Kvantumstatisztikai korrelációk kísérleti és elméleti vizsgálata nehézion-ütközésekben

Doktori értekezés tézisei

Lökös Sándor

Fizika Doktori Iskola
Részecskefizika és csillagászat program

Iskolavezető: Prof. Dr. Gubicza Jenő, egyetemi tanár
Programvezető: Prof. Dr. Katz Sándor, egyetemi tanár
Témavezető: Dr. Csanád Máté, egyetemi docens

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Természettudományi Kar
Budapest, 2020.

1. Témakör

A 2000-es évek elején a RHIC-nél, a Relativisztikus Nehézion Ütköztetőnél működő kísérletek fedezték fel a kvark-gluon plazmát. Ez az állapot a Világegyetem keletkezése utáni első pár mikromásodpercben létezett, napjainkban pedig a nagyenergiás nehézion-ütközésekben tudjuk előállítani. Több meglepő megfigyelést is tettek, melyekből fény derült az anyag eme új formájának tulajdonságaira [1–7]. A mérésekből kiderült, hogy a keletkező anyag egy hidrodinamikai közeg, melynek viszkozitása az elméleti minimumhoz közeli, rendkívül örvényes és forró. E tulajdonságok lehetővé teszik, hogy a kvark-gluon plazmát hidrodinamikai modellek segítségével írjuk le.

A relativisztikus hidrodinamikai eszközök használatát L. D. Landau vetette fel a kozmikus sugárzásban történő proton-proton ütközések leírására. Az alapegyenleteket is ő írta fel, s vezette le az első megoldásukat [8]. Az első nehézion-fizikai szempontból releváns megoldásnak a Hwa–Bjorken-megoldás tekinthető [9, 10], melyet több újabb, a valóságban létrejövő rendszerekhez jobban igazodó megoldás követett [11–14]. A relativisztikus hidrodinamika egyenleteire azonban nehéz analitikus, explicit, reális megoldást találni. A hidrodinamikai parametrizáció egy olyan módszer, melyet a folyadékkép ihlet, azonban nem hidrodinamikai megoldás, hanem a végállapot egy parametrizációja. Egy parametrizáció egy eloszlásfüggvényt ad meg, mely a kvark és gluon szabadsági fokok kifagyáskori hiperfelületét parametrizálja. Ebből az eloszlásfüggvényből, melyet elterjedten forrásfüggvénynek neveznek számolhatóak ki a megfigyelhető mennyiségek. Egy ilyen hidrodinamikai parametrizáció leírása a Buda–Lund-modell [15–19]. Mivel egy parametrizáció nem megoldása a relativisztikus hidrodinamika egyenleteinek, szinte tetszőlegesen választhatjuk meg a forrásfüggvényt, s így olyan források leírása is lehetővé válik, melyekre hidrodinamikai megoldást eddig nem sikerült találni.

Ahogy a klasszikus hidrodinamika egyenletei, úgy a relativisztikus megfelelők is egy állapotegyenlettel együtt alkotnak zárt egyenletrendszert. A relativisztikus esetben ilyen állapotegyenletet kvantum-színdinamikai (QCD) számításokból nyerhetünk [20]. Ezeket felhasználva találhatunk olyan hidrodinamikai megoldásokat, melyek hőmérsékletfüggő hangsebességet feltételeznek [21, 22]; ezek a leírások realisztikusabbak lehetnek, mint az állandó hangsebességet feltételezők. A rács-QCD kutatások egyik fő iránya, a kvarkanyag fázisdiagramjának feltérképezése segíti az ilyen irányú hidrodinamikai modellfejlesztéseket is, azonban az elméleti munkával párhuzamosan kísérleti erőfeszítéseket is tesznek a kutatók a kvark-gluon–hadron fázisátmenetek megértésére.

Elméleti számításokból tudjuk, hogy alacsony energián és nagy barionsűrűség esetén a hadronizáció, azaz a kvark-gluon plazma – hadron fázisátmenet elsőrendű, míg nagy energián és alacsony barionsűrűség esetén cross-over. Utóbbi fázisátmenet valósul meg olyan nagyenergiás gyorsítóknál, mint az LHC vagy a RHIC. E két fázis megléte azt jelentheti, hogy alacsony hőmérsékletű, elsőrendű fázishatár egy kritikus pontban ér véget a fázisdiagramon. A nehézion-fizika egyik legkutatottabb kérdése jelenleg e feltételezett kritikus pont helyének meghatározása. Az egyik kísérleti módszer, mellyel ez a kutatás folyik a femtoszkópia.

A femtoszkópia a femtométer skálájú folyamatok téridőbeli szerkezetének kutatását teszi lehetővé. A femtoszkópia elnevezés Richard Lednický-től származik [23], de a technika alapjai a rádiócsillagászat területéről származnak. Robert Hanbury-Brown csillagokból származó intenzitásfluktuációk korrelációit vizsgálva két rádiófrekvenciás forrás szögátmérőjét mérte meg [24]. Később Richard Quincy Twiss matematikus-csillagással optikai jellegű kísérletekben megmutatták, hogy látható fénnyel is megfigyelhető az intenzitáskorreláció jelensége [25]. E felfedezés teremtette meg a korrelációs vizsgálatok kutatási területét, melyből Roy Jay Glauber Nobel-díjjal jutalmazott munkája nyomán a kvantumoptika területe is kinőtt [26]. Hanbury-Brown-ék után nem sokkal a kísérleti részecskefizikában is hasonló jelenséget fedezett fel Goldhaber, Goldhaber, Lee és Pais [27]. A ρ mezont kutatva pionok szögkorrelációját figyelték meg, melyet úgy tudtak magyarázni, hogy a pionokra, mivel bozonok, s így megkülönböztethetetlenek egymástól, a Bose–Einstein-statisztika érvényes.

Több elméleti és kísérleti munka is arra mutat, hogy a korrelációs függvények alakjának analíziséből olyan fizikai folyamatokra is lehet következtetni, mint részecskék közegbeli tömegmódosulása és parciálisan koherens részecskekeltés [28–30]. A jelenségek megfigyeléséhez a korrelációs függvények tengelymetszeti értékére van szükség. A korrelációs függvények változója részecskepárok impulzuskülönbsége, így tetszőlegesen kis értéknél nem mérhetők meg, csak extrapolációval érhetjük el. Ennek oka a detektorok véges impulzusfelbontása. Az extrapolációból kapott eredmény azonban érzékeny arra, hogy milyen alakkal parametrizáljuk a korrelációs függvényt. Elméleti munkák nyomán [31] a kísérleti mérések arra mutatnak [32], hogy a statisztikailag elfogadható feltételezés az ún. Lévy-eloszlás. Azon túl, hogy a Lévy-eloszlásból származtatható korrelációs függvények az adatok statisztikailag elfogadható leírását adják, egy lehetséges kapcsolatot is mutatnak a kritikus jelenségekkel. A Lévy-eloszlás egy új paramétert tartalmaz, a ún. Lévy-indexet, amely határesetben a Gauss- és a Cauchy-esetet is előállítja (rendre $\alpha = 2$, $\alpha = 1$). Ezen exponens kapcsolatba hozható a térbeli korrelációs függvények kritikus exponensével [33–35], s így az Lévy-exponenst mérve az ütközési energia függvényében a fázisdiagramot pásztázva, a kritikus pont helyéről nyerhetünk információt.

2. Kutatási módszerek

A korábban említett hidrodinamikai modellek központi mennyisége a forrásfüggvény, amely egy részecskének egy infinitezimálisan kicsiny d$\mathbf{p}$ és d$\mathbf{x}$ fázistérfogatban való keletkezésének valószínűségét jelenti. E függvény térváltozóira vett integrálja adja az invariáns impulzuseloszlást, ami mérhető. A forrásfüggvényből több más olyan mennyiséget is származtathatunk, amelyeket a kísérletekben meg lehet figyelni. A dolgozatomban bemutatott hidrodinamikai modell forrásfüggvénye bonyolult és így a megfigyelhető mennyiségeket nem lehet analitikus számolással előállítani, numerikus eljárásokat kell alkalmazni. Az eredményeket több numerikus integráló módszer segítségével is megvizsgáltam, s végül az egydimenziós Simpson 3/8-os formulát választottam, s minden változóra külön-külön végeztem el a numerikus integrálást.

A numerikus számolásokhoz programkódot kellett írni, melyet C++ nyelven fejlesztettem. Az ábrák elkészítéséhez, a keretrendszer automatizálásához bash és gnuplot szkripteket írtam. A programkód optimalizálása fontos kérdés volt, mert a megfelelően pontos eredményekhez a numerikus felbontásnak finomnak kellett lennie, s a futási idő jelentősen függött a kód részleteitől. Erre a feladatra a `GPROF` „profiler” eszközt használtam, mely azt méri, hogy a program futás közben mennyi időt tölt el a kód egyes részeiben.

A modell pontos jellemzőinek vizsgálatához tehát numerikus módszereket használtam, azonban egyszerűbb alakjai, melyek analitikusan elvégezhető műveletekkel előállíthatóak voltak, sok tanulsággal szolgáltak. Ezekhez a számolásokhoz a matematikában, a speciális függvényekben való jártasságra is szükség volt. A modellből származtatható, lehetséges hidrodinamikai megoldásokra megszorítást jelentő feltételeket analitikusan adtam meg.

Kísérleti analízis során a korrelációs függvényeket két eloszlás hányadosaként állítják elő. Kétrészecske korrelációs mérés esetén ezek az aktuális páreloszlás és a háttér páreloszlás. Az aktuális párokat olyan részecskék alkotják, melyek ugyanazon ütközési eseményben keletkeznek. Az aktuális páreloszlás a részecskék impulzuskülönbségének hisztogramja. Az így kapott eloszlást a Bose–Einstein-korreláció mellett több más effektus is befolyásolja, például detektor-effektusok, megmaradási törvények, stb. Ezek az effektusok akkor is jelen vannak az eloszlásokban, ha a részecskék különböző eseményekből származnak. Ez ad lehetőséget arra, hogy egy megfelelően megkonstruált háttér páreloszlással osztva az aktuális páreloszlást kinormálhatjuk az ilyen nem kívánt effektusokat. Ezek után egy olyan impulzuskülönbség eloszlást kapunk, amelyben csak a Bose–Einstein-effektus játszik szerepet; ez éppen a Bose–Einstein korrelációs függvény lesz. A kísérleti analízist a PHENIX szerverein elérhető adatokon végeztem. A részecskeazonosítás és néhány rekalibráció Nagy Márton munkája. A már azonosított részecskék adatai (impulzuskomponenseik nagysága, töltésük, az esemény centralitása, amelyben az adott részecskék keletkeztek, stb.) bináris fájlokban (ROOT fájlokban) voltak elmentve. E fájlokon kellett a mérést elvégezni, azaz a korrelációs függvényekhez szükséges aktuális, illetve háttér páreloszlásokat előállítani, s az eredményt szintén egy bináris fájlban lementeni. E fájlokban tárolt eloszlások illesztésére programkódot kellett írni. Az illesztést χ^2 minimalizációval végeztem. Mind a méréshez, mind az adatkiértékeléshez a ROOT C++ alapú könyvtárat használtam, melyben előre megírt függvényeket implementáltak, melyek a legkülönbözőbb feladatokra alkalmasak a bináris ROOT fájlok olvasásától az ábrázolásig. A kísérleti munkához a C++ nyelvben szerzett jártasság alapvető jelentőségű volt, s a ROOT könyvtár működésében is el kellett mélyednem.

3. Eredmények

3.1. A Buda-Lund modell általánosítása, HBT sugarak azimutális oszcillációi és a folyási koefficiensek származtatása

A Buda–Lund hidrodinamikai parametrizáció legelső alakjában még gömbszimmetrikus forrást feltételezett és nem-relativisztikus volt [15]. Ezt a modellt általánosították relativisztikus esetre, mely ellipszoidális geometriát feltételezett a koordináta- és a sebességtérben egyaránt [16]. Ebből a modellből származtathatóak volt az ún. azimutálisan érzékeny HBT sugarak is, melyeket adatokkal is összehasonlítottak [17, 18]. Dolgozatomban tetszőleges rendű aszimmetriára általánosítom a modellt. Részletesen a korábban vizsgált ellipszoidális és az újonnan bevezetett trianguláris szimmetriákat vizsgálom meg. Bemutatom, hogy a modell keretei között mind a térbeli, mind a sebességtérbeli n-edrendű aszimmetria leírható, s egy-egy paraméterrel (rendre ε_n, χ_n) jellemezhetőek. A modellből a mérhető mennyiségek megadhatóak. Ilyen jellegű munkát a blast-wave modellel is végeztek [36].

A femtoszkópiában a korrelációs vizsgálatok központi szerepet játszanak. E korrelációs függvények a forrásfüggvény Fourier-transzformáltjai, s így a mért korrelációs függvények szélessége megfeleltethető a forrás térbeli eloszlásának szélességével. A kísérletekben szokás a transzverz síkot definiálni, amely a nyalábirányra merőleges és az ütközési pontban metszi azt. Ha a korrelációs méréseket a transzverz síkban végezzük, s a sugarak azimutszögtől való függését vizsgáljuk, úgy a forrás transzverz síkbeli alakjára következtethetünk. A sugarak függetlenek lesznek az azimutszögtől ha a forrás gömbszimmetrikus, $\cos(2\varphi)$ szerinti azimutszögfüggést mutatnak ha a forrás ellipszoidális szimmetriát mutat és $\cos(n\varphi)$ szerinti azimutszögfüggést n-edrendű aszimmetria esetén.

Az aszimmetria azonban nem csak a térbeli eloszlásban lehet jelen, hanem az impulzus- vagy sebességtérben is. Ezen aszimmetria mérésére az úgynevezett folyási koefficiensek (flow coefficients) szolgálnak. Ezek a mennyiségek tulajdonképpen az invariáns impulzuseloszlásból származnak: az impulzuseloszlást felbontjuk a transzverz síkbeli impulzustól és azimutszögtől függő részekre, s utóbbit Fourier-sorba fejtjük. E Fourier-sor együtthatói a különböző rendű folyási együtthatók, melyeket elterjedten v_n-nel jelölnek.

A dolgozatban megmutatom, hogy mindkét típusú eloszlástér tetszőleges aszimmetriája ugyanolyan módon építhető be a modellbe. A térbeli aszimmetria leírására bevezetett ε_n paraméter megmutatja, hogy mekkora az n-ed rendű aszimmetria súlya a térbeli eloszlásban, minként a χ_n paraméter a sebességtérbeli anizotrópiát hivatott leírni.

Várható, hogy az ε_n paraméternek az azimutális HBT sugarakra lesz hatása, míg a χ_n paraméternek a v_n folyásokra. A közeg folyadék jellegéből következően azonban mindkét paraméter mindkét aszimmetriát befolyásolja. A kísérleti adatokban a különböző anizotrópiákat jellemző paraméterek összekeverednek, csupán csak az egyik mennyiség, az azimutális HBT vagy a folyási koefficiens méréséből nem határozhatók meg. Rámutatok, hogy létezik módszer, mellyel mindkét aszimmetria paraméter értéke meghatározható. Ha az n-edrendű azimutális HBT sugarakat és a megfelelő v_n folyási koefficienst egyszerre illesztjük a modellel, akkor a két paraméter egyértelműen meghatározható.

Ebben a tézispontban kifejtett eredményeket az [a1, a2, b1] publikációk támasztják alá.

A modell korábbi alakjai analitikus megoldásokat inspiráltak [37, 38]. Egy megoldás esetén szükséges feltétel, hogy a térbeli aszimmetriát leíró skálaparaméternek az együttmozgó deriváltja eltűnjön. E feltétel teljesülése csak Hubble-típusú sebesség mező esetén elégséges és szükséges feltétel, de általában csak szükséges. Ez a feltétel kapcsolja össze a térbeli és sebességtérbeli eloszlásokat, s így azok aszimmetriáit is. A modell korábbi alakjaiban a skálaparaméter és a sebességmező teljesítették ezt a feltétel, s ezért az új, általánosított modell esetén is megvizsgáltam, hogy milyen feltételre, feltételekre juthatok. Megvizsgáltam a feltételt lineáris, azaz az aszimmetria paraméterekben elsőrendű közelítésben, amely egyszerű összefüggésre vezetett, de az általános esetre is adtam formulát [a1].

3.2. Két-részecske korrelációk Lévy-analízise

A RHIC PHENIX kísérletnél végzett kétrészecske Bose–Einstein korrelációs függvény mérések megmutatták, hogy az adatok statisztikailag elfogadható parametrizációját nem az irodalomban elterjedt Gauss-alakú, hanem Lévy-alakú forrást feltételezve lehet kapni [32]. Az eredmények véglegesítésében résztvettem [a3].

Dolgozatomban erre az eredményre építve centralitásfüggő analízist végeztem $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV energián mért arany–arany ütközésekben. A centralitás az ütközés impakt paraméterének és az atommagok átmérőjének arányaként értelmezhető. Ha 0% egy esemény centralitása, akkor az atommagok pont szembetalálták egymást, ha 100% akkor pont elkerülték egymást. Az analízisemben a 0-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-50%, 50-60% centralitásfelbontást használtam.

A Lévy-eloszlásnak két fontos paramétere van: az α, mely az eloszlás alakját jellemzi, s speciális esetként a Gauss-eloszlást ($\alpha = 2$), illetve a Cauchy-eloszlást ($\alpha = 1$) adja, valamint az eloszlás szélességét leíró R paraméter. A korrelációs mérések során szokás bevezetni a λ, ún. tengelymetszeti paramétert, mely a korrelációs függvény nullába extrapolált értéke. Az analízisem fő célja e három paraméter centralitás és transzverz tömeg függésének meghatározása.

Az analízisemben megállapítottam, hogy a Lévy-exponens értéke a vizsgált transzverz tömeg és centralitás tartományokban $\alpha \in [1.1, 1.5]$ értékeket vesz fel. Egy centralitásbinen belül az α paraméter a transzverz tömegtől gyengén függ, s egy m_T-átlagolt értékkel jól jellemezhető, mely átlagérték azonban függ a centralitástól. Ha minden centralitásosztályban az abban érvényes átlagértékre rögzítettem az α értékét, s így végeztem el az illesztéseket, akkor a szisztematikus hibák nagyban redukálódtak, a paraméterek trendjei letisztultak.

A Lévy skálaparaméter centralitásfüggését megvizsgálva a Gauss-szélességhez hasonló skálázást mutattam ki: a paraméter inverz négyzete lineáris a transzverz tömeg függvényében mérve és azonos rendezettséget mutat a centralitás szerint, mint a Gauss sugárparaméter, ugyanis a Gauss-esetben a skálaparaméter inverz négyzete lineáris. Ez a Lévy-esetben is fennáll, amelyet illesztésekkel mutattam meg. A lineáris illesztések paramétereinek centralitásfüggései a Gauss-esetben látottakhoz hasonlóan alakultak. Néhány választott fix m_T érték mellett az $R^{1/3}(N_{\rm part})$ függvényt is ábrázoltam, amely a Gauss-esetben egyenes, s ez a Lévy-esetben is igaz. Ez további megerősítését jelentheti a paraméter geometriai jellegű értelmezésének.

A λ és a normált $\lambda/\lambda_{\rm max}$ paraméterek m_T függéseit is vizsgáltam. Kimutattam, hogy a normált paraméter gyengén függ a centralitástól, s kis m_T értékeknél értéke lecsökken, elnyomódik a vizsgált adatokban. E paraméterre, s m_T, illetve centralitásfüggésére több olyan modell is ad jóslatot, melyek különböző részecskefizikai mechanizmusoknak tulajdonítják viselkedését. Ilyen a pion-lézer modell [39, 40], mely $\lambda(m_T)$ függvény alacsony m_T-s elnyomásának centralitásfüggést jósol. Létezik olyan modell is, amely nem jósol sem m_T- sem centralitásfüggést [41]. E paraméter pontos mérésével tehát modelleket lehet kizárni és megerősíteni. Megvizsgáltam kvantitatíve is az elnyomás centralitásfüggését, melynek erőssége centralitásfüggetlennek, míg karakterisztikája, azaz szélessége gyengén centralitásfüggőnek bizonyult.

Megmutattam, hogy a [32] cikkben korábban tárgyalt Lévy-paraméter kombináció, az $\widehat{R}$

inverze a centralitásfüggő esetben is lineáris. Egy geometriai jelentésű paraméterre emlékeztető centralitás szerinti rendezettséget mutat, amit a lineáris illesztésekből kapott paraméterek centralitásfüggése is megerősít. Érdekes tulajdonsága, hogy nem érzékeny arra, hogy az α paraméter rögzített-e vagy sem, míg a többi tárgyalt paraméter esetén az $\alpha_{\rm fix} = \langle\alpha\rangle_{m_T}$ átlagértékre való rögzítés a trendek tisztulását, s a szisztematikus hibák nagymértékű csökkenését okozta.

Ebben a tézispontban kifejtett eredményeket a [a3,a4] publikációban és a [d2,d4] belső analízis jegyzetekben közöltem.

3.3. Coulomb-korrekció Lévy-forrásra

A korrelációs vizsgálatok során fontos a mért részecskék között fellépő végállapoti kölcsönhatások figyelembevétele, mert az jelentősen befolyásolhatja a mérési eredményeket. Az egyik legfontosabb ilyen kölcsönhatás a Coulomb-taszítás. Ennek a taszításnak a kiszámításához a kétrészecske Coulomb-kölcsönható hullámfüggvény abszolút érték négyzetét kell a forrásfüggvénnyel szorozva integrálni a térkoordináták szerint. Az integrál analitikus kiszámítása még speciális esetekben is bonyolult feladat. Az irodalomban több megközelítéssel és eredménnyel is találkozhatunk, a teljesség igénye nélkül pl. a [42–46] cikkekben. Lévy-forrás jelenléte esetén azonban analitikus eredmény egyelőre nem ismert.

Amint azt az előző fejezetben kifejtettem, kétrészecske korrelációs függvények esetén a Lévy-alakú forrás feltételezése vezet statisztikailag elfogadható leírásra. A [32] cikkben bemutatott eredmények egy nagyméretű numerikus táblázat segítségével készültek, amelyben a Coulomb-integrál eredményeit tárolták különböző α és R értékek mellett, az impulzuskülönbség különböző értékeire. A táblázat használata azonban numerikus fluktuációkhoz vezethet a χ^2 térképeken, s így félrevezetheti a minimalizációs eljárást, mely éppen e térképeken való minimumkeresést jelenti. Ez a numerikus effektus elkerülhető iteratív illesztési eljárások használatával. A dolgozatban bemutatott, a [32] és az [a2,a5] cikkekben publikált eredmények ezzel a módszerrel készültek.

A numerikusan számolt értékeket azonban egy megfelelően választott függvényalakkal parametrizálhatjuk, s így a Coulomb-korrekció α és R függése közelítőleg expliciten és analitikusan megadható. A parametrizáció nem okoz numerikus fluktuációkat, mint a táblázat. Mellékes, de hasznos tulajdonsága az analitikus közelítő formulának, hogy könnyebben megosztható a fizikus közösséggel, mint a nagy numerikus táblázat. Csupán a parametrizáció alakját és a paraméterek értékeit kell megadni, s bárki, aki Lévy forrással szeretne kétrészecske korrelációs analízist végezni, használhatja a megadott paraméter- és impulzuskülönbség-tartományban. Az LHCb kísérlet két kutatójával, Bartosz Maleckivel és Marcin Kucharczykkal megbeszéléseket folytattam a témában, s méréseikben a bemutatott parametrizációt tervezik használni.

Az ebben a tézispontban leírt eredmények a [a5, a6] publikációkban jelentek meg.

4. Egyéb eredmények

Ebben a fejezetben olyan eredményeimet foglalom össze, melyek kapcsolódnak a tézispontjaimhoz, a dolgozatban azonban nem fejtem ki részletesen.

Említettem az 1. fejezetben, hogy egy reális hidrodinamikai megoldás által használt állapotegyenlet figyelembe veszi a hangsebesség hőmérsékletfüggését. A BSc dolgozatom egyik fő témája egy ilyen megoldás tárgyalása volt. A relativisztikus hidrodinamika energiamegmaradást leíró egyenletéből egy megfelelő állapotegyenlettel hőmérséklet egyenletet nyerhetünk, melybe a kompresszibilitást hőmérsékletfüggőnek feltételezve, $\kappa = \kappa(T)$, implicit megoldásra jutunk. Ha ismert egy $\kappa(T)$ függvény explicit alakban, akkor a megoldásból megfigyelhető mennyiségeket számolhatunk ki (lásd [c1] és [21]). Ilyen $\kappa(T)$ függvény rács-QCD számolásokból kapható [20].

A dolgozatom fő témája a Buda–Lund hidrodinamikai modell fejlesztése, melyet az 1. tézispontban fejtek ki. A témában Boris Tomášikkal is együttműködtem, s pár napot Besztercebányán is eltöltöttem a Matvej Bel Egyetemen. A Buda–Lund modellel párhuzamosan Boris Tomášik és Jakub Cimerman a blast-wave modell ugyanilyen irányú továbbfejlesztésén dolgoztak. Munkájukat a Buda–Lund modellel való összehasonlítással segítettem, s közös publikációnk is született az eredményekből (lásd [c2] és [36]).

A 2. tézispontomban a PHENIX-nél végzett centralitásfüggő Lévy-HBT analízist részletezem. Ezt az analízist a 0-30%-os centralitás szelekcióval végzett analízis előzte meg (lásd [c3] és [32]), mely analízisbe 2017-ben csatlakoztam be, amikor a PHENIX belső megbeszéléseken a korábban Minimum Bias esetre elvégzett mérést kérték újra elvégezni 0-30%-os centralitás szelekcióval. A mérésnek ebben az újra elvégzésében vettem részt, s szereztem olyan gyakorlatot, melyet a centralitásfüggő analízis során sikeresen kamatoztathattam.

A Bose–Einstein korrelációs függvények alakjára a [c3] és [32] cikkekben közölt eredmények szerint a Lévy-eloszlás statisztikailag elfogadható eredmény. A Lévy-eloszlástól való kis eltéréseket azonban érdemes lehet vizsgálni, melyre létezik sorfejtéses technika. A [c4] cikkben e módszer és adatokra való alkalmazása található.

5. Következtetések és kitekintés

A kvark-gluon plazma kísérletileg bizonyítottan egy közel tökéletes folyadékközegként viselkedik, s e tulajdonsága lehetővé teszi hidrodinamikai modellek alkalmazását, melyek segítségével a forrás térbeli, sebességtérbeli aszimmetriái leírhatóak, s termodinamikai tulajdonságaik megismerhetőek. Ugyanakkor ilyen tulajdonságú rendszerek jellemzésére alkalmas, a dinamikát leíró hidrodinamikai megoldás nem ismert.

A kísérleti eredmények fényt vethetnek a plazma és a plazmában zajló folyamatok mibenlétére. Kvantumstatisztikai korrelációs függvényeket vizsgálva olyan jelenségeket is kimutathatunk, mint az η' részecske tömegmódosulása vagy a parciális részecskekeltés. Ezen kérdésekre a Lévy-eloszlások feltételezése hatékony eszköznek bizonyulhat, ugyanakkor az eloszlás egyes paramétereinek pontos fizikai jelentése még további kutatás tárgya.

A forró kvark-gluon plazma azonban csak egy része a QCD fázisdiagramjának. Mindazonáltal a kvantumstatisztikai korrelációs függvények elmélete és a kísérleti erőfeszítések azzal kecsegtetnek, hogy pontos mérésekkel a diagram nagy részét megismerhetjük.

Saját publikációk

Referált publikációk

[a1] S. Lökös, M. Csanád, B. Tomášik, T. Csörgő, Eur. Phys. J. **A52**, 311 (2016) [arXiv:1604.07470], IF: 2,481

[a2] S. Lökös, M. Csanád, B. Tomášik, T. Csörgő, Acta Phys. Polon. Supp. **9**, 269 (2016) [arXiv:1603.06354], IF: 0,394

[a3] S. Lökös, Acta Phys. Polon. Supp. **12**, 193 (2019) [arXiv:1811.09788], IF: 0,394

[a4] S. Lökös Universe 2018, **4**(2), 31 [arXiv:1801.08827], IF: 2,165

[a5] M. Csanád, S. Lökös, M. Nagy, Universe **5**, 133 (2019) [arXiv:1905.09714], IF: 2,165

[a6] M. Csanád, S. Lökös, M. Nagy, Physics of Particles and Nuclei **51** 238 (2020) [arXiv:1910.02231], IF: 0,549

Nem referált publikáció

[b1] M. Csanád, A. Szabó, S. Lökös, A. Bagoly, JCEGI 4(4) pp 46-52 (2016) [arXiv:1504.07932]

A tézispontokban nem hivatkozott, referált publikációk

[c1] M. Csanád, M. I. Nagy, S. Lökös, Eur. Phys. J. **A48**, 173 (2012) [arXiv:1205.5965], IF: 2,481

[c2] J. Cimerman, B. Tomášik, M. Csanád, S. Lökös, Eur. Phys. J. **A53**, 161 (2017) [arXiv:1702.01735], IF: 2,481

[c3] A. Adare *et al.*, Phys. Rev. C **97**, 064911 (2018), IF: 3,132

[c4] W.J. Metzger, T. Csörgő, T. Novák, S. Lökös, EPJ Web Conf. **206**, 03004 (2019) [arXiv:1811.10237], IF: 0,35

PHENIX belső analízis jegyzetek

[d1] Centrality dependence addendum to PPG194
Máté Csanád, Sándor Lökös, Márton Nagy
PHENIX internal analysis note 1284
`https://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/p/info/an/1284/`
[hozzáférés: 2020. április 30.]

[d2] Centrality dependence of the Lévy HBT parameters in 200 GeV Au+Au collisions
Máté Csanád, Sándor Lökös, Márton Nagy
PHENIX internal analysis note 1291
`https://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/p/info/an/1291/`
[hozzáférés: 2020. április 30.]

[d3] Change of the magnetic field direction and its effect on the results of PPG194
Sándor Lökös
PHENIX internal analysis note 1366
`https://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/p/info/an/1366/`
[hozzáférés: 2020. április 30.]

[d4] Finalized centrality dependent Lévy HBT analysis in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au collisions
Máté Csanád, Tamás Csörgő, Sándor Lökös, Wesley Metzger, Márton Nagy
PHENIX internal analysis note 1426
`https://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/p/info/an/1426/`
[hozzáférés: 2020. április 30.]

Szövegközi hivatkozások

[1] J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003) [arXiv:nucl-ex/0306024].

[2] S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 072303 (2003) [arXiv:nucl-ex/0306021].

[3] A. Adare *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 162301 (2007) [arXiv:nucl-ex/0608033].

[4] A. Adare *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 172301 (2007) [arXiv:nucl-ex/0611018].

[5] K. Adcox *et al.*, Nucl. Phys. **A757**, 184 (2005) [arXiv:nucl-ex/0410003].

[6] A. Adare *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 132301 (2010) [arXiv:0804.4168].

[7] L. Adamczyk *et al.*, Nature **548**, 62 (2017) [arXiv:1701.06657].

[8] S. Belen'kji and L. Landau, Il Nuovo Cimento (1955-1965) **3**, 15 10.1007/BF02745507 (1956).

[9] R. C. Hwa, Phys. Rev. D **10**, 2260 (1974).

[10] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).

[11] T. Csörgő, M. I. Nagy, and M. Csanád, Phys. Lett. **B663**, 306 (2008) [arXiv:nucl-th/0605070].

[12] A. Bialas, R. A. Janik, and R. Peschanski, Phys. Rev. C **76**, 054901 (2007).

[13] T. Csörgő, F. Grassi, Y. Hama, and T. Kodama, Acta Phys. Hung. **A21**, 53 (2004) [arXiv:hep-ph/0203204].

[14] S. Akkelin *et al.*, Phys. Lett. B **505**, 64 (2001) [arXiv:hep-ph/0012127].

[15] T. Csörgő and B. Lörstad, Phys. Rev. **C54**, 1390 (1996) [arXiv:hep-ph/9509213].

[16] M. Csanád, T. Csörgő, and B. Lörstad, Nucl. Phys. **A742**, 80 (2004) [arXiv:nucl-th/0310040].

[17] M. Csanád, B. Tomášik, and T. Csörgő, Eur. Phys. J. **A37**, 111 (2008) [arXiv:0801.4434].

[18] A. Ster *et al.*, Eur. Phys. J. **A47**, 58 (2011) [arXiv:1012.5084].

[19] S. Lökös, M. Csanád, B. Tomášik, and T. Csörgő, Eur. Phys. J. **A52**, 311 (2016) [arXiv:1604.07470].

[20] S. Borsányi *et al.*, JHEP **1011**, 077 (2010) [arXiv:1007.2580].

[21] M. Csanád, M. I. Nagy, and S. Lökös, Eur. Phys. J. **A48**, 173 (2012) [arXiv:1205.5965].

[22] T. CsörgH o and G. Kasza, [arXiv:1610.02197].

[23] R. Lednicky, [arXiv:nucl-th/0112011].

[24] R. H. Brown and R. Q. Twiss, Nature **177**, 27 (1956).

[25] R. Q. Twiss, A. G. Little, and R. Hanbury Brown, Nature **180**, 324 (1957).

[26] R. J. Glauber, Phys. Rev. Lett. **10**, 84 (1963).

[27] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, and A. Pais, Phys. Rev. **120**, 300 (1960).

[28] J. Bolz *et al.*, Phys. Rev. **D47**, 3860 [,410(1992)] (1993).

[29] S. E. Vance, T. Csörgő, and D. Kharzeev, Phys. Rev. Lett. **81**, 2205 (1998) [arXiv:nucl-th/9802074].

[30] T. Csörgő, Heavy Ion Phys. **15**, 1 (2002) [arXiv:hep-ph/0001233].

[31] T. Csörgő, S. Hegyi, and W. A. Zajc, Eur. Phys. J. **C36**, 67 (2004) [arXiv:nucl-th/0310042].

[32] A. Adare *et al.*, Phys. Rev. C **97**, 064911 (2018).

[33] M. A. Stephanov, K. Rajagopal, and E. V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **81**, 4816 (1998) [arXiv:hep-ph/9806219].

[34] Á. M. Halász *et al.*, Phys. Rev. **D58**, 096007 (1998) [arXiv:hep-ph/9804290].

[35] T. Csörgő, PoS **HIGH-PTLHC08**, 027 (2008) [arXiv:0903.0669].

[36] J. Cimerman, B. Tomášik, M. Csanád, and S. Lökös, Eur. Phys. J. **A53**, 161 (2017) [arXiv:1702.01735].

[37] M. Csanád and M. Vargyas, Eur.Phys.J. **A44**, 473 (2010) [arXiv:0909.4842].

[38] T. Csörgő, L. Csernai, Y. Hama, and T. Kodama, Heavy Ion Phys. **A21**, 73 (2004) [arXiv:nucl-th/0306004].

[39] S. Pratt, Phys. Lett. **B301**, 159 (1993).

[40] T. Csörgő and J. Zimányi, Phys. Rev. Lett. **80**, 916 (1998) [arXiv:hep-ph/9705433].

[41] Yu. M. Sinyukov and Y. Yu. Tolstykh, Z. Phys. **C61**, 593 (1994).

[42] S. Pratt, Phys. Rev. D **33**, 72 (1986).

[43] M. Biyajima, T. Mizoguchi, T. Osada, and G. Wilk, Phys. Lett. **B353**, 340 (1995) [arXiv:hep-ph/9503232].

[44] E. O. Alt, T. Csörgő, B. Lörstad, and J. Schmidt-Sorensen, [arXiv:hep-ph/0103019].

[45] Yu. Sinyukov *et al.*, Phys. Lett. **B432**, 248 (1998).

[46] M. G. Bowler, Physics Letters B **270**, 69 (1991).