

Válaszok

Wolf György bírálatára

Köszönöm szépen a dolgozatom alapos áttekintését, a pozitív véleményt és a fontos és érdekes kérdéseket. Ezekre, illetve a bírálat elején felvetett két gondolatra a válaszaim a következők.

Megjegyzés *Hiányolom a kísérleti munkásságát a dolgozatban, szerintem nem kell azt szégyellni, ha megtörtént, hát megtörtént.*

Válasz Köszönöm szépen ezt a megjegyzést. Valóban csak a dolgozat egyetlen pontja szól kísérleti munkámról, holott mára ez komolyabb részt képvisel a fenomenológiainál (a ráfordított idő tekintetében legalábbis). Dolgoztam a PHENIX és (jelenleg) a CMS ZDC nevű nullofoki kaloriméterén és a STAR EPD nevű eseménysík-detektorán, továbbá különféle folyási anizotrópiát és femtoszkópiai mennyiségeket vizsgáló NA61, PHENIX, STAR és CMS méréseken. Ezek közül egyedül a PHENIX Lévy-femtoszkópiai analízisét vizsgáltam a dolgozatban, ugyanis ebben volt vezető, kezdeményező szerepem, a többiben vagy a vizsgálatot végző csapat, vagy a belső bírálói bizottság tagja voltam, esetleg diákjaim végezték a munka oroszlánrészét. Ugyanakkor ezeket az eredményeket is fontosnak tartom, és a bíráló erre vonatkozó megjegyzését a továbbiakra nézve bátorításnak veszem.

Megjegyzés *Elfogadom a tézispontokat önálló eredménynek. Talán lehetett volna a tézispontok számát szűkebbre venni, a pontokat bővíteni, de ez is elfogadható.*

Válasz Köszönöm, jogos megjegyzés, így utólag lehet, hogy összevontam volna pár tézispontot, de annyira elkülönültek az eredmények cikkek tekintetében is, hogy ez a fajta felosztás is logikusnak tűnt.

Kérdés *11. oldal: A mért hadronok impulzus eloszlásának meredekségére („hőmérsékletre”) 170 MeV adódott (1.6-os ábra). A rácsszámolások ennél szignifikánsabban alacsonyabb: 151-155 MeV értéket adnak a hadron–kvark-gluon-plazma átmenetre. Azaz 170 MeV-en az anyag túlnyomó részének még színes állapotban kellene lenni. Tekinthető-e a impulzuseloszlás meredeksége mégis hőmérsékletnek? Tekinthető-e ez a fázisátmenet hőmérsékletének?*

Válasz Egyrészt a hivatkozott illesztés egy igencsak leegyszerűsített spektrumparametrizációból származik, amely többek között nem veszi figyelembe a hőmérséklet kifagyáskori helyfüggését és sok más „bonyodalmat” sem. Ezzel együtt ez nem az impulzuseloszlás meredeksége, hanem abból és a transzverz tágulásból kapott érték - amely mindazonáltal a nagyságrendinél valamivel jobb becslésnek tekinthető. Annál is inkább, mert valójában a rácsszámolások a kvark-hadron átmenet hőmérsékletét adják meg, míg a hadronok eloszlása lehet, hogy a hadrokémiai, esetleg a kinetikus kifagyás hőmérsékletét tükrözi. Mindezen kérdések korántsem világosak szerintem, talán részben azért, mert a „mainstream” számolásokban nem szokás 1-1 számértékkel jellemezni a közeget. Éppen ezért jelenleg is fennáll a kérdés (és talán inkább csak termodinamikai, multiplicitásokon alapuló számolások próbálják ezt megválaszolni), hogy a különféle kifagyásokkor átlagosan mekkora hőmérsékletűnek tekinthető a közeg.

Kérdés *11.-12. oldal: Az 1.7-es ábra szerintem hibás képet sugall, legalábbis az itt jellemzően tárgyalt magasabb RHIC energiákon. Még a legcentrálisabb ütközésben sincs „stopping”, a magok eredeti nukleonjai sérülnek, de tovább repülnek. Míg az ábra azt sugallja, hogy az ütközésben résztvevő nukleonok megállnak és nagy barion sűrűségű anyag alakul ki. Míg*

a becslések szerint legfeljebb 2-4 szerez magssűrűség alakulhat ki a tűzgolyó közepén, ezért lehet a RHIC adatok értelmezését közel 0 kémiai potenciál mellett elvégezni.

Válasz A megjegyzés jogos, itt inkább egy illusztrációról van szó, amely a transzverz dinamikát támasztja alá. Az eredeti nukleonok valóban nagy részben továbbrepülnek „sérülten”, ez a fajta előreszórási fragmentáció fontos részét képezi a nehézion-fizikai méréseknek. Ezt egyébként úgy is lehet értelmezni, hogy longitudinális irányban a legnagyobb a tűzgömb tágulási sebessége, amelyet a RHIC adatok elemzésével akár a Buda–Lund-modellben is adódó értékek ($\bar{X} \approx \bar{Y} \approx 0.5-1.0$, $\bar{Z} \approx 2-3$) alátámasztanak. Mindenesetre a megjegyzés jogos, köszönöm, az illusztráció ebben a tekintetben kicsit megtévesztő.

Kérdés *13. oldal, 1.8-as ábra: A v_2/N_q kvark szám skálázás fennállása mennyire energiafüggő? Igaz-e ez LHC energiákon is (ha nem igaz, akkor miért lenne ez a kvark-gluon plazma jele)? Lehetne-e a skálázás megjelenésével meghatározni a fázisátalakulás megjelenését a gyorsító energia függvényében?*

Válasz A skálázás energiafüggő, kisebb és nagyobb energiákon is látni valamekkora sérülését, de mindez természetesen a mérések precizitásától is függ. Az LHC-nál elsősorban a statisztika javulása miatt sérül, míg kisebb energiákon ténylegesen valamivel nagyobb eltérés látszik. Fontos megjegyezni ugyanakkor, hogy a KE_T változó szerinti skálázás legfeljebb közelítése lehet valamely hidrodinamikai eredménynek (a Eur.Phys.J.A 38 (2008) 363-368 [arXiv:nucl-th/0512078] megjelenő számítás alapján is), amely szintén közelítése a mikroszkopikus folyamatoknak, tehát a skálázás sérülése meg kell, hogy jelenjen. Ezen bonyodalmak miatt kérdéses, hogy meg lehet-e ezzel határozni a kvark szabadsági fokok megjelenésének határát (az ütközési energiát tekintve); a fázisátalakulás hőmérsékletét pedig annyiban igen, hogy ha az összes megfigyelhető mennyiséget leírja egy modell, akkor az abban használt hőmérséklet mindenképpen erősen utal a fázisátalakulás (azaz a hadronkeletkezés) hőmérsékletére – a hadrokémiai és a kinetikus kifagyás esetleges spektrummódosító hatásait is figyelembe kell persze venni.

Kérdés *1.9 ábra: A rácsszámolások inkább alacsonyabb: 150-155 MeV-re teszik a fázisátalakulás hőmérsékletét.*

Válasz Köszönöm a megjegyzést, ez az ábra igazából csak egy illusztráció, de ettől még valóban jogosabb lett volna de 160 MeV körüli vagy alatti hőmérsékletet írni, esetleg 150-170 MeV-et.

Kérdés *24. oldal: A 2.19 egyenlet utáni szövegrészből az derül ki, hogy a kifagyás nem konstans hőmérséklet mellett történik. Egy valószerű megoldásban mekkora hőmérséklet tartományban történik a kifagyás (a kifagyás pillanatában a középpont és a perem közötti hőmérséklet különbség)? A rögzített hőmérsékleten történő kifagyás nem kezelhető analitikusan?*

Válasz Az egyszerűbb analitikus megoldásoknál a kifagyás rögzített (koordináta-)sajátidő mellett történik, és ekkor a hőmérséklet is rögzített. Az eggyel bonyolultabb analitikus megoldásokban az eloszlások továbbra is többnyire mindenhol szigorúan pozitívak (mert például gaussi sűrűségeloszlásuk van); ilyenkor a hőmérséklet egy adott időkoordináta mellett 0 és egy maximális érték között változik, ez utóbbi értéket jellemzően az origóban veszi fel. Ez nem igazán realisztikus, ugyanakkor ezeket a megoldásokat térben egy véges tartományban értelmezzük csak, és ekkor a kifagyás hőmérsékleti tartománya végül is ettől a levágástól függ. A numerikus megoldásokban viszont jellemzően úgy járnak el, hogy a kifagyás minden egyes folyadékcellában fix hőmérsékleten történik. Ezt az analitikus megoldásokkal is meg lehet tenni, viszont akkor a megfigyelhető mennyiségekre kapott

eredmény többnyire már nem lesz analitikus. Ezért itt az analitikus megértés kedvéért ezzel a közelítéssel éltünk.

Kérdés 26. oldal: *Hubble-tágulás: A tárgyalásban nem látszik, hogyan kezeli a peremet. A 2.32-34-es egyenletekben van elrejtve a tűzgolyónak felszíne? A 2.32-34-es egyenletekből b_{j0} -ra az következik, hogy minden adott pillanatban a sűrűség exponenciálisan növekszik a sugárral. Ez nem tűnik reálisnak. A sűrűséggradiens divergál a felszínen? A konstans sebességű tágulás konstans (r -től független) nyomás mellett megy végbe? Ez mennyire reális? A peremen a nyomásgradiens divergál? Hogyan kezeli ezt a megoldás?*

Válasz Ez a kérdés teljesen jogos. A Hubble-alapú megoldásoknál merül ez fel elsősorban, ezeknél ugyanis nem tud a sűrűség és a hőmérséklet egyszerre eltűnni - éppen azért, mert nincs nyomásgradiens, ez a Hubble-folyás (tulajdonképpen szabad áramlás) miatt van így (és mert komplikáltabb sebességtérre nincs még igazán jó, többdimenziós, relativisztikus megoldás). Itt két szempontot kell figyelembe venni:

1. A megoldás ezen furcsa viselkedése ellenére integrálható spektrumra vezet; éppen a Boltzmann-faktor jelentette elnyomás miatt (vagy ellenkező esetben, ha a hőmérséklet nőne kifelé, akkor pedig a sűrűség okozta elnyomás miatt).
2. Az egész megoldás adott időpillanatban behelyezhető egy „dobozba” (mondjuk egy folytonos, kompakt tartójú függvényvel). Ilyenkor persze (a levágó függvény élességétől függő intenzitású) lökéshullám indul el kifelé meg befelé is, kb. hangsebességgel. Ha az időfejlődés olyan, hogy a lökéshullám később ér be a központi régióba, ahol az $S(x, p)$ emisszió maximuma van, akkor ez nem változtatja meg érdemben a megfigyelhető mennyiségeket. Csak elég nagy „dobozba” kell betenni a megoldást.

Mindez nem különösképpen elegáns, de megoldja a problémát - és jelenleg nem ismert jobb módszer egzakt megoldásokra. Mivel ráadásul arra halad a terület, hogy egyéb dolgokat is vegyünk figyelembe (viszkozitás, forgás, stb.), ezért ez a probléma egyelőre máshogy nem oldható meg. Egyébként a legjobb lenne olyan egzakt megoldást találni, ahol kifelé csökken a nyomás, és van gyorsulás (erre a perturbációs szakaszban tettem egy nulladrendű kísérletet).

Kérdés 2.4.3 fejezet: *A hidro csak a résztvevő nukleonokra vonatkozik? Mennyire reális a 0-92%-os adatokat egy közös Hubble fejlődéssel leírni? Mi az interpretációja a $T_0 = 200 \text{ MeV}$ kifagyási hőmérsékletnek? ($T_0 \gg T_c$)*

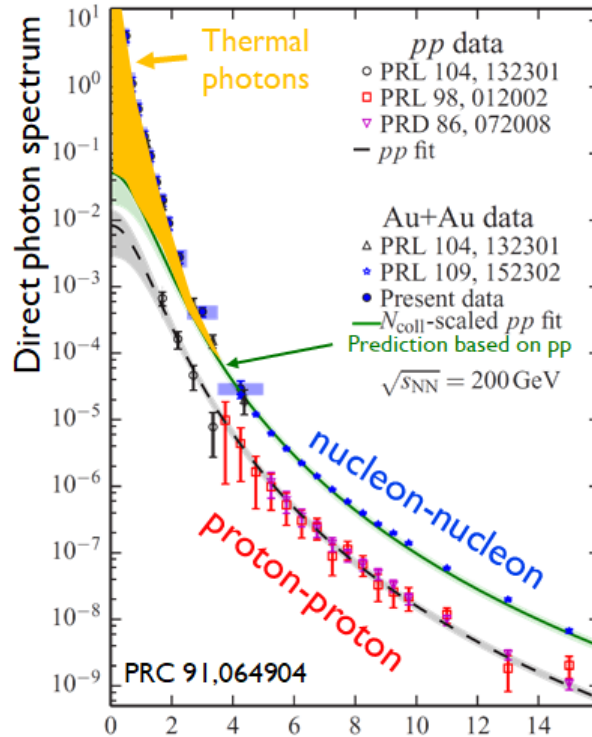
Válasz A hidrodinamikai időfejlődés ilyenkor a kialakult „ellipszoidális” anyagra vonatkozik, a spektátorokra (és esetleg a fragmentumokra) nem. Természetesen az összes ütközés más, tehát a 0-92% centralitástartományban sokféle ütközés adatai átlagolódnak ki. Általában ezek az átlagok közelebb visznek a hidrodinamikai és termodinamikai viselkedésekhez, tehát ennyiben realisztikus ezeket próbálni leírni. A Hubble-áramlásról Chojnacki, Florkowski és Csörgő a Phys.Rev.C 71 (2005) 044902 cikkben megmutatták, hogy a végállapotban jellemzően kialakul. A magas T_0 interpretációja az lehet, hogy az átalakulás folyamatos, magas és alacsony hőmérsékleten is keletkeznek hadronok, eltérő arányban (többségükben azért a kvark-hadron átmenet hőmérsékletén, de alatta és felette is). Ez tulajdonképpen a cross-over átalakulás képével összeegyeztethető.

Kérdés 31. oldal, 2.1 táblázat: *Mi okozza, hogy 0-92%-os eseményre kevesebb mint a fele anizotrópiát kapunk, mint a 0-30%-osra. Az intuición pont ellentétes eredményre vezetne (teljesen centrális esetben eltűnik az anizotrópia).*

Válasz A kérdés teljesen jogos, ez minden bizonnyal a modell egyszerűségéből fakad; ugyanis elvileg az anizotrópiától a spektrum és a HBT sugarak is alig függenek. Ugyanakkor van valami olyan struktúra ezen adatokban, amit ez a modell csak úgy tud leírni, ha relatíve nagy anizotrópiát tesz fel. Fontos látni ugyanakkor, hogy a paraméter hibája valószínűleg enyhén alulbecsült lehet, ami a nagy χ^2 értékkel függ össze. Megemlítem továbbá, hogy periférikus eseményekben a v_2 értéke jellemzően csökkenni szokott (ennek oka a fluktuációk növekedése lehet, ami, véletlenszerűsége révén, csökkentheti a geometriai eredetű anizotrópiát).

Kérdés 2.5. fejezet: A foton keltésnél 1-3.5 GeV-es transzverzális impulzusú fotonokat számol a hidro modellben, ahol a maximális hőmérséklet alacsonyabb mint 500 MeV. A Boltzmann-elnyomás már 1 GeV transzverzális impulzusú fotonra is elég nagy 2-3 GeV esetében pedig nagyon nagy. Vajon ezen nagy energiájú fotonok nem-e a kezdeti nagy energiájú kvarkok ütközésében keltődnek, azaz nem termális eredetűek? A 2.6-os ábra nem-e ezt bizonyítja, a hidrodinamikai modell teljesen rossz eredményt ad.

Válasz A kérdés ismét jogos, 2-3 GeV energiájú fotonok esetén már a nemtermális eredet lényegesen valószínűbb. A válaszhoz elsőként bemutatom az alábbi ábrát:



Ezen az látszik, hogy a p+p ütközésekből „felskálázott”, pQCD-eredetű görbe járuléka 2 GeV körül egyezik meg a termikus többlet járulékéval. Az illesztést éppen ezért lehetett volna csak az 1-2 GeV közötti tartományra végezni, azonban ez nem járna lényegi módosulással. A legjobb persze az lenne, ha párszáz MeV-en is lennének adatpontok, de sajnos ez jelenleg nincs így. Egyébként a PHENIX Phys.Rev.Lett. 104 (2010) 132301 [arXiv:0804.4168] cikkének 4. ábrájából dolgoztam itt, és lehetett volna a pQCD-járáulékkal csökkentett adatokra is illeszteni, de egyrészt ezt nem közöltük, másrészt azért ezen járulék bizonytalansága igen nagy lenne. Hozzáteszem, hogy a v_2 és spektrum adatok együttes leírása a legtöbb modell számára kihívás, mert a nagy kezdeti hőmérséklet többnyire kis foton v_2 -t eredményez; ha pedig nagy foton v_2 -t ad a modell, akkor többnyire túl kicsi kezdeti hőmérsékletet, és így a spektrumot nem írja le jól. Ezen modellek ugyanakkor nagyon összetettek, ezért nem lehet egyszerűen megtalálni a probléma forrását.

Éppen emiatt a dolgozatban részletezett számolás célja az volt, hogy lássuk, a probléma egyszerű, analitikus modellekben is fennáll-e (és az eredmény az, hogy nem áll fenn, ez a számolás mindkét megfigyelhető mennyiséget aránylag jól leírja).

Kérdés *2.6.4 fejezet, 47. oldal Dilepton keltés: Az adatokkal való összevetésnél több mindent nem értek: Amikor fotont tudok kelteni, akkor dilepton is. Miért különbözik szignifikánsan (kettes faktorral) a kezdeti hőmérséklet a két rendszerben? Jól értem hogy egyszerűen ez jött ki a fittelésből? Van-e mögötte konzisztens kép?*

Válasz Ez is egy egyszerűsített számolás, amely arra mutatott rá, hogy a dileptonspektrumok leírása ezen egyszerű képben is lehetséges, és közvetlenül megérthető a különféle termo- és hidrodinamikai paraméterek ezen eloszlásokra gyakorolt hatása. A fotonspektrumra kapottól különböző hőmérséklet a leírás túlzott egyszerűségére utal; ugyanakkor meg lehetne kísérelni együtt illeszteni ezeket a megfigyelhető mennyiségeket – ez persze a legtöbb modell számára jelentős kihívás, tekintve, hogy még a foton v_2 és spektrum együttes leírása sem lehetséges többnyire.

Kérdés *Az SPS adatok értelmezésében az alacsony invariáns tömegekre a kvark annihilációt tekintik a fő járuléknak, míg az alaposabb vizsgálatok ezt a mezonok Dalitz-bomlásának tulajdonítják. Valószínűleg segítené a ρ mezon feletti tartományok leírását a Drell-Yan folyamatok figyelembe vétele is, hiszen a ρ felett az egyezés rossz.*

Válasz Köszönöm a javaslatot, ez minden bizonnyal így van, a következő lépés ez lett volna egyébként.

Kérdés *2.7 fejezet: Általános hidrodinamika: 49. oldal: Alkalmazható-e az ideális gáz állapotegyenlete $p = nT$ a tökéletes folyadékokra (az egyikben végtelen a szabadúthossz, a másikban lényegében 0)?*

Válasz Valójában ez az egyenlet nem abban az értelemben állapotegyenlet, ahogy az energiasűrűség és a nyomás kapcsolatát állapotegyenletnek hívjuk. Igazából itt ez a hőmérséklet definíciójára utal; ilyen értelemben erre az egyenletre csak a részecskekeltés kiszámításához van szükség, hogy a Boltzmann-jellegű tagban a hőmérsékletet meg tudjuk adni. Ugyanakkor természetesen a termodinamikailag konzisztens $\epsilon + p = \sigma T + \mu n$ egyenletet kell venni; de ebből a hőmérséklet még nem definiálható. Mindamellet a $p = nT$ állapotegyenlethez a végtelen szabad úthossz közelítésére nincs szükség, igazából elég a hosszútávú kölcsönhatásoktól eltekinteni, és rugalmas ütközésekre szorítkozni. Ilyen értelemben alkalmazható a $p = nT$ „hőmérsékletdefiníció” ebben az esetben is.

Kérdés *50. oldal: Általánosan a κ függhet a μ -tól is, sőt magától a p -tól is, hiszen mi biztosítja, hogy az $E - p$ kapcsolat lineáris?*

Válasz Teljesen jogos, annyira, hogy a 2.7. alapját adó Eur.Phys.J. A48, 173 (2012) [arXiv:1205.5965] publikációnkban valójában nyomásfüggő energiasűrűségekre is megadtuk a megoldást. Ennél is általánosabb esetben még eggyel bonyolultabb megoldani az egyenleteket, ugyanakkor a $\mu = 0$ közelítés miatt nem is feltétlenül van erre szükség.

Kérdés *3. A HBT analízis: 88. oldal: Itt szerepel, hogy LCMS-ben gömbszimmetrikus a forrás. Ugye ez csak az midrapiditás környékén igaz?*

Válasz Igen, nagyobb rapiditások esetén a fragmentumok és egyéb, nem hidrodinamikai jelenségek torzítják a forrás alakját és méretét; egyébként az egyszerű hidrodinamikai jósálatok alapján

az m_T -függésből $m_T \cosh(y)$ változótól való függés lesz, tehát ilyen értelemben a rapiditásfüggés nem más, mint a transzverz impulzus koordinátáitól való függés.

Kérdés 90. oldal: A korrelációs függvény dimenzionalitása, természete hogyan deríthető fel? (A szövegben csak az szerepel, hogy fel kell deríteni.) Próbálgatással? Felteszünk egy forrás függvény formát, és megvizsgáljuk, hogy ez a modell hogyan illeszkedik a HBT adatokra?

Válasz Valójában a 3.3. ábrán látható $C(|q|^2, q_0^2)$ korrelációs függvényt kell vizsgálni annak eldöntésére, hogy a $q_{\text{inv}} = q_{\text{PCMS}} = \sqrt{q_{\text{LCMS}}^2 - q_0^2}$ vagy a q_{LCMS} a megfelelőbb 1D változó. Ezen kívül $C(q_T^2, q_{\text{long}}^2)$ korrelációs függvényt is érdemes mérni, hogy a gömbszimmetriát teszteljük. Tehát közvetlenül mérésel meg lehet állapítani, hogy valamilyen impulzusváltozó megfelelően reprezentálja-e a többdimenziós adatokat. Ezen ábrákat a PHENIX-ben el is készítettük (illetve azóta több egyéb kísérleti mérés esetében is, az NA61-től a STAR-on át a CMS-ig), de a konkrét kísérleti ábrák nem publikusak, ezért nem tehettem be őket a dolgozatba. Ugyanakkor azt elmondhatom, hogy ezek a 3.3. ábra bal oldalán lévő scenáriót erősítik meg.

Kérdés 105. oldal: Milyen feltétel, elvárás segítségével határozták meg a pionokra a vágásokat (3.70-3.73).

Válasz Megmértem a $(\Delta z, \Delta \phi)$ eloszlásokat valódi és kevert párok esetén is, majd ezek hányadosából képeztünk egy „beütési hely” szerinti $C(\Delta z, \Delta \phi)$ korrelációs függvényt. Ezen közvetlenül látható a nyomok összeolvadásának és szétválásának jele: minimumként és maximumként jelentkeznek ezek az egyébként térben közelítőleg állandó korrelációs függvényen. Ezeket a régiókat vágtam ki, tehát csak a nagyjából konstans tartományba tartozó párokat tartottam meg. Ezek az ábrák sem publikusak, ezért nem tettem őket be a dolgozatba, de a belső analízisjegyzetekben elérhetőek.

Kérdés 3.9 ábra (λ m_T függése): A mag-glória interpretáció alapján $\lambda < 1$, az ábra nem ezt sugallja. Mi lehet ennek az oka? A Lévy eloszlás nem megfelelő (hiszen Gauss esetben $\lambda < 1$), vagy pedig jelentősen korrigálni kell a mag-glória modellt?

Válasz A kérdés jogos és fontos. Egyrészt a leírás is lehet tökéletlen, másrészt vannak olyan fizikai folyamatok (például préselt kvantumállapotok megjelenése), amelyek egynél nagyobb lambdát eredményeznek. Ugyanakkor a $\lambda < 1$ hipotézis statisztikailag nem zárható ki, tehát ilyen erőteljes konklúzióra nem következtetek ebből. Annál is inkább, mert a használt Coulomb-korrekciónak a közelítések miatt a valóság enyhe felülbecslése, és egy pontosabb számolás kicsivel kisebb lambdát eredményezne. (Erre nemrég végeztünk további számolásokat Kurgyis Bálint volt diákom segítségével.)

Kérdés 3.3.1 120. oldal: Buda-Lund modell: Azimut asszimetria: A tűzgolyó lehet a feltételezéseknek megfelelő alakú, de ezt az alakot nem igazolja az 1.7-es ábra, hiszen az félrevezető képen alapszik.

Válasz Az 1.7. ábra valójában csak egy illusztráció; az ellipszoidális közelítés valójában annyit jelent, hogy nem gömbszimmetrikus, de még mindig a lehető legegyszerűbb.

Kérdés Jól értem-e, ha a 2. fejezet megoldásainál a 2.154 forrásfüggvény helyett a 121. oldalon található emissziós függvényt használnánk, a Buda-Lund modellhez jutunk? Miért használ a szerző 2-féle forrásfüggvényt?

Válasz Igen, a modellek között kizárólag a forrásfüggvény a különbség (amely magában foglalja mind a hidrodinamikai mennyiségeket, mind a kifagyási hiperfelületet). Ugyanakkor ez

lényeges, ugyanis a hidrodinamikai megoldásokból származó sűrűségek és áramlás kielégíti a hidrodinamika egyenleteit, a Buda–Lund-modellben szereplő hasonló mezők viszont nem. Ez az oka a különbségnek; egyéb tekintetben ugyanaz a forrásfüggvény, tehát a hőmérséklet, sűrűség, áramlás azonos módon szerepel a forrásfüggvény kifejezésében.

Kérdés 122. oldal: 3.96 képlet. Lehet-e a fugacitás alakját levezetni, vagy egyszerűen csak ezen alak mellett oldhatóak meg könnyen analitikusan az egyenletek?

Válasz Ez egyszerűen egy elsőrendű közelítés a fugacitásra, annak levezetése ezen modellben nem lehetséges. Egyébként a $\mu/T = (\epsilon + p)/n - \sigma T/n$ termodinamikai relációból lehetne kiindulni, de az analitikus számolhatósághoz az s skálaváltozóban linearitást kellene feltenni akkor is; cserében megjelenne az entrópiát beállító „skála” is, illetve a sűrűségskálát meghatározó érték is.

Kérdés 130. oldal: A PHENIX adatok illesztéséből $T_0 = 163$ MeV adódik, amely a centrum-ban a kifagyáskori hőmérséklet. Az analitikus hidró tárgyalásakor T_0 -ra 200 MeV feletti eredmény adódott a kifagyásra. Hogyan magyarázható ez a 2 lényegesen különböző érték (Mindkettő még mindig magasabb, mint a folytonos átmenethez tartozó hőmérséklet)?

Válasz Ez egy sokkal komplexebb modell, több részletet vesz figyelembe, ez magyarázza az eltérő paramétereket. Ez a végállapoti parametrizáció analitikusan nem fejleszthető az időben, azaz időfüggése nem ismert (valószínűleg a szokásos matematikai függvényekkel nem is írható fel). Az analitikus hidrodinamikai megoldások végállapota egyszerűbb, azok adatokkal való összehasonlítása nem azért jelentős, mert teljesen realisztikus végállapotot ír le, hanem mert megmutatja, hogy egyszerű modellek is leírják az adatokat, és rávilágít a mérési eredményeknek a hidro- és termodinamikai fizikai mennyiségektől való függésére. A Buda–Lund-parametrizáció is rámutat erre, ugyanakkor a dinamikája nem ismert. Mindenesetre mindkét esetben a $T_0 > T_c$ tény arra mutat rá, hogy a kifagyáskor lehetséges, hogy a „tűzgömb” belül forróbb, mint kívül, és a kifagyás nem egyetlen hőmérsékleten történik.

Kérdés 132. oldal: Van-e ésszerű magyarázat a kaonok R_{long} -ra a modell és adatok közötti eltérésre (3.24 ábra)?

Válasz Ez az eltérés azt jelenti, hogy ebben az irányban nem teljesül a Buda–Lund-modell által jósolt m_T -skalázás. Ennek oka a longitudinális dinamika elégtelen leírása lehet, pontosabban a longitudinális dinamika által létrehozott végállapot tökéletlen paraméterezése. A hidrodinamikai inspirációtól elszakadva valószínűleg jobb parametrizációt is adhatnánk, amelyben a longitudinális irány kitüntetett lenne.

Kérdés 134. oldal: Semmi sem követeli meg, hogy az $U_A(1)$ és az $SU(3)_L \times SU(3)_R$ királis szimmetria ugyanazon hőmérsékleten áll helyre. A rácsszámolások az $SU(3)_L \times SU(3)_R$ királis szimmetria helyreállítását vizsgálják, míg az η' tömege az $U_A(1)$ szimmetriától függ.

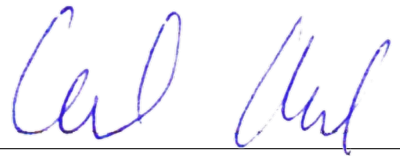
Válasz Ez természetesen így van, ugyanakkor jelen keretek között mélyrehatóbban nem tudtam ezt elemezni. Az ilyen jellegű kérdésekre választ adó számolásokból nincsen túlkínálat, de például Horvatić, Kekez és Klabučar a dolgozat írása után született Eur.Phys.J.ST 229 (2020) 3363-3370 [arXiv:2006.15395] Eur.Phys.J.A 56 (2020) 10, 257 [arXiv:2010.11346] publikációi segítenek ezen kérdések tisztázásában.

Kérdés 135. oldal: 3.158 képlet az η' tömegének helyreállítására ugyan egy plauzibilis feltételezés, de feltételezés. Az energiamegmaradásnak vagy/és impulzusmegmaradásnak sérülnie kell.

A közeg által keltett térre van szükség, melyben az energiamegmaradás is sérülhet. (Mi történik pl. egy olyan η' részecskével, melynek a kinetikus energiája nem elég a tömeg helyreállítására?)

Válasz A felvetés jogos, valójában külső térben nem feltétlenül teljesül ez az egyenlet; ugyanakkor itt csak azt indoklom, hogy miért várjuk azt, hogy a tömegmódosult, majd a tömeghéjra visszatért η' bomlásából alacsonyenergiás pionok keletkeznek. Ez még külső tér esetén is valószínűleg teljesül - ugyanakkor nem tudok erre vonatkozó számolásokról, tehát ez pusztán feltételezés, és könnyen lehet, hogy téves. Éppen ezért a mérés nem jelent közvetlen bizonyítékot az η' tömegmódosulására.

Budapest,
2021. április 13.



Csánád Máté
ELTE Atomfizikai Tanszék