

Válasz Dr. Wolf György bírálatára

Köszönöm Dr. Wolf Györgynek dolgozatom figyelmes átolvasását, a bírálat megírására fordított munkáját és támogató véleményét. Kérdéseire az alábbiakban válaszolok.

1. *Mi lehet a magyarázata az antiproton/proton arány centralitásfüggésének $d+Au$ ütközésekben?*

A dolgozat 19. ábrája mutatja, hogy az aránynak nincsen számottevő centralitásfüggése, azaz az antiproton/proton arány a nyalábra merőleges (midrapiditás) tartományban a mérési bizonytalanságon belül független a centralitástól, míg az ábrán feltüntetett modellek mindegyike (HIJING, RQMD, AMPT) ennek az aránynak a csökkenését mutatja. Ez a csökkenés a modellekben arra utalhat, hogy a centrális ütközésekben több proton transzportálódik a midrapiditás tartományba, mint periférikus ütközésekben, amit nem kompenzál a barion-párkeltés. Ez konzisztens azzal, hogy a barionok rapiditás-vesztését többszörös ütközések okozzák az atommagban. A mérési eredmény viszont arra utal, hogy a nyalábrapiditás-tartományból transzportált protonok és a keletkezett protonok relatív aránya nem változik (mérhető mértékben). Egyébként 10 évvel később, 2013 áprilisában a CMS kísérlet ugyanezt találta proton-ólom ütközésekben 5.02 TeV nukleonpáronkénti ütközési energián: az antiproton-proton arány ott is független volt a keletkezett töltött részecskék számától, viszont – a várakozásokkal összhangban – az arány értéke közelebb került 1-hez a RHIC energiákon mért arányhoz képest.

Ennek az eredménynek fontos következményei vannak a bariontranszportra nézve. Vannak olyan modellek és számítások, amelyek reprodukálják az adatokban kimutatott centralitásfüggetlenséget. Ilyen pl. a DPMJET-III modell, valamint a kvark-gluon húr modell (QGSM) a húr-csomópont, *string junction* figyelembevételével. Ez utóbbi a barion olyan nemperturbatív leírása, amely a három valencia-kvarkot összekötő színes hurok egy csomópontban való találkozását veszi alapul. Barionok ütközésénél ennek a leírásnak nagy szerep jut a midrapiditás-tartományban. Enélkül a *baryon junction* járulék nélkül a mérési eredmények nem kaphatók vissza. Bopp és Shabelski szerint a centralitás-függetlenség annak köszönhető, hogy a RHIC energián az antiprotonok száma is, és a céltárgy nukleonjaiból származó protonok száma is arányos a bináris nukleon-nukleon ütközések számával [1, 2]. Cikkeik mostanáig több mint ötven hivatkozást kaptak. A DPMJET-III modellben – részben a fenti mérési eredmények reprodukálásának érdekében – történt fejlesztések részleteit a [3] publikáció ismerteti.

2. *45. oldal: A 20. ábra alapján én pont fordítva következtetnék. Úgy tűnik, hogy épp magasabb ütközési energián kapnám vissza a nehézionban megfigyelt arányt.*

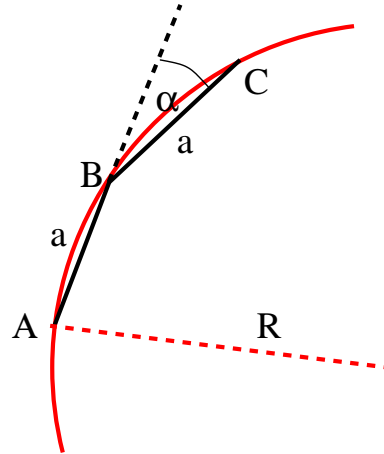
Fenntartom a dolgozatomban szereplő megállapítást. A dolgozat szövegét pontosan idézve: "...a nehézion-ütközésekben mért arányok akkor feleltethetők meg a nukleon-nukleon ütközésekben mért arányoknak, ha az utóbbiakat jóval kisebb ütközési energián tekintjük." Ezt úgy értettem, hogy a nehézion-ütközésekben kapott arányt akkor kapjuk vissza proton-proton ütközésekben, ha a proton-proton ütközéseket *kisebb* ütközési energián végezzük. Példaként: 130 GeV-es Au+Au ütközésekben az arány kb. 0.6, míg a proton-proton értékeket interpolálva ugyanezt az arányt proton-proton ütközésekben már jóval kisebb, 60 GeV körüli energián megkapjuk. Tehát a nehézion-ütközésekben megfigyelt arányt nem magasabb, hanem alacsonyabb ütközési energián végzett nukleon-nukleon ütközések adják vissza.

3. 45. oldal: *Miért gondoljuk, hogy a lágy folyamatok az N_{part} -tal arányosak, s miért nem $N_{part}(N_{part} - 1)$ -gyel?*

Az kísérleti tény, hogy a keletkezett részecskék teljes száma arányos N_{part} -tal Au+Au és d+Au ütközésekben 19.6 GeV és 200 GeV nukleonpáronkénti ütközési energián, ahogy azt a dolgozat 53. ábrája mutatja. Az arányossági faktor természetesen függ az energiától, és hogy milyen ütköző rendszert tekintünk. Mivel a részecskék többségét lágy folyamatok hozzák létre (bár ennek a kijelentésnek az érvényessége függ az ütközési energiától), mondhatjuk, hogy a lágy folyamatok száma arányos N_{part} -tal. Ez az elképzelés gyakran szerepel az irodalomban, tankönyvekben is [4]. A 70-es évek közepéről származik, Bialas, Bleszynski, és Czyz sérült nukleon modelljéből (a dolgozatom [106] hivatkozása), amely a nukleon-atommag ütközésekben megfigyelték értelmezése során született. Az a koncepció áll mögötte, hogy a keltett részecskék számát tekintve mindegy, hogy egy adott nukleon hány ütközést szenvedett el más nukleonokkal; csak az számít, hogy hány olyan nukleon van, amely legalább egy rugalmatlan ütközést elszenvedett, azaz a mi jelölésünk szerint N_{part} .

Viszont semmilyen – erős kölcsönhatással kapcsolatos – fizikai mennyiséget nem várhatunk arányosnak $N_{part}(N_{part} - 1)$ -gyel, hiszen ez azt jelentené, hogy minden résztvevő nukleon mindegyik másikkal is kölcsönhat, és azonos mértékben járul hozzá a részecske-keltéshez. Ez pedig nem így van, hiszen a nehézion-ütközés átfedési zónája, amely ennek az N_{part} számú nukleonnak a halmaza, jónéhány fm átmérőjű, és benne a nukleonok Glauber-képbeli távolsága is igen különböző. Az erős kölcsönhatás hatótávolsága, illetve a nukleon-nukleon hadronikus inelasztikus hatáskeresztmetszet ehhez képest pedig kicsi; nem várhatjuk, hogy mindegyik nukleon mindegyikkel kölcsönhasson. A bíráló által felvetett "–1" tag pedig azt sugallja, hogy a fenti kifejezés mögött az a feltételezés áll, hogy egy adott résztvevő nukleon minden más résztvevő nukleonnal kölcsönhat, és részecskéket kelt, még azokkal is, amelyek vele megegyező atommagban, vele egyirányban repülnek, ami pedig nem reális.

Sokkal hasznosabb mennyiség a páronkénti nukleon-nukleon ütközések száma, N_{coll} . Ezzel arányosak a ritka folyamatok hatáskeresztmetszetei (pl. Z vagy W, izolált nagy energiájú



1. ábra. Az impulzusmérés kísérleti bizonytalanságának egyszerűsített szemléltetése.

fotonok, *jet*-ek). Ez azonban nem $N_{part}(N_{part} - 1) \approx N_{part}^2$ -tel, hanem közelítőleg $N_{coll} \propto N_{part}^{4/3}$ -nal arányos. Az N_{coll} mennyiséggel való arányosság kísérletileg is bizonyítást nyert az LHC Pb+Pb ütközéseiben mért nagy energiájú fotonok, Z és W bozonok mérése során a CMS kísérletben [5–7].

4. 48. oldal: *Honnan lehet tudni, hogy milyen a detektor impulzusfelbontása? Miért nem Gauss?*

A p impulzus mérése lényegében a részecskepálya R (lokális) görbületi sugarának mérésével történik mágneses térben, ahol $p \propto R$. Az 1. ábra egy ilyen erősen leegyszerűsített esetet ábrázol homogén, a lapra merőleges mágneses térben, ahol a (piros körívvel jelképezett) részecskepályát az A, B és C pontokban mérjük, melyek távolsága páronként a , és az AB és AC szakaszok által bezárt szög $\pi - \alpha$. Ekkor $p \propto R \approx a/\alpha$, vagyis $1/p \propto \alpha/a$. Ha az egyszerűség kedvéért az A és B pontokat pontosan rögzítettnek tekintjük, a C pont helyének mérése pedig Gauss-eloszlás szerinti mérési bizonytalansággal rendelkezik, akkor az α szög is azzal fog rendelkezni, a pedig (kis mérési hiba esetén) konstansnak vehető, és az előbbi arányosság miatt $1/p$ hibája is Gauss eloszlás szerinti lesz, melynek szélessége a mágneses tér nagyságától, a detektor elemeinek geometriájától és helyfelbontásától függ. Emiatt viszont a p impulzus mérési bizonytalansága – különösen nagy impulzusok illetve görbületi sugarak esetén – nem lesz (nem lehet) Gauss eloszlású.

A valóságos helyzetet persze bonyolítja, hogy a PHOBOS spektrométer 16 (és nem 3) vékony szilíciumrétegből áll, melyek távolsága páronként nem azonos; a mágneses tér nem homogén; a rétegek helyfelbontása különböző; a részecskék többszörös szórást és energiavesztést szenvednek az általuk keresztezett rétegeken, stb. Ezen kívül egy adott impulzus esetén a részecskék különböző irányba (pszeudorapiditással) indulhatnak el, más-más detektor-egységeket keresztezve, melyek más-más felbontást eredményeznek. Az adatokat pedig végül nem is az impul-

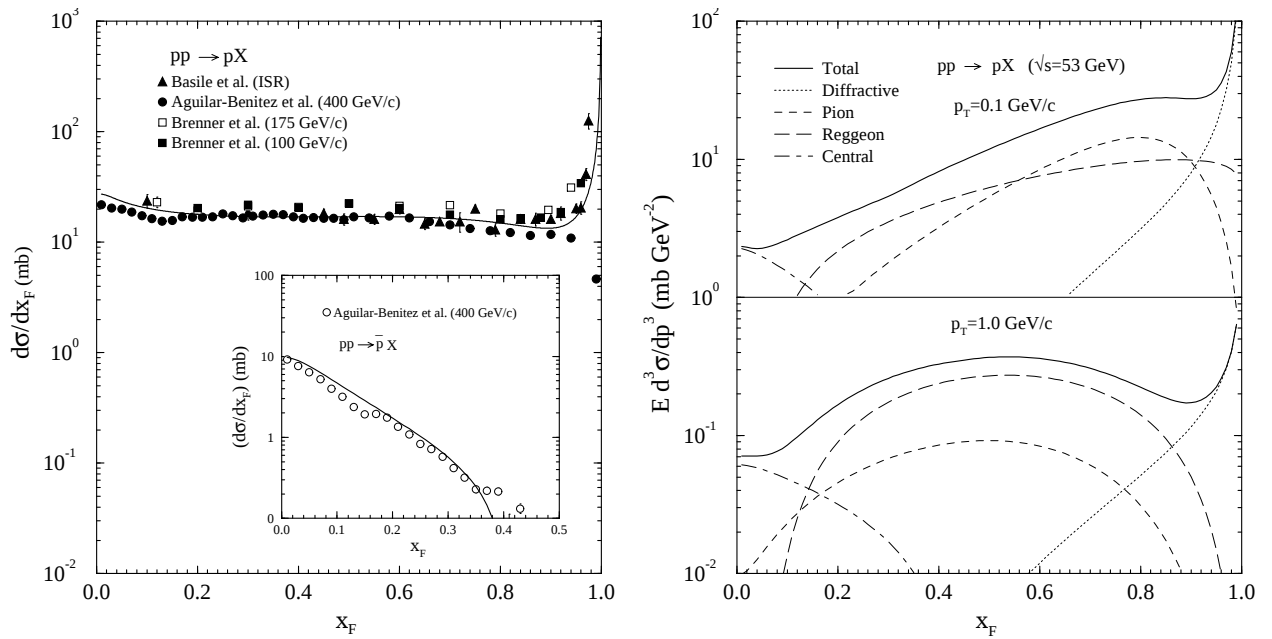
zus, hanem a nyalábra merőleges impulzuskomponens (p_T) szerint osztályozzuk és publikáljuk. Emiatt a legpontosabb korrekciót úgy kapjuk, ha a teljes detektor részletes szimulációjához fordulunk, és abból vesszük az egyes részecskepályák felbontását, sok részecskét adott impulzussal szimulálva, majd a rekonstruált részecskepályák impulzusát hisztogramozva. Ezek a hisztogramok szolgálták a korrekció alapjául, és ezek valóban nem voltak Gauss-eloszlásúak. Ezeknek az eloszlásoknak különösen a nagy impulzusok irányába mutató farka fontos, hiszen a transzverzális impulzus spektrum igen meredeken csökken, ezért a valójában p impulzusú részecskék viszonylag nagy járulékot adhatnak a p -nél nagyobb impulzusú, de jóval ritkábban keletkező részecskék számához, melyet korrigálni kell.

5. 59. oldal: A 28-as ábra alapján én azt gondolnám, hogy a pionokat és a kaonokat legfeljebb 1.5 GeV/c-ig lehet megkülönböztetni.

A pionokat és kaonokat valóban kb. 1.5 GeV/c-ig lehet egyenként megkülönböztetni olyan értelemben, hogy minden részecskéről eldönthető, hogy nagy valószínűséggel pion vagy kaon volt-e. Statisztikusan azonban egy kissé nagyobb impulzusig, 1.8 GeV/c-ig is mérhető a kaonok és a pionok száma, mégpedig a sebesség reciprokának eloszlásához illesztett több komponensű függvényvel, illetve a komponensek integrálásával. Itt már nem tudjuk minden részecskéről eldönteni, hogy kaon volt-e, de meg tudjuk állapítani a kaonok részarányát a mezonokon belül. A 28. ábrán jól látható, hogy a pionok és a kaonok sávja nem teljesen olvad még össze. A 30. ábra jobb oldalán látható, hogy 2 és 2.5 GeV/c impulzus között is felismerhető és illeszthető a kaonok $1/v$ eloszlása. Ezzel összhangban a 29. ábrán a kaonok transzverzális impulzusának eloszlását csak 1.8 GeV-ig ábrázoltam. Az 59. oldalon említett 3.5 GeV/c határ – valóban nem teljesen precíz megfogalmazással – a protonok és mezonok statisztikai megkülönböztetésére vonatkozik, szintén összhangban a 29. ábrával.

6. 91. oldal: Van-e arra magyarázat, hogy a vezető nukleon az ütközési energia felét viszi magával? Megjegyzés: mivel a pion elnyelés elsősorban a $\Delta(1232)$ -n keresztül történik, ami jó eséllyel újra pionra bomlik, alacsony energiákon a pion elnyelés nagyjából csak 10%-a történik barionokon keresztül.

A vezető nukleon által elvitt átlagos energiával az NA49 kísérletben kapott eredményeimből írt Ph.D. disszertációmban foglalkoztam, amelyre a [238] szám alatt hivatkoztam a jelen dolgozatban. Amint az ottani 62. ábra bemutatja, a 12 és 405 GeV közötti nyalábenergia-tartományban a proton-proton és proton-antiproton ütközésekben a végállapotban talált protonok Feynman- x ($x_F = 2p_z/\sqrt{s}$) eloszlása közelítőleg egyenletes 0 és 1 között (leszámítva a diffraktív csúcsot $x_F = 1$ közelében, 2. ábra bal oldala). Ebből az következik, hogy a protonok által szállított átlagos energia a nyaláb irányában a nyalábenergia fele ($\langle x_F \rangle = 0.5$). Ha leszámítjuk az $x_F \approx 0$ tartományban keletkező proton-antiproton párokat, akkor a barionszám-



2. ábra. Bal oldal: A kísérleti $p + p \rightarrow pX$ adatokat jól leíró Regge-Mueller számítás eredménye (p_T -re integrálva). Jobb oldal: a $p + p \rightarrow pX$ folyamat x_F -függésének leírásához szükséges komponensek viszonya egy-egy adott p_T értéknél [9].

megmaradásból az is következik, hogy a protonok (első közelítésben) egyenletes x_F -eloszlása független kell hogy legyen a tömegközépponti energiától proton-proton ütközésekben (ahol a barionszám 2). Ezt a jelenséget, az ún. Feynman-skálázást kísérletileg már az 1970-es években vizsgálták a CERN ISR ütköztetőnél, és felismerték, hogy a részecske-keltésre fordítható energia nem egyezik meg $\sqrt{s}$ -sel, mint pl. $e^+ + e^-$ ütközések esetén, hanem abból célszerű levonni a vezető, azaz legnagyobb nyalábirányú impulzussal rendelkező barionok energiáját (vagyis az elaszticitást) [8], ha más ütköző rendszerekkel (pl. $e^+ + e^-$) végünk összehasonlításokat.

Magyarázatot, illetve elméleti leírást erre az ún. Feynman-skálázásra pl. Batista és Covolan 1999-es cikkében találunk [9]. A szerzők a Regge-Mueller formalizmus segítségével írják le a protonok impulzuseloszlását $p+p$ ütközésekben, és azt találják, hogy a Feynman-skálázás csak x_F extrém értékeinél, azaz 0 és 1 közelében sérül, de a kettő között igen széles energiatartományban fennáll. A protonok invariáns hatáskeresztmetszetének számítása a pomeron-, pion- és reggeon-csere járulékaiknak figyelembe vételével történik. A modell bizonyos paramétereit a mérési adatokhoz kellett igazítani, felhasználva a p_T és x_F szerint differenciális mérési adatokat a $p+p \rightarrow p+X$ inkluzív reakcióban, valamint feltételezve, hogy kis x_F értékeknél az antiproton- és protonkeltés hatáskeresztmetszete megegyezik, így felhasználva a $p+p \rightarrow \bar{p}+X$ mérési adatokat is. Összességében minden fellelhető mérési adatot megfelelően leír a fenti három folyamat összege, ahogy a 2. ábra bal oldalán látható példa is mutatja. Az is megállapítható, hogy nem túl alacsony transzverzális impulzusnál a skálázást mutató x_F -tartományban nem a pioncsere, hanem a reggeon-csere komponens dominál (2. ábra jobb oldala). A RHIC és LHC nyaláb-

energiák több nagyságrenddel nagyobbak, mint ami a $\Delta(1232)$ barion rezonáns gerjesztéséhez szükséges pion-proton szórásban.

Végül a megjegyzésekre szeretnék reagálni.

A "szín-íz kapcsolt fázis" kifejezést valóban helytelenül használtam a 2. oldalon.

A kritikus energiasűrűség rács-QCD számolásokból megkapható: a hőmérséklet negyedik hatványával normált energiasűrűség a hőmérséklet függvényében hirtelen növekedést mutat a fázisátalakulásra jellemző kritikus hőmérsékletnél, ahol a $0.5-1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ értéket veszi fel, ahogy az a dolgozat [124] hivatkozásában szerepel. Azóta a rács eredmények még pontosabbak lettek, a kontinuum limithez közelebb kerültek.

A rugalmatlan hatáskeresztmetszet valóban nem kisebb a rugalmasnál, de illet a dolgozatban tudomásom szerint nem is állítottam sem a 12. oldalon, sem máshol.

Az 56. oldalon említett részecskét 4 szigma szignifikanciával mutatta ki a kísérlet, ezért talán valóban szerencsésebb lett volna a "kimutatás" helyett a "megfigyelés" kifejezés használata. Későbbi kísérletek, pl. a HERA-B [10], nem találtak erre a részecskére utaló jelet.

Végül köszönetet szeretnék mondani bírálómnak dolgozatom alapos áttanulmányozásáért, jogos és építő kritikáiért, fáradozásáért dolgozatom elfogulatlan és kritikus bírálatának elkészítése érdekében. Köszönöm továbbá munkám pozitív értékelését, és kérem válaszaim szíves elfogadását.

Budapest, 2013. április 29.

dr. Veres Gábor

Hivatkozások

- [1] Fritz 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.
- [2] Yu.M. Shabelski. String Junction and Diffusion of Baryon Charge in Multiparticle Production Processes. 2007, hep-ph/0705.0947.
- [3] Fritz W. Bopp, J. Ranft, R. Engel, and S. Roesler. Antiparticle to Particle Production Ratios in Hadron-Hadron and d-Au Collisions in the DPMJET-III Monte Carlo. *Phys.Rev.*, C77:014904, 2008, hep-ph/0505035.
- [4] Jerzy Bartke. *Introduction to Relativistic Heavy Ion Physics*. World Scientific, 2009. 207. oldal.
- [5] Serguei Chatrchyan, G. I. Veres, et al. Study of Z boson production in PbPb collisions at nucleon-nucleon centre of mass energy = 2.76 TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 106:212301, 2011, nucl-ex/1102.5435.
- [6] Serguei Chatrchyan, G. I. Veres, et al. Measurement of isolated photon production in pp and PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Lett.*, B710:256–277, 2012, nucl-ex/1201.3093.
- [7] Serguei Chatrchyan, G. I. Veres, et al. Study of W boson production in PbPb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Lett.*, B715:66–87, 2012, nucl-ex/1205.6334.
- [8] M. Basile, G. Cara Romeo, L. Cifarelli, A. Contin, G. D’Ali, et al. The energy dependence of charged particle multiplicity in pp interactions. *Phys.Lett.*, B95:311, 1980.
- [9] M. Batista and R.J.M. Covolan. Leading particle effect, inelasticity and the connection between average multiplicities in $e^+ e^-$ and $p p$ processes. *Phys.Rev.*, D59:054006, 1999, hep-ph/9811425.
- [10] K.T. Knopfle, M. Zavertyaev, and T. Zivko. Search for Θ^+ and $\Xi^{--}(3/2)$ pentaquarks in HERA-B. *J.Phys.*, G30:S1363–S1366, 2004, hep-ex/0403020.