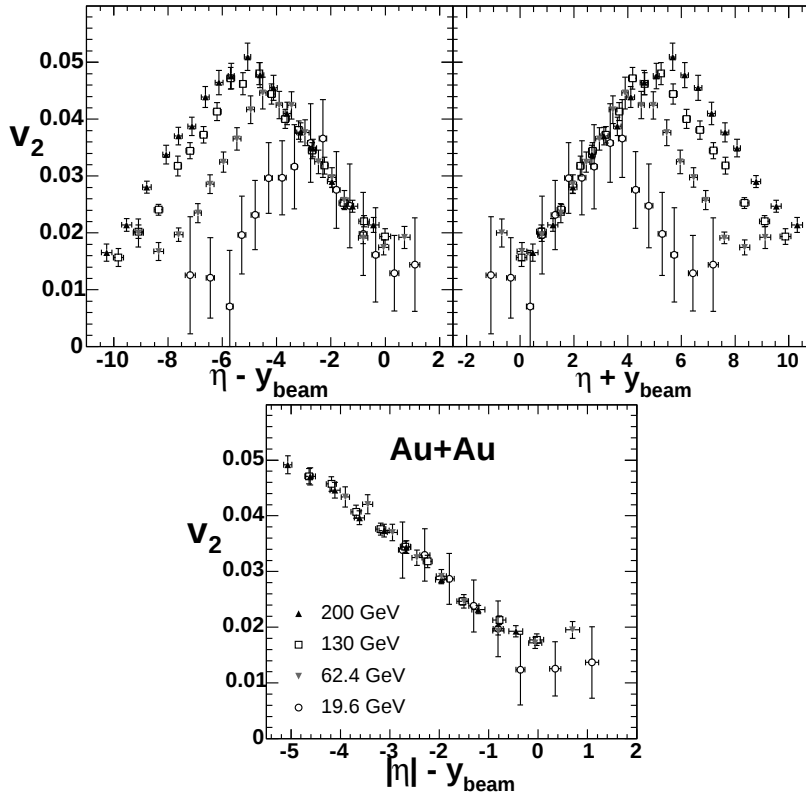
Ebben a fejezetben látjuk majd, hogy a pszeudorapiditás-eloszláson kívül a longitudinális skálázás az ütközésben keletkezett részecskék ún. elliptikus áramlása esetén is megfigyelhető. Az elliptikus áramlást jellemző paraméter jele v_2 , és egy adott (pszeudo)rapiditásnál a részecskék azimutszög-eloszlásának egyenletes eloszlástól való eltérését jellemzi, mégpedig az eloszlás Fourier-sorának második együtthatója:

$$dN/d\phi = N_0\{1 + 2v_1 \cos(\phi - \Psi) + 2v_2 \cos[2(\phi - \Psi)] + \dots\},$$

ahol Ψ a reakciósík azimutszöge. Ez a v_2 paraméter érzékeny az ütközés korai szakaszának dinamikájára, és így érdemes foglalkozni ennek a mennyiségnek a boost-invarianciájával, η -függésével. Egy (közelítő) Lorentz-invarianciával rendelkező, közvetlenül az ütközés után létrejött kezdeti állapot időfejlődése várhatóan szintén invariáns elliptikus áramláshoz, azaz konstans $v_2(\eta)$ (közelítőleg $v_2(y)$) függéshez vezet. A 72. ábrán ez a v_2 paraméter látható a pszeudorapiditás függvényében, közepesen centrális Au+Au ütközésekben, különböző ütközési energiákon [310]. Látszik, hogy nincs boost-invariáns, konstansnak tekinthető része ennek a függésnek, egyik energián sem. Ezért a közvetlenül az ütközés után keletkező állapot sem jellemezhető a nyaláb irányában közelítőleg boost-invariáns tulajdonságokkal.

A 73. ábrán ugyanezek az adatok az ütköző atommagok egyikének a közelítő inerciarendszerében vannak ábrázolva, azaz, az eloszlásokat a nyaláb rapiditásával eltoltuk, mindig az adott ütközési energiának megfelelően. Látható, hogy a kiterjedt longitudinális skálázás jelensége ebben az esetben is érvényes, tehát a töltött részecskék azimutális eloszlásának v_2 Fourier-komponensére is igaz. A $v_2(\eta')$ adatok egy közös görbéhez látszanak simulni, egy ütközési energiával egyre növekvő tartományban. Megjegyezzük, hogy ezek a mérési adatok kielégítik a tökéletes folyadék hidrodinamikai egyenleteinek egzakt megoldásai által jósolt univerzális skálázási tulajdonságokat [311].

A bemutatott longitudinális skálázást, amely tehát a $dN_{ch}/d\eta$ eloszlásokban és a $v_2(\eta)$ függésben is érvényesül, a következőképpen szemléltethetjük. Képzeljük el, hogy a részecskegyorsítóinkban a (pozitív és negatív irányba haladó) két nyaláb energiáját (azaz rapiditását) külön-külön változtathatjuk. Ha a pozitív nyaláb energiáját nem változtatjuk, de a negatív nyalábét folyamatosan (és minden határon túl) növeljük, akkor egy idő után a pozitív nyaláb térfelében mérhető részecskesűrűség (illetve azimutális aszimmetria) nem növekszik tovább, hanem elér egy bizonyos határértéket. Ez a határérték tehát független a negatív (irányba haladó) nyaláb energiájától. Ezt a jelenséget egy olyan komplex rendszerben, mint egy d+Au vagy Au+Au atommag-ütközés, még nem figyelték meg ilyen nagy energián. Ez a viselkedés hasonló az p+p ütközésekben tapasztaltakhoz, és egy értékes adalék az elemi részecskék és nehézion-ütközések átfogó interpretációra váró szisztematikus összehasonlító vizsgálatához.



73. ábra. A 72. ábra adatai az $\eta' = \eta - y_{beam}$ (fent balra) és az $\eta' = \eta + y_{beam}$ (fent jobbra) változók függvényében [310]. Az alsó ábrán a pozitív és a negatív pszeudorapiditású adatpontok átlaga szerepel az $\eta' = |\eta| - y_{beam}$ függvényében.

5. A nehézion-ütközések geometriai viszonyainak szerepe

Az előzőekben láttuk, hogy a nehézion-ütközések centralitása, tehát az ütközési zóna geometriai jellemzői (mérete, alakja) nagy szerepet játszik a keletkezett részecskék eloszlásainak kialakításában. Az ütközési zóna mérete N_{part} -tal arányos, és ez első rendben meghatározza a keletkezett részecskék teljes számát. Az N_{part} -skalázás még a néhány GeV/c transzverzális impulzusú részecskék hatáskeresztmetszetét is jellemezte a RHIC energián, feltehetően több mechanizmus összjátékának eredményeképpen. Az ütközési zóna alakja pedig – kivéve a teljesen centrális ütközéseket – sosem hengerszimmetrikus, és így a rendszer hidrodinamikai fejlődése azimutuszög szerint aszimmetrikus részecske-eloszlásokat produkál, amelyet elliptikus áramlásnak nevezünk. Láthattuk azt is, hogy a keletkezett részecskék számának, valamint transzverzális-impulzus eloszlásának energia- és centralitásfüggése faktorizálódik.

Eljuthatunk tehát ahhoz a gondolathoz, hogy az ütközés kezdeti geometriai viszonyai igen nagymértékben meghatározzák a végállapotban a detektorainkkal regisztrált részecskék eloszlását, annak tulajdonságait. Ez az összefüggés bizonyos értelemben triviális; a nehézion-fizika és az extrém sűrűségű QCD-anyag vizsgálata szempontjából érdekesebb a dinamikai, vagyis az

egyszerű geometriai összefüggéseken túlmenő jelenségek feltárása. Ehhez azonban a geometriai viszonyok szerepét érdemes először gondosan tisztáznunk.

A QCD fázisátalakulás során, amely a hadron-anyagot és a kvark-gluon anyagot választja el egymástól, felléphetnek dinamikai fluktuációk, amelyek a fázisátalakulások fizikájában ismert kritikus fluktuációkkal vannak kapcsolatban. Ezek a fluktuációk jelentkezhetnek a keletkezett részecskék számának, átlagos transzverzális impulzusának, ritka kvark tartalmának eseményenkénti fluktuációiban is [51–61]. Ebben a fejezetben a keletkezett részecskék elliptikus áramlásának erősségét jellemző, már ismertetett v_2 paraméter eseményenkénti fluktuációit vizsgáljuk meg kísérletileg, és megpróbáljuk kapcsolatba hozni a kezdeti állapot ütközési zónájának excentricitásával, pontosabban annak eseményenkénti fluktuációival.

Az 5.1. alfejezetben az excentricitás pontos definícióját adjuk meg. Ezután az 5.2. alfejezetben az elliptikus áramlás fluktuációit és a kezdeti állapot excentricitásának fluktuációit vizsgáljuk. Ebben a mérésben konzultációs szerepem volt, a munkacsoport rendszeres megbeszélésein ennek a teljesen újfajta, komplikált mérésnek a megtervezését, kialakítását segítve. Az 5.3. alfejezetben ismertetem az ütközésben részt vevő nukleonok eloszlásának, különböző momentumainak szerepét. Ezeknek a momentumoknak a részletes algebrai kiszámításával járultam hozzá a csoport munkájához, melyet az 5.4. alfejezetben foglalkozok össze. A számításokat a PHOBOS kísérletben ketten függetlenül (egymást ellenőrizve) végeztük el, létrehozva ezzel a PHOBOS együttműködésben valaha írt legbonyolultabb publikációt és számítást, amelyben az előttünk közölt elméleti cikkekben talált hibákat és pontatlanságokat is kijavítottuk, hozzájárulva a nehézion-ütközésekben fellépő fluktuációkkal foglalkozó tudományterület előrehaladásához.

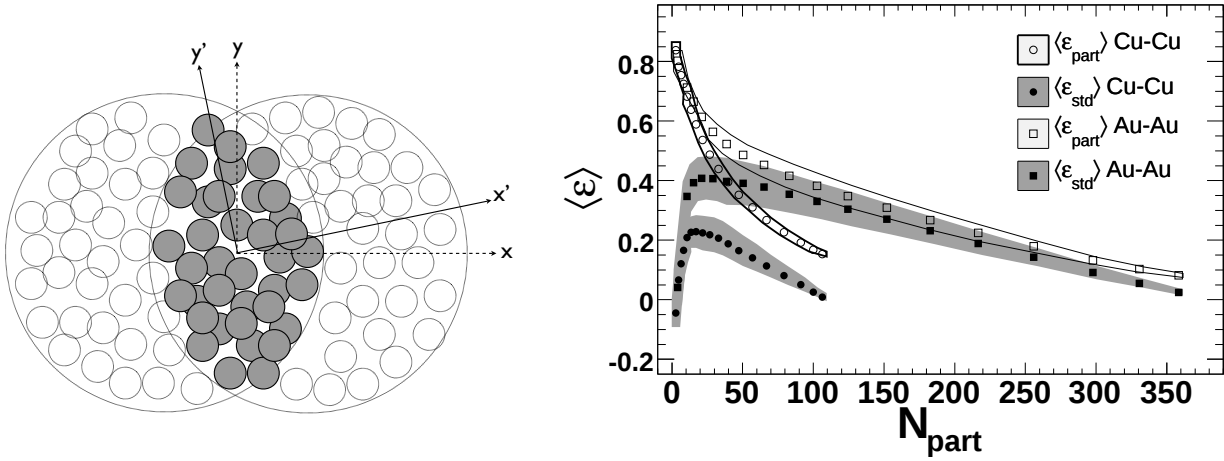
5.1. Az excentricitás definíciói

Az ütközési zóna térbeli anizotrópiáját a nyalábra merőleges síkban (amelyet az x és y tengelyek feszítenek ki), excentricitásnak nevezzük, és az ϵ szimbólummal jelöljük. Legegyszerűbb formája: $\epsilon = (R_y^2 - R_x^2)/(R_y^2 + R_x^2)$, ahol R_x^2 és R_y^2 jellemzi az objektum méretét x és y irányban. Ez a mennyiség lehet negatív is: $-1 \leq \epsilon \leq 1$.

A [312] publikációnk előtt általánosan elfogadott volt a folytonos, eseményekre átlagolt kezdeti feltételek használata, ez esetben a kezdeti térbeli aszimmetriát a standard excentricitással jellemezték:

$$\epsilon_s = \frac{\langle y^2 \rangle - \langle x^2 \rangle}{\langle y^2 \rangle + \langle x^2 \rangle},$$

ahol $\langle x^2 \rangle$ és $\langle y^2 \rangle$ a (tipikusan résztvevő nukleonok számával súlyozott) eseményekre átlagolt nukleon-eloszlás második momentuma az x és az y irányokban. A [313]-ben bevezetett jelölést követjük, ahol $\langle \dots \rangle$ jelöli a sok eseményre vett átlagot, $\{\dots\}$ pedig egy eseményen belül a résztvevő nukleonokra vett átlagot. Az ϵ_s kiszámításánál alkalmazott átlagolás tehát egyenértékű azzal, mintha az atommagokon belül végtelen sok, végtelenül kicsi nukleon folytonos



74. ábra. Bal oldal: Atommag-atommag ütközés sematikus rajza a transzverzális síkban. Az x' és y' főtengeleket a résztvevő nukleonok halmaza határozza meg, ezek kissé elfordultak a reakciósíktól, amelyeket az x és y tengelyek iránya határoz meg. Az x tengely az impakt paraméter vektor irányába mutat. Jobb oldal: Az átfedési zóna átlagos excentricitása kétféleképpen definiálva ($\langle \epsilon_s \rangle$ és $\langle \epsilon_{part} \rangle$) az N_{part} függvényében, szimulált Cu+Cu és Au+Au ütközésekre $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energián. A sávok szisztematikus hibákat jelölnek (90% C.L.).

eloszlásával lenne dolgunk, és az eseményenkénti fluktuációkat egy ilyen, sok eseményre (illetve folytonos eloszlásra) vett átlag nem tudja kezelni, kifejezni.

A Glauber-modell realizistikusabb, de még kezelhetően egyszerű képében gondolkodva beláthatjuk, hogy véges számú nukleon esetén, amint azt a 74. ábra bal oldala szemlélteti, nem mindig célszerű a fenti, standard excentricitás használata. A véges számú, fluktuáló pozíciójú nukleon segítségével könnyen leírhatók az eseményenkénti fluktuációk is. Ehhez azonban egy új, természetesebb és – ami a legfontosabb – a kísérleti eredmények értelmezését lehetővé tevő definíciót kell adnunk az excentricitásra, amelyet az ütközésben részt vevő nukleonok figyelembe vételére utalva *résztvevő-excentricitás*nak nevezünk.

A résztvevő-excentricitás az aszimmetriát az elforgatott, ún. *résztvevő koordináta-rendszerben* fejezi ki, melynek tengelyeit x' és y' jelöli, amely tengelyek iránya maximalizálja a $\sigma_y'^2 = \{y'^2\} - \{y'\}^2$ és minimalizálja a $\sigma_x'^2 = \{x'^2\} - \{x'\}^2$ mennyiségeket. Az $x - y$ koordináta-rendszerhez képest az ehhez szükséges elforgatás szögét könnyen kiszámíthatjuk, és a két koordináta-rendszerre vonatkozó mennyiségeket egymással kifejezhetjük. A résztvevő-excentricitást az alábbiak szerint definiáljuk [312,314]:

$$\epsilon_{part} = \frac{\sigma_y'^2 - \sigma_x'^2}{\sigma_y'^2 + \sigma_x'^2} = \frac{\sqrt{(\sigma_y^2 - \sigma_x^2)^2 + 4\sigma_{xy}^2}}{\sigma_y^2 + \sigma_x^2}.$$

Ez a mennyiség eseményenként van értelmezve, és csak pozitív lehet: $0 \leq \epsilon_{part} \leq 1$. Természetesen az excentricitás értéke eseményenként kísérletileg nem mérhető mennyiség, viszont az ütközés centralitása, és a Glauber-modell segítségével a résztvevő nukleonok N_{part} száma

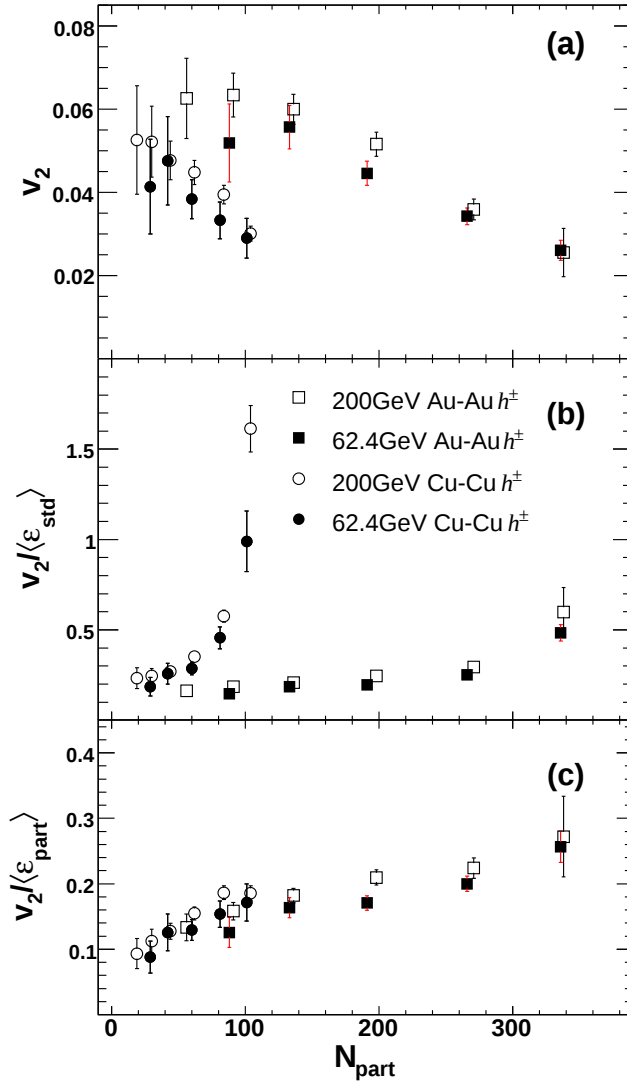
illetve az N_{part} eloszlása és átlaga az adott centralitás-osztályban meghatározható. Ugyanígy meghatározható az ϵ_{part} excentricitás átlaga, eloszlása, momentumai, fluktuációi is. A 74. ábra jobb oldalán láthatjuk a Cu+Cu és Au+Au ütközésekben a Glauber szimulációból kapott átlagos excentricitás értékeket a "standard" és a "résztvevő" definíciót használva. Figyelemre méltó, hogy centrális Cu+Cu ütközések esetén a nukleonok kis száma és pozíciójuk fluktuációi milyen nagy eltérést okoznak a két átlag között. Az alábbiakban kapcsolatot létesítünk ezen mennyiségek és a végállapotú részecskék v_2 aszimmetriájának kísérleti mérése között.

5.2. Az ütközések excentricitása és az elliptikus áramlás

Ebben az alfejezetben a nehézion-fizika első olyan mérését ismertetem, amely az elliptikus áramlás v_2 paraméterének fluktuációira vonatkozik. Ezt a mérést Au+Au ütközésekben végeztük a PHOBOS kísérletben, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energián, az ütközés centralitásának függvényében [56]. A v_2 paraméter relatív, nem statisztikai fluktuációit közelítőleg 40% nagyságúnak találtuk. Meglepő módon ez konzisztens az ütközésben részt vevő nukleonok térbeli eloszlásának (excentricitásának) fluktuációiból kapott jóslattal, ezzel leszűkítve a nehézion-ütközések hidrodinamikai fejlődésével és kezdeti állapotával, illetve ezek kapcsolatával foglalkozó modellek lehetséges mozgásterét.

A RHIC-ben az elliptikus áramlással kapcsolatban kapott kísérleti eredmények [112, 310, 315–319] jó egyezést mutatnak a hidrodinamikai modellek számításaival [319, 320], ami arra utal, hogy az ütköző rendszer korán egyensúlyba kerül, és a létrehozott folyadék igen kis viszkozitással rendelkezik [321]. Ezekben a számításokban a v_2 paraméter az eredeti ütközési zóna excentricitásával arányosnak adódik [322]. A közel centrális Cu+Cu ütközésekben mért v_2 paraméter azonban meglepően nagy volt a várthoz képest, hiszen itt az ütközési zóna majdnem hengerszimmetrikus [314], ahogy az a 75(a) ábrán látható. Ez azonban megérthető, ha a kezdeti geometriai viszonyok fluktuációit is figyelembe vesszük [314]. Célszerű volt tehát bevezetni az 5.1. alfejezetben definiált résztvevő-excentricitást [314, 323]. Ennek a segítségével már könnyen magyarázható a centrális Cu+Cu ütközésekben mért "anomálisan" nagy v_2 érték, hiszen a fenti, ésszerűen definiált átlagos excentricitás is nagy, a Cu atommag Au atommaghoz viszonyított kis mérete (keves nukleonja) miatt [314]. A 75(b) ábrán a standard, a 75(c) ábrán pedig a résztvevő-excentricitással normált elliptikus áramlás paramétert ábrázoltuk Au+Au és Cu+Cu ütközések esetén. Jól látható, hogy ϵ_{part} nemcsak természetes definícióval rendelkezik, hanem a mérési adatok közötti értelmes kapcsolatot, skálázást is láthatóvá, nyilvánvalóvá teszi, így sokkal jobb paramétere a problémának, mint ϵ_s .

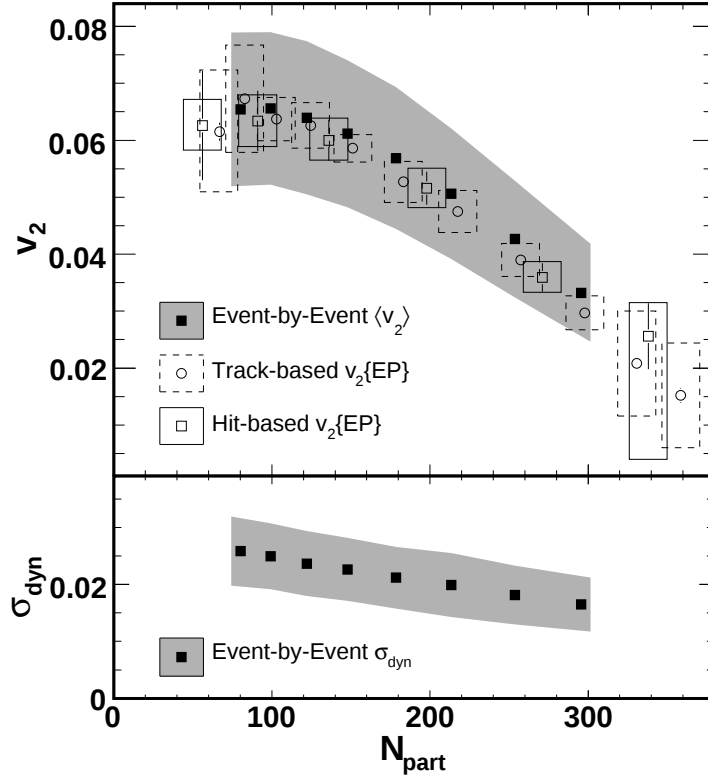
Az excentricitás-fluktuációk Au+Au ütközésekben, rögzített N_{part} esetén 40% körüliek [323] (5.3. alfejezet). Az elliptikus áramlás megfigyelt fluktuációihoz hozzájárul, hogy csak véges számú végállapotú részecske keletkezik (detektálódik), de ezt a járulékot a detektor válaszfüggvényének figyelembevételével levonhatjuk, korrigálhatjuk. Az így maradó dinamikai fluktuációk



75. ábra. (a) v_2 , (b) $v_2 / \langle \epsilon_s \rangle$, (c) $v_2 / \langle \epsilon_{part} \rangle$ az N_{part} függvényében az $|\eta| < 1$ tartományban, Cu+Cu és Au+Au ütközésekre $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ és 200 GeV energián. A hibavonalak statisztikus hibákat jelölnek.

az elliptikus áramlás járuléka mellett tartalmazza egyéb korrelációk (Bose-Einstein [324, 325], rezonanciák bomlása, általában véve részecskék klasztereinek bomlása [326, 327], *jet*-ek) járulékát is, amelyeket itt nem vontuk le. Ezért az eredmények felső korlátot jelentenek az elliptikus áramlás fluktuációira vonatkozóan.

A mérés során minden egyes eseményre megállapítható az eseménysík ϕ_0^{obs} szöge, valamint a v_2^{obs} értéke, maximum likelihood módszerrel, figyelembe véve a detektorok hatásfokát is [56]. A detektor szimulációjának segítségével megkaphatjuk a v_2^{obs} eloszlását minden rögzített valódi v_2 értékre, minden n esemény-multiplicitásra. Ez az eloszlás kapcsolja össze a valódi v_2 és a megfigyelt v_2^{obs} eloszlást, és ennek az n multiplicitástól való függését egy analitikus számítások alapján levezetett formulával paraméterezhetjük [56]. Ennek és a mért v_2^{obs} eloszlásnak a segítségével ismét maximum likelihood illesztéssel megkapható a két ismeretlen paraméter, azaz a



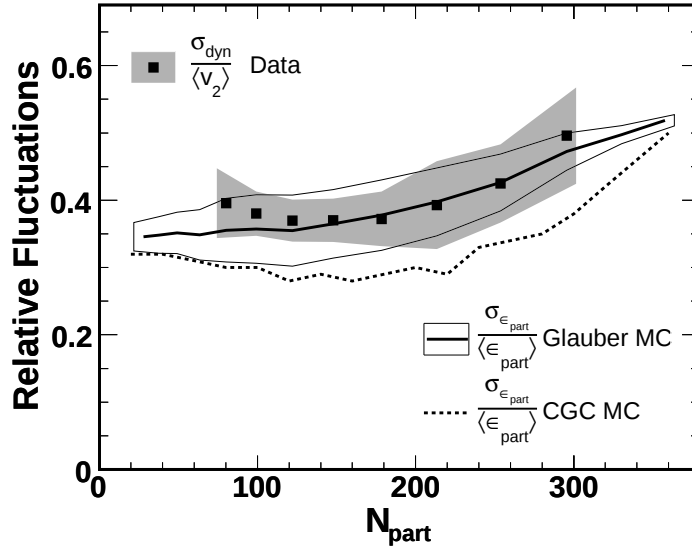
76. ábra. A v_2 paraméter $\langle v_2 \rangle$ átlaga (felső ábra) és σ_{dyn} szórása (alsó ábra) az N_{part} függvényében Au+Au ütközésekben $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energián. Az előzőleg publikált v_2 értékeket is feltüntettük összehasonlításképpen [310]. A téglalapok és a szürke sávok szisztematikus hibákat (90% C.L.), a hibavonalak statisztikus hibákat 1σ jelölnek.

valódi v_2 érték és annak σ_{v_2} szórása.

A 76. ábra mutatja midrapiditásnál mért $\langle v_2 \rangle$ átlagértéket és a v_2 paraméter σ_{dyn} szórását, a résztvevő nukleonok számának függvényében, Au+Au ütközésekben, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energián, a 6-45% centralitás-osztályban. Mindkét mennyiségnek jelentős szisztematikus hibája van, viszont az arányuk pontosabban meghatározható. Ez az arány látható a 77. ábrán, amely azt mutatja, hogy a relatív fluktuációk mértéke kb. 40%, és ez a centralitástól nem függ szignifikáns módon.

A v_2 paraméternek a kísérletileg mért dinamikai fluktuációit összehasonlíthatjuk olyan modellek jóslataival, amelyek az elliptikus áramlást és kétrészecske-korrelációkat is tartalmazzák. A 77. ábrán feltüntettük a Glauber-modellből [323] és a színüveg-kondenzátum (*Color Glass Condensate*, CGC) tulajdonságait leíró modellből [328] kapott jóslatokat is. Amiatt, hogy ezeket a kísérletileg mért fluktuációkat az elliptikus áramlástól független, fent említett effektusok is befolyásolják, nem lehetséges ezeket a modelleket kizárni.

Összefoglalva tehát megállapíthatjuk, hogy az elliptikus áramlás megfigyelt dinamikai fluktuációi konzisztensek az atommagok ütközési zóna-alakjának jóslott fluktuációival. A következő, 5.3. alfejezetben részletesebben megvizsgáljuk az utóbbi fluktuációkat, és azok analitikus visel-



77. ábra. A v_2 paraméter $\sigma_{dyn}/\langle v_2 \rangle$ relatív fluktuációja az N_{part} függvényében Au+Au ütközésekben $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energián. A vastag folytonos és szaggatott vonalak a kezdeti ütközési zóna $\sigma(\epsilon_{part})/\langle \epsilon_{part} \rangle$ relatív fluktuációját jelöli a Glauber modell [323], illetve a CGC modell [328] jóslata szerint. A szürke sáv (adatok esetén) és a vékony vonal (a Glauber modell esetén) szisztematikus hibákat jelöl (90% C.L.).

kedését, valamint az excentricitásnak a nukleonok véletlenszerű atommagon belüli elhelyezkedésén alapuló, itt már említett új definícióját. A vizsgálatok során óvatossá kell lennünk, mivel a részecskék közötti korrelációknak másféle eredete is lehet, mint az egész eseményt jellemző globális, elliptikus áramlás [329].

5.3. Az ütközések excentricitásának fluktuációi

Ahogy azt az előző alfejezetben már említettük, a hidrodinamikai számítások azt mutatják, hogy az elliptikus áramlás v_2 paramétere arányos az atommagok átfedési tartományának, ütközési zónájának ϵ excentricitásával [330, 331]. Midrapiditásnál a két mennyiség aránya, v_2/ϵ a rendszer sűrűségének és méretének univerzális függvénye abban a pillanatban, amikor az elliptikus áramlás kialakul, ez az ún. v_2/ϵ skálázás [313, 332, 333]. Ahogy az előző alfejezetben láttuk, közel centrális Cu+Cu ütközésekben ehhez a skálázáshoz, illetve az Au+Au ütközésekhez képest azonban szokatlanul nagy v_2 értéket mértünk [334]. Ha figyelembe vesszük a Cu+Cu és az Au+Au ütközésekben az átfedési zóna (naiv) excentricitását és a mért v_2 értéket, akkor azt találjuk, hogy a Cu+Cu ütközések effektívebben alakítják át a kezdeti aszimmetriát a végállapotú aszimmetriába [261, 335]. Itt viszont fontos az excentricitás pontos definíciója, mivel a magok átfedési zónája eseményenként fluktuál [336], és a nagytengelyének iránya is fluktuál a reakciósíkhöz (az impakt paraméter vektor irányához) képest [312], ahogyan azt a 74. ábra illusztrálja. A résztvevő-excentricitás ϵ_{part} [312] definíciója pontosan ezt veszi figye-

lembe. A fluktuációk miatt a ϵ_{part} átlaga nem azonos a ϵ_s standard excentricitással, kivéve a tömör gömbök – végtelen nagy atommagok – határesetét. Mivel a rendszer hidrodinamikai fejlődése eseményenként következik be, a mögötte álló alapmennyiség az eseményenként kiszámolt excentricitás lesz.

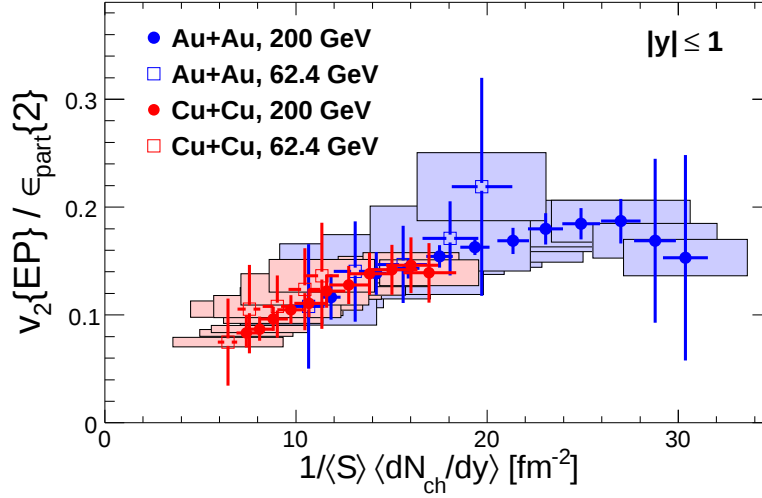
A résztvevő-excentricitással normált átlagos elliptikus áramlás, $\langle v_2 \rangle / \langle \epsilon_{part} \rangle$ univerzális skálázást mutat, beleértve az Au+Au és Cu+Cu ütközéseket is [312, 314] ellentétben a $\langle v_2 \rangle / \langle \epsilon_s \rangle$ mennyiséggel (75. ábra). Emellett, az előző alfejezetben tárgyaltak szerint a résztvevő-excentricitás és az elliptikus áramlás relatív fluktuációi meglepően jól egyeznek: $\sigma_{\epsilon_{part}} / \langle \epsilon_{part} \rangle \approx \sigma_{v_2} / \langle v_2 \rangle$ [56]. Az ϵ_{part} mennyiség tehát nemcsak természetes definícióval rendelkezik, de az adatok alapján is sikeresnek, egyszerűsítő hatásának bizonyult.

Ezzel kapcsolatban felvetődik a kérdés, hogy az atommagok pontos sűrűségprofilja befolyásolja-e az eredményeket, illetve, hogy a részecskékeltésre alkalmazott "modellünk" részletei mennyire lényegesek (vagyis az excentricitás kiszámításánál pontosan minek a térbeli eloszlását tekintsük).

Az általunk (és széles körben) használt Glauber Monte Carlo modell jellemzője, hogy a nukleonokat diszkrét módon, de folytonos sűrűségfüggvény szerint kisorsolva helyezi el a magokban; a nukleonok ütközés előtt és alatt is egyenes vonalban terjednek (a nyalábirányban); az egyes nukleon-nukleon ütközések valószínűségét a σ_{NN} hatáskeresztmetszet szabályozza; a nukleon-nukleon ütközések függetlenek, és akkor következnek be, ha két nukleon középpontja $\sqrt{\sigma_{NN}/\pi}$ -nél közelebb van. Az ütközések számlálásával és helyük feljegyzésével könnyen megkapjuk a modell szerinti N_{part} és N_{coll} értékeket, azaz az ütközésben részt vevő nukleonok és az összes nukleon-nukleon ütközés számát, valamint a résztvevő-excentricitást.

Érdemes megvizsgálni az így kiszámítható excentricitás függését a Glauber modell paramétereitől, tehát az atommag sugarától, a mag diffúz felületének vastagságától, a nukleon-nukleon hatáskeresztmetszettől, a minimális nukleon-nukleon távolságtól egy magon belül. Megmutattuk, hogy ϵ_{part} csak nagyon kevésbé függ ezeknek a paramétereknek a hibahatáron belüli variálásától [323]. Ha a térbeli anizotrópiát nem a résztvevő nukleonok helyéből, hanem a nukleonpárok ütközésének a helyéből számítjuk ki, akkor kissé magasabb ϵ_{part} értékeket kapunk, különösen centrális ütközésekre [323]. Ugyancsak érzéketlen a kapott ϵ_{part} érték arra, ha a nukleonok (illetve páronkénti ütközéseik) helyét kissé, folytonosan szétkenjük.

Az elliptikus áramlás adatokból való kiértékelésének többféle módszere is létezik: az eseménysík-módszer (az impakt paraméter orientációját a keletkezett részecskék szögeloszlásából megállapítva, az egyes részecskéket ehhez az irányhoz képest elemezzük); kétrészecske-korrelációk (a részecskepárok azimutszög-eltérése sem egyenletes, ha az egyrészecske-eloszlás nem az); valamint sokrészecske-kumulánsok [337, 338]. Mindegyik mérés a keletkezett végállapotú részecskék eloszlásának valamelyik momentumán alapszik, és így az elliptikus áramlás eseményenkénti fluktuációi különböző mértékben befolyásolják. Feltéve, hogy az eseményenkénti v_2 érték arányos a kezdeti térbeli anizotrópiával, a fent említett excentricitással való normálást



78. ábra. A résztvevő-excentricitással skálázott elliptikus áramlás a transzverzális töltött részecske-sűrűség függvényében midrapiditásnál, Cu+Cu és Au+Au ütközésekben $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ és 200 GeV energián. A vízszintes és függőleges hibavonalak kombinált statisztikus és szisztematikus hibákat jelölnek (90% C.L.). A színes téglalapok az $\epsilon_{part}\{2\}$ és az S felület szisztematikus hibájából származnak, amelyeket a Glauber modell paramétereinek variálásából kaptunk (90% C.L.).

az excentricitásnak pontosan azzal a momentumával kell végrehajtani, amelyet a v_2 mérések is alkalmaztunk. Az eseménysík-módszer például az eseménysík felbontásától függően kísérletileg olyan eredményt ad, amelyre: $\langle v_2 \rangle \leq v_2\{EP\} \leq \sqrt{\langle v_2^2 \rangle}$, ahol $\langle \dots \rangle$ az eseményekre vett átlagot jelenti.

Várható, hogy a v_2/ϵ arány a transzverzális töltött-részecske sűrűséggel arányos, az átfedési zóna transzverzális S felületével való normálás után [332, 333]:

$$\frac{v_2\{EP\}}{\epsilon\{EP\}} \sim \frac{1}{\langle S \rangle} \langle dN_{ch}/dy \rangle |_{|y| \leq 1}.$$

Mivel $v_2\{EP\}$ a PHOBOS kísérletben elért eseménysík-felbontás esetén közelítőleg $v_2\{2\} \equiv \sqrt{\langle v_2^2 \rangle}$, ezért azt a [313, 336] publikációkat követve az excentricitás megfelelő momentumával skálázzuk: $\epsilon\{EP\} = \epsilon_{part}\{2\} \equiv \sqrt{\langle \epsilon_{part}^2 \rangle}$. Az eredményt a 78. ábra mutatja Cu+Cu és Au+Au eseményekre 62.4 és 200 GeV energián. Látható, hogy egy közös skálázást találunk a különböző atommagok különböző centralitású ütközései között.

A v_2 paraméter momentumai (amelyek közül az elliptikus áramlás mérését zavaró másfajta korrelációkra való érzéketlensége miatt a negyedrendűt előszeretettel használjuk a kísérleti elemzésekben) tehát arányosnak várhatók az excentricitás ugyanúgy definiált momentumaival [336], beleértve ezeket:

$$\begin{aligned} \epsilon\{2\}^2 &\equiv \langle \epsilon^2 \rangle \\ \epsilon\{4\}^4 &\equiv 2 \langle \epsilon^2 \rangle^2 - \langle \epsilon^4 \rangle. \end{aligned}$$

Kérdés, hogy hogyan tudjuk ezeket egyszerű módon kiszámítani, és a kísérleti centralitásoztályainkhoz társítani. A [313] publikációban megtalálhatjuk ezek félanalitikus levezetését,

azzal a két kiindulási feltétellel, hogy a résztvevő nukleonok pozíciói függetlenek, valamint az $1/N_{\text{part}}$ szerinti Taylor-sort elég első rendig kifejtteni. Ebből a szerzők azt a helytelen következtetést vonták le, hogy $\epsilon\{4\}$ megegyezik az ϵ_s standard excentricitással, és így nullához tart centrális ütközésekben, valamint könnyen számítható. Ez azt jelentené, hogy pl. $v_2\{4\}$ nem lenne érzékeny a résztvevő nukleonok eloszlásának fluktuációira. Ez azonban nem helytálló, és az alábbiakban pontosabb analitikus kifejezést adunk erre a negyedrendű kumulánsra. Ennek jelentősége tehát az elliptikus áramlásnak a kezdeti állapot fluktuációira való érzékenysége, illetve függésének vizsgálatában, megítélésében van. Az $\epsilon\{4\}$ helyett egyszerűbben kiszámítható ϵ_s alkalmazása a v_2 skálázás vizsgálatában pedig helytelen, félrevezető és zavaró eredményekre vezetne, különösen kisebb atommagok esetén, ahogy azt részben már láttuk, és az alábbiakban látni fogjuk.

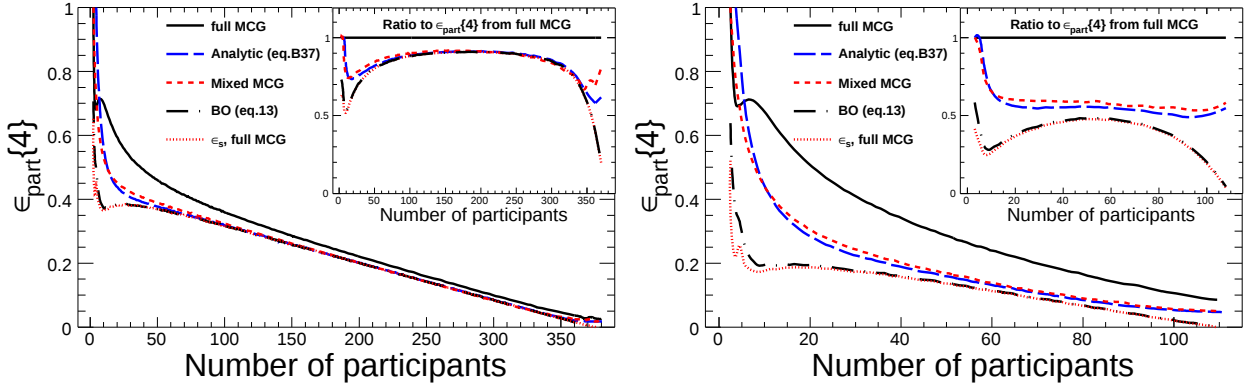
Megmutatjuk majd, hogy $\epsilon_{\text{part}}\{4\}$ sorfejtésében néhány $\mathcal{O}(1/N_{\text{part}}^3)$ rendű tag nem elhanyagolható, és meg kell tartani őket. A 79. ábra mutatja az $\epsilon_{\text{part}}\{4\}$ -ra vonatkozó eredményünket, ahol a Glauber modell két numerikus változatát (egy normál és egy eseménykevert verzióban, ahol a nukleonok függetlenek), a félanalitikus eredményünket az 5.4 alfejezetből, a hasonló számolás eredményét [313]-ból, valamint a standard excentricitást (ϵ_s) hasonlítjuk össze. Számolásunk mindkét atommag esetén egyezik az eseménykevert Glauber modell numerikus eredményével, hiszen a számolásban nem vettünk figyelembe korrelációkat a nukleonok között. Ellentétben [313]-tel, a Cu+Cu ütközésekre $\epsilon_{\text{part}}\{4\}$ nem egyezik meg ϵ_s -nal, különösen nagyon periférikus és közel centrális eseményekre.

Az elliptikus áramlás interpretációja tehát a kezdeti állapot anizotrópiájának pontos ismeretét igényli, amelyet az atommagok átfedési zónájának excentricitásával szokás jellemezni, amelyet természetes, értelmes, robusztus és célszerű a nukleon-nukleon kölcsönhatási pontok térbeli eloszlásából számítani, véges számú nukleont alapul véve. Azt találtuk, hogy az ezzel a résztvevő-excentricitással normált, eseménysík-módszerrel kiértékelt elliptikus áramlás paraméter lineárisan függ a részecskesűrűségtől, az atommagmérettől és ütközési energiától függetlenül, ahogy a [332, 333] jóslatok ígérték.

A következő, 5.4. alfejezetben röviden áttekintjük az excentricitás kumulánsaihoz lényegesen hozzájáruló nemtriviális tagok kiszámítását $\mathcal{O}(1/N_{\text{part}}^3)$ rendig, helyesbítve ezzel a korábban az irodalomban található eredményeket [313].

5.4. Az excentricitás momentumainak analitikus számítása

A [313] publikációban Bhalerao & Ollitrault (B&O) analitikusan levezette a résztvevő-excentricitás momentumait azzal a két helytelen feltételezéssel, hogy a résztvevő nukleonok helye egymástól független, és hogy az $1/N_{\text{part}}$ változó szerinti Taylor-sorban az $\mathcal{O}(1/N_{\text{part}})$ -nál magasabb rendű tagok elhagyhatók. Az alábbiakban kiterjesztjük B&O eredményét, kényszerűen megtartva ugyan az első feltételezést, de megtartva a Taylor-sor összes fontos tagját. Áltá-



79. ábra. Az $\epsilon_{part}\{4\}$ kumuláns N_{part} függvényében Au+Au (bal oldal) és Cu+Cu (jobb oldal) ütközésekben $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV energián az alapértelmezett numerikus Glauber modellből (felső görbék); az eseménykevert Glauber modellből (alsó görbék); a félanalitikus számításainkból (5.4. alfejezet); és a [313] publikációban szereplő, pontatlan közelítésből. A standard excentricitást (ϵ_s) is ábrázoltuk. A kis ábrák a különböző görbék értékeit a Glauber modell eredményeivel elosztva mutatják.

lánosítjuk a [313] publikáció (11)–(14) egyenletét, és megvizsgáljuk a (8) formulát. (A [313] publikáció egyenleteire *dőlt betűvel* hivatkozunk.)

Bármely f mennyiség átlagát sok eseményre az $\langle f \rangle$ szimbólummal, a résztvevő nukleonok számát $N \equiv N_{part}$ -tal jelöljük. A fluktuációk vizsgálatához egy eseményen belül a nukleonokra vett átlagot is bevezetjük: $\{f\} \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f_i$. Egy konkrét eseményenre az f mennyiség fluktuációját $\delta_f \equiv \{f\} - \langle f \rangle$ adja meg. Kényelmes az $\hat{f} \equiv f - \langle f \rangle$ mennyiséget is bevezetni, amelyre persze $\delta_f = \{\hat{f}\}$, és nyilván $\langle \delta_f \rangle = \langle \hat{f} \rangle = 0$. Elsőként a $\langle \delta_f \delta_g \rangle$ mennyiségeket számítjuk ki:

$$\begin{aligned} \langle \delta_f \delta_g \rangle &= \langle \{\hat{f}\} \{\hat{g}\} \rangle = \frac{1}{N_{ev} N^2} \sum_{n=1}^{N_{ev}} \sum_{i=1}^N \hat{f}_{i,(n)} \sum_{j=1}^N \hat{g}_{j,(n)} = \\ &= \frac{1}{N_{ev} N^2} \left(\sum_{i=1}^N \sum_{n=1}^{N_{ev}} \hat{f}_{i,(n)} \hat{g}_{i,(n)} + \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{n=1 \\ j \neq i}}^{N_{ev}} \hat{f}_{i,(n)} \hat{g}_{j,(n)} \right) = \frac{1}{N^2} \left(\sum_{i=1}^N \langle \hat{f}_i \hat{g}_i \rangle + \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i} \langle \hat{f}_i \hat{g}_j \rangle \right). \end{aligned}$$

Az összegek mind végesek, a sorrendjük felcserélhető. Ha a résztvevő nukleonokat véletlen sorrendben számozzuk, akkor $\langle f_i \rangle = \langle f \rangle$. Pl. az x^2 sok eseményre vett átlaga minden olyan nukleonra, amely mondjuk a 7-es sorszámot kapta, egyszerűen $\langle x^2 \rangle$ lesz. Tehát $\langle \hat{f}_i \rangle = \langle \hat{f} \rangle = 0$. Az $\langle \hat{f}_i \hat{g}_i \rangle$ mennyiségre: $\langle \hat{f}_i \hat{g}_i \rangle = \langle (\hat{f} \hat{g})_i \rangle = \langle \hat{f} \hat{g} \rangle$; $i \neq j$ esetén pedig: $\langle \hat{f}_i \hat{g}_j \rangle = \langle \hat{f}_i \rangle \langle \hat{g}_j \rangle = \langle \hat{f} \rangle \langle \hat{g} \rangle = 0$, mivel az i -edik és j -edik ($i \neq j$) résztvevő nukleon pozíciója minden eseményben független egymástól. A korrelációkat elhanyagolva tehát ezt kapjuk:

$$\langle \delta_f \delta_g \rangle = \frac{1}{N^2} \left(N \langle \hat{f} \hat{g} \rangle + N(N-1) \langle \hat{f} \rangle \langle \hat{g} \rangle \right) = \frac{\langle \hat{f} \hat{g} \rangle}{N} = \frac{\langle (f - \langle f \rangle)(g - \langle g \rangle) \rangle}{N} = \frac{\langle fg \rangle - \langle f \rangle \langle g \rangle}{N},$$

amely megegyezik a [313]-ben szereplő (11) formulával.

Ezt a számolást általánosíthatjuk magasabb rendben is, δ^3 -ra ekkor:

$$\langle \delta_f \delta_g \delta_h \rangle = \frac{\langle \hat{f} \hat{g} \hat{h} \rangle}{N^2}. \quad (1)$$

Ez a másodrendű (δ^2) tagokhoz képest egy $1/N$ faktoriall el van nyomva. A δ^4 tag már komplikáltabb lesz:

$$\langle \delta_f \delta_g \delta_h \delta_u \rangle = \frac{\langle \hat{f} \hat{g} \hat{h} \hat{u} \rangle}{N^3} + \frac{(N-1)}{N^3} \left(\langle \hat{f} \hat{g} \rangle \langle \hat{h} \hat{u} \rangle + \langle \hat{f} \hat{h} \rangle \langle \hat{g} \hat{u} \rangle + \langle \hat{f} \hat{u} \rangle \langle \hat{g} \hat{h} \rangle \right), \quad (2)$$

amely viszont $\mathcal{O}(1/N^2)$, azaz a nukleonok számában a δ^3 taggal azonos rendű. Az ötöd- és hatodrendű tagok is hasonlóan számolhatók. Minden olyan tag, amely elsőrendű mennyiség átlagával arányos (pl. $\langle \hat{f} \rangle$), eltűnik. A nem eltűnő tagok:

$$\begin{aligned} \langle \delta_f \delta_g \delta_h \delta_u \delta_v \rangle = & \frac{1}{N^4} \langle \hat{f} \hat{g} \hat{h} \hat{u} \hat{v} \rangle + \frac{N-1}{N^4} \left(\langle \hat{f} \hat{g} \hat{h} \rangle \langle \hat{u} \hat{v} \rangle + \langle \hat{f} \hat{g} \hat{u} \rangle \langle \hat{h} \hat{v} \rangle + \langle \hat{f} \hat{g} \hat{v} \rangle \langle \hat{h} \hat{u} \rangle + \langle \hat{f} \hat{h} \hat{u} \rangle \langle \hat{g} \hat{v} \rangle + \right. \\ & \left. + \langle \hat{f} \hat{h} \hat{v} \rangle \langle \hat{g} \hat{u} \rangle + \langle \hat{f} \hat{u} \hat{v} \rangle \langle \hat{g} \hat{h} \rangle + \langle \hat{g} \hat{h} \hat{u} \rangle \langle \hat{f} \hat{v} \rangle + \langle \hat{g} \hat{h} \hat{v} \rangle \langle \hat{f} \hat{u} \rangle + \langle \hat{g} \hat{u} \hat{v} \rangle \langle \hat{f} \hat{h} \rangle + \langle \hat{h} \hat{u} \hat{v} \rangle \langle \hat{f} \hat{g} \rangle \right) \end{aligned} \quad (3)$$

és

$$\begin{aligned} \langle \delta_f \delta_g \delta_h \delta_u \delta_v \delta_w \rangle = & \frac{1}{N^5} \left[\langle \hat{f} \hat{g} \hat{h} \hat{u} \hat{v} \hat{w} \rangle + (N-1) \left(\langle \hat{f} \hat{g} \hat{h} \hat{u} \rangle \langle \hat{v} \hat{w} \rangle + 14 \text{ perm.} \right) + \right. \\ & \left. + (N-1) \left(\langle \hat{f} \hat{g} \hat{h} \rangle \langle \hat{u} \hat{v} \hat{w} \rangle + 9 \text{ perm.} \right) + (N-1)(N-2) \left(\langle \hat{f} \hat{g} \rangle \langle \hat{h} \hat{u} \rangle \langle \hat{v} \hat{w} \rangle + 14 \text{ perm.} \right) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

Általánosságban az $1/N$ szerinti sorfejtésben a domináns tagok azok, amelyek bilineárisok szorzatai, pl. $\langle \hat{f} \hat{g} \rangle$ ha a δ kitevője páros, illetve amelyek bilineárisok és trilineárisok szorzatai, ha a δ kitevője páratlan. Tehát $\mathcal{O}(\delta^{2n-1}) = \mathcal{O}(1/N^n)$ ha $n > 1$ és $\mathcal{O}(\delta^{2n}) = \mathcal{O}(1/N^n)$ ha $n \geq 1$. Ez azt jelenti, hogy minden tagot figyelembe kell vennünk $\mathcal{O}(\delta^4)$ rendig, ha minden $\mathcal{O}(1/N^2)$ rendű tagot meg akarunk tartani, illetve $\mathcal{O}(\delta^6)$ rendig, ha a vezető rendet meg akarjuk tartani az $\epsilon_s \rightarrow 0$ esetben (ld. alább).

A [313]-ben található (8) egyenlethez vezető Taylor-sor nem alkalmazható általánosan, mert implicit módon feltételezi, hogy $1/(N\epsilon_s^2) \ll 1$. Mivel $\epsilon_s \rightarrow 0$ centrális ütközésekre, ez a mennyiség nem feltétlenül kicsi, és a sorfejtés centrális ütközésekre formálisan divergál. Szerencsére a (8) egyenlet nem is szükséges a (12)–(14) egyenletek levezetéséhez.

Ahhoz, hogy kiszámítsuk az $\epsilon_{\text{part}}^2 \{2\}^2 = \langle \epsilon_{\text{part}}^2 \rangle$ értéket, először ki kell fejeznünk ϵ_{part}^2 -et a δ mennyiségekkel. A definíció szerint:

$$\epsilon_{\text{part}}^2 = \frac{(\sigma_y^2 - \sigma_x^2)^2 + 4\sigma_{xy}^2}{(\sigma_y^2 + \sigma_x^2)^2}. \quad (5)$$

Ezután [313]-t követve:

$$\sigma_x^2 = \{x^2\} - \{x\}^2 = \langle x^2 \rangle + \delta_{x^2} - \delta_x^2 \quad (6)$$

$$\sigma_y^2 = \{y^2\} - \{y\}^2 = \langle y^2 \rangle + \delta_{y^2} - \delta_y^2 \quad (7)$$

$$\sigma_{xy} = \{xy\} - \{x\}\{y\} = \delta_{xy} - \delta_x \delta_y \quad (8)$$

és felhasználva, hogy $\langle x \rangle = \langle y \rangle = \langle xy \rangle = \langle xy^n \rangle = \langle x^n y \rangle = 0$. Ez a következő egzakt eredményhez vezet:

$$\epsilon_{\text{part}}^2 = \left[\epsilon_s^2 + \frac{2\epsilon_s \delta_{y^2-x^2}}{\langle r^2 \rangle} + \frac{\delta_{y^2-x^2}^2}{\langle r^2 \rangle^2} + \frac{4\delta_{xy}^2}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{2\epsilon_s(\delta_y^2 - \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle} - \frac{2\delta_{y^2-x^2}(\delta_y^2 - \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{8\delta_{xy}\delta_x\delta_y}{\langle r^2 \rangle^2} + \frac{(\delta_y^2 - \delta_x^2)^2}{\langle r^2 \rangle^2} + \frac{4\delta_x^2\delta_y^2}{\langle r^2 \rangle^2} \right] \times \left[1 + \frac{\delta_{r^2}}{\langle r^2 \rangle} - \frac{(\delta_y^2 + \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle} \right]^{-2}, \quad (9)$$

ahol $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle$. A nevező második és harmadik tagja tényleg kicsi ($\ll 1$), tehát biztonságosan Taylor-sorba fejthető. A vezető tagok ϵ_s^2 és $\mathcal{O}(\epsilon_s^0/N)$. Minden $\mathcal{O}(\delta^3)$ vagy magasabb rendű tagra $\mathcal{O}(\epsilon_s^0/N^2)$ és elhagyható, hiszen legalább egy $1/N$ szorzóval kisebbek, mindenféle kompenzáló $1/\epsilon_s$ szorzók nélkül. Tehát ezt kapjuk:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{part}}^2 &= \epsilon_s^2 + \frac{2\epsilon_s \delta_{y^2-x^2}}{\langle r^2 \rangle} - \frac{2\epsilon_s^2 \delta_{r^2}}{\langle r^2 \rangle} + \frac{\delta_{y^2-x^2}^2}{\langle r^2 \rangle^2} + \frac{4\delta_{xy}^2}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{2\epsilon_s(\delta_y^2 - \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle} - \frac{4\epsilon_s \delta_{r^2} \delta_{y^2-x^2}}{\langle r^2 \rangle^2} + \\ &+ \frac{2\epsilon_s^2(\delta_y^2 + \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle} + \frac{3\epsilon_s^2 \delta_{r^2}^2}{\langle r^2 \rangle^2} + \mathcal{O}(\epsilon_s^0 \delta^3) + \mathcal{O}(\epsilon_s^0 \delta^4) + \mathcal{O}(\epsilon_s^0 \delta^5) + \mathcal{O}(\epsilon_s^0 \delta^6) + \dots \end{aligned} \quad (10)$$

Ez ugyanaz az eredmény, mint [313]-ben a (12) egyenlet, de azt is megmutattuk, hogy minden további tag szubdomináns:

$$\langle \epsilon_{\text{part}}^2 \rangle = \epsilon_s^2 + \frac{1}{N \langle r^2 \rangle^2} [(1 + 3\epsilon_s^2) \langle r^4 \rangle + 4\epsilon_s \langle r^4 \cos 2\phi \rangle] + \mathcal{O}\left(\frac{\epsilon_s^0}{N^2}\right) + \dots \quad (11)$$

Hasonlóan, a (14) egyenlet [313]-ben jól viselkedik és helyesen tartalmaz minden vezető tagot. Nem ez a helyzet a (8) egyenlet sorfejtésével, amely nem konvergál az $\epsilon_s \rightarrow 0$ határesetben.

Az $\epsilon_{\text{part}}\{4\}^4$ kiszámításánál [313]-ből tudjuk, hogy az $\mathcal{O}(\epsilon_s^2/N)$ rendű tagok kiesnek, és az ϵ_s^4 tagot hagyják látszólag domináns szerepben. Fontos azonban ellenőriznünk, hogy minden névlegesen magasabb rendű tag tényleg kicsi-e. A számításunk szervezése érdekében írjuk a (9) egyenlet sorfejtését a következő alakba:

$$\epsilon_{\text{part}}^2 = \epsilon_s^2 + \mathcal{A} + \mathcal{B} + \mathcal{C} + \mathcal{D} + \dots \quad (12)$$

ahol $\mathcal{A}$ tartalmazza az összes $\mathcal{O}(\delta)$ rendű, $\mathcal{B}$ az összes $\mathcal{O}(\delta^2)$ rendű tagot, és így tovább. Ezenkívül, definiáljuk a következő határértékeket: $\mathcal{B}_0 = \lim_{\epsilon_s \rightarrow 0} \mathcal{B}$ és $\mathcal{C}_0 = \lim_{\epsilon_s \rightarrow 0} \mathcal{C}$ stb, így

$$\lim_{\epsilon_s \rightarrow 0} \epsilon_{\text{part}}^2 = \mathcal{B}_0 + \mathcal{C}_0 + \mathcal{D}_0. \quad (13)$$

Kiírva, a következő egyenletekre lesz szükségünk:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &\equiv \frac{2\epsilon_s \delta_{y^2-x^2}}{\langle r^2 \rangle} - \frac{2\epsilon_s^2 \delta_{r^2}}{\langle r^2 \rangle} \\ \mathcal{B} &\equiv \frac{\delta_{y^2-x^2}^2 + 4\delta_{xy}^2}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{2\epsilon_s(\delta_y^2 - \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle} - \frac{4\epsilon_s \delta_{r^2} \delta_{y^2-x^2}}{\langle r^2 \rangle^2} + \end{aligned} \quad (14)$$

$$+ \frac{2\epsilon_s^2(\delta_y^2 + \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle} + \frac{3\epsilon_s^2\delta_{r^2}^2}{\langle r^2 \rangle^2} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{C} \equiv & -\frac{2\delta_{y^2-x^2}(\delta_y^2 - \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{8\delta_{xy}\delta_x\delta_y}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{2\delta_{y^2-x^2}^2\delta_{r^2}}{\langle r^2 \rangle^3} - \\ & - \frac{8\delta_{xy}^2\delta_{r^2}}{\langle r^2 \rangle^3} + \frac{4\epsilon_s\delta_{r^2}(\delta_y^2 - \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle^2} + \frac{4\epsilon_s\delta_{y^2-x^2}(\delta_y^2 + \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle^2} + \\ & + \frac{6\epsilon_s\delta_{r^2}^2\delta_{y^2-x^2}}{\langle r^2 \rangle^3} - \frac{6\epsilon_s^2\delta_{r^2}(\delta_y^2 + \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{4\epsilon_s^2\delta_{r^2}^3}{\langle r^2 \rangle^3} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\mathcal{B}_0 \equiv \frac{\delta_{y^2-x^2}^2 + 4\delta_{xy}^2}{\langle r^2 \rangle^2} \quad (17)$$

$$\mathcal{C}_0 \equiv -\frac{2\delta_{y^2-x^2}(\delta_y^2 - \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{8\delta_{xy}\delta_x\delta_y}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{2(\delta_{y^2-x^2}^2 + 4\delta_{xy}^2)\delta_{r^2}}{\langle r^2 \rangle^3} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_0 \equiv & \frac{(\delta_y^2 + \delta_x^2)^2}{\langle r^2 \rangle^2} + \frac{4\delta_{r^2}\delta_{y^2-x^2}(\delta_y^2 - \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle^3} + \frac{16\delta_{xy}\delta_x\delta_y\delta_{r^2}}{\langle r^2 \rangle^3} + \\ & + \frac{2(\delta_{y^2-x^2}^2 + 4\delta_{xy}^2)(\delta_y^2 + \delta_x^2)}{\langle r^2 \rangle^3} + \frac{3(\delta_{y^2-x^2}^2 + 4\delta_{xy}^2)\delta_{r^2}^2}{\langle r^2 \rangle^4}. \end{aligned} \quad (19)$$

Most már kiszámíthatjuk $\epsilon_{\text{part}}\{4\}^4$ -t:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{part}}\{4\}^4 & \equiv 2\langle \epsilon_{\text{part}}^2 \rangle^2 - \langle \epsilon_{\text{part}}^4 \rangle \\ & = \epsilon_s^4 - \langle \mathcal{A}^2 \rangle + 2\epsilon_s^2 \langle \mathcal{B} \rangle + 2\epsilon_s^2 \langle \mathcal{C}_0 \rangle - 2\langle \mathcal{AB} \rangle + \\ & \quad + 2\epsilon_s^2 \langle \mathcal{D}_0 \rangle - 2\langle \mathcal{AC} \rangle + 2\langle \mathcal{B} \rangle^2 - \langle \mathcal{B}^2 \rangle + \\ & \quad + 4\langle \mathcal{B}_0 \rangle \langle \mathcal{C}_0 \rangle - 2\langle \mathcal{B}_0\mathcal{C}_0 \rangle + 4\langle \mathcal{B}_0 \rangle \langle \mathcal{D}_0 \rangle - 2\langle \mathcal{B}_0\mathcal{D}_0 \rangle - \langle \mathcal{C}_0^2 \rangle \end{aligned} \quad (20)$$

ahol minden tagot megtartottunk $\mathcal{O}(1/N)$ rendig, és az ϵ_s -ben vezető tagokat $\mathcal{O}(1/N^2)$ és $\mathcal{O}(1/N^3)$ rendben. Az (20) egyenlet tagjait egyenként számítjuk ki, elhagyva azokat a tagokat, amelyek $\epsilon_{\text{part}}\{4\}^4$ -hez $\mathcal{O}(\epsilon_s^4/N^2)$ vagy $\mathcal{O}(\epsilon_s^n/N^3)$ rendben járulnának hozzá, minden $n > 0$ -ra. Megjegyezzük, hogy $\langle r^m \cos 2n\phi \rangle = \mathcal{O}(\epsilon_s^n)$. Ez a következő kifejezésekhez vezet:

$$\langle \mathcal{B} \rangle = \frac{1}{N\langle r^2 \rangle^2} [(1 + 3\epsilon_s^2) \langle r^4 \rangle + 4\epsilon_s \langle r^4 \cos 2\phi \rangle] \quad (21)$$

$$\langle \mathcal{B}_0 \rangle = \frac{\langle r^4 \rangle}{N\langle r^2 \rangle^2} \quad (22)$$

$$\langle \mathcal{A}^2 \rangle = \frac{1}{N\langle r^2 \rangle^2} [(2\epsilon_s^2 + 4\epsilon_s^4) \langle r^4 \rangle + 8\epsilon_s^3 \langle r^4 \cos 2\phi \rangle + 2\epsilon_s^2 \langle r^4 \cos 4\phi \rangle] \quad (23)$$

$$\langle \mathcal{C}_0 \rangle = \frac{1}{N^2} \left[-\frac{2\langle r^6 \rangle}{\langle r^2 \rangle^3} \right] \quad (24)$$

$$\langle \mathcal{AB} \rangle = \frac{1}{N^2} \left[-6\epsilon_s^2 \frac{\langle r^6 \rangle}{\langle r^2 \rangle^3} - 2\epsilon_s \frac{\langle r^6 \cos 2\phi \rangle}{\langle r^2 \rangle^3} \right] \quad (25)$$

$$\langle \mathcal{D}_0 \rangle = \frac{1}{N^2} \left[2 - \frac{\langle r^4 \rangle}{\langle r^2 \rangle^2} + \frac{3 \langle r^4 \rangle^2}{\langle r^2 \rangle^4} \right] \quad (26)$$

$$\langle \mathcal{AC} \rangle = \frac{1}{N^2 \langle r^2 \rangle^4} \left[10 \epsilon_s^2 \langle r^4 \rangle^2 + 8 \epsilon_s \langle r^4 \rangle \langle r^4 \cos 2\phi \rangle \right] \quad (27)$$

$$\langle \mathcal{B} \rangle^2 = \frac{1}{N^2 \langle r^2 \rangle^4} \left[(1 + 6 \epsilon_s^2) \langle r^4 \rangle^2 + 8 \epsilon_s \langle r^4 \rangle \langle r^4 \cos 2\phi \rangle \right] \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{B}^2 \rangle = \frac{1}{N^2} & \left[4 \epsilon_s^2 - 2 \epsilon_s^2 \frac{\langle r^4 \rangle}{\langle r^2 \rangle^2} + (2 + 14 \epsilon_s^2) \frac{\langle r^4 \rangle^2}{\langle r^2 \rangle^4} + \right. \\ & \left. + 16 \epsilon_s \frac{\langle r^4 \rangle \langle r^4 \cos 2\phi \rangle}{\langle r^2 \rangle^4} \right] + \frac{\langle r^8 \rangle - 2 \langle r^4 \rangle^2}{N^3 \langle r^2 \rangle^4} \end{aligned} \quad (29)$$

$$\langle \mathcal{B}_0 \mathcal{C}_0 \rangle = \frac{1}{N^3} \left[\frac{4 \langle r^4 \rangle^2}{\langle r^2 \rangle^4} - \frac{8 \langle r^4 \rangle \langle r^6 \rangle}{\langle r^2 \rangle^5} \right] \quad (30)$$

$$\langle \mathcal{B}_0 \mathcal{D}_0 \rangle = \frac{1}{N^3} \left[\frac{2 \langle r^4 \rangle}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{2 \langle r^4 \rangle^2}{\langle r^2 \rangle^4} + \frac{6 \langle r^4 \rangle^3}{\langle r^2 \rangle^6} \right] \quad (31)$$

$$\langle \mathcal{C}_0^2 \rangle = \frac{1}{N^3} \left[\frac{4 \langle r^4 \rangle}{\langle r^2 \rangle^2} - \frac{8 \langle r^4 \rangle^2}{\langle r^2 \rangle^4} + \frac{8 \langle r^4 \rangle^3}{\langle r^2 \rangle^6} \right]. \quad (32)$$

A tagokat összerendezve megkapjuk a végeredményt:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{part}} \{4\}^4 = & \epsilon_s^4 + \frac{1}{N \langle r^2 \rangle^2} [2 \epsilon_s^4 \langle r^4 \rangle - 2 \epsilon_s^2 \langle r^4 \cos 4\phi \rangle] + \\ & + \frac{1}{N^2} \left[8 \epsilon_s^2 \frac{\langle r^6 \rangle}{\langle r^2 \rangle^3} + 4 \epsilon_s \frac{\langle r^6 \cos 2\phi \rangle}{\langle r^2 \rangle^3} - 16 \epsilon_s^2 \frac{\langle r^4 \rangle^2}{\langle r^2 \rangle^4} - 16 \epsilon_s \frac{\langle r^4 \rangle \langle r^4 \cos 2\phi \rangle}{\langle r^2 \rangle^4} \right] + \\ & + \frac{1}{N^3} \left[\frac{2 \langle r^4 \rangle^2}{\langle r^2 \rangle^4} - \frac{\langle r^8 \rangle}{\langle r^2 \rangle^4} + \frac{8 \langle r^4 \rangle \langle r^6 \rangle}{\langle r^2 \rangle^5} - \frac{8 \langle r^4 \rangle^3}{\langle r^2 \rangle^6} \right] + \\ & + \mathcal{O} \left(\frac{\epsilon_s^4}{N^2} \right) + \mathcal{O} \left(\frac{\epsilon_s^2}{N^3} \right) + \mathcal{O} \left(\frac{\epsilon_s^0}{N^4} \right) + \mathcal{O} \left(\frac{\epsilon_s^0}{N^5} \right) + \dots, \end{aligned} \quad (33)$$

ahol most már minden vezető tag szerepel. Azok a tagok, amelyeket elhagytunk, legalább egy $1/N$ faktorral kisebbek a vezető tagoknál, kompenzáló $1/\epsilon_s$ szorzók nélkül. A [313] publikációból hiányzik az $\mathcal{O}(1/N^2)$ rendű tag, és ami még fontosabb, az $\mathcal{O}(1/N^3)$ rendű tag is. Cu+Cu ütközésekben az $\mathcal{O}(1/N^3)$ rendű tag összehasonlítható nagyságú a "vezető" ϵ_s^4 taggal. Centrális ütközésekben, ahol ϵ_s eltűnik, az $\mathcal{O}(1/N^3)$ tag válik dominánssá, és semmiképpen nem hagyható el. Sikerült tehát lényegesen pontosítanunk és kijavítanunk a szakirodalomban hibásan szereplő számítást.

6. Új típusú részecskekorrelációk megfigyelése

Az eddigi fejezetekben láttuk, hogy a sok hasonlóság és szabályosság ellenére a nehézion-ütközésekben keletkezett töltött részecskék eloszlásai nem egyszerűen az egyes nukleon-nukleon ütközésekre jellemző eloszlások összegei, szuperpozíciói. Az ütközésben keletkezett nagy nyomású, hőmérsékletű, energiasűrűségű anyag oldalirányban is relativisztikus sebességgel tágul, ami megmutatkozik a különböző tömegű részecskék transzverzális-impulzus eloszlásainak különbségeiben. A nagy transzverzális impulzusú részecskék elnyomása a $p+p$ és $d+Au$ ütközésekhez képest szintén egy hadronanyagtól jóval erősebben kölcsönható közeg létrejöttét mutatja (hideg hadronanyagban RHIC energiákon midrapiditásnál csak 10% körüli elnyomás várható, míg $Au+Au$ ütközésekben a részecskehozam 80%-kal lecsökkent [339]). A kis impulzusú részecskék, tehát a részecskék nagy többségének száma, szögeloszlása pedig arra utal, hogy az ultrarelativisztikus nehézion-ütközésekben fellép a parton telítés jelensége, amely ismét egy elemi ütközésektől (legalább mennyiségileg) eltérő tulajdonság. Bár az említett egyrészecske-eloszlások kísérleti vizsgálatai nem tartoznak a legegyszerűbben megvalósítható mérések közé, mégis nagyon egyszerű, alapvető kérdéseket válaszolnak meg.

Koncepcionálisan egy lépéssel bonyolultabb, kísérletileg azonban gyakran egyszerűbb módszereket igényel a kétrészecske-eloszlások, kétrészecske-korrelációk mérése. A 4.3.4. fejezetben tárgyalt elliptikus áramlás is tulajdonképpen egy részecskék közötti korreláció, hiszen ezek keletkezési hatáskeresztmetszete nem független az impakt paraméter irányától, következésképpen egymás között is korrelációt mutatnak e kitüntetett irány létezése miatt.

A kétrészecske-korrelációkhoz általánosságban azonban a fizikai jelenségeknek egy jóval gazdagabb köre járul hozzá. Korrelációkhoz vezet akár egy bomló részecske is, a leányai révén. A kvarkbezárás és színsemlegesség elve miatt kialakuló *jet*-ek is fontos példák két-, illetve sokrészecske-korrelációra. Az egészen közeli impulzussal rendelkező azonos részecskék között kvantum-interferencia jelenségek, Bose-Einstein kondenzátumok, alapvető kvantummechanikai jelenségek is megfigyelhetők, amelyek indirekt információt szolgáltatnak a részecskéket kisu-gárhozó közeg geometriai (téridőbeli) méreteiről.

Megállapíthatjuk, hogy a részecskék közötti korrelációk fontosak az ütközésben létrehozott erősen kölcsönható, újszerű anyag indirekt vizsgálatában, amelyet azonban megnehezít az ismert effektusokból származó korrelációk "háttere". Meglehetősen nehéz, ha nem lehetetlen olyan kétrészecske-korrelációt kimutatni, amely tisztán szétválasztható az összes többi ismert jelenségtől. Az elliptikus áramlás kollektív jelenségének vizsgálatában is az okozza a legnagyobb nehézséget, hogy egy naiv módon kiértékelt korrelációs függvény számos ismert, a mi szempontunkból zavaró jelenség járulékát is tartalmazza.

Ebben a fejezetben viszont egy olyan új típusú kétrészecske-korrelációt mutatok be, amelynek kísérleti megfigyelése a tudományos közösség számára jelentős meglepetést okozott, és amelynek interpretációja máig kihívást jelent. Metodikai előnye, hogy meglehetősen jól szét-

választható, elkülöníthető az eddig feltárt és megmagyarázott korrelációs jelenségektől, és feltehető, hogy információt szolgáltat a létrehozott sűrű közeg tulajdonságairól. Ezt a jelenséget először és a mai napig a legnagyobb szögtartományban nehézion-ütközésekben figyeltük meg a RHIC gyorsítónál, majd az egészen közeli múltban az LHC energián is (a PHOBOS, illetve a CMS kísérletekben). Óriási meglepetést okozott, hogy hasonló korreláció megjelent a proton-proton ütközésekben is az LHC energián, de kizárólag azokban az ütközésekben, amelyekben egyébként rendkívül sok töltött részecske keletkezett. Emiatt a megmaradási törvények esetleges szerepe nem lehet mérvadó, hanem valóban valamilyen új, dinamikai effektusról lehet szó. Ezt az utóbbi eredményünket sokan az LHC első "felfedezésének" tekintik, azaz az első nem várt, minőségileg új jelenségnek az ember által laboratóriumban eddig elért legnagyobb ütközési energián. Ennek a jelentőségét azonban a Standard Modellen túli fizikai jelenségek, illetve a Higgs részecske keresése és az ezzel kapcsolatos közeljövőben várt eredmények valószínűleg háttérbe szorítják majd.

Először a nehézion-ütközésekben talált új típusú kétrészecske-korrelációkat mutatom be két különböző ütközési energián, a RHIC és LHC gyorsítóknál. Ezután rátérek az ezekhez nagyon hasonló korrelációk felfedezésére nagy multiplicitású proton-proton ütközésekben.

Saját részvételem ebben a kutatásban a legelső lépéseknél, a PHOBOS kísérletben kezdődött, ahol az én feladatom volt ezeknek a teljesen újszerű eredményeknek a részletes felülvizsgálata, belső bírálata, és annak biztosítása, hogy nem mérési hibáról van szó. Az eredményeinket ennél fogva számos konferencián bemutathattam a kísérlet nevében. Ezután a vizsgálatok időben először az LHC nagy multiplicitású $p+p$ ütközéseiben folytatódtak, ahol a BSC detektorok segítségével erre a vizsgálatra előre készülve javasoltam és létrehoztam egy ilyen, nagy multiplicitású eseményeket kiválogató *trigger*t, amely ma is működik. Ez végül sajnos a váratlanul nagy multiplicitások miatt nem bizonyulhatott eléggé szelektívnek, ezért szerzőtársaim kidolgoztak egy alternatív, sokkal komplikáltabb és hatékonyabb megoldást az eseményválogatásra, amely ebben a mérésben a legnagyobb technikai feladatot jelentette. Az adatkiértékelés pontosan a PHOBOS kísérletben létrejött csoportban zajlott itt a CMS esetén is. Itt főleg felügyeleti szerepet kaptam, a CMS kísérlet lágy QCD jelenségekkel foglalkozó alcsoportjának vezetőjeként, amely csoportba ez a munka is tartozott. Végül a CMS nehézion-csoportjának vezetőjeként követhettem és segíthettem az LHC Pb+Pb ütközéseiben végzett korrelációs vizsgálatot és annak publikálását, amely az előzőekkel módszertani szempontból azonos volt.

6.1. Kétrészecske-korrelációk nehézion-ütközésekben

Ebben az alfejezetben kétrészecske-korrelációs vizsgálatokat tárgyalunk Au+Au ütközésekben a PHOBOS kísérletben a RHIC gyorsítónál végzett, valamint néhány évvel később Pb+Pb ütközésekben a CMS kísérletben az LHC gyorsítónál végzett méréseink bemutatásával. Az alkalmazott adatkiértékelési módszerek és a lefedett szögtartomány is hasonló volt a két esetben.

6.1.1. Vizsgálatok RHIC energián

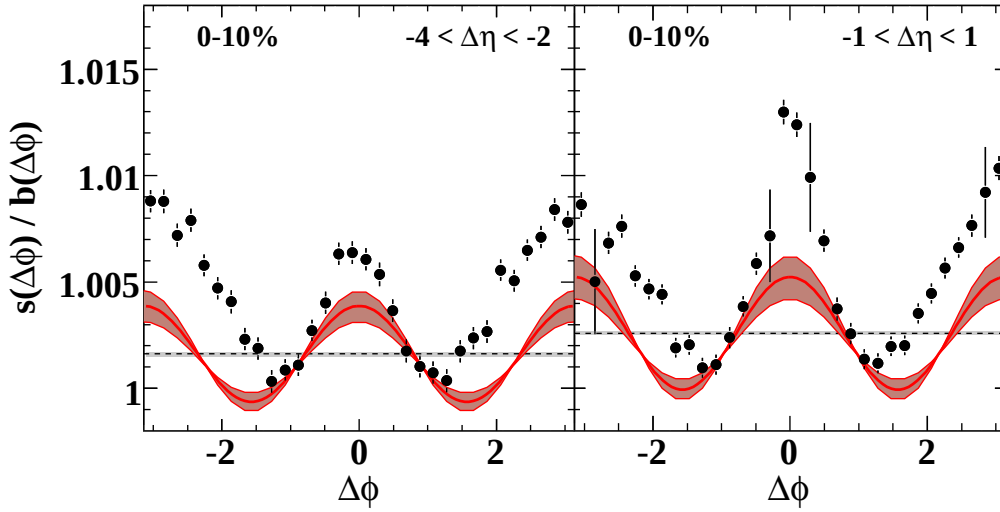
A kétrészecske-korrelációk vizsgálatának egyik motivációja, hogy az eddig tárgyalt kísérleti eredmények alapján megállapítottuk, hogy a nagy transzverzális impulzusú hadronok nehézion-ütközésekben elnyomást szenvednek, illetve a kemény szórás után a nagy energiájú partonok energiát veszítenek a létrehozott közegben. Ennek az elvesztett energiának jelen kell lennie a végállapotú részecskék között szétosztva, természetes igény tehát annak vizsgálata, hogy ez hogyan történik, azaz milyen korrelációkat mutat egy-egy nagy energiájú részecske (*trigger* részecske, nem összetévesztendő az eseményválogatásnál alkalmazott *triggerrel*), és az ütközésben keletkezett többi részecske (asszociált részecskék). A egyik, kísérletileg legegyszerűbben mérhető mennyiség az azonosítatlan töltött részecskepárok szöghkorrelációja, azaz a két részecske azimut- és polárszöge (pontosabban pszeudorapiditása) közötti különbség ($\Delta\phi$ és $\Delta\eta$) eloszlása. Ennek mérése a PHOBOS (RHIC) és CMS (LHC) kísérletekben a teljes azimutszög(ϕ)-tartományban és igen széles η -tartományban végezhető el; ennek a jelentősége az alábbiakból kitűnik majd.

Ismert, hogy az ütközésben keletkezett *jet* azimutálisan átellenes oldalán egy $\Delta\phi = \pi$ körüli, ún. "túloldali" struktúra jelentkezik, amely a $\Delta\phi$ változóban szélesebb, mint a p+p ütközések esetén [340,341]. Emellett egy korrelációs maximum $\Delta\phi \approx 0$ körül is megjelenik, amely a STAR kísérlet adatai szerint kiterjed a $|\Delta\eta| < 1.7$ tartományra [341–343]. Ennek a struktúrának az eredete nem tisztázott, de sokféle javaslat született rá [344–349]. Ezért a $p_T > 2.5$ GeV/c feletti transzverzális impulzusú részecskék és a többi hadron korrelációját a PHOBOS kísérletben is megmértük 200 GeV nukleonpáronkénti ütközési energián, de kiterjesztve a mérési tartományt $|\Delta\eta| \approx 4$ -ig, ezzel leszűkítve a lehetséges magyarázatok körét.

Az egy *trigger* részecskére eső korrelált részecskehozzamot, amelyet $\frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N_{ch}}{(d\Delta\phi)(d\Delta\eta)}$ -ként írhatunk, a következő módon közelítjük meg kísérletileg:

$$B(\Delta\eta) \left[\frac{s(\Delta\phi, \Delta\eta)}{b(\Delta\phi, \Delta\eta)} - a(\Delta\eta) [1 + 2V(\Delta\eta) \cos(2\Delta\phi)] \right]$$

ahol $s(\Delta\phi, \Delta\eta)$ az azonos eseményekből vett *trigger*- és tetszőleges másik részecske szöghkülönbség-eloszlása ("jel"), $b(\Delta\phi, \Delta\eta)$ pedig ugyanez, csak a két részecskét különböző eseményekből véve (korrelálatlan "háttér"). $B(\Delta\eta)$ a korrelációt a feltételes részecskehozzammá alakító függvény, amely az egyrészecske-eloszlás ($dN/d\eta$) és a *trigger* részecskék normált η -eloszlásának konvolúciója. Mivel a korrelálatlan háttér definíció szerint nem tartalmazza az elliptikus áramlás járulékát, azt külön le kell vonni a jelből. Ezt a járulékot a $V(\Delta\eta) = \langle v_2^{trig} \rangle \langle v_2^{assoc} \rangle$ együtthatóval közelíthetjük [323]. Az elliptikus áramlás nagysága minden szükséges fázistér-tartományra a PHOBOS kísérletben kiértékelt egyrészecske-eredményeinkből származik, amelyek megadják a v_2 értékét az N_{part} , p_T és η függvényében [319], faktorizálást feltételezve a változók között. Az $a(\Delta\eta) \approx 1$ normálási faktor az azonos és a kevert események multiplicitása közötti kis eltéréseket foglalja magába. Ennek értékét a vitatható, de mindenesetre egyszerű és praktikus,

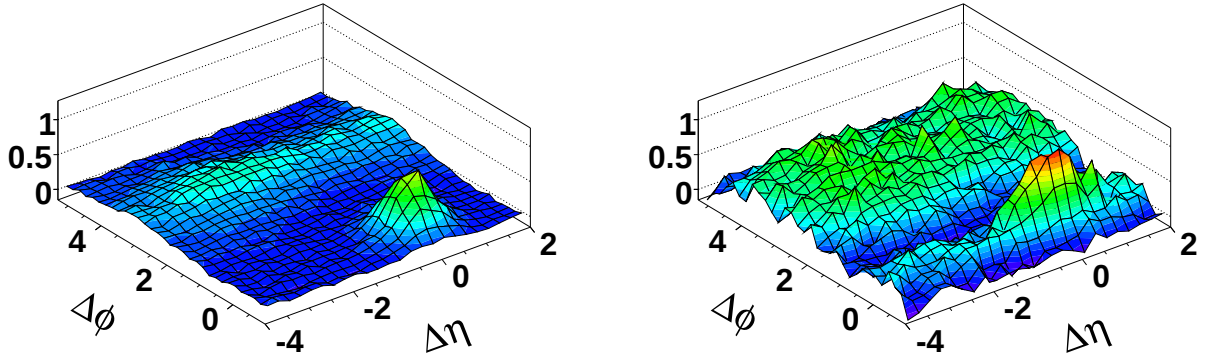


80. ábra. A hosszútávú (bal oldal) és rövidtávú (jobb oldal) korrelációk esetén a jel és a háttér aránya a 10% legcentrálisabb ütközésre. Az elliptikus áramlás becsült járulékát és annak bizonytalanságát a folytonos vonal és a színes sáv jelöli. A ZYAM paraméter bizonytalanságát a vízszintes szürke sáv vastagsága jelzi.

empirikus "zéró hozam a minimumnál" elnevezésű (*zero yield at minimum, ZYAM*) eljárással definiáltuk [350], azaz előírtuk, hogy az elliptikus áramlás levonása után pozitív maradjon a korrelációs függvény, de elérje a nullát a minimumánál. Ezt a levonási eljárást illusztrálja a 80. ábra, amelyen az elliptikus áramlás járulékát és annak bizonytalanságát a piros sávval, az $a(\Delta\eta)$ normálási faktor bizonytalanságát pedig a szürke sávval jelöltük. Fontos megjegyezni, hogy az elliptikus áramlás járulékának amplitúdója nem szabad paraméter, hanem azt a v_2 -re vonatkozó mérések egyértelműen meghatározzák [351].

Célszerű lesz a nehézion-ütközésekben kapott eredményeket a PYTHIA modell [99] p+p ütközéseivel összehasonlítani (ehhez a PHOBOS kísérlet sajnos nem rendelkezik elegendő p+p adattal). A 81. ábra bal oldala mutatja a korrelációs függvényt a PYTHIA modellben, amelyen látható a *jet* fragmentációs csúcs $\Delta\phi = \Delta\eta = 0$ közelében, és a túloldali struktúra $\Delta\phi = \pi$ körül, amely hasonlóan keskeny a $\Delta\phi$ változóban, mint az azonos oldali csúcs, viszont elkent $\Delta\eta$ -ban, hiszen a kemény szórásban résztvevő partonok tömegközépponti rendszere a nyalábirányban jelentős, ütközésként más-más sebességgel mozoghat. Ehhez képest Au+Au ütközésekben a részecskekeltés jelentősen módosul, ahogy azt a 81. ábra jobb oldalán láthatjuk. Egyrészt, a túloldali részecskekorreláció a $\Delta\phi$ változóban kiszélesedik, másrészt az azonos oldali csúcs $\Delta\phi \approx 0$ -nál most már egy hosszúkas "hegygerinc" tetején ül, amely kiterjed $|\Delta\eta| \approx 4$ -ig, és még ott sem látszik csökkenni az erőssége.

Ezen új, azonos oldali struktúra vizsgálatához integrálhatjuk a korrelált részecskehozamot a $|\Delta\phi| < 1$ tartományban, a $\Delta\eta$ függvényében, ahogy azt a 82. ábra bal oldalán ábrázoltuk. Az Au+Au ütközések legcentrálisabb 30%-ában tehát 0.25 korrelált részecskét találhatunk át-

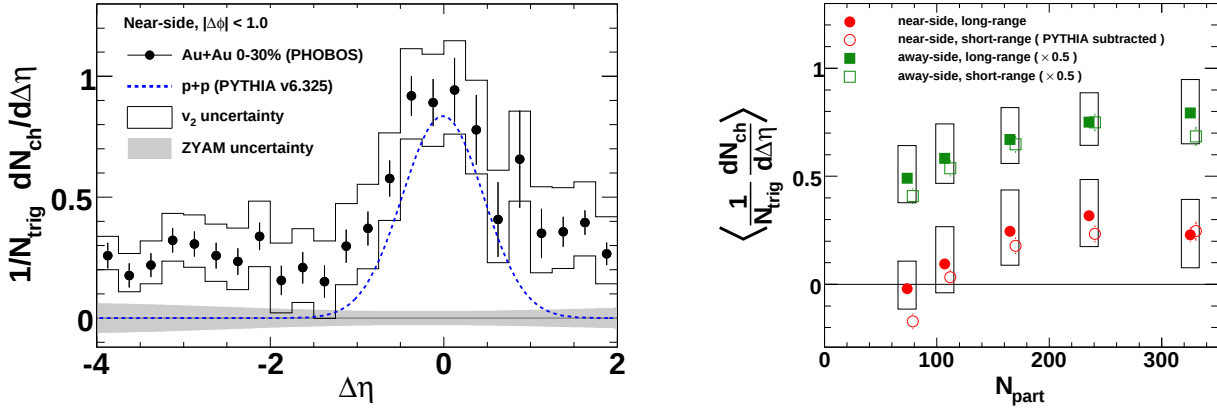


81. ábra. Az egy *trigger* részecskére ($p_T^{trig} > 2.5$ GeV/c) eső korrelált részecskehozam a $\Delta\eta$ és $\Delta\phi$ függvényében $\sqrt{s_{(NN)}} = 200$ GeV energián a PYTHIA modellben p+p ütközésekre (bal oldal), valamint Au+Au ütközésekben a 0-30% centralitás-osztályban (jobb oldal) a PHOBOS kísérletből [351].

lagosan, pszeudorapiditás-egységenként, η -tól nagyjából függetlenül.

A 82. ábra jobb oldalán a fenti "hegygerinc" alakú korrelációhoz tartozó integrált részecskehozam látható a centralitás függvényében a hosszútávú (teli adatpontok), illetve rövidtávú (üres adatpontok) esetében, az utóbbiból már levonva a *jet* komponenst a PYTHIA modell segítségével. A korrelált részecskék száma a *trigger* részecskével azonos oldalon csökken, ahogy egyre periférikusabb ütközések felé haladunk, és nullával konzisztens a legperiférikusabb (40-50%) centralitás-osztályban. Tehát az újfajta jelenséget 2.5 GeV/c transzverzális impulzusú *trigger* részecske esetén csak akkor tapasztaljuk, ha az ütközésben részt vevő nukleonok száma 80 felett van.

Ennek a korrelációnak tehát igen nagy a kiterjedése a $\Delta\eta$ változóban, ami arra utal, hogy a korreláció az ütközés legelső, legkorábbi pillanatainak lenyomata, ami pedig azokat az interpretációkat valószínűsíti inkább, amelyek az ütközés globális jellemzőit (ütközés geometriai viszonyai, radiális áramlás) helyezik előtérbe, nem pedig lokális jelenségeket, pl. a közeg által módosított fragmentációt. A következő alfejezetben látni fogjuk, hogy ez a jelenség jóval nagyobb energián, az LHC gyorsítónál is megfigyelhető.



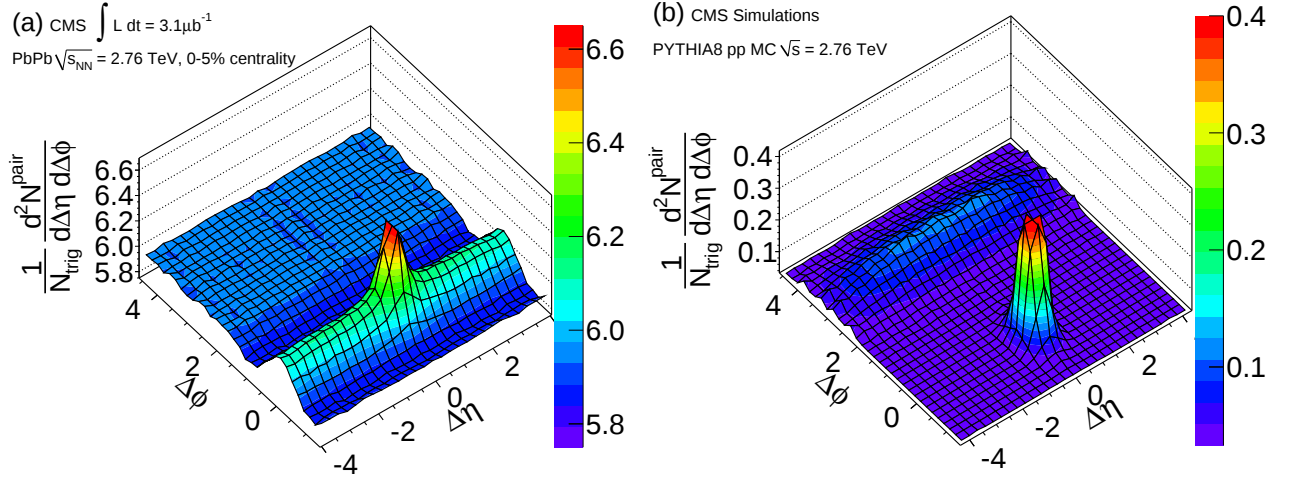
82. ábra. Bal oldal: az azonos oldali, $|\Delta\phi| < 1$ tartományra integrált részecskehozam Au+Au ütközésekben a 0-30% centralitás-osztályban, a PYTHIA modell p+p ütközésekre adott jóslatával (szaggatott vonal) összehasonlítva a $\Delta\eta$ függvényében. Az adatpontok körüli sávok az elliptikus áramlás levonásával kapcsolatos bizonytalanságot jelölik. A ZYAM eljárás bizonytalanságát a szürke sávval jeleztük (90% C.L.). Jobb oldal: Azonos oldali ($|\Delta\phi| < 1$) és túloldali ($|\Delta\phi| > 1$) részecskehozamok az N_{part} függvényében a rövidtávú ($|\Delta\eta| < 1$) és hosszútávú ($-4 < \Delta\eta < -2$) korrelációk esetén. Az azonos oldali rövidtávú részecskehozamból levontuk a PYTHIA által jósolt *jet* teljes járulékát. A jobb láthatóság kedvéért az üres adatpontokat kissé elmozdítottuk, valamint a túloldali részecskehozamot egy 2-es faktorral elosztottuk. A téglalapok az elliptikus áramlás és a ZYAM eljárás kombinált szisztematikus hibáit mutatják.

6.1.2. Vizsgálatok LHC energián

A PHOBOS és a CMS kísérletben végzett vizsgálataink nemcsak abban különböznek egymástól, hogy az utóbbi esetén nagyobb ütközési energiát használtunk, hanem hogy a CMS kísérletben a *trigger* részecske mellett az asszociált részecskék impulzusvektorának irányán kívül annak nagyságát is meg tudtuk mérni. Ezzel az LHC gyorsítónál elsőként publikáltuk a centrális Pb+Pb ütközésekben tapasztalt kétrészecske-korrelációkat 2.76 TeV nukleonpáronkénti ütközési energián, nagy szögtartományban. Mérési tartományunk $|\Delta\eta| \approx 4$ -ig, illetve a $2 < p_T < 12$ GeV/c tartományra terjedt ki [352].

Az eseményválogatás megegyezett azzal, amit a részecskék szögeloszlásainak mérésekor is használtunk a CMS nehézion-programjának első mérési időszakában, viszont itt már lényegesen több, mintegy 24 millió Pb+Pb ütközés adatait használtuk.

A *trigger* részecskéhez asszociált töltött részecskehozam $|\Delta\eta|$ és $|\Delta\phi|$ függvényében a Pb+Pb ütközések legcentrálisabb 5%-ában $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV energián a 83. ábra bal oldalán látható, ahol a *trigger* részecskék a $4 < p_T^{\text{trig}} < 6$ GeV/c és az asszociált részecskék a $2 < p_T^{\text{assoc}} < 4$ GeV/c tartományban voltak. Összehasonlításképpen a PYTHIA 8 modell [102] által a p+p ütközésekben jósolt asszociált részecskehozamot is ábrázoltuk a 83. ábra jobb oldalán. Az említett transzverzális-impulzus tartományt azért választottuk, mivel ez jól illusztrálja a p+p



83. ábra. Az egy-egy *trigger* részecskéhez asszociált töltött hadronok kétdimenziós eloszlása a $\Delta\eta$ és $\Delta\phi$ változók függvényében a $4 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c és a $2 < p_T^{assoc} < 4$ GeV/c tartományban, a Pb+Pb ütközések legcentrálisabb 5%-ában $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV energián (bal oldal), illetve a PYTHIA 8 modell p+p ütközésekre vonatkozó jóslata $\sqrt{s} = 2.76$ TeV energián (bal oldal).

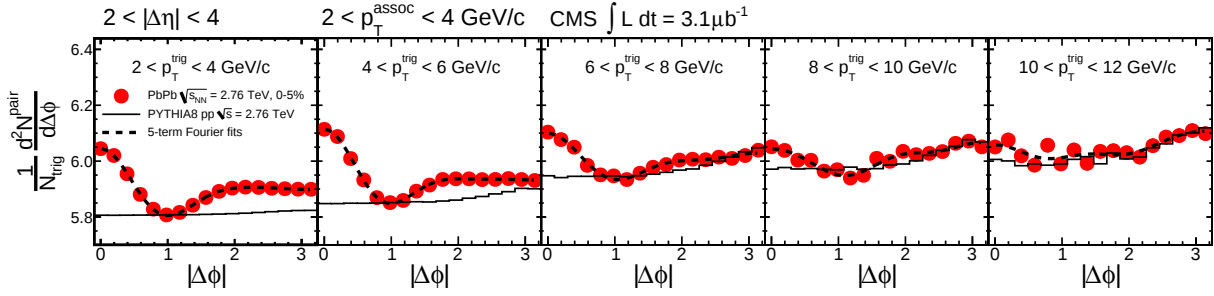
és Pb+Pb ütközések közötti lényeges különbségeket. A RHIC gyorsítónál kapott eredményekhez hasonlóan, ám itt már (az eseménystatisztika és a detektor által lefedett azimutszög-tartomány jelentős növekedése miatt) rendkívül nagy szignifikanciával jelentkezik a $\Delta\phi \approx 0$ körüli és a $\Delta\eta$ változóban a mérés határáig, $\Delta\eta \approx 4$ -ig kiterjedő részecsketöbbség.

Láttuk, hogy a nem centrális nehézion-ütközésekben az elliptikus áramlás az egyik domináns komponense a kétrészecske-korrelációknak. Az ütközés kezdeti állapotának fluktuációi és az ezt követő hidrodinamikai jellegű tágulás magasabb Fourier-komponenseket is ad a részecskék azimutszög-eloszlásához [353–359]. Itt csak a 0-5% centralitás-osztályt vizsgáljuk a Pb+Pb ütközések esetén, ezért viszonylag kis járulékok miatt, és a mérési eredmények jól definiáltsága érdekében eltekintünk az elliptikus áramlás, illetve a többi Fourier-komponens levonásától.

Érdemes ezeket a kétdimenziós eloszlásokat – az előző alfejezethez hasonlóan – integrálni egy-egy adott, a rövid- és hosszútávú korrelációknak megfelelő $\Delta\eta$ intervallumra:

$$\frac{1}{N_{trig}} \frac{dN^{pair}}{d\Delta\phi} = \frac{1}{\Delta\eta_{max} - \Delta\eta_{min}} \int_{\Delta\eta_{min}}^{\Delta\eta_{max}} \frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2N^{pair}}{d\Delta\eta d\Delta\phi} d\Delta\eta.$$

Ez az integrált eredmény látható a hosszútávú korrelációk esetén a 84. ábrán, a *trigger* részecske transzverzális impulzusának különböző tartományaiban, ahol az integrálási tartomány $2 < |\Delta\eta| < 4$ volt. Összehasonlításképpen a PYTHIA 8 modell jóslatát is feltüntettük, ahol az azonos oldali ($\Delta\phi \approx 0$) korrelációk teljesen hiányoznak. A 84. ábrán látható $\Delta\phi \approx 0$ körüli maximumok tehát a 83. ábra bal oldalán ábrázolt kétdimenziós eloszlásában a "hegygerinc" alakú struktúrának felelnek meg. Ennek a magassága, amplitúdója a *trigger* részecske transzverzális



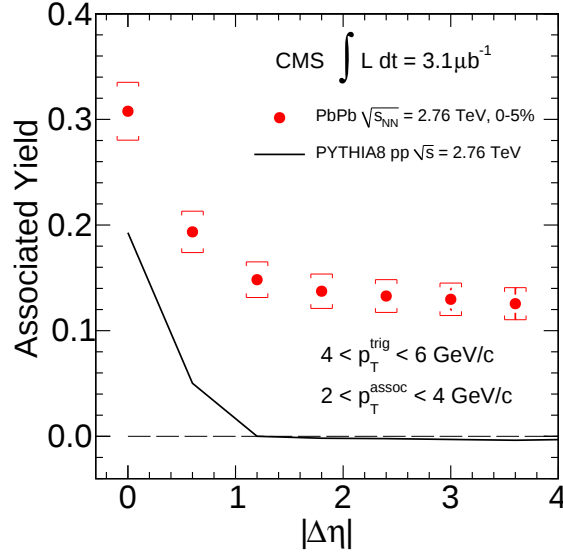
84. ábra. Az egy *trigger* részecskére eső asszociált töltött részecskék eloszlása a $2 < |\Delta\eta| < 4$ tartományra integrálva, a $|\Delta\phi|$ függvényében, a Pb+Pb ütközések legcentrálisabb 5%-ára, $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV energián, a *trigger* részecske transzverzális impulzusának különböző tartományaiban, ahol az asszociált részecskéket a $2 < p_T^{assoc} < 4$ GeV/c tartományra szorítottuk meg. A PYTHIA 8 modell p+p ütközésekre vonatkozó jóslatát is ábráztuk, azt egy additív konstanssal megváltoztatva úgy, hogy az általunk kitüntetett $\Delta\phi = 1$ pontban egyezzen a Pb+Pb adatokkal. A 7.3% nagyságú szisztematikus hibát a láthatóság kedvéért nem ábráztuk. A szaggatott vonalak az adatokra illesztett első öt Fourier-komponens összegét mutatják.

impulzusának növelésével csökken, és lényegében eltűnik, ha ez utóbbit 10 GeV/c felettinek választjuk. Ez a csökkenés nem látszott világosan a RHIC energián mért adatokból, már csak az ilyen nagy transzverzális impulzusú részecskék kis hatáskeresztmetszete miatt sem.

Az azonos oldali korrelációs struktúra erősségének jellemzésére a másik változó, $|\Delta\phi|$ szerint is integrálhatunk, az előző alfejezetben ismertetett ZYAM módszert [345] alkalmazva, $|\Delta\phi| = 0$ és $\Delta\phi_{ZYAM}$ között (az asszociált részecskék eloszlása az utóbbi értéknél éri el a minimumát az elliptikus áramlás járulékának levonása után). A 85. ábra mutatja az eredményként kapott azonos oldali asszociált részecskehozamot $|\Delta\eta|$ függvényében centrális Pb+Pb ütközésekben, illetve a PYTHIA 8 modellel szimulált p+p ütközésekben. Az utóbbi modellben mutatkozó csúcs a *jet*-ek részecskéi közötti korrelációnak felel meg $|\Delta\eta| = 0$ -nál, de a $|\Delta\eta|$ -ban hosszabb távú korrelációk gyorsan lecsengenek. A Pb+Pb adatokban is megfigyelhetünk egy hasonló rövidtávú korrelációt a *jet*-ek miatt, de itt az azonos oldali korrelációk $|\Delta\eta|$ -ban hosszútávon is megmaradnak.

A CMS detektor segítségével is sikerült tehát a RHIC gyorsítónál felfedezett azonos oldali hosszútávú korrelációkat kimutatnunk, centrális nehézion-ütközésekben, 2.76 TeV nukleonpáronkénti ütközési energián. Ez a korreláció a *trigger* részecske közepes transzverzális-impulzus tartományában, $2 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c között a legerősebb, és 10 GeV/c felett eltűnik.

Ezek a korrelációk nincsenek jelen az átlagos p+p ütközésekben. A következő alfejezetben megvizsgáljuk, hogy vajon találhatunk-e mégis hasonlóságot a p+p és Pb+Pb ütközések között ezekre a korrelációkra vonatkozóan LHC energiákon.

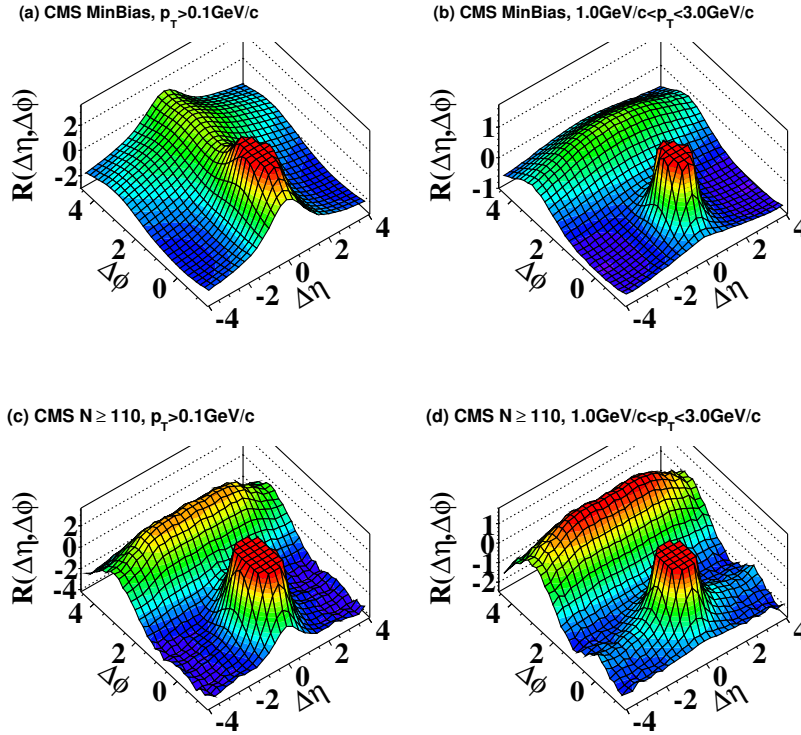


85. ábra. Az asszociált részecskék integrált száma a *trigger* részecskével azonos azimutális irányban ($|\Delta\phi| < \Delta\phi_{ZYAM}$), $4 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c és $2 < p_T^{assoc} < 4$ GeV/c esetén, a ZYAM eljárással definiált minimum felett, a $|\Delta\eta|$ függvényében centrális (0-5%) Pb+Pb ütközésekre, $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV energián. A hibavonalak statisztikus, a kapcsos zárójelek szisztematikus hibákat jelölnek. A folytonos vonallal a PYTHIA 8 modell p+p ütközésekre vonatkozó eredményét ábrázoltuk $\sqrt{s} = 2.76$ TeV energián.

6.2. Kétrészecske-korrelációk p+p ütközésekben

A proton-proton ütközésekben keletkezett részecskék korrelációinak vizsgálata során 980 nb^{-1} integrált luminozitásnak megfelelő adatmennyiséget dolgoztunk fel 7 TeV ütközési energián. Azokban az ütközésekben, amelyekben különösen sok töltött részecske keletkezett, egy új típusú kétrészecske-korrelációt találtunk [360]. Ez a nehézion-ütközésekhez hasonlóan a $2.0 < |\Delta\eta| < 4.8$ tartományban, $\Delta\phi \approx 0$ -nál jelentkezett, és az 1-3 GeV/c transzverzális-impulzus tartományban volt a legerősebb. Ezt a vizsgálatot a RHIC-nél Au+Au ütközésekben végzett, előzőekben tárgyalt eredményeink motiválták, és ez volt az elemi hadronikus ütközésekben mutatkozó hosszútávú, azonos oldali korrelációk első megfigyelése, és egyben az első minőségileg is új, nem várt jelenség megfigyelése az LHC gyorsítónál. Ez a korreláció csak az olyan nagy multiplicitású p+p ütközésekben jelent meg, amelyek már megközelítik a kisebb ionok, pl. rézionok ütközéseinél keletkezett részecskék számát [361]. Ezek a nagy multiplicitású események már az adatok korai elemzése során feltűntek [362].

Az ilyen nagy multiplicitású p+p ütközések vizsgálatához egy, az ilyen események kiválogatására alkalmas, kétszintű *triggert* kellett terveznünk a CMS kísérletben. Az első szinten (L1) megköveteltük, hogy a CMS kaloriméterei (az elektromágneses és hadronikus kaloriméterek, valamint az HF kaloriméter összesen) legalább 60 GeV transzverzális energiát regisztráljanak. A felső szintű *trigger* rendszerben (HLT) pedig csak akkor fogadtuk el az eseményt, ha a három



86. ábra. Kétdimenziós kétrészecske-korrelációs függvények 7 TeV energián p+p ütközésekben (a) átlagos eseményekre a $p_T > 0.1$ GeV/c tartományban, (b) átlagos eseményekre az $1 < p_T < 3$ GeV/c tartományban, (c) nagy multiplicitású eseményekre a $p_T > 0.1$ GeV/c tartományban és (d) nagy multiplicitású eseményekre az $1 < p_T < 3$ GeV/c tartományban. A *jet* korrelációk által létrehozott éles csúcsot levágtuk, hogy a többi jellegzetes struktúra jobban látható legyen.

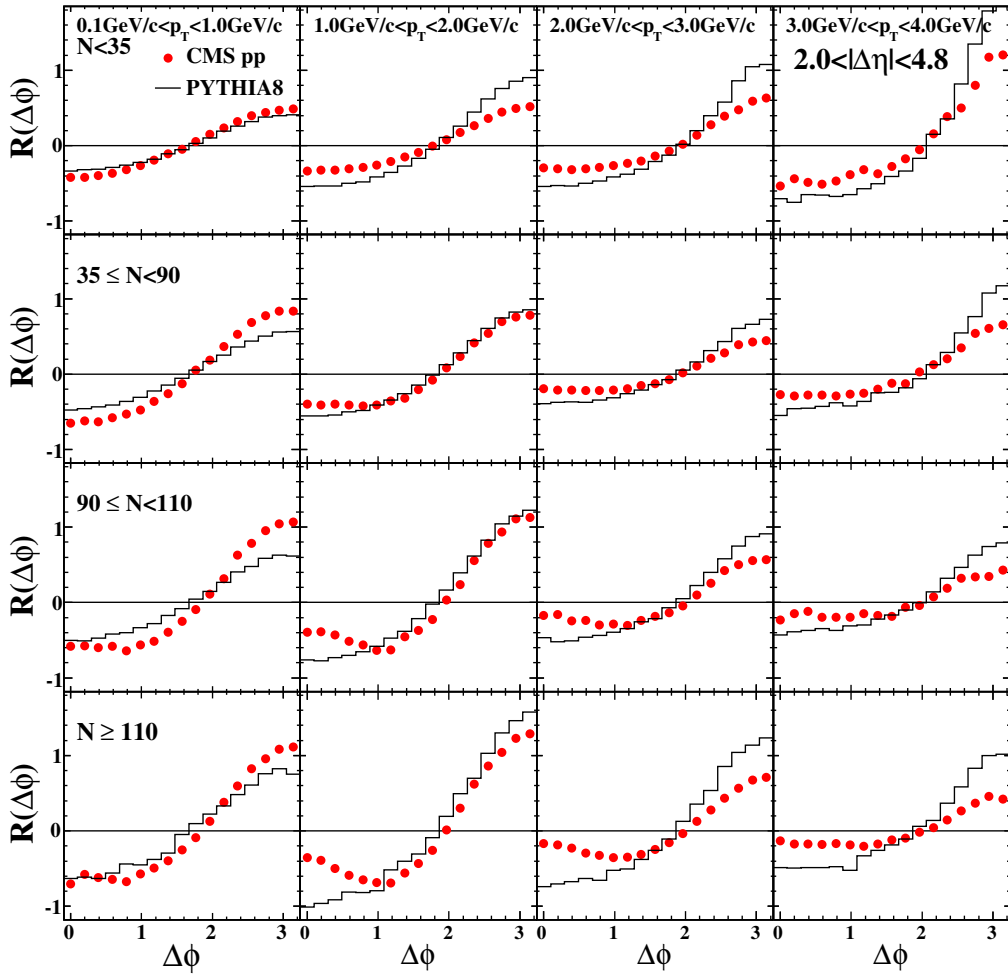
rétegű pixel detektor jeleiből valós időben rekonstruált részecskepályák száma az $|\eta| < 2$ és $p_T > 0.4$ GeV/c tartományban meghaladta a hetvenet, később a nyolcvanötöt. Természetesen megtörténhet, hogy egy nyalábcsoomag-keresztkezésnél nemcsak egy, hanem több p+p ütközés is lezajlik. Ilyenkor L1 szinten nem, de HLT szinten lehetséges az ütközési pontok rekonstrukciója egyenként. A fenti feltételt a multiplicitásra úgy szabtuk ki, hogy minden megszámlált részecskepályának egyazon ütközési pontból kellett indulnia. Mindez óriási mennyiségű számítás elvégzését jelenti rövid idő alatt; a CMS kísérlet több száz *trigger*e közül ez használta fel a teljes (több ezer processzorból álló) HLT számítógép-farm számítási kapacitásának 50%-át úgy, hogy közben természetesen a nagy multiplicitású eseményekben keresett új, érdekes jelenségek léte teljesen bizonytalan volt. Ennek a *trigger*nek az üzemeltetése tehát a CMS kísérlet *trigger* rendszerének és vezetésének rendkívüli rugalmasságát, valamint az ezzel a kutatással foglalkozó kis csoportunk iránt tanúsított nagyfokú bizalmát jelzi, egyben lökést adva a következő évben beindult nehézion-programnak is a CMS együttműködésen belül.

Az események multiplicitását az adatfelvételt követően a teljes nyomkövető rendszerben

rekonstruált részecskeszámmal jellemeztük, és 354 ezer olyan eseményt találtunk, ahol ez a szám legalább 110 volt. Ez a mintavételezett események számának mindössze mintegy 0.0006%-a. A speciális *trigger* alkalmazása nélkül ezeknek az eseményeknek a 99.9%-át elvesztettük volna, a hatalmas ütközési frekvencia miatt. A *trigger* hatásfoka ezekre az igen nagy (110 feletti) multiplicitású eseményekre 100% volt. Megjegyezzük, hogy mivel a nyomkövető rendszer csak az $|\eta| < 2.4$ tartományt fedi le, és csak töltött részecskéket érzékel (melyek az összes részecske kb. kétharmadát adják), és ezek közül is csak a néhány száz MeV/c feletti transzverzális impulzussal rendelkezőket, megállapíthatjuk, hogy ezekben a különleges eseményekben összesen több száz részecske keletkezett (egyes esetekben az ötszázat is meghaladva).

A 86. ábra a kétdimenziós kétrészecske-korrelációs függvényeket mutatja, amelyeket az előző fejezetekkel azonos módon definiáltunk, a multiplicitásra és a transzverzális impulzusra alkalmazott különböző vágások után. A két felső ábra minimum bias eseményekre vonatkozik, ismert struktúrákkal: a (0,0) körül a *jet*-ekre jellemző csúccsal, és a $\Delta\phi \approx \pi$ körüli, egymással szemben keletkezett *jet*-ekből származó fragmentációs "hegygerinccel". A jobb oldali, fenti ábrán már csak az $1 < p_T < 3$ GeV/c közötti részecskéket vettük figyelembe, ezért itt még kiemelkedőbbek ezek a *jet*-ek által létrehozott tulajdonságok. Az első sorban a nagy multiplicitású események korrelációi láthatók. A bal oldalon, impulzusvágás nélkül minőségileg hasonló eredményt kapunk a minimum bias eseményekhez, csak annyi történt, hogy azokat a *jet*-eket preferálta a válogatásunk, amelyek szokatlanul sok részecskére fragmentálódtak. Végül, a jobb alsó panelen láthatók a nagy multiplicitású események p_T -vágással. Itt egy teljesen új forma is láthatóvá válik, a nehézion-ütközésekben már megszokott korreláció, amely $\Delta\phi \approx 0$ körül jelentkezik, és a $\Delta\eta$ tartomány legalább négy egységére kiterjed. Ez a korreláció nem túlságosan erős, de határozottan szignifikáns. Semmilyen modellt, eseménygenerátort, Monte Carlo szimulációt nem találtunk, amely hasonló effektust mutatott volna, beleértve a PYTHIA 8, PYTHIA 6, HERWIG++ [103] és Madgraph [363] modelleket. Ez a nehézion-ütközésekben viszont már megfigyelt korreláció ott interpretálható a hidrodinamikai áramlás különböző komponenseinek hatásával [112, 315, 316, 320, 364], a kemény szórást szenvedett parton és a létrehozott közeg kölcsönhatásával, valamint az atommagok ütközésének korai szakaszában létrejövő kollektív effektusokkal.

Ezt az újfajta korrelációt megvizsgálhatjuk részletesebben és számszerűbben is, ha a töltött részecskék multiplicitását és a transzverzális-impulzus tartományát is négy-négy részre osztjuk, és integráljuk a korrelációs függvényt $\Delta\eta$ szerint a $2.0 < |\Delta\eta| < 4.8$ tartományban. A 87. ábra mutatja ezeket az eredményeket $\Delta\phi$ függvényében. A $p+p$ adatokat a pontok, a PYTHIA 8 szimuláció eredményét folytonos vonalak jelölik. Mindegyik ábrán látható a túloldali *jet* hatása $\Delta\phi \approx \pi$ körül. Emellett azonban a nagy multiplicitású eseményosztályokban és az $1 < p_T < 3$ GeV/c tartományban egy második maximum is megjelenik, $\Delta\phi \approx 0$ -nál. A PYTHIA 8 szimuláció alul- vagy felülbecsli a túloldali korreláció erősségét, de ez könnyen megjavítható a két- és több *jet*-es folyamatok és a "lágy" szórások hozzájárulásának egymáshoz

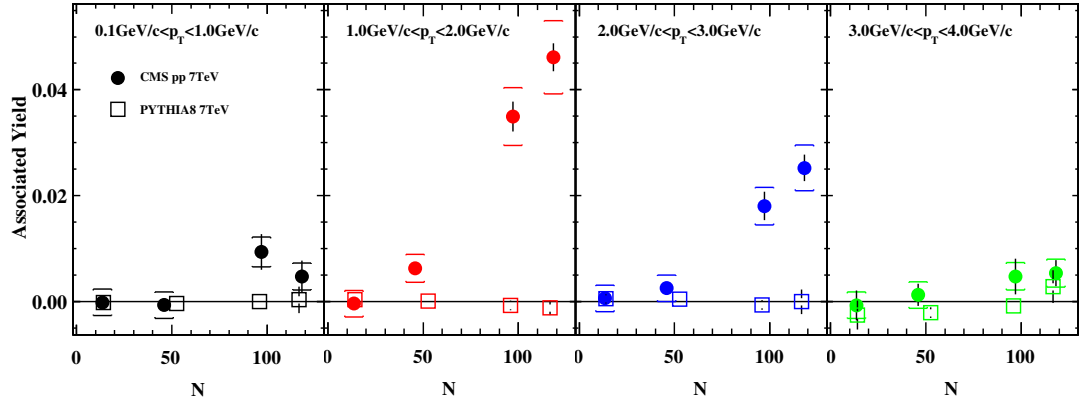


87. ábra. A kétdimenziós korrelációs függvény, levetítve a $\Delta\phi$ tengelyre a $2.0 < |\Delta\eta| < 4.8$ tartományban, különböző p_T és multiplicitás-osztályokban a p+p adatok (pontok) és a PYTHIA 8 szimuláció (hisztogram) esetében.

képesti hangolásával, új folyamat bevezetése nélkül; viszont a modell nem képes visszaadni a $\Delta\phi \approx 0$ körüli, újonnan talált csúcsot: ezt a modellben a színes hurok fragmentációja, a *jet* fragmentáció, a végállapotú sugárzás, multiparton kölcsönhatások sem tudják még kvalitatívan sem leírni.

Érdekes, hogy az új korreláció erőssége a multiplicitás növelésével nő, és az $1 < p_T < 3$ GeV/c tartományban a legkiemelkedőbb. A ZYAM eljárással itt is kiszámíthatjuk az egy adott részecskével korrelációt mutató többi részecskék átlagos számát. A 88. ábrán látható ez az asszociált részecskehozam a $2.0 < |\Delta\eta| < 4.8$ intervallumra integrálva a multiplicitás függvényében, különböző p_T tartományokban. A PYTHIA 8 modell jóslatát üres négyzetekkel jelöltük, ezek konzisztensek zérussal.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a p+p ütközésekben talált új típusú kétrészecske-korreláció kvalitatív hasonlóságot mutat a nehézion-ütközésekben a RHIC-nél és az LHC-nél



88. ábra. Az asszociált részecskék átlagos száma az azonos oldali korrelációk esetén, a $2.0 < |\Delta\eta| < 4.8$ intervallumra integrálva, az esemény multiplicitásának függvényében, különböző p_T tartományokban, 7 TeV energiájú $p+p$ ütközésekben. A hibavonalak a statisztikus hibákat, a kapsok a szisztematikus hibákat, az üres négyzetek pedig a PYTHIA 8 modell jóslatait jelzik.

kapott eredményekkel. A jelenség magyarázata, interpretációja még nem tisztázott, és kísérleti, illetve elméleti oldalról is további kutatást igényel és érdemel.

7. Összefoglalás

Az értekezésemben tárgyalt, PhD fokozatom megszerzése után elért eredményeim tehát az alábbiakban foglalhatók össze.

A brookhaven-i RHIC gyorsítónál működő PHOBOS kísérletben 200 GeV energiájú Au+Au ütközésekben kísérletileg megmutattuk, hogy a nagy (néhány GeV/c) transzverzális impulzusú részecskék keletkezési hatáskeresztmetszete csak töredéke annak, amit proton-proton ütközések eredményei alapján várnánk, figyelembe véve a nukleonok páronkénti ütközéseinek számát (N_{coll}) az Au+Au ütközésben [166], igazolva ezzel a *jet quenching* jelenségét. Meglepetés volt, hogy a fenti hatáskeresztmetszetet közelítőleg az ütközésben részt vevő nukleonok számával (N_{part}), nem pedig N_{coll} -al találtuk arányosnak.

Annak igazolására, hogy ezeknek a nagy p_T -vel rendelkező részecskéknek a látszólagos elnyomását nem a kezdeti feltételek, hanem a nehézion-ütközésben létrejött közegben történő energiaveszteség magyarázza, kontroll-kísérletként meg kellett vizsgálnunk a d+Au ütközéseket is. Ehhez a PHOBOS kísérletben megterveztem, megépítettem, üzembe helyeztem és sikeresen használtam egy új szcintillációs detektort, amelynek feladata a nagy transzverzális impulzusú részecskéket tartalmazó d+Au ütközések kiválogatása volt. Ezzel lehetővé tettem, hogy a *jet quenching* jelenségének vizsgálatában a kísérlet versenyképes maradjon, és a d+Au mérési programban releváns eredményeket tudjon elérni [365]. Ekkorra világossá vált, hogy a fizikailag fontos jelenségek nagy transzverzális impulzusnál (néhány GeV/c fölött) játszódnak le, ezek mérésére a PHOBOS azonban nem volt igazán alkalmas a fenti fejlesztésem előtt.

Ennek az új, ún. Spektrométer *triggernek* a segítségével sikerült kísérletileg kimutatnunk, hogy a nagy transzverzális impulzusú részecskék elnyomása d+Au ütközésekben nem jelentkezik, az előzőleg megfigyelt Au+Au ütközésekkel ellentétben [117]. Ezzel bebizonyosodott, hogy a nagy p_T -vel rendelkező részecskék elnyomása valóban nem a kezdeti állapot módosulása miatt történik, hanem a kialakult magas hőmérsékletű és erősen kölcsönható anyag miatt, amelynek tulajdonságai tehát vizsgálhatók a *jet quenching* tanulmányozásával. Ez az eredmény tehát igazolja, hogy a nehézion-ütközésben keletkezett nagy energiasűrűségű anyag nem állhat az atommagokhoz hasonlóan hadronokból, hanem fázisátalakulásnak kellett történnie, melynek során a hadronok alkotórészei kiszabadulnak, amit az erős kölcsönhatás ún. aszimptotikus szabadsága tesz lehetővé.

A RHIC gyorsító sokoldalúságát jelzi, hogy az atommagok méretének és ütközési energiájának széles választékát kínálta vizsgálatainkhoz. A keletkezett adatmennyiség szisztematikus vizsgálata és rendszerezése során több egyszerű szabályosságot is felfedeztünk. A 62.4 GeV és 200 GeV nukleonpáronkénti energiával ütköző Au+Au atommagok esetén például megmutattuk, hogy a keletkezett töltött részecskék transzverzális-impulzus spektrumai függenek az ütközés centralitásától és energiájától ugyan, de a kétféle függés faktorizálódik [258]. Megmutattuk továbbá, hogy a Cu+Cu és az Au+Au ütközésekben mért p_T -spektrumok hasonlóak, ha azonos

N_{part} értéknél tekintjük őket, tehát a részecskekeltés kvantitatív tulajdonságai csak az ütköző rendszer méretétől függnék [261]. A keletkezett részecskék pszeudorapiditás-eloszlásait vizsgálva pedig megfigyeltük, hogy a nyalábhoz képest kis szögekben keletkezett részecskék száma csak az egyik nyaláb (cél tárgy) energiájától függ, a másiktól (lövedék) független. Ez a megállapítás (anti)proton-proton, p(d)+A, illetve nehézion-ütközésekre is igaznak bizonyult [112, 366].

A nehézion-ütközések különleges, kollektív viselkedésének megértéséhez szükség volt a részecskék azonosítására is, amely kísérletileg már jóval komplikáltabb, erőfeszítést igénylő feladat. A már említett Spektrométer *trigger*t és a PHOBOS Repülési Idő Falát felhasználva megmértem az azonosított töltött hadronok (pionok, kaonok, [anti]protonok) transzverzális-impulzus spektrumát Au+Au ütközésekben 62.4 GeV energián [180] és d+Au ütközésekben 200 GeV energián [183]. Megmutattam, hogy a transzverzális tömeg szerinti skálázás teljesül a d+Au ütközésekre, míg az Au+Au ütközésekben sérül. A RHIC-nél felfedezett "barion anomáliáról" (a proton/pion arány egységnyi fölé növekedéséről) megmutattam, hogy az ütközési energia függvényében fokozatosan jelenik meg, valamint hogy a barionok lefékeződésének mértéke a RHIC energiákon nem látszik függni az ütközés centralitásától. Ez a publikációm [183] az egyetlen, azonosított részecske-spektrumokat ismertető cikk a PHOBOS kísérlettől, és az egyetlen, a Repülési Idő Fal adatait használó analízis [367–369].

A nagy transzverzális impulzusú részecskék vizsgálata tehát gyümölcsözőnek bizonyult a QCD fázisátalakulás kísérleti vizsgálatában. A genfi CERN-ben épült LHC részecskegyorsító energiája több mint egy nagyságrenddel felülmúlja a RHIC gyorsítóét, és ezek a vizsgálatok itt már könnyen elvégezhetők teljesen rekonstruált *jet*-ek segítségével is. Többek között ez készítetett rá, hogy a munkámat az LHC mellett folytassam, ahol a nehézion- és a lágy QCD programra való hosszas felkészülés következett (a CMS kísérletben mindkét ezzel foglalkozó csoportnak voltam a koordinátora). A CMS kísérletben először a p+p ütközések vizsgálatára nyílt lehetőség, amelyek fontos referenciát jelentenek az egy évvel később elindult nehézion-programhoz. Az LHC beindulása előtt ezért megterveztem, megépítettem, üzembe helyeztem és sikeresen működtettem a Nyaláb Szcintillációs Számlálókat (BSC) használó ún. *minimum bias trigger*eket, amelyek a CMS kísérlet legnagyobb hatásfokú (hatáskeresztmetszetű) *trigger*eiként az LHC beindulásakor alkalmassá tették a CMS kísérletet az első p+p ütközések regisztrálására és az ütközési frekvencia visszajelzésére az LHC felé. Emellett az események megbízható válogatásával lehetővé tették a fizikai program gyors beindítását az LHC működésének első fél évében. A CMS kísérlet minden fizikai analízisében hosszú ideig ezt a *trigger*t használták a p+p ütközések megbízható és érzékeny kiválogatásához, ilyen módon tehát az értekezésemben említetteken kívül is sok más publikációhoz járultam hozzá közvetett módon.

Ezen technikai fejlesztés és hosszú felkészülés után koordinálhattam és megírhattam az LHC beindulása után a CMS kísérlet első két publikációját, melyek adatkiértékelése csoportosan történt, de magyar kutató kollégáim domináns részvételével. A töltött részecskék pszeudorapiditás-eloszlásának mérési módszerét a PHOBOS kísérletben szerzett tapasztalataim alapján

dolgoztuk ki. A $p+p$ ütközésekben 0.9, 2.36 [281], illetve 7 TeV [282] energián is azt találtuk, hogy a keletkezett töltött részecskék átlagos száma jelentősen meghaladta a széles körben használt modellek jóslatait, és ez az eltérés az ütközési energia függvényében növekedett. Ezeket az adatokat több esetben elsőként publikáltuk az eddig laboratóriumban elért legnagyobb ütközési energiákon. A CMS első eredményeiről is én számolhattam be elsőként nemzetközi konferencián [370]. A $p+p$ ütközésekre kifejlesztett mérési módszert később sikeresen alkalmaztuk Pb+Pb ütközésekre is [111].

A Pb+Pb ütközésekre készülve az LHC gyorsító beindulása előtt részletes vizsgálatokat végeztem a *jet quenching* tanulmányozásának lehetőségeiről nehézion-ütközésekben. Megvizsgáltuk a *jet trigger*ek alkalmazásának előnyeit a nukleáris módosulási faktorok mérésében [190], amelyet 2011-ben adatokon is megvalósított a CMS nehézion csoportja. Megírtuk a CMS nehézion-programjára vonatkozó terveinkről szóló összefoglaló kötetet [1], amelynek a nagy impulzus-átadással járó jelenségek mérési lehetőségeiről szóló fejezetét szerkesztettem. Az LHC-ben történt első Pb+Pb ütközéseket követően elemeztük a *jet quenching* jelenségét a rekonstruált *jet*-párok transzverzális energiájának aszimmetriája segítségével [221].

Fontos feladatnak érzem a mérési adatok egyes jellemzőinek az ütközés kezdeti geometriai viszonyaitól való triviális függését feltárni. Ehhez kapcsolódóan a nehézion-ütközésekben keletkezett részecskék azimutszög-eloszlásának aszimmetriáját, az elliptikus áramlást – illetve annak eseményenkénti fluktuációit – és az ütköző atommagok átfedési zónájának excentricitását vizsgálva részletes analitikus számításokat végeztem az ütközésben részt vevő nukleonok helyét figyelembe véve definiált excentricitás eseményenkénti fluktuációival, és annak centralitás-függésével kapcsolatban [323]. Ezzel sikerült tisztázni egy irodalomban létező félreértést az elliptikus áramlás különböző méretű atommagokra vonatkozó összehasonlító vizsgálatairól.

Végül, a nehézion-fizika egyik minőségileg új jelenségét a PHOBOS kísérletben a töltött részecskék egy nagy transzverzális impulzusú (*trigger*) részecskéhez képest mért szögeloszlásában figyeltük meg. Kiderült, hogy a *trigger* részecskével azonos azimutszögben keletkezett részecskék száma megnövekszik, és ez a jelenség független a polárszögük különbségétől, akkor is, ha ez a különbség igen nagy [351, 371, 372]. A PHOBOS kísérletben szerzett tapasztalatok segítségével a CMS kísérletben 7 TeV energiájú $p+p$ ütközésekben is találtunk hasonló jelenséget, amely az LHC első nem várt, minőségileg új megfigyelése volt [360]. Ez a korreláció csak a rendkívül nagy multiplicitású eseményekben jelentkezett, amelyek váratlanul nagy előfordulási gyakorisága addigra már korábbi eredményeinkből kiderült. A közelmúltban az LHC nehézion-ütközéseiben is sikerült megfigyelnünk ezt a korrelációt [352].

Az erősen kölcsönható anyag nagy sűrűségű és hőmérsékletű fázisának kutatásához tehát számos jelentős eredménnyel járultam hozzá, különösen elemi részecskék és nehéz atommagok ütközéseinek összehasonlításán keresztül. Ez a kutatómunka a világ nagy részecskegyorsítóiban (RHIC, LHC, FAIR), illetve az elméleti kutatócsoportokban is aktívan folytatódik a jövőben is, egyre újabb technikai, metodikai, fenomenológiai és elméleti módszerekkel.

8. Köszönetnyilvánítás

Köszönetet mondok egykori doktori témavezetőmnek, Vesztergombi Györgynek, amiért a pályámon kellő türelemmel, kitartással és megértéssel elindított, megismertette velem a kísérleti részecskefizikát, és jó kutatási témát adott. Tőle azt is megtanultam, hogy rendkívüli munkabefektetés nélkül nem lehet rendkívüli eredményt elérni.

Siklér Ferencnek, Barna Dánielnek és Krajczár Krisztiánnak köszönhetem a sikeres közös pályázatainkat, állandó és hasznos eszmecseréinket, a szoros együttműködésben számtalan dolgot tanultam tőlük. Szakmai kvalitásaikra, kitartásukra, kreativitásukra nagy tisztelettel gondolok.

A PHOBOS kísérletben való részvételemet Gunther M. Roland és Wit Busza kollégáimnak köszönhetem, akik nagy bizalommal felelősséget adtak a kezembe. A Massachusetts Institute of Technology-n töltött éveim alatt rengeteget tanultam tőlük. Rajtuk kívül hálás vagyok Conor Henderson, Jay L. Kane, Corey Reed, Abby A. Bickley, Richard Bindel, Patrick Decowski, Kristjan Gulbrandsen, Richard Hollis, Pradeep Sarin, Carla Vale, Edward Wenger doktori diákoknak a baráti fogadtatásért és sokféle segítségért, Edmundo Garcia, Rachid Nouicer és Nigel George kollégáimnak a diszkussziókért, Bolek Wysłouch, Mark D. Baker, David Hofman, Peter Steinberg projekt menedzsereknek valamint Robert Pak operációs menedzsernek, akiknek türelmét sokszor próbára tettem a Spektrométer Trigger építésével, Frank L. H. Wolfs kollégámnak, aki megengedte, hogy az általa épített TOF falat elmozdítsam, átrendezzem, átkábelezsem és fizikai eredményeket publikáljak az adataiból. Sokat köszönhetek George S. F. Stephans kollégámnak higgadt és velős magyarázataiért, útmutatásaiért, valamint Jerry Friedmannak a gyakori biztatásért és őszinte érdeklődéséért.

A PHOBOS Spektrométer Triggerének építéséhez segítséget, tanácsot, berendezéseket, adminisztratív támogatást a következő kollégáktól kaptam: Conor Henderson, Anna Maria Convertino, Alan Carroll, Jay Kane, Abby Bickley, Aaron Noell, Richard Bindel, Charles Pearson, James Anselmini, Conrad Koehler, Joe Scaduto, Wuzheng Meng, Dale Ross, George Stephans, Robert Pak, Nigel George, Gunther Roland, Mark Baker, Alice Mignerey, Lois Caligiuri, Wit Busza, Gerrit van Nieuwenhuizen, David Hofman, Erik Johnson, Piotr Kulinich, Bolek Wysłouch, Carla Vale, Wojtek Skulski, Jan Toke, Andrei Sukhanov, Corey Reed, Frank Wolfs, Marguerite Belt Tonjes, Kevin (KC Electronics), valamint Andreas Ruben (CAEN).

A CMS Nyaláb Szcintillációs Számlálójára alapuló trigger létrehozásában és a kísérletbe való integrálásában segítségemre volt Alan James Bell, Yen-Jie Lee, Richard Hall-Wilton, Ivan Mikulec és Manfred Jeitler. Az értekezésben felsorolt CMS publikációk elkészítésében részt vett elsősorban Siklér Ferenc, Krajczár Krisztián és Yen-Jie Lee, továbbá Frank Ma, Yetkin Yilmaz, Constantin Loizides, Yongsun Kim, Gunther Roland, Christof Roland, Wei Li, Andre Yoon és Edward Wenger. A nehézion program elindítása a CMS kísérletben Bolek Wysłouch, David d'Enterria, Olga Kodolova, Gunther Roland és Raphael Granier de Cassagnac nevéhez fűződik.

A CMS kísérletben feletteseimet is köszönet illeti a belém vetett bizalomért: Albert de

Roeck, Guido Tonelli, Patrick Janot, Gigi Rolandi, Joe Incandela, Richard Hall-Wilton.

Nagyon hálás vagyok az Eötvös Loránd Tudományegyetemen, az Atomfizikai Tanszéken dolgozó kollégáimnak, különösen Patkós András, Kiss Ádám, Frei Zsolt és néhai Marx György tanszékvezetőknek és Kürti Jenő Intézetigazgatónak, akik elnézték nekem az ezen a tudományterületen nehezen elkerülhető tanulmányútjaimat, sőt, biztatást és gyakori érdeklődést kaptam tőlük. Patkós Andrásnak köszönöm az értekezésem átolvasását, és hogy az elmúlt 15 évben figyelemmel követte a munkámat, a megfelelő pillanatokban jól célzott visszajelzéseket adva a tevékenységről. Tanszéki kollégáimnak és egyben barátaimnak, de különösen Horváth Ákosnak és Csanád Máténak köszönöm, hogy vállalták a távolléteimmel okozott, rájuk háruló többletfeladatokat. Bornemisza Györgynének, Csorba Ottónak, Pávó Gyulának, Horváth Ákosnak, Deák Ferencnek, Finta Viktóriának és Izsák Rudolfnak köszönöm a mindig barátságos és segítőkész közreműködésüket a laboratóriumi munkában, a gyakorlatok tartásában és általában a tanszéki életemben. Köszönöm Förhéczné M. Andreának a sok adminisztratív és Szép Zsolt kollégámnak a sok technikai segítséget, Csótó Attilának és Katz Sándornak az elméleti fizikáról szóló diszkussziókat és biztatást. Gnädig Péter 20 éve, Dávid Gyula 18 éve alakítja a fizikához való hozzáállásomat, problémamegoldó képességeimet. A szakma szeretetét jórészt tőlük tanultam el, amiért nagyon hálás vagyok nekik. A Dávid Gyula által szervezett versenyek, vetélkedők, szabadidős programok tették lehetővé, hogy ne felejtsem el a fizika és a fizikusok játékosabb, emberközelibb oldalát, ami nagyon fontosnak bizonyult. A felsoroltakon kívül köszönöm az ELTE TTK Fizikai Intézetében dolgozó kollégáimnak az egyetemi és a PhD képzésem alatt hallgatott órákon tőlük tanultakat (különösen Horváth Zalának és Pócsik Györgynek, akik sajnos már nem lehetnek közöttünk), és a sok odafigyelést, beszélgetést, előadás-meghívást a Részecskefizikai Szemináriumoktól az Ortway Kollokviumokig. Az MTA RMKI igazgatójának és ottani kollégáimnak köszönöm, hogy a segítségükkel a CMS kísérlet tagja maradhattam az ELTE oktatójaként is. Az ATOMKI vezetői közül köszönöm Fülöp Zsoltnak a többszöri előadás-meghívást, valamint Molnár Józsefnek a laborfejlesztéshez nyújtott segítségét és biztató szavait. Kiss Ádámnak, Deák Ferencnek, Horváth Ákosnak és Seres Zoltánnak köszönöm, hogy a michigan-i NSCL-ben részt vehettem érdekes magfizikai kutatásaimban. Magyar társszerzőimnek köszönöm a tézispontjaimban felsorolt eredmények elismerését és a lemondó nyilatkozataikat.

A legnagyobb köszönettel azonban családomnak, szeretteimnek, barátaimnak tartozom, akik az elmúlt évtizedben nagyon sokat nélkülözték a társaságomat, különösen az értekezés megírása alatt, amelynek még az átolvasásában, hibajavításában is segítettek. Az ő megértő támogatásuk óriási segítség volt. Közülük Nagyapámat emelem ki, aki a természet és a tudományok iránti szeretetét belém oltotta, és aki most, életének tizedik évtizedében is nagy figyelemmel követi nemcsak az általam, hanem a tudomány és technika által elért legújabb sikereket is. Szeretteim támogatását aligha tudnám túlértékelni, vagy valaha megfelelően viszonzni. Köszönöm nekik, hogy segítettek nekem idáig eljutni.

Hivatkozások

- [1] D. G. d’Enterria (ed.), ..., **G. I. Veres**, et al. CMS physics technical design report: Addendum on high density QCD with heavy ions. *J. Phys. G*, G34:2307–2455, 2007. 7. fejezet.
- [2] P. M. Zerwas (ed.) and H. A. Kastrup (ed.). QCD - 20 years later. Proceedings, Workshop, Aachen, Germany, June 9-13, 1992. Vol. 1, 2. 1993.
- [3] I. Horvath, S. J. Dong, T. Draper, F. X. Lee, K. F. Liu, et al. Low dimensional long range topological charge structure in the QCD vacuum. *Phys. Rev.*, D68:114505, 2003, hep-lat/0302009.
- [4] M. Dine, W. Fischler, and M. Srednicki. A Simple Solution to the Strong CP Problem with a Harmless Axion. *Phys. Lett.*, B104:199, 1981.
- [5] M. G. Alford, K. Rajagopal, and F. Wilczek. QCD at finite baryon density: Nucleon droplets and color superconductivity. *Phys. Lett.*, B422:247–256, 1998, hep-ph/9711395.
- [6] T. Schafer. Phases of QCD. 2005, hep-ph/0509068.
- [7] K. Nakamura et al. Review of particle physics. *J. Phys. G*, G37:075021, 2010.
- [8] D. J. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1343–1346, 1973.
- [9] H. D. Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30:1346–1349, 1973.
- [10] J. C. Collins and M. J. Perry. Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks? *Phys. Rev. Lett.*, 34:1353, 1975.
- [11] E. V. Shuryak. Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter. *Phys. Rept.*, 61:71–158, 1980.
- [12] H. Satz (ed.). Statistical mechanics of quarks and hadrons. Proceedings, International Symposium, Bielefeld, F.R. Germany, Aug. 24-31, 1980. 1981.
- [13] D. J. Gross, R. D. Pisarski, and L. G. Yaffe. QCD and Instantons at Finite Temperature. *Rev. Mod. Phys.*, 53:43, 1981.
- [14] H. Pagels. Departures from Chiral Symmetry: A Review. *Phys. Rept.*, 16:219, 1975.
- [15] W. J. Marciano and H. Pagels. Quantum Chromodynamics: A Review. *Phys. Rept.*, 36:137, 1978.

- [16] R. D. Pisarski and F. Wilczek. Remarks on the Chiral Phase Transition in Chromodynamics. *Phys. Rev.*, D29:338–341, 1984.
- [17] K. Rajagopal. The Phases of QCD in heavy ion collisions and compact stars. *Acta Phys. Polon.*, B31:3021, 2000, hep-ph/0009058.
- [18] M. A. Stephanov. QCD phase diagram and the critical point. *Prog.Theor.Phys.Suppl.*, 153:139–156, 2004, hep-ph/0402115.
- [19] M. G. Alford, K. Rajagopal, and F. Wilczek. Color flavor locking and chiral symmetry breaking in high density QCD. *Nucl. Phys.*, B537:443–458, 1999, hep-ph/9804403.
- [20] K. Rajagopal and F. Wilczek. The Condensed matter physics of QCD. 2000, hep-ph/0011333. To appear as Chapter 35 in the Festschrift in honor of B.L. Ioffe, 'At the Frontier of Particle Physics / Handbook of QCD', M. Shifman, ed., (World Scientific).
- [21] M. Alford. Dense quark matter in nature. *Prog.Theor.Phys.Suppl.*, 153:1–14, 2004, nucl-th/0312007.
- [22] T. Schafer. Quark matter. 2003, hep-ph/0304281.
- [23] D. H. Rischke. The Quark gluon plasma in equilibrium. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 52:197–296, 2004, nucl-th/0305030.
- [24] D. K. Hong. High density effective theory of QCD. *Prog.Theor.Phys.Suppl.*, 153:241–258, 2004, hep-ph/0401057.
- [25] Z. Fodor and S. D. Katz. Lattice QCD at non-vanishing temperatures and chemical potentials. *Nucl. Phys. News*, 16N3:12–18, 2006.
- [26] Z. Fodor and S. D. Katz. Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses. *JHEP*, 0404:050, 2004, hep-lat/0402006.
- [27] Z. Fodor and S. D. Katz. A New method to study lattice QCD at finite temperature and chemical potential. *Phys. Lett.*, B534:87–92, 2002, hep-lat/0104001.
- [28] Z. Fodor and S. D. Katz. Lattice determination of the critical point of QCD at finite T and μ . *JHEP*, 0203:014, 2002, hep-lat/0106002.
- [29] C. R. Allton, S. Ejiri, S. J. Hands, O. Kaczmarek, F. Karsch, et al. The QCD thermal phase transition in the presence of a small chemical potential. *Phys. Rev.*, D66:074507, 2002, hep-lat/0204010.
- [30] P. de Forcrand and O. Philipsen. The QCD phase diagram for small densities from imaginary chemical potential. *Nucl. Phys.*, B642:290–306, 2002, hep-lat/0205016.

- [31] P. de Forcrand and O. Philipsen. The Chiral critical point of $N(f) = 3$ QCD at finite density to the order $(\mu/T)^4$. *JHEP*, 0811:012, 2008, arXiv:0808.1096.
- [32] G. Endrődi, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabó. The QCD phase diagram at nonzero quark density. *JHEP*, 1104:001, 2011, arXiv:1102.1356.
- [33] Y. Aoki, G. Endrődi, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabó. The Order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics. *Nature*, 443:675–678, 2006, hep-lat/0611014.
- [34] F. R. Brown, F. P. Butler, H. Chen, N. H. Christ, Z. Dong, et al. On the existence of a phase transition for QCD with three light quarks. *Phys. Rev. Lett.*, 65:2491–2494, 1990.
- [35] S. A. Gottlieb, W. Liu, D. Toussaint, R. L. Renken, and R. L. Sugar. Chiral Symmetry Breaking in Lattice QCD with Two and Four Fermion Flavors. *Phys. Rev.*, D35:3972–3980, 1987.
- [36] S. A. Gottlieb, W. Liu, D. Toussaint, R. L. Renken, and R. L. Sugar. Estimating the chiral symmetry restoration temperature in two flavor QCD. *Phys. Rev. Lett.*, 59:1513, 1987.
- [37] S. A. Gottlieb, W. Liu, R. L. Renken, R. L. Sugar, and D. Toussaint. QCD thermodynamics with eight time slices. *Phys. Rev.*, D41:622, 1990.
- [38] C. W. Bernard, M. C. Ogilvie, T. A. DeGrand, C. E. Detar, S. A. Gottlieb, et al. QCD thermodynamics with two flavors at $N(t) = 6$. *Phys. Rev.*, D45:3854–3861, 1992.
- [39] M. Fukugita, H. Mino, M. Okawa, and A. Ukawa. Finite size test for the finite temperature chiral phase transition in lattice QCD. *Phys. Rev. Lett.*, 65:816–819, 1990.
- [40] M. Fukugita, H. Mino, M. Okawa, and A. Ukawa. Further study of the finite temperature chiral phase transition of two flavor lattice QCD at a small quark mass. *Phys. Rev.*, D42:2936–2939, 1990.
- [41] M. Asakawa and K. Yazaki. Chiral restoration at finite density and temperature. *Nucl. Phys.*, A504:668–684, 1989.
- [42] A. Barducci, R. Casalbuoni, S. De Curtis, R. Gatto, and G. Pettini. Chiral symmetry breaking in QCD at finite temperature and density. *Phys. Lett.*, B231:463, 1989.
- [43] A. Barducci, R. Casalbuoni, S. De Curtis, R. Gatto, and G. Pettini. Chiral phase transitions in QCD for finite temperature and density. *Phys. Rev.*, D41:1610, 1990.

- [44] A. Barducci, R. Casalbuoni, G. Pettini, and R. Gatto. Chiral phases of QCD at finite density and temperature. *Phys. Rev.*, D49:426–436, 1994.
- [45] J. Berges and K. Rajagopal. Color superconductivity and chiral symmetry restoration at nonzero baryon density and temperature. *Nucl. Phys.*, B538:215–232, 1999, hep-ph/9804233.
- [46] A. M. Halasz, A. D. Jackson, R. E. Shrock, M. A. Stephanov, and J. J. M. Verbaarschot. On the phase diagram of QCD. *Phys. Rev.*, D58:096007, 1998, hep-ph/9804290.
- [47] O. Scavenius, A. Mocsy, I.N. Mishustin, and D.H. Rischke. Chiral phase transition within effective models with constituent quarks. *Phys. Rev.*, C64:045202, 2001, nucl-th/0007030.
- [48] N. G. Antoniou and A. S. Kapoyannis. Bootstrapping the QCD critical point. *Phys. Lett.*, B563:165–172, 2003, hep-ph/0211392.
- [49] Y. Hatta and T. Ikeda. Universality, the QCD critical / tricritical point and the quark number susceptibility. *Phys. Rev.*, D67:014028, 2003, hep-ph/0210284.
- [50] M. Cheng, P. Hendge, C. Jung, F. Karsch, O. Kaczmarek, et al. Baryon Number, Strangeness and Electric Charge Fluctuations in QCD at High Temperature. *Phys. Rev.*, D79:074505, 2009, arXiv:0811.1006.
- [51] T. Anticic, ..., **G. I. Veres**, et al. Energy dependence of kaon-to-proton ratio fluctuations in central Pb+Pb collisions from $\sqrt{s_{NN}} = 6.3$ to 17.3 GeV. *Phys. Rev.*, C83:061902, 2011, arXiv:1101.3250.
- [52] T. Anticic, ..., **G. I. Veres**, et al. Energy dependence of transverse momentum fluctuations in Pb+Pb collisions at the CERN Super Proton Synchrotron (SPS) at 20A to 158A GeV. *Phys. Rev.*, C79:044904, 2009, arXiv:0810.5580.
- [53] C. Alt, ..., **G. I. Veres**, et al. Energy dependence of particle ratio fluctuations in central Pb+Pb collisions from $\sqrt{s_{NN}} = 6.3$ GeV to 17.3 GeV. *Phys. Rev.*, C79:044910, 2009, arXiv:0808.1237.
- [54] C. Alt, ..., **G. I. Veres**, et al. Energy Dependence of Multiplicity Fluctuations in Heavy Ion Collisions at the CERN SPS. *Phys. Rev.*, C78:034914, 2008, arXiv:0712.3216.
- [55] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. Multiplicity fluctuations in Au+Au collisions at RHIC. *Int. J. Mod. Phys.*, E16:2187–2192, 2007, nucl-ex/0702058.
- [56] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. Event-by-event fluctuations of azimuthal particle anisotropy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 104:142301, 2010, nucl-ex/0702036.

- [57] C. Alt, ..., **G. I. Veres**, et al. Centrality and system size dependence of multiplicity fluctuations in nuclear collisions at 158 A/GeV. *Phys. Rev.*, C75:064904, 2007, nucl-ex/0612010.
- [58] C. Alt, ..., **G. I. Veres**, et al. Electric charge fluctuations in central Pb+Pb collisions at 20 AGeV, 30 AGeV, 40 AGeV, 80 AGeV, and 158 AGeV. *Phys. Rev.*, C70:064903, 2004, nucl-ex/0406013.
- [59] T. Anticic, ..., **G. I. Veres**, et al. Transverse momentum fluctuations in nuclear collisions at 158 AGeV. *Phys. Rev.*, C70:034902, 2004, hep-ex/0311009.
- [60] S. V. Afanasev, ..., **G. I. Veres**, et al. Event-by-event fluctuations of the kaon to pion ratio in central Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon. *Phys. Rev. Lett.*, 86:1965–1969, 2001, hep-ex/0009053.
- [61] H. Appelshauser, ..., **G. I. Veres**, et al. Event-by-event fluctuations of average transverse momentum in central Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon. *Phys. Lett.*, B459:679–686, 1999, hep-ex/9904014.
- [62] F. Karsch. Lattice results on QCD thermodynamics. *Nucl. Phys.*, A698:199–208, 2002, hep-ph/0103314.
- [63] F. Karsch and E. Laermann. Thermodynamics and in medium hadron properties from lattice QCD. 2003, hep-lat/0305025. Prepared for Quark-Gluon Plasma III, R. Hwa (ed.).
- [64] Y. Aoki, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabó. The QCD transition temperature: Results with physical masses in the continuum limit. *Phys. Lett.*, B643:46–54, 2006, hep-lat/0609068.
- [65] M. Cheng, N. H. Christ, S. Datta, J. van der Heide, C. Jung, et al. The Transition temperature in QCD. *Phys. Rev.*, D74:054507, 2006, hep-lat/0608013.
- [66] Y. Aoki, Sz. Borsányi, S. Durr, Z. Fodor, S. D. Katz, et al. The QCD transition temperature: results with physical masses in the continuum limit II. *JHEP*, 0906:088, 2009, arXiv:0903.4155.
- [67] Sz. Borsányi et al. Is there still any T_c mystery in lattice QCD? Results with physical masses in the continuum limit III. *JHEP*, 1009:073, 2010, arXiv:1005.3508.
- [68] E. V. Shuryak. Theory of Hadronic Plasma. *Sov. Phys. JETP*, 47:212–219, 1978.
- [69] F. Csikor, G. I. Egri, Z. Fodor, S. D. Katz, K. K. Szabó, et al. Equation of state at finite temperature and chemical potential, lattice QCD results. *JHEP*, 0405:046, 2004, hep-lat/0401016.

- [70] C. R. Allton, S. Ejiri, S. J. Hands, O. Kaczmarek, F. Karsch, et al. The Equation of state for two flavor QCD at nonzero chemical potential. *Phys. Rev.*, D68:014507, 2003, hep-lat/0305007.
- [71] M. Cheng, S. Ejiri, P. Hegde, F. Karsch, O. Kaczmarek, et al. Equation of State for physical quark masses. *Phys. Rev.*, D81:054504, 2010, arXiv:0911.2215.
- [72] Sz. Borsányi, G. Endrődi, Z. Fodor, A. Jakovác, S. D. Katz, et al. The QCD equation of state with dynamical quarks. *JHEP*, 1011:077, 2010, arXiv:1007.2580.
- [73] M. G. Alford. Color superconducting quark matter. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 51:131–160, 2001, hep-ph/0102047.
- [74] G. Baym and S. A. Chin. Can a Neutron Star Be a Giant MIT Bag? *Phys. Lett.*, B62:241–244, 1976.
- [75] G. Chapline and M. Nauenberg. Asymptotic Freedom and the Baryon-Quark Phase Transition. *Phys. Rev.*, D16:450, 1977.
- [76] C. Adloff et al. Deep inelastic inclusive e+p scattering at low x and a determination of α_s . *Eur. Phys. J.*, C21:33–61, 2001, hep-ex/0012053.
- [77] J. Breitweg et al. ZEUS results on the measurement and phenomenology of F(2) at low x and low Q^2 . *Eur. Phys. J.*, C7:609–630, 1999, hep-ex/9809005.
- [78] V. N. Gribov and L. N. Lipatov. Deep inelastic e+p scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15:438–450, 1972.
- [79] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, B126:298, 1977.
- [80] Y. L. Dokshitzer. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ + e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, 46:641–653, 1977.
- [81] L. N. Lipatov. Reggeization of the Vector Meson and the Vacuum Singularity in Nonabelian Gauge Theories. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 23:338–345, 1976.
- [82] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and Victor S. Fadin. The Pommeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories. *Sov. Phys. JETP*, 45:199–204, 1977.
- [83] I. I. Balitsky and L. N. Lipatov. The Pommeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 28:822–829, 1978.

- [84] E. Iancu and R. Venugopalan. The Color glass condensate and high-energy scattering in QCD. 2003, hep-ph/0303204.
- [85] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, A. Leonidov, and H. Weigert. The BFKL equation from the Wilson renormalization group. *Nucl. Phys.*, B504:415–431, 1997, hep-ph/9701284.
- [86] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, A. Leonidov, and H. Weigert. The Wilson renormalization group for low x physics: Towards the high density regime. *Phys. Rev.*, D59:014014, 1999, hep-ph/9706377.
- [87] E. Iancu, A. Leonidov, and L. D. McLerran. Nonlinear gluon evolution in the color glass condensate. 1. *Nucl. Phys.*, A692:583–645, 2001, hep-ph/0011241.
- [88] Y. V. Kovchegov. Small x F(2) structure function of a nucleus including multiple pomeron exchanges. *Phys. Rev.*, D60:034008, 1999, hep-ph/9901281.
- [89] J. M. Maldacena. The large N limit of superconformal field theories and supergravity. *Adv. Theor. Math. Phys.*, 2:231–252, 1998, hep-th/9711200.
- [90] E. Witten. Anti-de Sitter space, thermal phase transition, and confinement in gauge theories. *Adv. Theor. Math. Phys.*, 2:505–532, 1998, hep-th/9803131.
- [91] P. Kovtun, D. T. Son, and A. O. Starinets. Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics. *Phys. Rev. Lett.*, 94:111601, 2005, hep-th/0405231. An Essay submitted to 2004 Gravity Research Foundation competition.
- [92] H. Liu, K. Rajagopal, and U. A. Wiedemann. Calculating the jet quenching parameter from AdS/CFT. *Phys. Rev. Lett.*, 97:182301, 2006, hep-ph/0605178.
- [93] C. P. Herzog, A. Karch, P. Kovtun, C. Kozcaz, and L. G. Yaffe. Energy loss of a heavy quark moving through N=4 supersymmetric Yang-Mills plasma. *JHEP*, 0607:013, 2006, hep-th/0605158.
- [94] S. S. Gubser. Drag force in AdS/CFT. *Phys. Rev.*, D74:126005, 2006, hep-th/0605182.
- [95] J. Casalderrey-Solana and D. Teaney. Heavy quark diffusion in strongly coupled N=4 Yang-Mills. *Phys. Rev.*, D74:085012, 2006, hep-ph/0605199.
- [96] G. F. Chapline, M. H. Johnson, E. Teller, and M. S. Weiss. Highly excited nuclear matter. *Phys. Rev.*, D8:4302–4308, 1973.
- [97] T. Anticic, ..., **G. I. Veres**, et al. Search for the QCD critical point in nuclear collisions at the CERN SPS. *Phys. Rev.*, C81:064907, 2010, arXiv:0912.4198.

- [98] T. Sjostrand. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comput. Phys. Commun.*, 82:74–90, 1994.
- [99] T. Sjostrand et al. High-energy physics event generation with PYTHIA 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, 135:238–259, 2001, hep-ph/0010017.
- [100] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, and P. Z. Skands. Pythia 6.3 physics and manual. 2003, hep-ph/0308153.
- [101] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605:026, 2006, hep-ph/0603175.
- [102] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, 178:852–867, 2008, arXiv:0710.3820.
- [103] M. Bahr et al. Herwig++ Physics and Manual. *Eur. Phys. J.*, C58:639–707, 2008, arXiv:0803.0883.
- [104] I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev. Fast simulation of flow effects in central and semicentral heavy ion collisions at LHC. 2003, hep-ph/0312204.
- [105] I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev. A Model of jet quenching in ultrarelativistic heavy ion collisions and high- p_T hadron spectra at RHIC. *Eur. Phys. J.*, C45:211–217, 2006, hep-ph/0506189.
- [106] A. Bialas, M. Bleszynski, and W. Czyz. Multiplicity Distributions in Nucleus-Nucleus Collisions at High-Energies. *Nucl. Phys.*, B111:461, 1976.
- [107] S. A. Bass and A. Dumitru. Dynamics of hot bulk QCD matter: From the quark gluon plasma to hadronic freezeout. *Phys. Rev.*, C61:064909, 2000, nucl-th/0001033.
- [108] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. Energy and centrality dependence of particle production at very low transverse momenta in Au+Au collisions. *J. Phys. G*, G35:104131, 2008, arXiv:0804.4270.
- [109] B. B. Back et al. The PHOBOS detector at RHIC. *Nucl. Instrum. Meth.*, A499:603–623, 2003.
- [110] K. Wozniak, ..., **G. I. Veres**, et al. Vertex reconstruction algorithms in the PHOBOS experiment at RHIC. *Nucl. Instrum. Meth.*, A566:185–189, 2006, nucl-ex/0606016.
- [111] S. Chatrchyan, ..., **G. I. Veres**, et al. Dependence on pseudorapidity and centrality of charged hadron production in Pb+Pb collisions at a nucleon-nucleon centre-of-mass energy of 2.76 TeV. *JHEP*, 08:141, 2011, arXiv:1107.4800.

- [112] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC. *Nucl. Phys.*, A757:28–101, 2005, nucl-ex/0410022.
- [113] G. L. Bayatian, ..., **G. I. Veres**, et al. CMS physics: Technical Design Report, Volume I: Detector Performance and Software. 2006, CERN-LHCC-2006-001.
- [114] G. L. Bayatian, ..., **G. I. Veres**, et al. CMS technical design report, volume II: Physics performance. *J. Phys. G*, G34:995–1579, 2007.
- [115] N. Akchurin, ..., **G. Veres**, et al. Test beam of a quartz-fibre calorimeter prototype with a passive front section. *Nucl. Instrum. Meth.*, A400:267–278, 1997.
- [116] R. Adolphi, ..., **G. I. Veres**, et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008.
- [117] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Centrality dependence of charged hadron transverse momentum spectra in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 91:072302, 2003, nucl-ex/0306025.
- [118] S. Chatrchyan, ..., **G. I. Veres**, et al. Alignment of the CMS Muon System with Cosmic-Ray and Beam-Halo Muons. *JINST*, 5:T03020, 2010, arXiv:0911.4022.
- [119] K. Kanaya. Recent lattice results relevant for heavy ion collisions. *Nucl. Phys.*, A715:233–242, 2003, hep-ph/0209116.
- [120] F. Karsch. News from lattice QCD on heavy quark potentials and spectral functions of heavy quark states. *J. Phys. G*, G30:S887–S894, 2004, hep-lat/0403016.
- [121] M. D’Elia and M. P. Lombardo. QCD thermodynamics: Lattice results confront models. 2004, hep-lat/0409010.
- [122] C. T. H. Davies et al. High precision lattice QCD confronts experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 92:022001, 2004, hep-lat/0304004.
- [123] E. Laermann and O. Philipsen. The Status of lattice QCD at finite temperature. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 53:163–198, 2003, hep-ph/0303042.
- [124] F. Karsch. Lattice QCD at high temperature and density. *Lect. Notes Phys.*, 583:209–249, 2002, hep-lat/0106019.
- [125] B. B. Back, M. D. Baker, D. S. Barton, R. R. Betts, M. Ballintijn, et al. The Significance of the fragmentation region in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 91:052303, 2003, nucl-ex/0210015.

- [126] B. B. Back et al. Energy dependence of particle multiplicities in central Au+Au collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 88:022302, 2002, nucl-ex/0108009.
- [127] B. B. Back et al. Centrality dependence of the charged particle multiplicity near mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV and 200 GeV. *Phys. Rev.*, C65:061901, 2002, nucl-ex/0201005.
- [128] B. B. Back et al. Collision geometry scaling of Au+Au pseudorapidity density from $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV to 200 GeV. *Phys. Rev.*, C70:021902, 2004, nucl-ex/0405027.
- [129] S. A. Bass, M. Bleicher, W. Cassing, A. Dumitru, H. J. Drescher, et al. Last call for RHIC predictions. *Nucl. Phys.*, A661:205–260, 1999, nucl-th/9907090.
- [130] A. Capella, A. Kaidalov, and J. Tran Thanh Van. Gribov theory of nuclear interactions and particle densities at future heavy ion colliders. *Heavy Ion Phys.*, 9:169–186, 1999, hep-ph/9903244.
- [131] J. Ranft. New features in DPMJET version II.5. 1999, hep-ph/9911213.
- [132] N. Armesto and C. Pajares. Central rapidity densities of charged particles at RHIC and LHC. *Int. J. Mod. Phys.*, A15:2019–2052, 2000, hep-ph/0002163.
- [133] K. J. Eskola, K. Kajantie, P. V. Ruuskanen, and K. Tuominen. Scaling of transverse energies and multiplicities with atomic number and energy in ultrarelativistic nuclear collisions. *Nucl. Phys.*, B570:379–389, 2000, hep-ph/9909456.
- [134] S. A. Bass, A. Dumitru, M. Bleicher, L. Bravina, E. Zabrodin, et al. Hadronic freeze-out following a first order hadronization phase transition in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, C60:021902, 1999, nucl-th/9902062.
- [135] A. Krasnitz and R. Venugopalan. The Initial gluon multiplicity in heavy ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 86:1717–1720, 2001, hep-ph/0007108.
- [136] L. Ahle et al. Particle production at high baryon density in central Au+Au reactions at 11.6 AGeV/c. *Phys. Rev.*, C57:466–470, 1998.
- [137] B. B. Back, R. R. Betts, J. Chang, W. C. Chang, C. Y. Chi, et al. Proton emission in Au+Au collisions at 6 GeV/nucleon, 8 GeV/nucleon, and 10.8 GeV/nucleon. *Phys. Rev.*, C66:054901, 2002.
- [138] L. Ahle et al. An Excitation function of K^- and K^+ production in Au+Au reactions at the AGS. *Phys. Lett.*, B490:53–60, 2000, nucl-ex/0008010.

- [139] J. L. Klay et al. Charged pion production in 2 to 8 AGeV central Au+Au collisions. *Phys. Rev.*, C68:054905, 2003, nucl-ex/0306033.
- [140] B. B. Back et al. Charged particle multiplicity near mid-rapidity in central Au+Au collisions at $\sqrt{s} = 56$ A/GeV and 130 A/GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3100–3104, 2000, hep-ex/0007036.
- [141] B. B. Back et al. Centrality dependence of charged particle multiplicity at mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Rev.*, C65:031901, 2002, nucl-ex/0105011.
- [142] S. V. Afanasiev, ..., **G. I. Veres**, et al. Energy dependence of pion and kaon production in central Pb+Pb collisions. *Phys. Rev.*, C66:054902, 2002, nucl-ex/0205002.
- [143] T. Anticic, ..., **G. I. Veres**, et al. Energy and centrality dependence of deuteron and proton production in Pb+Pb collisions at relativistic energies. *Phys. Rev.*, C69:024902, 2004.
- [144] J. D. Bjorken. Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region. *Phys. Rev.*, D27:140–151, 1983.
- [145] L. Ahle et al. Proton and deuteron production in Au+Au reactions at 11.6 AGeV/c. *Phys. Rev.*, C60:064901, 1999.
- [146] L. Ahle et al. Anti-proton production in Au+Au collisions at 11.7 AGeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, 81:2650–2654, 1998.
- [147] B. B. Back et al. Ratios of charged anti-particles to particles near mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 87:102301, 2001, hep-ex/0104032.
- [148] B. B. Back et al. Ratios of charged anti-particles to particles near mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C67:021901, 2003, nucl-ex/0206012.
- [149] I. G. Bearden, H. Boggild, J. Boissevain, J. Dodd, B. Erasmus, et al. Midrapidity protons in 158 AGeV Pb+Pb Collisions. *Phys. Lett.*, B388:431–436, 1996.
- [150] J. Bachler, ..., **G. I. Veres**, et al. Hadron production in nuclear collisions from the NA49 experiment at 158 GeV/c/A. *Nucl. Phys.*, A661:45–54, 1999.
- [151] F. Becattini, J. Cleymans, A. Keranen, E. Suhonen, and K. Redlich. Features of particle multiplicities and strangeness production in central heavy ion collisions between 1.7A GeV/c and 158 AGeV/c. *Phys. Rev.*, C64:024901, 2001, hep-ph/0002267.
- [152] F. Becattini. A Thermodynamical approach to hadron production in $e^+ + e^-$ collisions. *Z. Phys.*, C69:485–492, 1996.

- [153] P. Braun-Munzinger, I. Heppe, and J. Stachel. Chemical equilibration in Pb+Pb collisions at the SPS. *Phys. Lett.*, B465:15–20, 1999, nucl-th/9903010.
- [154] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Centrality dependence of charged anti-particle to particle ratios near mid rapidity in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C70:011901, 2004, nucl-ex/0309013.
- [155] M. Gyulassy and X.-N. Wang. HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 83:307, 1994, nucl-th/9502021.
- [156] H. Sorge. Flavor production in Pb (160 A/GeV) on Pb collisions: Effect of color ropes and hadronic rescattering. *Phys. Rev.*, C52:3291–3314, 1995, nucl-th/9509007.
- [157] Z.-W. Lin, S. Pal, C. M. Ko, B.-A. Li, and B. Zhang. Charged particle rapidity distributions at relativistic energies. *Phys. Rev.*, C64:011902, 2001, nucl-th/0011059.
- [158] B. Zhang, C. M. Ko, B.-A. Li, and Z.-W. Lin. A multiphase transport model for nuclear collisions at RHIC. *Phys. Rev.*, C61:067901, 2000, nucl-th/9907017.
- [159] F. W. Bopp and M. Shabelski. String junction effects for forward and central baryon production in hadron-nucleus collisions. *Eur. Phys. J.*, A28:237–243, 2006, hep-ph/0603193.
- [160] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Charged antiparticle to particle ratios near midrapidity in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C71:021901, 2005, nucl-ex/0409003.
- [161] A. M. Rossi, G. Vannini, A. Bussiere, E. Albini, D. D'Alessandro, et al. Experimental Study of the Energy Dependence in Proton Proton Inclusive Reactions. *Nucl. Phys.*, B84:269, 1975.
- [162] K. Guettler et al. Inclusive Production of Low Momentum Charged Pions, Kaons, and Protons at $x = 0$ at the CERN Intersecting Storage Rings. *Nucl. Phys.*, B116:77, 1976.
- [163] M. Banner et al. Inclusive Charged Particle Production at the CERN anti-p p Collider. *Phys. Lett.*, B122:322–328, 1983.
- [164] M. Aguilar-Benitez, W. W. W. Allison, A. A. Batalov, E. Castelli, P. Cecchia, et al. Inclusive particle production in 400 GeV/c p+p interactions. *Z. Phys.*, C50:405–426, 1991.
- [165] K. Adcox et al. Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 88:022301, 2002, nucl-ex/0109003.

- [166] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Charged hadron transverse momentum distributions in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Lett.*, B578:297–303, 2004, nucl-ex/0302015.
- [167] C. Albajar et al. A Study of the General Characteristics of Proton - anti-Proton Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV to 0.9 TeV. *Nucl. Phys.*, B335:261, 1990.
- [168] B. Muller. Phenomenology of jet quenching in heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, C67:061901, 2003, nucl-th/0208038.
- [169] D. Kharzeev, E. Levin, and L. McLerran. Parton saturation and N_{part} scaling of semi-hard processes in QCD. *Phys. Lett.*, B561:93–101, 2003, hep-ph/0210332.
- [170] J. W. Cronin et al. Production of Hadrons with Large Transverse Momentum at 200 GeV, 300 GeV, and 400 GeV. *Phys. Rev.*, D11:3105, 1975.
- [171] A. Accardi. Cronin effect in proton nucleus collisions: A survey of theoretical models. 2002, hep-ph/0212148.
- [172] I. Vitev. Initial state parton broadening and energy loss probed in d+Au at RHIC. *Phys. Lett.*, B562:36–44, 2003, nucl-th/0302002.
- [173] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Pseudorapidity dependence of charged hadron transverse momentum spectra in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C70:061901, 2004, nucl-ex/0406017.
- [174] D. Kharzeev, Y. V. Kovchegov, and K. Tuchin. Cronin effect and high- p_T suppression in p+A collisions. *Phys. Rev.*, D68:094013, 2003, hep-ph/0307037.
- [175] S. S. Adler et al. Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d+Au collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 91:072303, 2003, nucl-ex/0306021.
- [176] J. Adams et al. Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high p_T hadrons in Au+Au collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 91:072304, 2003, nucl-ex/0306024.
- [177] I. Arsene et al. Transverse momentum spectra in Au+Au and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and the pseudorapidity dependence of high p_T suppression. *Phys. Rev. Lett.*, 91:072305, 2003, nucl-ex/0307003.
- [178] J. Jalilian-Marian and Y. V. Kovchegov. Saturation physics and deuteron gold collisions at RHIC. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 56:104–231, 2006, hep-ph/0505052.

- [179] **G. I. Veres**. Antiproton production in nuclear collisions at 158 A GeV/c. *Nucl. Phys.*, A661:383–386, 1999.
- [180] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Identified hadron transverse momentum spectra in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV. *Phys. Rev.*, C75:024910, 2007, nucl-ex/0610001.
- [181] C. Alt, ..., **G. I. Veres**, et al. Observation of an Exotic $S = -2$, $Q = -2$ Baryon Resonance in Proton-Proton Collisions at the CERN SPS. *Phys. Rev. Lett.*, 92:042003, 2004, hep-ex/0310014.
- [182] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Strange Particle Production in p+p Collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV. *JHEP*, 05:064, 2011, arXiv:1102.4282.
- [183] **G. I. Veres** et al. Identified hadron spectra from PHOBOS. *J. Phys.*, G30:S1143–S1147, 2004.
- [184] K. Adcox et al. Centrality dependence of π^{+-} , K^{+-} , p and anti-p production from $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV Au+Au collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 88:242301, 2002, nucl-ex/0112006.
- [185] K. Adcox et al. Single identified hadron spectra from $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV Au+Au collisions. *Phys. Rev.*, C69:024904, 2004, nucl-ex/0307010.
- [186] S. S. Adler et al. Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C69:34909, 2004, nucl-ex/0307022.
- [187] I. G. Bearden et al. Particle production in central Pb+Pb collisions at 158A GeV/c. *Phys. Rev.*, C66:044907, 2002, nucl-ex/0202019.
- [188] P. Abreu et al. Identified Charged Particles in Quark and Gluon Jets. *Eur. Phys. J.*, C17:207–222, 2000, hep-ex/0106063.
- [189] R. C. Hwa and C. B. Yang. Scaling behavior at high p_T and the p/π ratio. *Phys. Rev.*, C67:034902, 2003, nucl-th/0211010.
- [190] C. Roland, **G. I. Veres**, and K. Krajczár. Simulation of Jet Quenching Observables in Heavy Ion Collisions at the LHC. *Int. J. Mod. Phys.*, E16:1937–1942, 2007, nucl-ex/0702057.
- [191] **G. I. Veres**. Measurements of high- p_T probes in heavy ion collisions at CMS. *Nucl. Phys.*, A830:793C–796C, 2009, arXiv:0907.4814.
- [192] **G. I. Veres**. Heavy ion physics at the LHC with CMS. *J. Phys. G*, G32:S567–S570, 2006.

- [193] C. A. Salgado and U. A. Wiedemann. Calculating quenching weights. *Phys. Rev.*, D68:014008, 2003, hep-ph/0302184.
- [194] S. Chatrchyan, ..., **G. I. Veres**, et al. Charged particle transverse momentum spectra in p+p collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV. *JHEP*, 08:086, 2011, arXiv:1104.3547.
- [195] M. M. Aggarwal et al. Transverse mass distributions of neutral pions from ^{208}Pb induced reactions at 158 AGeV. *Eur. Phys. J.*, C23:225–236, 2002, nucl-ex/0108006.
- [196] D. G. d’Enterria. Indications of suppressed high p_T hadron production in nucleus nucleus collisions at CERN-SPS. *Phys. Lett.*, B596:32–43, 2004, nucl-ex/0403055.
- [197] A. Adare et al. Suppression pattern of neutral pions at high transverse momentum in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and constraints on medium transport coefficients. *Phys. Rev. Lett.*, 101:232301, 2008, arXiv:0801.4020.
- [198] J. Adams et al. Transverse momentum and collision energy dependence of high p_T hadron suppression in Au+Au collisions at ultrarelativistic energies. *Phys. Rev. Lett.*, 91:172302, 2003, nucl-ex/0305015.
- [199] A. Dainese, C. Loizides, and G. Paic. Leading-particle suppression in high energy nucleus nucleus collisions. *Eur. Phys. J.*, C38:461–474, 2005, hep-ph/0406201.
- [200] I. Vitev and M. Gyulassy. High p_T tomography of d+Au and Au+Au at SPS, RHIC, and LHC. *Phys. Rev. Lett.*, 89:252301, 2002, hep-ph/0209161.
- [201] I. Vitev. Jet tomography. *J. Phys.*, G30:S791–S800, 2004, hep-ph/0403089.
- [202] T. Renk, H. Holopainen, R. Paatelainen, and K. J. Eskola. Systematics of the charged-hadron p_T spectrum and the nuclear suppression factor in heavy-ion collisions from $\sqrt{s}=200$ GeV to 2.76 TeV. 2011, arXiv:1103.5308.
- [203] K. Aamodt et al. Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb+Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Lett.*, B696:30–39, 2011, arXiv:1012.1004.
- [204] C. Loizides. Photon-tagged jet measurements in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV with the CMS detector. *J. Phys. G*, G35:104166, 2008, arXiv:0804.3679.
- [205] Y. Chen, V. Chetluru, Y. J. Lee, C. Loizides, C. Roland, et al. Study of photon-tagged jet events in high-energy heavy ion collisions with CMS. *Eur. Phys. J.*, C61:649–658, 2009.

- [206] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Measurement of the Isolated Prompt Photon Production Cross Section in p+p Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 106:082001, 2011, arXiv:1012.0799.
- [207] S. Chatrchyan, ..., **G. I. Veres**, et al. Study of Z boson production in Pb+Pb collisions at nucleon-nucleon centre of mass energy = 2.76 TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 106:212301, 2011, arXiv:1102.5435.
- [208] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Measurements of Inclusive W and Z Cross Sections in p+p Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *JHEP*, 1101:080, 2011, arXiv:1012.2466.
- [209] D. A. Appel. Jets as a probe of quark-gluon plasmas. *Phys. Rev. D*, 33(3):717–722, Feb 1986.
- [210] J. P. Blaizot and L. D. McLerran. Jets in expanding quark-gluon plasmas. *Phys. Rev. D*, 34(9):2739–2745, Nov 1986.
- [211] J. Casalderrey-Solana and C. A. Salgado. Introductory lectures on jet quenching in heavy ion collisions. *Acta Phys. Polon.*, B38:3731–3794, 2007, arXiv:0712.3443.
- [212] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff. Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite-volume quark-gluon plasma. *Nucl. Phys.*, B483:291–320, 1997, hep-ph/9607355.
- [213] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff. Radiative energy loss and p_T -broadening of high energy partons in nuclei. *Nucl. Phys.*, B484:265–282, 1997, hep-ph/9608322.
- [214] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, and D. Schiff. Radiative energy loss of high energy partons traversing an expanding QCD plasma. *Phys. Rev.*, C58:1706–1713, 1998, hep-ph/9803473.
- [215] M. Gyulassy, P. Lévai, and I. Vitev. Reaction operator approach to non-Abelian energy loss. *Nucl. Phys.*, B594:371–419, 2001, nucl-th/0006010.
- [216] B. G. Zakharov. Fully quantum treatment of the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect in QED and QCD. *JETP Lett.*, 63:952–957, 1996, hep-ph/9607440.
- [217] U. A. Wiedemann. Gluon radiation off hard quarks in a nuclear environment: Opacity expansion. *Nucl. Phys.*, B588:303–344, 2000, hep-ph/0005129.
- [218] C. A. Salgado and U. A. Wiedemann. Medium modification of jet shapes and jet multiplicities. *Phys. Rev. Lett.*, 93:042301, 2004, hep-ph/0310079.

- [219] C. A. Salgado. Medium-induced gluon radiation and jet quenching in heavy ion collisions. *Mod. Phys. Lett.*, A19:271–286, 2004, hep-ph/0312127.
- [220] E. Wang and X.-N. Wang. Jet tomography of dense and nuclear matter. *Phys. Rev. Lett.*, 89:162301, 2002, hep-ph/0202105.
- [221] S. Chatrchyan, ..., **G. I. Veres**, et al. Observation and studies of jet quenching in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. C*, 84(2):024906, Aug 2011.
- [222] O. Kodolova, I. Vardanyan, A. Nikitenko, and A. Oulianov. The performance of the jet identification and reconstruction in heavy ions collisions with CMS detector. *Eur. Phys. J. C - Particles and Fields*, 50:117–123, 2007. 10.1140/epjc/s10052-007-0223-9.
- [223] The CMS Collaboration. CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance. *J. Phys. G.*, 34(6):995, 2007.
- [224] J. E. Huth, N. Wainer, K. Meier, N. J. Hadley, F. Aversa, M. Greco, P. Chiappetta, J. P. Guillet, S. Ellis, Z. Kunszt, and D. E. Soper. Toward a standardization of jet definitions. FERMILAB-CONF-90-249-E:7 p, Dec 1990.
- [225] CMS Collaboration. Jet Energy Corrections determination at 7 TeV. *CMS Physics Analysis Summary*, CMS-PAS-JME-10-010, 2010.
- [226] S. Chatrchyan, ..., **G. I. Veres**, et al. Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in p+p Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. 2011, arXiv:1106.0208.
- [227] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Measurement of the Inclusive Upsilon production cross section in p+p collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *Phys. Rev.*, D83:112004, 2011, arXiv:1012.5545.
- [228] S. Chatrchyan, ..., **G. I. Veres**, et al. Indications of suppression of excited Υ states in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 107:052302, 2011, arXiv:1105.4894.
- [229] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Prompt and non-prompt J/Ψ production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur. Phys. J.*, C71:1575, 2011, arXiv:1011.4193.
- [230] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. Scaling properties in bulk and p_T -dependent particle production near midrapidity in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, C80:011901, 2009, arXiv:0808.1895.
- [231] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Energy dependence of directed flow over a wide range of pseudorapidity in Au+Au collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 97:012301, 2006, nucl-ex/0511045.

- [232] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. Phobos results on charged particle multiplicity and pseudorapidity distributions in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p collisions at ultra-relativistic energies. *Phys. Rev.*, C83:024913, 2011, arXiv:1011.1940.
- [233] S. Eidelman et al. Review of particle physics. Particle Data Group. *Phys. Lett.*, B592:1, 2004.
- [234] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Pseudorapidity distribution of charged particles in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 93:082301, 2004, nucl-ex/0311009.
- [235] J. Klay. *Transverse mass and rapidity spectra of pions and protons from gold + gold collisions at the alternating gradient synchrotron*. PhD thesis, University of California, Davis, 2001.
- [236] B. B. Back et al. Comparison of the total charged particle multiplicity in high-energy heavy ion collisions with $e^+ + e^-$ and p+p / anti-p + p data. 2003, nucl-ex/0301017.
- [237] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Centrality and energy dependence of charged-particle multiplicities in heavy ion collisions in the context of elementary reactions. *Phys. Rev.*, C74:021902, 2006.
- [238] **G. I. Veres**. *Baryon Momentum Transfer in Hadronic and Nuclear Collisions at the CERN NA49 Experiment*. PhD thesis, Eötvös Loránd University Budapest, Physics PhD School, H-1117 Budapest, Pázmány Péter sétány 1/A., Hungary, 2002. https://edms.cern.ch/file/818513/1/gabor_veres_phd.pdf.
- [239] A. E. Brenner, D. C. Carey, J. E. Elias, P. H. Garbincius, G. Mikenberg, et al. Experimental Study of Single Particle Inclusive Hadron Scattering and Associated Multiplicities. *Phys. Rev.*, D26:1497, 1982.
- [240] M. Basile, G. Cara Romeo, L. Cifarelli, A. Contin, G. D'Ali, et al. Evidence of the Same Multiparticle Production Mechanism in p+p Collisions as in $e^+ + e^-$ Annihilation. *Phys. Lett.*, B92:367, 1980.
- [241] M. Basile, G. Cara Romeo, L. Cifarelli, A. Contin, G. D'Ali, et al. The energy dependence of charged particle multiplicity in p+p interactions. *Phys. Lett.*, B95:311, 1980.
- [242] B. B. Back et al. Baryon rapidity loss in relativistic Au+Au collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 86:1970–1973, 2001, nucl-ex/0003007.
- [243] A. H. Mueller. Multiplicity and Hadron Distributions in QCD Jets: Nonleading Terms. *Nucl. Phys.*, B213:85, 1983.

- [244] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Scaling of charged particle production in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C72:031901, 2005, nucl-ex/0409021.
- [245] G. J. Alner et al. UA5: A general study of proton-antiproton physics at $\sqrt{s} = 546$ GeV. *Phys. Rept.*, 154:247–383, 1987.
- [246] J. E. Elias, W. Busza, C. Halliwell, D. Luckey, P. Swartz, et al. An Experimental Study of Multiparticle Production in Hadron - Nucleus Interactions at High-Energy. *Phys. Rev.*, D22:13, 1980.
- [247] J. Whitmore. Experimental Results on Strong Interactions in the NAL Hydrogen Bubble Chamber. *Phys. Rept.*, 10:273–373, 1974.
- [248] J. Whitmore. Multiparticle Production in the Fermilab Bubble Chambers. *Phys. Rept.*, 27:187–273, 1976.
- [249] H. Boggild and T. Ferbel. Inclusive reactions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 24:451–514, 1974.
- [250] W. Busza, J. E. Elias, D. F. Jacobs, P. A. Swartz, C. C. Young, et al. Charged Particle Multiplicity in π^- Nucleus Interactions at 100 GeV/c and 175 GeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, 34:836–839, 1975.
- [251] W. Busza. Review of Experimental Data on Hadron-Nucleus Collisions at High-Energies. *Acta Phys. Polon.*, B8:333, 1977.
- [252] G. J. Alner et al. Scaling of Pseudorapidity Distributions at c.m. Energies Up to 0.9 TeV. *Z. Phys.*, C33:1–6, 1986.
- [253] W. Thome et al. Charged Particle Multiplicity Distributions in p+p Collisions at ISR Energies. *Nucl. Phys.*, B129:365, 1977.
- [254] R. E. Ansorge et al. Charged Particle Multiplicity Distributions at 200 GeV and 900 GeV Center-Of-Mass Energy. *Z. Phys.*, C43:357, 1989.
- [255] D. Kharzeev and E. Levin. Manifestations of high density QCD in the first RHIC data. *Phys. Lett.*, B523:79–87, 2001, nucl-th/0108006.
- [256] D. Kharzeev, E. Levin, and M. Nardi. The Onset of classical QCD dynamics in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, C71:054903, 2005, hep-ph/0111315.
- [257] D. Kharzeev and M. Nardi. Hadron production in nuclear collisions at RHIC and high density QCD. *Phys. Lett.*, B507:121–128, 2001, nucl-th/0012025.

- [258] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Centrality dependence of charged hadron transverse momentum spectra in Au+Au collisions from $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV to 200 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 94:082304, 2005, nucl-ex/0405003.
- [259] A. Breakstone et al. Inclusive charged particle cross-sections in full phase space from proton proton interactions at ISR energies. *Z. Phys.*, C69:55–66, 1995.
- [260] D. Drijard et al. A measurement of the inclusive cross-section of charged pions at very high transverse momenta. *Nucl. Phys.*, B208:1, 1982.
- [261] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. System size and centrality dependence of charged hadron transverse momentum spectra in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s} = 62.4$ GeV and 200 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 96:212301, 2006, nucl-ex/0512016.
- [262] K. Adcox et al. Centrality dependence of the high p_T charged hadron suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Lett.*, B561:82–92, 2003, nucl-ex/0207009.
- [263] S. S. Adler et al. High p_T charged hadron suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C69:034910, 2004, nucl-ex/0308006.
- [264] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Charged-particle pseudorapidity distributions in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV. *Phys. Rev.*, C74:021901, 2006, nucl-ex/0509034.
- [265] B. B. Back et al. Charged particle pseudorapidity density distributions from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 87:102303, 2001, nucl-ex/0106006.
- [266] J. Benecke, T. T. Chou, C.-N. Yang, and E. Yen. Hypothesis of Limiting Fragmentation in High-Energy Collisions. *Phys. Rev.*, 188:2159–2169, 1969.
- [267] P. Abreu et al. Energy dependence of inclusive spectra in $e^+ + e^-$ annihilation. *Phys. Lett.*, B459:397–411, 1999.
- [268] R. P. Feynman. Very high-energy collisions of hadrons. *Phys. Rev. Lett.*, 23:1415–1417, 1969.
- [269] R. P. Feynman. *Photon-Hadron Interactions*. W.A. Benjamin Inc., 1972.
- [270] I. Otterlund, E. Stenlund, B. Andersson, G. Nilsson, O. Adamovic, et al. Nuclear interactions of 400 GeV protons in emulsion. *Nucl. Phys.*, B142:445, 1978.
- [271] S. Fredriksson, G. Eilam, G. Berlad, and L. Bergstrom. High-energy collisions with atomic nuclei. Part 1. *Phys. Rept.*, 144:187, 1987.
- [272] L. Stodolsky. in Proceedings VI International Colloquium on Multiparticle Reactions, Oxford. 1975.

- [273] W. Busza and R. Ledoux. Energy deposition in high-energy proton nucleus collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 38:119–159, 1988.
- [274] D. H. Brick, M. Widgoff, P. Beilliere, P. Lutz, J. L. Narjoux, et al. Rapidities of produced particles in 200 GeV/c π^+ / p / K^+ interactions on Au, Ag, and Mg. *Phys. Rev.*, D41:765–773, 1990.
- [275] C. Halliwell, J. E. Elias, W. Busza, D. Luckey, L. Votta, et al. Energy Dependence of the Pseudorapidity Distributions in Proton-Nucleus Collisions Between 50 GeV/c and 200 GeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, 39:1499–1502, 1977.
- [276] I. G. Bearden et al. Charged meson rapidity distributions in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 94:162301, 2005, nucl-ex/0403050.
- [277] **G. Veres**. System size, energy, centrality and pseudorapidity dependence of charged-particle density in Au+Au and Cu+Cu collisions at RHIC. *Indian Journal of Physics*, 85:1015–1019, 2011. 10.1007/s12648-011-0135-2.
- [278] I. G. Bearden et al. Charged particle densities from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Lett.*, B523:227–233, 2001, nucl-ex/0108016.
- [279] I. G. Bearden et al. Pseudorapidity distributions of charged particles from Au+Au collisions at the maximum RHIC energy. *Phys. Rev. Lett.*, 88:202301, 2002, nucl-ex/0112001.
- [280] A. Toia for the ALICE Collaboration. Bulk properties of Pb+Pb collisions at LHC measured by ALICE. Preliminary result presented at the Quark Matter 2011 Conference, Annecy, France, 2011.
- [281] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in p+p collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV. *JHEP*, 1002:041, 2010, arXiv:1002.0621.
- [282] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in p+p collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 105:022002, 2010, arXiv:1005.3299.
- [283] W. Kittel and E. A. De Wolf. *Soft Multihadron Dynamics*. World Scientific, Singapore, 2005.
- [284] F. W. Bopp, R. Engel, and J. Ranft. Rapidity gaps and the PHOJET Monte Carlo. 1998, hep-ph/9803437.
- [285] R. Engel, J. Ranft, and S. Roesler. Hard diffraction in hadron hadron interactions and in photoproduction. *Phys. Rev.*, D52:1459–1468, 1995, hep-ph/9502319.

- [286] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. CMS Tracking Performance Results from early LHC Operation. *Eur. Phys. J.*, C70:1165–1192, 2010, arXiv:1007.1988.
- [287] K. Aamodt et al. First proton–proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: measurement of the charged particle pseudorapidity density at $\sqrt{s} = 900$ GeV. *Eur. Phys. J.*, C65:111–125, 2010, arXiv:0911.5430.
- [288] A. Moraes, C. Buttar, and I. Dawson. Prediction for minimum bias and the underlying event at LHC energies. *Eur. Phys. J.*, C50:435–466, 2007.
- [289] K. Aamodt et al. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV with ALICE at LHC. *Eur. Phys. J.*, C68:89–108, 2010, arXiv:1004.3034.
- [290] F. Abe et al. Pseudorapidity distributions of charged particles produced in $\bar{p}p$ interactions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV. *Phys. Rev.*, D41:2330, 1990.
- [291] B. I. Abelev et al. Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in p+p, d+Au and Au+Au Collisions from STAR. *Phys. Rev.*, C79:034909, 2009, arXiv:0808.2041.
- [292] R. Nouicer, ..., **G. I. Veres**, et al. Pseudorapidity distributions of charged particles in d+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *J. Phys. G*, G30:S1133–S1138, 2004, nucl-ex/0403033.
- [293] P. Bartalini (ed.) et al. Proceedings of the First International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI08). 2010, arXiv:1003.4220.
- [294] A. Buckley, H. Hoeth, H. Lacker, H. Schulz, and J. E. von Seggern. Systematic event generator tuning for the LHC. *Eur. Phys. J.*, C65:331–357, 2010, arXiv:0907.2973.
- [295] P. Z. Skands. The Perugia Tunes. 2009, arXiv:0905.3418.
- [296] E. Levin and A. H. Rezaeian. Gluon saturation and inclusive hadron production at LHC. *Phys. Rev.*, D82:014022, 2010, arXiv:1005.0631.
- [297] A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky, and A. A. Novoselov. Light hadron production in inclusive p+p-scattering at LHC. *Phys. Rev.*, D82:114006, 2010, arXiv:1005.1827.
- [298] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. First Measurement of the Underlying Event Activity at the LHC with $\sqrt{s} = 0.9$ TeV. *Eur. Phys. J.*, C70:555–572, 2010, arXiv:1006.2083.
- [299] S. Chatrchyan, ..., **G. I. Veres**, et al. Measurement of the Underlying Event Activity at the LHC with $\sqrt{s} = 7$ TeV and Comparison with $\sqrt{s} = 0.9$ TeV. 2011, arXiv:1107.0330.

- [300] Z.-W. Lin, C. M. Ko, B.-A. Li, B. Zhang, and S. Pal. Multiphase transport model for relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 72(6):064901, Dec 2005.
- [301] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 57(1):205–243, 2007, <http://www.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020>.
- [302] B. Alver, M. Baker, C. Loizides, and P. Steinberg. The PHOBOS Glauber Monte Carlo. 2008, arXiv:0805.4411.
- [303] K. Aamodt et al. Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at midrapidity in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ tev. *Phys. Rev. Lett.*, 106(3):032301, Jan 2011.
- [304] S. S. Adler et al. Systematic studies of the centrality and $\sqrt{s_{NN}}$ dependence of the $dE_T/d\eta$ and $dN_{ch}/d\eta$ in heavy ion collisions at midrapidity. *Phys. Rev. C*, 71(3):034908, Mar 2005.
- [305] W.-T. Deng, X.-N. Wang, and R. Xu. Gluon shadowing and hadron production in heavy-ion collisions at LHC. *Phys. Lett.*, B701:133–136, 2011, arXiv:1011.5907.
- [306] J. L. Albacete and A. Dumitru. A model for gluon production in heavy-ion collisions at the LHC with rcBK unintegrated gluon densities. 2010, arXiv:1011.5161.
- [307] Fritz W. Bopp, R. Engel, J. Ranft, and S. Roesler. Inclusive distributions at the LHC as predicted from the DPMJET-III model with chain fusion. 2007, arXiv:0706.3875.
- [308] K. Aamodt et al. Charged-particle multiplicity density at midrapidity in central Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 105(25):252301, Dec 2010.
- [309] N. Armesto, C. A. Salgado, and U. A. Wiedemann. Relating high-energy lepton-hadron, proton-nucleus, and nucleus-nucleus collisions through geometric scaling. *Phys. Rev. Lett.*, 94(2):022002, Jan 2005.
- [310] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Energy dependence of elliptic flow over a large pseudorapidity range in Au+Au collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 94:122303, 2005, nucl-ex/0406021.
- [311] M. Csanád, T. Csörgő, A. Ster, B. Lorstad, N. N. Ajitanand, et al. Universal scaling of the elliptic flow data at RHIC. *Eur. Phys. J.*, A38:363–368, 2008, nucl-th/0512078.
- [312] S. Manly, ..., **G. I. Veres**, et al. System size, energy and pseudorapidity dependence of directed and elliptic flow at RHIC. *Nucl. Phys.*, A774:523–526, 2006, nucl-ex/0510031.

- [313] R. S. Bhalerao and J.-Y. Ollitrault. Eccentricity fluctuations and elliptic flow at RHIC. *Phys. Lett.*, B641:260–264, 2006, nucl-th/0607009.
- [314] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. System size, energy, pseudorapidity, and centrality dependence of elliptic flow. *Phys. Rev. Lett.*, 98:242302, 2007, nucl-ex/0610037.
- [315] J. Adams et al. 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.*, A757:102–183, 2005, nucl-ex/0501009.
- [316] K. Adcox et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration. *Nucl. Phys.*, A757:184–283, 2005, nucl-ex/0410003.
- [317] S. Voloshin and Y. Zhang. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of Azimuthal particle distributions. *Z. Phys.*, C70:665–672, 1996, hep-ph/9407282.
- [318] B. B. Back et al. Pseudorapidity and centrality dependence of the collective flow of charged particles in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 89:222301, 2002, nucl-ex/0205021.
- [319] B. B. Back, ..., **G. I. Veres**, et al. Centrality and pseudorapidity dependence of elliptic flow for charged hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C72:051901, 2005, nucl-ex/0407012.
- [320] P. F. Kolb, P. Huovinen, U. W. Heinz, and H. Heiselberg. Elliptic flow at SPS and RHIC: From kinetic transport to hydrodynamics. *Phys. Lett.*, B500:232–240, 2001, hep-ph/0012137.
- [321] D. Teaney. The Effects of viscosity on spectra, elliptic flow, and HBT radii. *Phys. Rev.*, C68:034913, 2003, nucl-th/0301099.
- [322] J.-Y. Ollitrault. Anisotropy as a signature of transverse collective flow. *Phys. Rev.*, D46:229–245, 1992.
- [323] B. Alver, B. B. Back, M. D. Baker, M. Ballintijn, D. S. Barton, ..., **G. I. Veres**, et al. Importance of Correlations and Fluctuations on the Initial Source Eccentricity in High-Energy Nucleus-Nucleus Collisions. *Phys. Rev.*, C77:014906, 2008, arXiv:0711.3724.
- [324] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Measurement of Bose-Einstein correlations with first CMS data. *Phys. Rev. Lett.*, 105:032001, 2010, arXiv:1005.3294.
- [325] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Measurement of Bose-Einstein Correlations in p+p Collisions at $\sqrt{s}=0.9$ and 7 TeV. *JHEP*, 1105:029, 2011, arXiv:1101.3518.

- [326] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. System size dependence of cluster properties from two-particle angular correlations in Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C81:024904, 2010, arXiv:0812.1172.
- [327] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. Cluster properties from two-particle angular correlations in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and 410 GeV. *Phys. Rev.*, C75:054913, 2007, arXiv:0704.0966.
- [328] H.-J. Drescher and Y. Nara. Eccentricity fluctuations from the color glass condensate at RHIC and LHC. *Phys. Rev.*, C76:041903, 2007, arXiv:0707.0249.
- [329] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. Non-flow correlations and elliptic flow fluctuations in gold-gold collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C81:034915, 2010, arXiv:1002.0534.
- [330] P. F. Kolb, J. Sollfrank, and U. W. Heinz. Anisotropic transverse flow and the quark-hadron phase transition. *Phys. Rev.*, C62:054909, 2000, hep-ph/0006129.
- [331] R. S. Bhalerao, J.-P. Blaizot, N. Borghini, and J.-Y. Ollitrault. Elliptic flow and incomplete equilibration at RHIC. *Phys. Lett.*, B627:49–54, 2005, nucl-th/0508009.
- [332] H. Heiselberg and A.-M. Levy. Elliptic flow and HBT in non-central nuclear collisions. *Phys. Rev.*, C59:2716–2727, 1999, nucl-th/9812034.
- [333] S. A. Voloshin and A. M. Poskanzer. The physics of the centrality dependence of elliptic flow. *Phys. Lett.*, B474:27–32, 2000, nucl-th/9906075.
- [334] T. Hirano, M. Isse, Y. Nara, A. Ohnishi, and K. Yoshino. Hadron - string cascade versus hydrodynamics in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C72:041901, 2005, nucl-th/0506058.
- [335] G. Roland, ..., **G. I. Veres**, et al. New results from the PHOBOS experiment. *Nucl. Phys.*, A774:113–128, 2006, nucl-ex/0510042.
- [336] M. Miller and R. Snellings. Eccentricity fluctuations and its possible effect on elliptic flow measurements. 2003, nucl-ex/0312008.
- [337] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev.*, C58:1671–1678, 1998, nucl-ex/9805001.
- [338] N. Borghini, P. M. Dinh, and J.-Y. Ollitrault. Flow analysis from multiparticle azimuthal correlations. *Phys. Rev.*, C64:054901, 2001, nucl-th/0105040.
- [339] A. Accardi. Final state interactions and hadron quenching in cold nuclear matter. *Phys. Rev.*, C76:034902, 2007, arXiv:0706.3227.

- [340] A. Adare et al. Transverse momentum and centrality dependence of dihadron correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV: Jet-quenching and the response of partonic matter. *Phys. Rev.*, C77:011901, 2008, arXiv:0705.3238.
- [341] J. Adams et al. Distributions of charged hadrons associated with high transverse momentum particles in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 95:152301, 2005, nucl-ex/0501016.
- [342] B. I. Abelev et al. Long range rapidity correlations and jet production in high energy nuclear collisions. *Phys. Rev.*, C80:064912, 2009, arXiv:0909.0191.
- [343] L. Molnár. Jet-like correlations between forward- and mid- rapidity in p+p, d+Au and Au+Au collisions from STAR at 200- GeV. *J. Phys.*, G34:S593–598, 2007, nucl-ex/0701061.
- [344] N. Armesto, C. A. Salgado, and U. A. Wiedemann. Measuring the collective flow with jets. *Phys. Rev. Lett.*, 93:242301, 2004, hep-ph/0405301.
- [345] C. B. Chiu and R. C. Hwa. Pedestal and peak structure in jet correlation. *Phys. Rev.*, C72:034903, 2005, nucl-th/0505014.
- [346] E. V. Shuryak. On the Origin of the 'Ridge' phenomenon induced by Jets in Heavy Ion Collisions. *Phys. Rev.*, C76:047901, 2007, arXiv:0706.3531.
- [347] V. S. Pantuev. 'Jet-Ridge' effect in heavy ion collisions as a back splash from stopped parton. 2007, arXiv:0710.1882.
- [348] C.-Y. Wong. Parton Momentum Distribution at the Moment of Jet-Parton Collision. 2007, arXiv:0712.3282.
- [349] S. Gavin, L. McLerran, and G. Moschelli. Long Range Correlations and the Soft Ridge in Relativistic Nuclear Collisions. *Phys. Rev.*, C79:051902, 2009, arXiv:0806.4718.
- [350] N. N. Ajitanand et al. Decomposition of harmonic and jet contributions to particle-pair correlations at ultra-relativistic energies. *Phys. Rev.*, C72:011902, 2005, nucl-ex/0501025.
- [351] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. High transverse momentum triggered correlations over a large pseudorapidity acceptance in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 104:062301, 2010, arXiv:0903.2811.
- [352] S. Chatrchyan, ..., **G. I. Veres**, et al. Long-range and short-range dihadron angular correlations in central Pb Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *JHEP*, 07:076, 2011, arXiv:1105.2438.

- [353] Y. Hama, R. P. G. Andrade, F. Grassi, and W.-L. Qian. Trying to understand the ridge effect in hydrodynamic model. *Nonlin. Phenom. Complex Syst.*, 12:466–470, 2009, arXiv:0911.0811.
- [354] B. Alver and G. Roland. Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions. *Phys. Rev.*, C81:054905, 2010, arXiv:1003.0194.
- [355] B. H. Alver, C. Gombeaud, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault. Triangular flow in hydrodynamics and transport theory. *Phys. Rev.*, C82:034913, 2010, arXiv:1007.5469.
- [356] B. Schenke, S. Jeon, and C. Gale. Elliptic and triangular flow in event-by-event (3+1)D viscous hydrodynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 106:042301, 2011, arXiv:1009.3244.
- [357] H. Petersen, G.-Y. Qin, S. A. Bass, and Berndt Muller. Triangular flow in event-by-event ideal hydrodynamics in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200A$ GeV. *Phys. Rev.*, C82:041901, 2010, arXiv:1008.0625.
- [358] J. Xu and C. M. Ko. The effect of triangular flow on di-hadron azimuthal correlations in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, C83:021903, 2011, arXiv:1011.3750.
- [359] D. Teaney and L. Yan. Triangularity and Dipole Asymmetry in Heavy Ion Collisions. *Phys. Rev.*, C83:064904, 2011, arXiv:1010.1876.
- [360] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC. *JHEP*, 1009:091, 2010, arXiv:1009.4122.
- [361] B. Alver, B. B. Back, M. D. Baker, M. Ballintijn, D. S. Barton, ..., **G. I. Veres**, et al. System Size, Energy and Centrality Dependence of Pseudorapidity Distributions of Charged Particles in Relativistic Heavy Ion Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 102:142301, 2009, arXiv:0709.4008.
- [362] V. Khachatryan, ..., **G. I. Veres**, et al. Charged particle multiplicities in p+p interactions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$, and 7 TeV. *JHEP*, 1101:079, 2011, arXiv:1011.5531.
- [363] J. Alwall et al. MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation. *JHEP*, 09:028, 2007, arXiv:0706.2334.
- [364] B. I. Abelev et al. Three-particle coincidence of the long range pseudorapidity correlation in high energy nucleus-nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 105:022301, 2010, arXiv:0912.3977.
- [365] **G. I. Veres**. Hadron p_T spectra from 0.03 GeV/c to 6 GeV/c from PHOBOS. *Acta Phys. Hung.*, A22:197–206, 2005.

- [366] **G. I. Veres**. Bulk hadron production at high rapidities. *Nucl. Phys.*, A774:287–296, 2006, nucl-ex/0511037.
- [367] **G. I. Veres** et al. Strangeness measurements with the PHOBOS experiment. *J. Phys. G*, G32:S69–S76, 2006.
- [368] B. Alver, ..., **G. I. Veres**, et al. Antiparticle to particle ratios and identified hadron spectra in Cu+Cu and Au+Au collisions. *J. Phys. G*, G34:S1103–1108, 2007, nucl-ex/0701064.
- [369] **G. I. Veres** et al. Strange hadron production at low transverse momenta. *J. Phys. G*, G30:S93–S102, 2004.
- [370] **G. I. Veres**. Inclusive distributions of charged hadrons in p+p collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV. 2010, arXiv:1006.0948. Közlésre elfogadva a Lake Louise Winter Institute 2010 konferencia kiadványában; CERN-CMS-CR-2010-068; <http://cdsweb.cern.ch/record/1286310>.
- [371] **G. I. Veres**. Correlations with a high- p_T trigger over a broad η range. *PoS*, HIGH-PTLHC08:017, 2008. High p_T Physics at LHC'08 Conference, Tokaj.
- [372] **G. I. Veres**. Correlation and multiplicity measurements from RHIC to the LHC. *PoS*, HIGH-PT physics09:040, 2009. High p_T Physics at LHC'09 Conference, Prague.