

Alapvető mérések a nagyenergiás részecske- és magfizikában

Csanád Máté

2016. február 18.

1. Bevezető

A közönséges anyag protonokból, neutronokból és elektronokból áll. Az elektronok elemi részecskék, a protonok és a neutronok azonban nem – három kvarkból állnak (azaz barionok). Hozzájuk hasonló részecskék a pion, a kaon és társaik: ők két kvarkból állnak (azaz mezonok). A kvarkokat és az őket „összetartó” gluonokat leíró elmélet az erős kölcsönhatás, vagy más néven kvantum- színdinamika (Quantum Chromo Dynamics, QCD). A QCD fontos következménye a kvarkbezárás: hétköznapi energiasűrűségek esetén a kvarkok csak mezonokba és barionokba (összefoglaló néven hadronokba) zárva figyelhetőek meg – ezek a QCD töltése, az úgynevezett „színtöltés” vagy egyszerűen „szín” szempontjából semleges részecskék. A QCD másik fontos tulajdonsága az aszimptotikus szabadság, eszerint extrém nagy energián a kölcsönhatás úgynevezett csatolási állandója (mely az erősségét jelzi) lecsökken, így ilyenkor kiszabadulhatnak a kvarkok és gluonok hadron-börtönükből.

A világegyetemünk ma nagyjából 13,7 milliárd éves, csillagok és galaxisok alkotják. Nem volt ez azonban mindig így: az első csillagok pár száz millió évvel az ősrobbanás után gyulladtak ki. Az ősrobbanás utáni első pillanatokra visszamenve azonban egyre érdekesebb jelenségeket láthatunk – egy milliomod másodperccel az ősrobbanás után még maguk a protonok és neutronok sem létezhetek, hanem az őket alkotó kvarkok és gluonok ősleve (a kvark-gluon plazma, avagy QGP) töltötte ki a világegyetemet. Ahhoz, hogy ezt az őslevest megfigyeljük, az akkor jelenlévőhöz hasonló körülményeket kell teremteni. Ez extrém hőmérsékletet és nyomást jelent, amelyet ultra- relativisztikus sebességre gyorsított atommagok (nehézionok) ütköztetésével érhetünk el. Az ütközési pont köré rendezett detektorainkba érkező részecskéket vizsgálva érdemi információt kaphatunk arról, hogy milyen is volt az anyag, amely közvetlenül az ütközés után létrejött.

A helyzet ahhoz hasonló, mint ha egy fagyott világban élnénk, ahol a víz csak jég formájában van jelen. Elméleti kutatók azonban felvethetnék, hogy a jégnek lehet egy újfajta, folyékony formája is, de az ehhez szükséges hőmérsékletet közönséges módszerekkel nem tudják elérni. Az az ötletük támadhat azonban, hogy jég-darabokat röpitenek egymásnak, és a nagyenergiás ütközésekben a jég megolvadását remélik. A megolvadó anyag persze azonnal szétrepül (az ütközés energiája miatt), és a cseppek repülés közben egyből megfagynak. Alakjukból, méretbeli el-

oszlásukból azonban visszakövetkeztethetünk arra, hogy létrejött-e ez az ismeretlen, folyékony állapot.

A nagyenergiás magfizika célja többek között az erős kölcsönhatás jobb megértése, illetve a világegyetemet az ősrobbanás utáni milliomod másodpercekben kitöltő anyag tulajdonságainak vizsgálata. Ennek érdekében nagyenergiás részecskéket illetve atommagokat ütköztünk, és az ütközésekből kirepülő részecskék eloszlásaiból próbálunk az ütközés utáni nagyon rövid (fm/c nagyságrendű) időtartamban végbemenő folyamatokra következtetni. Jelen mérés célja az, hogy a hallgatók megismerjék a legalapvetőbb mérhető mennyiségek mérési módszereit. Miután a konkrét adatok nem nyilvánosak, így szimulált ütközéseket vizsgálunk, az ezekben megjelenő részecskék eloszlásaiból számolunk ki mérhető mennyiségeket.

2. Részecskegyorsítók

Ultra-relativisztikus sebességre gyorsított atommagok (nehézionok) – melyek a Lorentz-kontrakció hatására két lapos korongnak tűnnek – ütközéseit figyelik meg a CERN és a Brookhaveni Nemzeti Laboratórium kísérleteiben. Az itt létrejött hatalmas energiasűrűségnek köszönhetően az atommagok anyaga a megszokottól egészen eltérően viselkedik: a protonok és a neutronok megolvadhatnak, egy új, utoljára a Világegyetem születésekor jelen lévőhöz hasonló közeget és új részecskék seregét létrehozva. A nagy energiasűrűség miatt a nyomás is igen nagy, ez pedig azonnal szétveti az addig kis térfogatba koncentrált anyagot, amely tágulni és hűlni kezd, majd mire – különféle, jól ismert részecskék formájában – az ütközési pont köré rendezett detektorainkba ér, újra a megszokott formáját mutatja. Az észlelt részecskék fizikai jellemzőit (impulzusát, energiáját, tömegét, töltését ...) megmérve, eloszlásukat vizsgálva érdemi információt kaphatunk arról, hogy milyen is volt az az anyag, amely közvetlenül az ütközés után létrejött. Ezekben az ütközésekben tehát az anyag olyan állapota jön létre, amilyen a Világegyetem létrejöttékor, néhány mikromásodperccel a Nagy Bumm után uralkodott. Emiatt a nagyenergiás gyorsítóknak zajló nehézion-ütközéseket – a bennük uralkodó óriási energiasűrűség és hőmérséklet miatt – Kis Bummnak is nevezhetjük. Ezekben reményeink szerint létrejön a Világegyetem ősi anyaga, a kvark-glon plazma. A kutatásokat a Berkeley-i Bevalac-nál kezdték, ahol nukleononként (a nukleon a proton és a neutron összefoglaló neve) 1 GeV tömegközépponti energiával ütköztettek atommagokat. A Brookhaveni AGS-nél ezt 5 GeV-re emelték, majd 17 GeV-re a CERN SPS gyorsítójánál. Ma a Brookhaveni RHIC (Relativisztikus Nehézion Ütköztető) kísérleteiben 200 GeV/nukleon energiájú mag-mag ütközéseket figyelnek meg, míg a CERN LHC (Nagy Hadronütköztető) kísérleteiben ennél még egy nagyságrenddel nagyobb, több TeV magonkénti tömegközépponti energiát használnak.

3. Mérföldkövek a kvark-gluon plazma kutatásában

A kutatások mai állása szerint a nehézionok ütközése nyomán létrejövő közeg hamar, kb. $1 \text{ fm}/c^1$ alatt termalizálódik, majd robbanásszerű tágulása során gyorsan kihűl. Nagyjából $10 \text{ fm}/c$ idő múltán lehűl körülbelül $2 \cdot 10^{12}$ Kelvin hőmérsékletre, ezen a hőmérsékleten pedig a kvarkok és gluonok „kifagyva” hadronokba záródnak (ezt hadronizációnak vagy rekombinációnak is hívjuk), amelyeket detektorainkkal észlelhetünk. A következőkben áttekintjük a felfedezések azon sorát, amelynek nyomán kijelenthetjük: valóban létrejött az erősen kölcsönható kvark-gluon plazma, az sQGP [1].

3.0.1. A mag-módosulási faktor

Amikor két arany atommag találkozik, az őket alkotó nukleonok (protonok és neutronok) ütköznek. Egy adott geometriai elrendezést az ütköző atommagok távolsága, azaz az ütközés úgynevezett impakt paramétere jellemez. Az egymást majdnem szemből eltaláló atommagok ütközését centrálisnak nevezzük, míg nagy impakt paraméterűt periférikusnak. Adott mértékű centralitás esetén meghatározható az ütközésben résztvevő nukleonok, illetve a létrejövő bináris nukleon-ütközések száma. Egy ilyen Au+Au ütközésben a keletkező részecskék (itt elsősorban a nagyenergiás részecskékre gondolunk, amelyek több GeV impulzussal rendelkeznek, és „kemény”, nagy impulzuscserével járó szórási folyamatokban keletkezhetnek, és nagyenergiás részecskenyalábokat alkotnak – a kisenergiás részecskékre inkább a termalizáció van hatással) száma összevethető tehát a nukleon-nukleon (kísérletileg a proton-proton, azaz p+p) ütközésekben keletkező részecskék számával, ha ez utóbbit megszorozzuk az Au+Au ütközésben várható nukleon-nukleon ütközések számával:

$$\langle \text{Au+Au részecskeszám} \rangle \leftrightarrow \langle \text{bináris ütközések száma} \rangle \times \langle \text{p+p részecskeszám} \rangle \quad (1)$$

Amennyiben egy atommag-ütközés nem más, mint sok bináris nukleon-ütközés összege, akkor a két mennyiség várhatóan megegyezik. Elképzelhető azonban, hogy az atommag-ütközésekben valami másképpen zajlik, és a nagyenergiás részecskékre is hatással van a létrejövő közeg (a kisenergiás részecskékre várhatóan hatással van, hiszen azok termalizálódnak, egy 3-5-10 GeV-es parton vagy hadron azonban elvileg akár akadálytalanul is áthatolhatna a közegen). Ez alapján definiálják a mag-módosulási faktort a fenti két mennyiség hányadosaként:

$$R_{AA} = \frac{\langle \text{Au+Au részecskeszám} \rangle}{\langle \text{bináris ütközések száma} \rangle \times \langle \text{p+p részecskeszám} \rangle} \quad (2)$$

Ennek mérése alapján a a PHENIX kísérlet azt találta [2], hogy centrális ütközésekben lényegesen kevesebb nagyenergiás semleges pion (és más hadron) keletkezik, mint azt proton-proton ütközések alapján várták. Miután a nagyenergiás részecskenyalábot „jet”-nek hívják, a jelenség neve „jet elnyomás” lett (eredetileg „jet suppression”). Ezt a jelenséget a RHIC STAR kísérlete [3], majd az LHC kísérletek [4, 5] is megerősítették.

¹1 femtométer (azaz 10^{-15} méter) osztva a fénysebességgel, ez 10^{-23} másodperc, ennyi idő alatt tesz meg a fény egy femtométert

Érdekes, hogy fotonból azonban a várakozásoknak megfelelő mennyiségű keletkezik [6], ami azt mutatja, hogy ez a módosulás csak az erősen kölcsönható, azaz „színes” részecskékre vonatkozik.

Erre a jelenségre az a magyarázat, hogy az ütközésben keletkezett, intenzíven kölcsönható „színes” anyag elnyeli az abban 5-10 fm nagyságú utat megtevő, az erős kölcsönhatásban résztvevő, színtöltéssel rendelkező részecskék energiáját. Ennek bizonyítására deutron-arany ütközésekben végeztünk ellenpróbát: a deutron kis méretéből adódóan a létrejövő közeg mérete kicsi, ezért itt ilyen módosulásra nem számíthatunk. A mérések során valóban az derült ki [7], hogy ahogy periférikus mag-mag ütközésekben, úgy deutron-arany ütközésekben sem tapasztalható módosulás. Azóta az is kiderült [8], hogy ha csökkentjük az ütközési energiát, a jelenség eltűnik: a következő évek egyik legfontosabb célja a „kritikus ütközési energia” megtalálása, amely esetén ez az új típusú anyag már létrejön.

3.1. Termikus viselkedés

A következő fontos megfigyelés az volt, hogy a keletkező részecskék mozgási energiájának eloszlása (2-3 GeV-nél kisebb impulzus esetén) esetén $e^{-E/k_B T}$ alakú Boltzmann-eloszlást követ, azaz termalizált közegről van szó. A közeg tágulása miatt itt az effektív hőmérséklet $T = T_0 + m \cdot u^2$, ahol m az adott részecske tömege, T_0 a közeg hőmérséklete, u pedig a tágulási sebessége [9, 10]. Kiderült, hogy a hadronspektrumokban látható hőmérséklet $T_0 = 170$ MeV körüli értéket vesz fel (itt 1 MeV 116 milliárd Kelvinnek felel meg, 170 MeV pedig kb. $2 \cdot 10^{12}$ Kelvinnek). Ennek az az oka, hogy a hadronok a fent részletezett kifagyáskor keletkeznek, mikor a közeg a kritikus hőmérsékletre hűl. A spektrumuk ezért ezt a hőmérsékletet mutatja – a fenti módon mért érték kiváló összhangban van az elméleti rács-QCD számításokkal is [11].

3.2. Azimut aszimmetria

Nem teljesen centrális ütközésekben ezen termalizált közeg kezdeti állapota egyfajta ellipszoid vagy mandula alakot ölt. A kezdeti geometria tehát egyfajta elliptikus aszimmetriát mutat a nyalábra merőleges síkban. Kérdés, hogy a végállapotban (a hadronok impulzus-eloszlásában) megjelenik-e ez, azaz a részecskék azimut szög (azaz az x-y síkban vett irányuk) szerinti eloszlása aszimmetrikus-e. Ennek a kérdésnek az eldöntésére vegyük a keletkező részecskék impulzus-eloszlásának azimut szög (ϕ) szerint vett Fourier- sorát:

$$N(p_t, \phi) = N(p_t) \sum (1 + v_n \cos(n\phi)) \quad (3)$$

Elméletileg a páratlan n-hez tartozó tagok, ahogy a fel sem tüntetett szinuszosak elhanyagolhatóak az x - z ($\phi = 0$) és az y - z ($\phi = \pi/2$) síkra való tükrözési szimmetria miatt (mára azonban kiderült, hogy ha eseményenként nézzük, akkor a kezdeti állapot fluktuációja miatt a páratlan tagok is megjelennek, különös tekintettel a v_3 együtthatóra, ez a kutatások egyik fontos új irányát jelenti). A Fourier-sor első lényeges együtthatója, a v_2 -vel jelölt elliptikus aszimmetria (amely nem más, mint a

$\cos(2\phi)$ szögeloszlás szerinti átlaga) tehát azt méri, hogy mekkora a gömbszimmetriától való eltérés ebben a síkban. Ha a részecskék szabad úthossza nagy, nincs köztük gyakori kölcsönhatás, és egyfajta gáz-jellegű halmazállapotban vannak, akkor ez az elliptikus aszimmetria (más néven elliptikus folyás) kicsi. Ha azonban a kölcsönhatás erős, a szabad úthossz kicsi, és a halmazállapot inkább folyadékra hasonlít, akkor a kezdeti geometriai aszimmetria erős impulzustérbeli elliptikus aszimmetriához vezethet. A mérések azt mutatták [12], hogy valóban ez a helyzet, a különféle hadronokra vonatkoztatott v_2 korántsem elhanyagolható, tehát az anyag halmazállapota folyadék. Azóta komplex mérések sikeres elvégzése nyomán azt is megtudtuk, hogy a forró anyagból keletkező fotonok [13] és a nehéz kvarkok [14] aszimmetriája is a közeg aszimmetriáját követi.

Ha a v_2 a körhöz képesti elliptikus aszimmetriát jelöli, akkor a v_4 együttható pedig egyfajta kvadrupól aszimmetriát (ez tulajdonképpen a $\cos(4\phi)$ szögeloszlás szerinti átlaga). A folyadék tágulásának belső súrlódása ezt a bonyolult aszimmetriát hamar kimosná, azonban a mérések szerint a v_4 sem elhanyagolható [15]. Ebből arra következtettek, hogy a közeg belső súrlódása, pontosabban az úgynevezett kinematikai viszkozitása nagyon kicsi. Ez alatt itt a nyírási viszkozitási együttható és az entrópiasűrűség hányadosát értjük, amely tulajdonképpen az impulzusban vett diffúziót írja le – ezért egyenlítően ez ki a kisebb impulzustérbeli aszimmetriákat, mint a v_4 . Az aszimmetria azonban jelen van a végállapotban, a hadronok szögeloszlásában is, a kinematikai viszkozitás tehát roppant kicsi. Konkrét értéke a szuperfolyékony komponenst is tartalmazó ultrahideg héliuménál is lényegesen kisebb, tehát tulajdonképpen itt is egyfajta tökéletes folyadékról beszélhetünk. Emellett egyszerűen belátható, hogy az intenzíven kölcsönható anyagban jelen lévő rövid szabad úthossz is kis kinematikai viszkozításra utal (a kettő éppen arányos egymással). Összességében tehát az derült ki, hogy a keletkező anyag nem közönséges folyadék, hanem elhanyagolható viszkozitással rendelkező tökéletes folyadék, és ebből a szempontból az ultrahideg szuperfolyékony héliumhoz hasonlítható.

3.3. Kvantumstatisztikus korrelációk

A Bose-Einstein korrelációs függvények jelentősége abban áll, hogy azonos bozonok esetén a részecskékibocsátó forrás téridőbeli struktúráját tárják fel számunkra. Erre Robert Hanbury Brown és Richard Q. Twiss munkája nyomán derült fény [16], akik fotoelektronsokszorozóikat a Szíriusz felé irányították, és a két helyen beérkező foton-intenzitás között korrelációt találtak (annak ellenére, hogy a fotonok fázisát nem vizsgálták). Rájöttek, hogy a korreláció a Szíriusz látszólagos szögátmérőjét adja meg. Ezt nevezzük HBT effektusnak. A részecskefizika területén elsőként Goldhaber és társai alkalmazták sikerrel ezt a módszert [17].

A kétrészecske-korrelációs függvények definíciója az alábbi:

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{N_2(p_1, p_2)}{N_1(p_1)N_1(p_2)}, \quad (4)$$

ahol p_1 és p_2 a két részecske impulzusa, $N_2(p_1, p_2)$ a kétrészecske invariáns impulzus eloszlás, míg $N_1(p)$ az egyrészecske invariáns impulzus eloszlás. Az $S(x, p)$ forrásfüggvény ismeretében (amely azt fejezi ki, hogy milyen valószínűséggel keletkeznek

részecskék az x helyen p impulzussal) a korrelációs függvény a $q = p_1 - p_2$ impulzuskülönbség és a $K = (p_1 + p_2)/2$ átlagos impulzus függvényében

$$C_2(q, K) = 1 + |\tilde{S}(q, K)|^2 \quad (5)$$

módon adódik, ahol $\tilde{S}(q, p) = \int S(x, p) e^{iqx} d^4x$ a forrás Fourier-transzformáltja. Ez azért adódik így, mert a kétrészecske eloszlásban a kétrészecske hullámfüggvény jelenik meg, amely bozonok esetén szimmetrizálandó, és így abszolútérték-négyzete tartalmaz egy $\cos qx$ faktort. Ezért hívjuk ezen korrelációs függvényeket Bose–Einstein-korrelációknak. A későbbiekben a K függést nem írjuk majd ki, ezzel tulajdonképpen $C_2(q) = 1 + |\tilde{S}(q)|^2$. Eszerint a korrelációs függvény alakjából egy inverz Fourier-transzformáció segítségével lényegében visszakapható a részecskeltetés forrásfüggvényének térbeli alakja. Ez a HBT módszer lényege, ez adja jelentőségét, ugyanis ez az egyetlen módszer, amellyel a forrás térbeli eloszlásáról információ nyerhető. Ha a forrás térbeli alakja Gauss jellegű, azaz

$$S(x, p) \propto e^{-\frac{x^2}{R^2}} \quad (6)$$

jellegű (ahol az impulzusfüggést az R forrás-szélesség hordozza), akkor a kétrészecske-korrelációs függvény alakja

$$C(q) = 1 + e^{-\frac{1}{2}q^2 R^2} \quad (7)$$

lesz, így a korrelációs sugarak tulajdonképpen forrás térbeli méretét adják majd meg.

A Bose–Einstein-korrelációk segítségével sokat tudtunk meg az ütközésekben keletkező forrásról: kifagyáskori mérete 5-10 fm körül van, de elnyúlt szerkezetű, azaz igen nagy távolságokon is keletkeznek részecskék. A forrás térbeli alakjáról, illetve a részecskepárok közötti térbeli korrelációkból az is kiderült, hogy a kvark-hadron fázisátmenet nagy ütközési energián folytonos, nincs első- vagy másodrendű fázisátmenet. Ugyanakkor alacsonyabb, 10-50 GeV közötti nukleononkénti energiákon lehet, hogy másodrendű fázisátalakulás történik, ennek vizsgálata jelenleg is zajlik.

3.4. Összefoglalás

Összességében tehát kijelenthetjük, hogy a RHIC és később az LHC kísérleteiben is létrehozott anyag

- olyan erősen kölcsönható, hogy elnyeli az extrém nagyenergiás részecskéket is,
- kicsi benne a szabad úthossz, azaz folyadék halmazállapotú,
- szinte tökéletes folyadék, azaz elhanyagolható a kinematikai viszkozitása,
- kezdetben extrém magas hőmérsékletű, és megjelennek benne a kvark szabadsági fokok.

Mindezek alapján tehát a felfedezett anyag az erősen kölcsönható, szinte tökéletes kvarkfolyadék. A legfőbb tulajdonságait sikerült meghatározni, a vizsgálatok java része azonban még hátravan. Fontos látni, hogy az LHC nehézion-fizikai kísérletei azóta a jelenségek egy részét megerősítették, például a jet-elnyomás itt is tapasztalható [4, 5], ahogy az elliptikus folyás is [18, 19]. Az ütközések lényegesen nagyobb energián zajlanak az LHC-nál, így a kezdeti állapot energiasűrűsége várhatóan sokkal nagyobb, de hogy ez pontosan melyik jelenségekben hogyan nyilvánul meg – ez a következő évek egyik fontos kérdése.

4. Mérési feladatok

Az ütközésekből kirepülő részecskéket a következő szoftverekkel szimulálhatjuk:

- Heavy Ion Jet INteraction Generator (HIJING)
<http://ntc0.lbl.gov/~xnwang/hijing/>
- Pythia
<http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pythia82html/Welcome.html>
- THERM al heavy I o N gener ATOR version 2 (THERMINATOR2)
<http://therminator2.ifj.edu.pl/>

Az alábbi méréseket végezhetjük el:

- Bevezető (teszt) gyakorlatként a különböző tömegű hadronok gyakoriságának eloszlását mérjük meg. Ismert [20], hogy a hadronállapotok gyakorisága exponenciálisan nő, és ezen növekedés inverz logaritmikus meredeksége az úgynevezett Hagedorn-hőmérséklet, amely felett várhatóan nem létezhetnek hadronikus állapotok. Ezt megfordítva azt várhatjuk, hogy az egyes hadronok keletkezési hatáskeresztmetszete arányos az $\exp\left[-\frac{m}{T_H}\right]$ kifejezéssel. Határozzuk meg tehát a pionok, kaonok, protonok és esetleg más hadronok eseményenkénti átlagos darabszámát, és vessük össze a fenti formulával! A Hagedorn-hőmérséklet értékére nagyjából 150 MeV körüli értéket várunk.
- Első valódi feladatként vizsgáljuk meg a különféle hadronok transzverz impulzus eloszlását mag-mag ütközésekben. A spektrumok ($m_t = 1$ GeV környékén vett) inverz logaritmikus meredeksége az adott hadronhoz tartozó „effektív hőmérsékletet” jelenti [9]. Ennek tömegfüggése várhatóan a bevezetőben említett $T = T_0 + m \cdot u^2$ összefüggést követi. Vizsgáljuk meg ennek alapján T_0 és u^2 értékét. A vizsgálatot végezhetjük differenciáltan, három különböző féle ütközési impakt paraméter (centralitás) esetén, vagy különböző ütközési energiákon. Értelmezzük a T_0 és u^2 paraméterek centralitás- és energiafüggését!
- Következő feladatunk a jetek keresése az anti- k_t algoritmussal [21]. Vizsgáljunk meg 1-2 nagyenergiás proton-proton ütközést, és keressünk bennük jetekeket! Az összehasonlítás kedvéért tegyük meg ugyanezt mag-mag ütközésekben is. Nagyszámú proton-proton ütközést szimulálva vizsgáljuk meg a jetek impulzuseloszlását (azaz a jetek átlagos eseményenkénti számát, néhány impulzustartomány esetén).

- Ahogy fent láttuk, az azimutális aszimmetria mérése központi jelentőségű a nagyenergiás nehézion-fizikában [12]. Generáljunk jelentős számú eseményt a THERMINATOR2 szoftver segítségével, és ebben mérjük meg a másod- és harmadrendű azimutális aszimmetriaparaméter (v_2 és v_3) értékét a reakciósíkok illetve a kumulánsok módszerével [22, 23].
- Kitekintésként vizsgáljuk meg a kvantumstatisztikus korrelációk megjelenését. Első körben mérjük meg az egy eseményen belüli $\pi^+\pi^+$ párok négyesimpulzus-különbségének eloszlását. Ezt hasonlítsuk össze a különböző eseményekből származó $\pi^+\pi^+$ párok négyesimpulzus-különbségének eloszlásával. A kettő hányadosa, azaz a korrelációs függvény nagyjából konstans, mivel a különféle eseménygenerátorok alapbeállításként nem tartalmaznak kvantumstatisztikus effektusokat. Ezután kapcsoljuk be a THERMINATOR2-ben a kvantumstatisztikus „utánégetőt”, és vizsgáljuk meg az így létrejött korrelációs függvényeket. Határozzuk meg ezek szélességét, illetve ezen szélességnek a pár átlagos impulzusától és a centralitástól vett függését.

Hivatkozások

- [1] K. Adcox *et al.*, Nucl. Phys. **A757**, 184 (2005).
- [2] K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 022301 (2002).
- [3] J. Adams *et al.*, Phys.Rev.Lett. **91**, 072304 (2003).
- [4] K. Aamodt *et al.*, Phys.Lett. **B696**, 30 (2011).
- [5] S. Chatrchyan *et al.*, Eur.Phys.J. **C72**, 1945 (2012).
- [6] S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 232301 (2005).
- [7] S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 072303 (2003).
- [8] A. Adare *et al.*, Phys.Rev.Lett. **109**, 152301 (2012).
- [9] S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. **C69**, 034909 (2004).
- [10] T. Csörgő *et al.*, Phys. Rev. **C67**, 034904 (2003).
- [11] Y. Aoki, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabó, Phys. Lett. **B643**, 46 (2006).
- [12] S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 182301 (2003).
- [13] A. Adare *et al.*, Phys.Rev.Lett. **109**, 122302 (2012).
- [14] A. Adare *et al.*, Phys.Rev. **C84**, 044905 (2011).
- [15] A. Adare *et al.*, Phys.Rev.Lett. **105**, 062301 (2010).
- [16] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Nature **178**, 1046 (1956).

- [17] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W.-Y. Lee, and A. Pais, Phys. Rev. **120**, 300 (1960).
- [18] S. Chatrchyan *et al.*, Phys.Rev. **C87**, 014902 (2013).
- [19] K. Aamodt *et al.*, Phys.Rev.Lett. **105**, 252302 (2010).
- [20] R. Hagedorn and J. Ranft, Nuovo Cim. Suppl. **6**, 169 (1968).
- [21] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, JHEP **04**, 063 (2008).
- [22] N. Borghini, P. M. Dinh, and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. **C64**, 054901 (2001).
- [23] S. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. **C70**, 665 (1996).