Nehéz kvarkok keletkezése az LHC ALICE kísérleténél

Frajna Eszter^{1,2} és Vértesi Róbert^{1,*}

¹Wigner Fizikai Kutatóközpont – MTA kiváló kutatóhely, 1525 Budapest, Pf. 49.

²Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, 1111 Budapest, Műegyetem rkp. 3.

1. A NEHÉZ KVARKOK SZEREPE A NAGYENERGIÁS MAGFIZIKÁBAN

A Világegyetem keletkezése utáni töredék másodpercben a világot egy forró, erősen kölcsönható anyag, az ún. *kvark-gluon plazma* töltötte ki. Napjaink nagyenergiás részecskegyorsítóiban létre tudjuk hozni ezt a közeget ultrarelativisztikus nehézion-ütközések segítségével, és az elmúlt mintegy két évtized során megismertük alapvető tulajdonságait. A CERN Nagy Hadronütköztetője (LHC, Large Hadron Collider) segítségével az utóbbi években gyűjtött rendkívül nagy adatmennyiség lehetővé teszi számunkra, hogy célirányos próbákkal részletesen feltérképezhessük a kvark-gluon plazma tulajdonságait. Ez hozzásegít minket az erős kölcsönhatás működésének mélyebb megértéséhez. Az erősen kölcsönható *kvarkok* és *gluonok* úgynevezett *színtöltéssel* rendelkeznek, a valóságban azonban csak színsemleges állapotok fordulnak elő. Ez jelenti az erős kölcsönhatás tanulmányozásának fő nehézségét is: a térelméleti modellek perturbációs számításra alapuló analitikus megoldásai csak a nagy impulzuscserés szórási folyamatok esetében használhatóak, a reakció során létrejött kvarkok és gluonok viszont csak közvetetten, részecskékbe zárva figyelhetőek meg, így a folyamatok teljes leírásához szükségünk van közelítő (pl. fenomenológiai) modellekre. A kvark-gluon plazma keletkezése után hamar lehűl, és *hadronokká* alakul: kvark-antikvark párokból álló *mezonokká*, vagy három kvarkból álló *barionokká*.¹ Ez utóbbiak közé tartozik a proton és a neutron. A hadronokat alkotó kvarkokat a gluonok közvetítette erős kölcsönhatás tartja össze. A hadronok felépítését az 1. ábra szemlélteti.

Bár a világban jelen lévő stabil anyagot a két könnyű (u, *up* és d, *down*) kvark alkotja, a nagyenergiás ütközésekben létrejönnek ennél nehezebb kvarkok is. Ezek közül a c (*charm*, $m_c=1,27 \text{ GeV}/c^2$) és a b (*beauty*, $m_b=4,2 \text{ GeV}/c^2$) kvarkok² egyedülálló lehe-

1. ábra. Hadronok kvarkszerkezete: mezon (π^+) és barion (proton). Forrás: Horváth Árpád, CC BY-SA 2.5 licenc, via Wikimedia Commons.

tőséget nyújtanak az erős kölcsönhatás nemperturbatív tartományának megértéséhez: nagy tömegük folytán legtöbbször nagy impulzuscserével járó szórásokban jönnek létre, amilyenek csak az ütközés kezdeti állapotaiban történnek.³ Mivel a nehéz kvarkok annihilációs hatáskeresztmetszete elhanyagolható, a reakció későbbi lépései során számuk közel változatlan marad. Élettartamuk során azonban kölcsönhatnak a forró és hideg maganyaggal, így alkalmasak arra, hogy velük az erősen kölcsönható közeget tomográfias módon megismerjük. A nehéz kvarkokat tartalmazó részecskék, az ún. nehéz hadronok végül gyenge bomlással alakulnak könnyű részecskékké. A kísérletben ezen bomlástermékek kinematikai paramétereiből tudjuk a nehéz hadronok tulajdonságait rekonstruálni. A könnyű és nehéz kvarkok hozamait összehasonlítva a *partonok* (kvarkok vagy gluonok) keletkezési és hadronizációs folyamatainak, valamint a közeggel való kölcsönhatásuknak a színtöltéstől illetve a partontömegtől való függését érthetjük meg. A nehéz kvarkoknak a kollektív mozgásban való részvétele pedig a plazma termikus viselkedéséről hordoz információt [1, 2].

2. AZ LHC ÉS AZ ALICE

Az LHC az Európai Nukleáris Kutatási Szervezet, a CERN kutatóközpontjában található, Franciaország és Svájc határán. A kb. 100 m-es mélységben lévő alagútban egy 27 kilométer kerületű szinkrotrongyűrű húzódik, amely változó elektromos tér segítségével

*Kapcsolat: vertesi.robert@wigner.hu

¹ A színek értékei megegyezéssel alapon *piros*, *zöld* és *kék*, illetve ezek *antiszínei*. A színsemleges (*fehér*) állapot előállhat szín-antiszín párként, vagy a három (anti)szín együttes jelenlétével.

² A részecskék tömegét célszerű a tömeg-energia ekvivalencia alapján elektronvoltban kifejezni. Összehasonlításként, a proton tömege $m_p \approx 0,931 \text{ MeV}/c^2$, amelyből a protont alkotó könnyű kvarkok nyugalmi tömege elhanyagolható.

³ Az LHC ütközéseiben kis számban t (*top*) kvarkok is keletkeznek, de ezek rendkívül nagy, $m_t=173 \text{ GeV}/c^2$ tömegük miatt még a hadronizáció előtt elbomlanak b kvarkokra, a belőlük származó járulékot nem különítjük el.

gyorsít fel közel fénysebességre protonokat vagy nehézionokat. A töltött részecskék nyalábját szupravezető mágnesek tartják pályán és fókuszálják. A pálya mentén négy nagy detektor található, melyekkel a részecskék ütközéseit vizsgálják. A detektorok különböző jelenségek tanulmányozására jöttek létre. Míg az ATLAS és a CMS elsősorban a proton-proton ütközésekre – a Higgs bozon tulajdonságainak mérésére, a részecskefizika standard modelljének pontosabb megismerésére, illetve az ezen túli fizika keresésére – összpontosít, az LHCb pedig elsősorban az elektrogyenge szektor megértésére (mint a CP-sértés pontos kimérése) fókuszál, az ALICE kísérletet kifejezetten nehézion-ütközések megfigyelésére építették meg (2. ábra) [3].

Annak érdekében, hogy vizsgálni és értelmezni tudjuk az ALICE-ban zajló kölcsönhatásokat, nyomon kell követnünk a részecskék pályáját a térben. Az elsődlegesen erre a célra használt detektorok a *belső nyomkövetőrendszer* (Inner Tracking System, ITS) és az *időprojekciós kamra* (Time Projection Chamber, TPC). Az ITS egy félvezető detektor, a részecskék pályájának pontos meghatározásával lehetővé teszi a késői gyenge bomlások helyének megtalálását, az ún. *másodlagos vertex* rekonstrukcióját. Ezzel a módszerrel tudjuk a c illetve b kvarkból származó hadronokat nagy pontossággal azonosítani. A TPC sokszálas gáztöltésű kamra neon, szén-dioxid és nitrogén gázból álló keverékén keresztülhaladva a töltött részecskék ionizálják a gázmolekulákat, elektronok nyomvonalát hagyva maguk után. A töltött részecskék impulzusát a szolenoidmágnes terében leírt pálya sugara alapján tudjuk meghatározni, az EMCal *elektromágneses kaloriméter* az elektronok és fotonok energiáját méri. A TPC töltött a részecskéket fajlagos energiavesztésük alapján képes azonosítani, a semleges részecskék repülési idő alapján azonosíthatók. Az instabil részecskéket invariáns tömeg-eloszlásaik alapján rekonstruáljuk a bomlástermékekből.

Az ALICE kísérlet segítségével megvizsgálhatjuk, hogy hogyan viselkedett az anyag közvetlenül az Ősrobbanás után, ezzel betekintést nyerhetünk az erős kölcsönhatást leíró *kvantum-színdinamika* (QCD) tulajdonságaiba, feltérképezhetjük a maganyag fázisdiagramjának hiányzó szegmenseit. Az LHC kísérletek a 2015–2020 közötti (ún. Run-2) időszakban a korábbiaknál jóval nagyobb mennyiségű adatot gyűjtöttek jellemzően a korábbiaknál magasabb ütközési energiatartományokban proton-proton (pp), proton-atommag (p–A) és atommag-atommag (A–A) ütközésekben [4]. Ezek kiértékelése precíziós nehézkvarkméréseket tesz lehetővé. Az alábbiakban ezek közül mutatunk be néhány példát az ALICE eredményei közül.

3. A QCD TESZTJE NEHÉZ KVARKOKKAL

Jelenlegi ismereteink szerint a pp ütközésekben nem jön létre kvark-gluon plazma. Így ezek az ütközések egyfelől a vákuumbeli kvantum-színdinamikai modellek elsődleges tesztjeként szolgálnak, másfelől pedig a p–A és A–A ütközésekben történő maganyagmódosulások megértéséhez referenciának használhatók. A nehéz kvarkok differenciális keletkezési hatáskeresztmetszetét az ALICE nagy pontosságú mérésekben határozta meg számos csatornában, többek közt a c kvarkot tartalmazó *D* és a b-t tartalmazó *B* mezonok közvetlen rekonstrukciójából, valamint a nehéz mezonok szemileptonos bomlási csatornáiból származó elektronok és müonok spektrumának méréséből [5, 6]. Az általános tapasztalat az, hogy a perturbatív QCD-re alapuló modellek jól leírják a mérési adatokat, azonban ezen modellek bizonytalansága jóval magasabb a ma elérhető mérési pontosságnál. Ezért a kísérletek egyre inkább a ritkább, részletesebb, differenciáltabb próbák felé fordulnak.

A nagyenergiás ütközésekben keletkező nagy impulzusú partonok közvetlenül nem figyelhetőek meg, azonban a detektorokban kollimált hadronnyalábként, az úgynevezett *jetek* formájában megjelennek. A jetképződés folyamatát *fragmentációnak* nevezzük. Míg a nehéz kvarkok hozamának mérése az ízfüggő partonképződés perturbatív számolható folyamataiba nyújt betekintést, a jetek szerkezetének vizsgálata az analitikusan nem számolható fragmentációs folyamatokról is hordoz információt. A D-mezonok könnyű töltött hadronokkal való azimutális korrelációja (D–h korreláció) a jetszerkezet kialakulásának részleteit tárja fel. Az ALICE együttműködés elvégezte a D mezonok hadronokkal való korrelációinak méréseit a $\sqrt{s}=5.02$ TeV energiájú pp és p–Pb ütközésekben [7]. A kapott eredményeket az ütközési események részletes szimulációjával [8, 9] és a detektorválasz modellezésével jól le tudjuk írni, és segítségükkel elkülöníthetjük a végső korrelációs képnek a reakció különböző lépéseiből származó összetevőit. A 3. ábrán látható az egyes partonszintű folyamatok korrelációs csúchoz adott járuléka. Megfigyelhető, hogy a kétjet-eseményeknek megfelelő csúcsok (a D és a könnyű hadron által bezárt azimutszög $\Delta\varphi \approx 0$ és $\approx \pi$ értékénél) már a kezdeti folyamatokban kialakulnak, ettől eltérő irányban pedig a későbbi partonsugárzások és sokparton-szórási folyamatok adnak járulékot.

A nehéz kvarkok hadronizációjába további betekintést nyerhetünk a barionos szektor vizsgálatával. Bár nehéz kvarkot tartalmazó barionok kis hatáskeresztmetszettel jönnek létre, a Run-2 periódusban rendelkezésre állt elég adat ilyen mérések elvégzéséhez

2. ábra. Az ALICE detektor sematikus ábrája az egyes alrendszerek megjelölésével.

3. ábra. Partonszintű folyamatok járulékai az ALICE D–h korrelációs csúcsaihoz $\sqrt{s}=5.02$ TeV ütközési energián, PYTHIA 8 szimulációk alapján.

4. ábra. Λ_c^+ és D^0 aránya $\sqrt{s}=7$ TeV energiájú pp ütközésekben, különböző modellszámításokkal összehasonlítva.

is. A 4. ábrán a Λ_c^+ nehéz barion és a D^0 mezon aránya figyelhető meg $\sqrt{s}=7$ TeV energiájú pp ütközésekben, különböző szimulációkkal összehasonlítva. Látható, hogy a korábban alkalmazott, elektron-elektron ütközéseken alapuló modellek nem írják le jól az adatokat: alulbecsülik a barion-mezon arányt, nem adják vissza a kis impulzusoknál észlelt növekményt. Mindez arra utal, hogy a hadronizációs folyamatok függhetnek az ütköző rendszertől. Bár az észlelt növekményt néhány modell új jelenségek figyelembe vételével képes kvalitatívan leírni [10, 11], a kvantitatív megértéshez szükséges adatokat a folyamatban lévő kísérletek fogják szolgáltatni.

4. A HIDEG MAGANYAG HATÁSAI

A proton-atommag (p–A) ütközések elengedhetetlenek ahhoz, hogy megértsük a hideg nukleáris anyagban bekövetkező változásokat, melyek alapot képeznek az atommag-atommag ütközésekben végzett mérésekhez. A p–A ütközésekben számolnunk kell kezdeti- és végállapotú hatásokkal is, mint pl. a beérkező atommagon belüli partoneloszlás hatása (partonárnyékolás), transzverzális impulzusok kiszélesedése sokszoros szórások hatására, illetve energiavesztés a hideg maganyagban [12]. Emellett nem zárható ki teljesen az sem, hogy egy kicsiny térfogatban kvarkgluon plazma is keletkezhet centrális p–A ütközések-

5. ábra. A b-jetek nukleáris módosulási tényezője $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV energiájú p–Pb ütközésekben.

ben [13]. A maganyag módosító hatását legegyszerűbben a *nukleáris módosulási tényezővel* fejezhetjük ki:

$$R_{pA}(p_T) = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{dN_{pA}(p_T)/dp_T}{dN_{pp}(p_T)dp_T}, \quad (1)$$

ahol N_{pA} illetve N_{pp} a keresett folyamat (pl. D-mezon keltése) egyetlen ütközésre jutó hozama pp illetve p–A ütközésben, $\langle N_{coll} \rangle$ pedig a p–A ütközésekben előforduló, szimulációkból számolható bináris nukleon-nukleon ütközések átlagos száma. Az R_{pA} egységnyi értéke tehát azt jelenti, hogy a fizikai folyamatok a pp-ütközésekhez képest nem módosulnak, egységnyinél kisebb érték a folyamat elnyomódását, annál nagyobb pedig a feldúsulását jelenti.⁴

Az 5. ábrán b-kvarkot tartalmazó jetek nukleáris módosulási tényezője figyelhető meg $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV energiájú p–Pb ütközésekben. Látható, hogy a hideg maganyagban a b-kvarkok nem szenvednek el jelentős módosulást [14], bár a kísérleti bizonytalanság elsősorban a b-jetek azonosításának technikai nehézségei miatt nagy. Az ALICE közeljövőben elérhetővé váló mérései ezt a bizonytalanságot jelentősen csökkenteni fogják.

5. NEHÉZ KVARKOK KÖLCSÖNHATÁSA A KVARK-GLUON PLAZMÁVAL

Az atommag-atommag (A–A) ütközésekben keletkező sűrű és forró, erősen kölcsönható közeg csökkenti a rajta átfutó, színtöltéssel rendelkező részecskék energiáját – egyrészt ütközéseken, másrészt indukált gluonsugárzáson keresztül [15]. A nagy impulzusú ré-

szecskék elnyomódása így jelentős lesz: ahogyan az a 6. (bal) ábrán megfigyelhető, a nehéz D mezonok ($D^\pm$, D^0 és $\bar{D}^0$) nukleáris módosulási tényezője centrális Pb–Pb ütközésekben a $p_T \approx 10$ GeV/c tartományban a könnyű részecskékéhez hasonló [16] $R_{AA} \approx 0.2$ értékeket vesz fel. Alacsonyabb p_T értékeknél azonban elnyomódás nem, vagy jóval kevésbé figyelhető meg. Ennek okait jobban megérthetjük az azimutális asszimmetria vizsgálatával.

Kísérleti tapasztalat, hogy a kvark-gluon plazma erősen csatolt folyadékként viselkedik, viszkozitásmentes hidrodinamikai modellekkel jól leírható [18]. A nem centrális ütközésekben kezdetben jelen levő térbeli anizotrópia a kollektív tágulás során impulzustérbeli anizotrópiává alakul. Ennek paraméterezésére leggyakrabban az azimut-impulzuseloszlás második Fourier-komponensét, az úgynevezett *elliptikus folyás* (v_2) mennyiségét használjuk [19]:

$$\frac{dN(p_T)}{d\varphi} \approx 2v_2(p_T)[\varphi - \phi_{RP}], \quad (2)$$

ahol N a létrejövő részecskék száma, ϕ_{RP} pedig az adott ütközésben a bejövő részecskék párhuzamos egyenesei által kifeszített reakciósík azimutszöge. A név annak köszönhető, hogy ez a mennyiség mutatja meg, a tágulás mennyire tér el a körszimmetrikustól, milyen mértékben elliptikus. A 6. (jobb) ábrán a D mezonok v^2 paraméterét láthatjuk a p_T függvényében, $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV energiájú szemicentrális Pb–Pb ütközésekben. Az alacsony impulzustartományokban megfigyelhető $v_2 \approx 0.2$ érték közel esik a könnyű hadronokra jellemző értékekhez [20]. Különböző transzportmodellekkel való összehasonlítás arra utal, hogy a nehéz kvarkok a kollektív mozgásba a könnyű kvarkokkal való *koaleszcencia* (klaszterformálódás) révén bekapcsolódnak [17]. Ugyanezen modellek szerint szintén a koaleszcencia ad magyarázatot arra, hogy (a 6. bal ábrán) a kisebb p_T értékeknél nem tapasztalható jelentős elnyomódás.

6. ÖSSZEFOGLALÁS ÉS KITEKINTÉS

A CERN-ben elhelyezkedő Nagy Hadronütköztető ALICE kísérlete az ultra-relativisztikus nehézion-ütközések során létrejövő kvark-gluon plazma tulajdonságait tanulmányozza a rajta keresztülhaladó részecskék kölcsönhatásainak vizsgálatával. Az LHC Run-2 adatgyűjtési periódusa lehetőséget kínált a ritkább, nehézkvark-próbákkal történő pontos mérésekre is. A nehéz kvarkok elsősorban az ütközés kezdetén keletkeznek, és az ütközésben létrejövő közeg időfejlődése során mindvégig megmaradnak, így az észlelésükkel a reakció összes fázisából nyerhetünk infor-

⁴ A nagyenergiás fizikában impulzus helyett rendszerint annak a – folyamatra jellemzőbb – nyálbá tengelyre merőleges részét, a p_T transzverzális impulzust használjuk.

6. ábra. D-mezonok nukleáris módosulási tényezője (R_{AA} , balra) és azimutális anizotrópiája (v_2 , jobbra) Pb-Pb ütközésekben $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV energián, modellszámításokkal összehasonlítva.

mációt. A nehéz hadronok a bomlástermékeikből rekonstruálhatóak, és tér- valamint impulzusbeli eloszlásaik alapján meghatározhatjuk a keletkezési folyamatokat, illetve a közeggel való kölcsönhatásukat.

A nehéz kvarkok pp folyamatokban való keletkezését a perturbatív kvantum-színdinamikai modellek jól leírják, így a pp ütközések jól használhatóak referenciának a p-A és A-A ütközésekhez. Azonban a jetkeletkezés és a hadronizációs folyamatok jobb megértéséhez további, differenciált vizsgálatokra van szükség. A p-A ütközésekben létrejövő hideg maganyag nem módosítja jelentősen a nehéz kvarkok hozamát (de itt nem zárhatjuk ki a forró maganyag keletkezését sem). Az A-A ütközésekben megfigyelt nagy transzverzális impulzus esetén a nehéz kvarkok jelentős elnyomódását tapasztaljuk. Alacsonyabb impulzusoknál a nukleáris módosulási tényező és az azimutális anizotrópia együttes tanulmányozásából a nehéz kvarkoknak a közeggel való erős koaleszcenciájára következtethetünk.

A budapesti Wigner Fizikai Kutatóközpont ALICE csoportja számos, elsősorban a nehéz hadronokhoz kapcsolódó (részben itt is bemutatott) ALICE mérésben vállalt és vállal jelentős szerepet. A meglévő mérések kiértékelésével párhuzamosan az LHC a 2021-ben induló Run-3 adatgyűjtési periódusra készül: az elkövetkező években az eddigi ütközésszámnál két nagyságrenddel többet fogunk felvenni. Ez a hatalmas adatmennyiség minden korábbinál részletesebb és pontosabb nehézkvark-méréseket tesz lehetővé, a fogadásához azonban mind a gyorsítót, mind a detektorrendszereket alkalmassá kell tenni [4]. Kutatócsoportunk kulcsfeladatot lát el a TPC detektor, valamint az adatgyűjtő rendszer fejlesztésében [21, 22], és részt vett az ITS fejlesztésében is. Erőfeszítéseink végső soron a természet alapvető erőinek, azon belül az erős kölcsönhatásnak a mélyebb megértését szolgálják.

A kutatást az NKFIH/OTKA K 120660 és FK 131979 témaszámú pályázata támogatta.

IRODALOM

- [1] A. Andronic *et al.*, „Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: from proton–proton to heavy-ion collisions,” *Eur. Phys. J. C* **76**, no. 3, (2016) 107.
- [2] X. Dong, Y. Lee, R. Rapp, „Open Heavy-Flavor Production in Heavy-Ion Collisions,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **69** (2019) 417.
- [3] B. B. Abelev *et al.* [ALICE], „Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC,” *Int. J. Mod. Phys. A* **29** (2014) 1430044.
- [4] F. Noferini [ALICE], „ALICE results from Run-1 and Run-2 and perspectives for Run-3 and Run-4,” *J. Phys. Conf. Ser.* **1014**, no.1, (2018) 012010.
- [5] S. Acharya *et al.* [ALICE], „Production of muons from heavy-flavour hadron decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV,” *JHEP* **09** (2019) 008.
- [6] S. Acharya *et al.* [ALICE], „Measurement of D-meson production at mid-rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Eur. Phys. J. C* **77**, no.8 (2017) 550.
- [7] S. Acharya *et al.* [ALICE], „Azimuthal correlations of prompt D mesons with charged particles in pp and p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV” (2019), *Preprint: arXiv:1910.14403 [nucl-ex]*.
- [8] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Z. Skands, „A Brief Introduction to PYTHIA 8.1,” *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852.
- [9] E. Frajna, R. Vértesi, „Correlation of Heavy and Light Flavors in Simulations,” *Universe* **5**, no.5 (2019) 118.

- [10] J. R. Christiansen, P. Z. Skands, „String Formation Beyond Leading Colour,” JHEP **08** (2015). 003.
- [11] M. He, R. Rapp, „Charm-Baryon Production in Proton-Proton Collisions,” Phys. Lett. B **795** (2019) 117.
- [12] R. Xu, W. Deng, X. Wang, „Nuclear modification of high- p_T hadron spectra in p+A collisions at LHC,” Phys. Rev. C **86** (2012) 051901.
- [13] Beraudo A., A. De Pace, M. Monteno, M. Nardi, F. Prino, „Heavy-flavour production in high-energy d-Au and p-Pb collisions,” JHEP **03** (2016) 123.
- [14] R. Vártesi [ALICE], „Heavy-Flavor Measurements with the ALICE Experiment at the LHC,” Universe **5**, no.5 (2019) 130.
- [15] S. Wicks, W. Horowitz, M. Djordjevic, M. Gyulassy, „Elastic, inelastic, and path length fluctuations in jet tomography,” Nucl. Phys. A **784** (2007) 426.
- [16] S. Acharya *et al.* [ALICE], „Production of charged pions, kaons and (anti-)protons in Pb-Pb and inelastic pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV” (2019), *Preprint*: arXiv:1910.07678 [nucl-ex].
- [17] S. Cao, X. Wang, „Jet quenching and medium response in high-energy heavy-ion collisions: a review” (2002), *Preprint*: arXiv:2002.04028 [hep-ph].
- [18] J. Adams *et al.* [STAR], „Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions,” Nucl. Phys. A **757** (2005) 102.
- [19] R. Snellings, „Elliptic Flow: A Brief Review,” New J. Phys. **13** (2011) 055008.
- [20] J. Adam *et al.* [ALICE], „Anisotropic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” Phys. Rev. Lett. **116**, no.13 (2016) 132302.
- [21] Á. L. Gera [ALICE], „Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber for the LHC Run 3” (2020), *Preprint*: arXiv:2004.10520 [physics.ins-det].
- [22] S. A. Khan, J. Mitra, T. K. Nayak, T. Kiss, E. Dávid, A. Kluge, „Common Readout Unit (CRU) - A New Readout Architecture for the ALICE experiment at the CERN-LHC,” DAE Symp. Nucl. Phys. **59**, 972 (2014).