

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Jádro-jaderné srážky na Velkém hadronovém
urychlovači

Autor: Anna Mouková

Vedoucí: doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Akademický rok: 2018/2019

- zadání práce svázat zde -

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svoji bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady (literaturu, projekty, software) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 2. července 2019

.....
Anna Mouková

Název práce:

Jádro-jaderné srážky na Velkém hadronovém urychlovači

Autor: Anna Mouková

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Česká vysoká učení technická v Praze

Konzultant: Ing. Katarína Křížková Gajdošová, Ph.D., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Abstrakt: V jádro-jaderných srážkách vzniká za přítomnosti vysokých teplot a hustot stav hmoty označovaný jako kvark-gluonové plazma (QGP). V tomto stavu již nejsou kvarky a gluony vázány v hadronech. QGP je zkoumána na experimentu ALICE na Velkém hadronovém urychlovači v CERN. Jedním z jevů, které lze v rámci QGP zkoumat, a který je v této práci blíže rozebrán je anizotropní tok.

Klíčová slova: ALICE, LHC, kvark-gluonové plazma, anizotropní tok.

Title:

Heavy-ion collision at Large hadron collider

Author: Anna Mouková

Abstract: A state of matter called the quark-gluon plasma (QGP) is created at high temperature and density achieved in heavy-ion collisions. In this state, quarks and gluons are no more bounded in hadrons. QGP is studied at ALICE experiment at the Large hadron collider in CERN. One of the phenomena which can be observed in QGP and which is a part of this thesis is anisotropic flow.

Key words: ALICE, LHC, quark-gluon plasma, anisotropic flow.

Obsah

Úvod	7
1 Fyzika mikrosvěta	8
1.1 Mikrosvět antických filozofů	8
1.2 Objevování struktury atomu	10
1.3 Tvorba standardního modelu	11
1.3.1 Kvarkový model	13
1.3.2 Standardní model	15
2 Jádru-jaderné srážky	19
2.1 Fázový diagram pro jadernou hmotu	19
2.2 Popis průběhu jádro-jaderné srážky	21
2.2.1 Color Glass Condensate and Glasma	22
2.2.2 Počáteční podmínky	22
2.2.3 Koncový stav QGP	23
2.3 Kinematické veličiny k popisu QGP	23
2.4 Metody zkoumání QGP	25
2.4.1 Disociace quarkonia	25
2.4.2 Energetická ztráta jetů	26
2.4.3 Studium toků	26
2.5 Anizotropní tok	27
2.5.1 Eliptický tok	27
2.5.2 Koeficienty toku a kumulanty	28
2.6 Souhrn měření toku na ALICE	29
3 Large Hadron Collider	36
3.1 Urychlovač částic	36
3.2 Historie experimentu CERN	36
3.2.1 Vznik CERN a jeho vývoj po vzniku LHC	36
3.2.2 Vznik LHC	37
3.3 Vzhled LHC	38
3.4 Fungování LHC	39
3.5 Injekční řetězec	40
3.6 Plánovaná vylepšení	43
3.6.1 Long shutdown 1	43
3.6.2 Long shutdown 2	44
3.6.3 Budoucnost LHC	45

4	ALICE	46
4.1	Komponenty tvořící ALICE	46
4.1.1	Inner Tracking System (ITS)	46
4.1.2	Time-Projection Chamber (TPC)	48
4.1.3	Time-Of-Flight (TOF)	49
4.1.4	V0 detektor	49
4.1.5	Triggerování	49
4.2	Probíhající změny	50
4.2.1	ITS upgrade	50
4.2.2	TPC upgrade	50
5	Analýza dat	51
5.1	Sběr dat	51
5.2	Zpracování dat	52
5.3	Metody k výpočtu korelací	58
5.3.1	Multi-částicové korelace	58
5.3.2	Q kumulanty	59
5.3.3	Generic Framework	59
	Diskuze a závěr	62

Úvod

Kvark-gluonové plazma je stav hmoty, který vzniká při extrémních podmínkách v jádro-jaderné srážce. Za běžných podmínek je hmota vázána v barevně neutrálních hadronech. To v kvark-gluonovém plazmatu (QGP) neplatí - kvarky a gluony se zde vyskytují volně.

Pro vytvoření QGP potřebujeme dosáhnout vysokých teplot $T \sim 200$ MeV a hustot $\epsilon \sim 1$ GeV $\cdot$ fm⁻³. To nám umožňuje jádro-jaderná srážka, ve které dochází k fázovému přechodu z hadronové hmoty na rozvázaný stav kvarků a gluonů. Tento přechod je vědci mapován pomocí srážek o různých energiích.

QGP je možno zkoumat několika způsoby v závislosti na typu využití sondy. K bližšímu poznávání tohoto stavu hmoty nám slouží těžké kvarky, p_T spektra hadronů či jety. Na základě zvolené sondy dostaneme informace o různých fázích jádro-jaderné srážky. V této práci bude blíže popsáno studium toků, které souvisí se studiem p_T spektra hadronů.

Studium QGP se zabývá experiment ALICE na Velkém hadronovém urychlovači v CERN. Jedním z projevů QGP, který nám umožňuje ho blíže popsat je anizotropní tok.

První část této práce tvoří historický úvod do částicové fyziky, který poskytuje stručný souhrnný obraz toho, jak lidé s postupem času měnili svůj pohled na mikrosvět.

Dále bude popsána jádro-jaderná srážka - její průběh, způsoby popisu, metody zkoumání. Hlavním zaměřením pak je popis projevu QGP, anizotropního toku. Také zde budou zmíněna některá měření provedená na experimentu ALICE, která s tímto jevem souvisí.

Třetí a čtvrtá kapitola představují popis Velkého hadronového urychlovače LHC jako celku a popis detektorů ALICE. LHC je současným nejmodernějším urychlovačem na světě a je součástí laboratoře CERN ve švýcarské Ženevě. Jedná se o proton-protonový urychlovač, na kterém jsou zkoumány zejména srážky dvou protonů, srážky protonu s ionty olova a srážky dvou iontů olova. Na jádro-jaderné srážky jako jsou srážky dvou iontů olova se specializuje experiment ALICE.

Poslední kapitola popisuje jakým způsobem jsou data na ALICE sbírána a zpracována. Navíc je zde popsána rekonstrukce dat z Pb-Pb srážek z roku 2018 na experimentu ALICE, jakožto první krok k analýze dat anizotropního toku.

Kapitola 1

Fyzika mikrosvěta

Jako lidé od nepaměti pozorujeme svět kolem sebe, zkoumáme ho a chceme ho poznávat stále hlouběji a hlouběji. Na počátku poznávání však stálo poznávání věcí, které jsme schopni vidět pouhým okem, jevy odehrávající se v rozměrech, které ještě naše oko zachytí. Tento svět označujeme jako makrosvět, a co se jeho chování týče, platí pro něj zákony klasické fyziky, eventuálně kvantové mechaniky.

Postupným zkoumáním se však zkoumané rozměry neustále zmenšují a lidstvo se tak dostalo až k rozměrům odpovídajícím $10^{-18} - 10^{-9}$ metru. Tyto rozměry označujeme jako mikrosvět. Mikrosvět však není ani zdaleka zmenšeninou námi běžně pozorovaného makrosvěta. V mikrosvětě se jevy odehrávají v podstatně kratších časových intervalech a řídí se vlastními pravidly a zákony, která jsou pro nás mnohdy jen velmi obtížně pochopitelné, natož představitelné.

Následující kapitoly budou věnovány historickému vývoji fyziky a vychází převážně z [1, 2, 3].

1.1 Mikrosvět antických filozofů

Již v antickém Řecku se lidé začali zajímat o problematiku struktury hmoty kolem nás. První filozofický směr, jenž se začala zabývat myšlenkou týkající se otázky *Z čeho je tvořena všechna hmota?* byla Iónská přírodní filosofie.

Iónská přírodní filosofie vznikla v 7. století př.n.l. v Milétu v Malé Asii a její příslušníci přichází s představou, že svět má jednotnou podstatu, tzv. pralátku, *arché*. Ačkoli po nich nezbyla žádná písemnost, neboť první dochované prameny řecké filozofie pochází až od Platona, jejich na tehdejší dobu revoluční myšlenky jsou známy dodnes.

Mezi Milétany patří Thalés z Milétu (625-547 př.n.l.), který zřejmě přichází s myšlenkou jakési pralátky jako první z filozofů a tvrdí, že touto pralátkou je všudypřítomná a vsepronikající voda. Voda má totiž tři výjimečné vlastnosti, a to její nezbytnost k životu, schopnost se pohybovat (téct) a měnit svůj tvar.

Jeho žák a přítel Anaximandros (610-546 př.n.l.) se svým učitelem ne tak docela souhlasí. Podle něj totiž není pralátkou voda, nýbrž *apeiron*, princip vznikání a zanikání, představující cosi neomezeného a blíže nespecifikovaného. Pohybem a kombinacemi z *apeironu* mohou vznikat 4 živly (*stoichea*): země, představující kombinaci studeného a suchého; voda, jako kombinace studeného a mokrého; vzduch, tedy teplé a vlhké; a posledním je oheň, složení teplého a suchého. Anaximandros

také jako první přichází se zájmem o vysvětlení faktu, odkud se vzali lidé, stojící mimo bohy, zatím však nikoli o stvoření světa.

Anaximenes (585-527 př.n.l.), žák Anaximadrův, tvrdí, že pralátkou je vzduch, *pneuma*, který představuje cosi beztvareho, pohyblivého, proměnného a jemného. Vzduch je podle něj nositelem tepla od Slunce a jeho zhušťování vznikají kapaliny a pevná tělesa.

Do íónské školy můžeme dále řadit též Herakleita z Efesu (540-480 př.n.l.), který považuje za pralátku oheň jako symbol pohybu a změny, či Anaxagora z Klezomén (500-428 př.n.l.) podle něhož není základem světa pouze jedna podstata, nýbrž *homoiomeroi*, semena věcí, která se různě oddělují, odlučují a slučují a tak tvoří veškerou hmotu kolem nás.

Na íónskou školu navazují v 5. století př.n.l. Pythagorejci, tedy Empedokles (493-433 př.n.l.), který vychází z Anaximandra a opakuje jeho myšlenku, že základem všeho jsou 4 živly. Jednotlivé elementy jsou pak spojovány prostřednictvím lásky a rozdělovány v důsledku sváru. Filolaos (470-399 př.n.l.) pak k Empedovým živlům přidává pátý - nebeský éter, jenž tvoří nadměsíční svět.

Přibližně mezi lety 500 a 400 př.n.l. se objevují Eleaté, kteří tvrdí, že základem všeho je jsoucno. Jsoucno je jedno a je neměnné.

Důležitým milníkem v antické filozofii je nástup atomistů. Za prvního z nich bývá považován Leukippos (490-420 př.n.l.). Leukippos tvrdí, že při opakovaném dělení jsoucna dojdeme až k malým částčkám, které dále dělit nelze. Tyto dále nedělitelné, elementární, části označil jako *atomy*. Stejně jako jsoucna Leukippos dělí i prostor, nedělitelné části prostoru se nazývají *amery*. Atomy jsou podle jeho teorie charakterizovány polohou, uspořádáním, velikostí a tvarem. Neboť je však o Leukippově životě známo velmi málo a někdy dokonce bývá zpochybňována i jeho existence, bývají nezářídka tyto myšlenky přiřazovány Démokritovy.

Démokritos (460-370 př.n.l.) říká, že příroda je neomezená v prostoru a obsahuje pouze atomy a prázdno (*vakuum*). Nedělitelnost atomů zdůvodňuje tím, že jsou nekonečně tvrdé a ani největší silou je nelze rozbít. Atomy jsou v neustálém pohybu a není-li jejich pohyb ničím rušen, setrvávají v něm nekonečně dlouho. Atomy se mohou spojovat a vytvářet struktury, proto jsou opatřeny jakýmsi háčky. Z těchto atomů je možné různým uspořádáním získat různé kvality. Navíc každý hmotný jev je podle něj výsledkem srážky atomů.

Po atomistech přichází další filozofové jako Aristoteles (384-322) či Epikúros (341-270), kteří s atomisty nesouhlasí. Epikórovy vadí určitá svázanost osudem v důsledku tohoto hlásání filozofů přírodních věd a Aristoteles odmítá představu lidí tvořených neživými objekty bez duše. Raději se navrácí k úvahám Pythagorejců, že prvotní látka ze 4 pozemských a nebeského živlu. Říká, že základem všeho jsou dvě substance *hylé* (látka) a *morfé* (tvar), přičemž jednotlivá bytí jsou jednotou látky a tvaru. Ani tyto z našeho pohledu zpátečnické myšlenky však nebránily tou, aby atomismus byl i dalšími generacemi filozofů a vědců přijat. A i přes neexistující experimenty, které by ho potvrzovaly, vstoupil do klasické fyziky.

1.2 Objevování struktury atomu

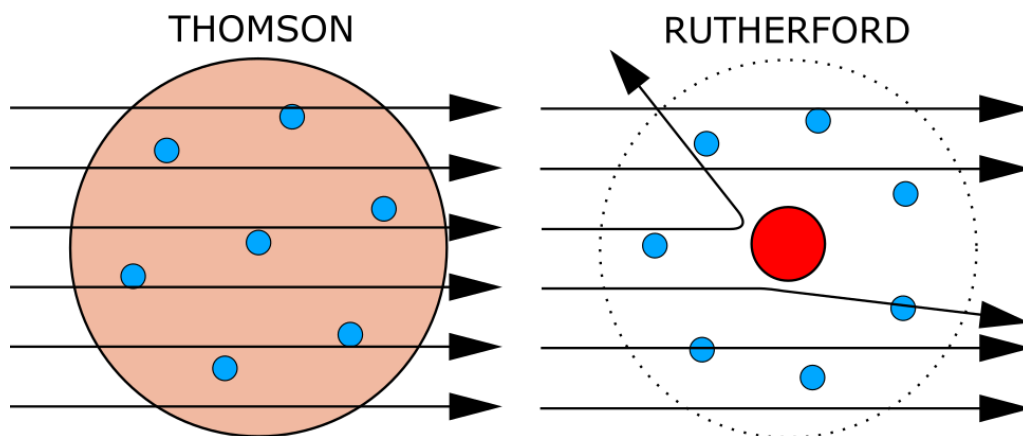
Na více než další dvě tisíciletí se pozornost lidstva odvrátila od fyziky mikrosvěta. Avšak na počátku 19. století, konkrétně roku 1827 zkoumal anglický botanik Robert Brown pyl kohoutku lučního pod mikroskopem. Částice tohoto pylu byly rozptýleny ve vodě, a on si všiml, že částice ve vodě mění s časem svou polohu. Usoudil tehdy správně na fyzikální podstatu problému, avšak vysvětlit jev dnes známý pod pojmem *Brownův pohyb* dokázal až Albert Einstein [4]. Dnes již tedy víme, že tento děj je způsoben vibračním pohybem atomů a molekul.

Roku 1897 objevil anglický vědec Sir Joseph John Thomson elektron, částici, která tvoří atomy a má záporný elektrický náboj [5]. Během experimentu, kdy vychyloval katodové paprsky pomocí elektrického pole zjistil, že se paprsky vychylují směrem ke kladné elektrodě. To znamená, že katodové paprsky nesou záporný náboj, takže se musí jednat o svazky neviditelných záporných částic. Tak tedy byla objevena první subatomární částice, elektron. Srovnáním účinků elektrostatického a magnetického pole se mu podařilo určit hmotnost a náboj částice. Stanovil, že hmotnost elektronu je 1800 krát menší než hmotnost atom vodíku, což indikovalo, že se jedná o subatomární částici. Na základě tohoto objevu přichází s tzv. Thomsonovým modelem atomu. Tomuto modelu je také přezdíván *pudinkový model atomu*, neboť tento model vychází z představy, že atom je tvořen kladně nabitou „pudinkovitou“ hmotou a v této hmotě jsou volně rozprostřeny jednotlivé záporné elektrony.

Novozélandský fyzik Ernest Rutherford zahájil roku 1911 experimenty, jejichž prostřednictvím chtěl ukázat, že struktura atomu je daleko složitější než jak ji popisuje Thomson. Nelíbilo se mu totiž očekávání pudinkového modelu, že jsou elektrony v atomu rozprostřeny rovnoměrně. Jeho experiment spočíval v ostřelování tenké zlaté folie alfa částicemi, Rutherford pak pozoroval jejich rozptyl. Výsledek jeho experimentu ho překvapil - většina částic svůj směr po srážce s folií příliš neměnila, ale některé byly odkloněny o velký úhel. Odklonění o tak velký úhel však může způsobit pouze něco velmi hmotného (viz. Obr. 1.1). Navíc, alfa částice jsou kladné, takže je musí odpuzovat něco s kladným nábojem. Tento efekt je vysvětlen skutečností, že téměř všechna hmota atomu je soustředěna v nepatrné centrální oblasti, kterou Rutherford nazval jádro. Pro představu složení atomu tak byl vytvořen Rutherfordův model atomu. [6]

Henrey Moseley byl původcem myšlenky, že náboj atomového jádra je vždy celočíselným násobkem určité jednotky. Této jednotce odpovídal přibližně atom vodíku. Proto se vědci určitou dobu domnívali, že atomy jsou složeny z vodíkových atomů. Rutherford roku 1917 však usoudil, že touto jednotkou není atom vodíku, nýbrž kladná částice, která se vyskytuje uvnitř jádra - *proton*. Tím je vysvětlena nejen hmotnost jednotlivých atomů, avšak i kladný náboj jádra. Měření pak ukázala, že proton je částice o náboji stejně velkém jako je náboj elektronu, ale je 2000 krát těžší.

Po objevení protonu však vyvstal další problém. Součet hmotností elektronů a protonů v atomu obsažených neodpovídal celkové hmotnosti atomu. Jednotlivým prvkům jsou přiřazena atomová čísla, které udává počet protonů v jádře. Zároveň jednotlivé atomy mají svou charakteristickou hmotnost. Zatímco pro vodík se však tyto hodnoty shodují, pro ostatní prvky nikoli. Již ve 20. letech 20. století vědci předpokládali, že tento rozdíl je způsoben nějakou, dosud neznámou, nenabitou částicí.



Obr. 1.1: Grafické znázornění Rutherfordova experimentu. Vlevo ostřelování atomu podle Thomsonovu pudinkovému modelu. Vpravo ostřelování atomu podle Rutherfordova modelu. Převzato z [7], upraveno.

Počátkem 30. let pak byl objeven nový typ záření, který vznikal, když alfa částice narážely ve velké rychlosti do atomů berylia či boru. James Chadwick toto nové záření roku 1932 zkoumal. Vystavoval tomuto záření rozličné plyny a následně měřil rychlost zasažených molekul. Výsledkem jeho pozorování bylo zjištění, že ono záření je tvořeno neutrálními částicemi o hmotnosti téměř téže hodnoty jako je ta protonu. Tím se ukázalo, že v jádře jsou vedle protonů obsaženy navíc *neutrony*, čímž se stal obrázek struktury atomu úplným.

1.3 Tvorba standardního modelu

Roku 1922, ještě před objevem neutronu, provedli vědci Otto Stern a Walther Gerlach experiment, který vstoupil do dějin fyziky pod názvem *Stern-Gerlachův experiment*. Při tomto pokusu prochází svazek atomů stříbra v základním stavu nehomogenním magnetickým polem kolmo na směr nehomogenity. Oproti očekávanému chování se však svazek rozdělil na 2. Neboť však orbitální moment valenčního elektronu ve slupce $5s$ je nulový, nic takového by se stát nemělo. Ukázalo se, že pro popis chování kvantových částic je třeba zavést novou veličinu, jejíž důsledkem bude vlastní magnetický moment těchto částic. Takovou veličinou je vlastní moment hybnosti kvantových částic, který v klasické mechanice nemá obdoby - *spin*. Na základě hodnoty spinu pak dělíme částice na *fermiony* s poločíselným a *bosony* s celočíselným spinem.

Roku 1928 navrhl Paul Dirac rovnici, která dokázala obsáhnout všechny známé vlastnosti elektronu. Tuto rovnici dnes známe pod označením Diracova rovnice. Subatomární částice, které byly v té době známy byly elektron, proton a neutrální boson (foton). Jeho rovnice však poukázala na skutečnost, že vše by fungovalo stejně, kdyby k protonu a elektronu existovali i částice opačné, tedy antičástice.

Vznikem Diracovy rovnice započalo hledání antihmoty. První známkou její skutečné existence se stal objev pozitronu, tedy pozitivního elektronu. Roku 1929 byla totiž ve sprškách kosmického záření zaznamenána částice, která byla velmi podobná protonu, avšak s tím rozdílem, že její náboj byl kladný. Roku 1932 totéž pozoroval

Carl Anderson v mlžné komoře a částici identifikoval jako pozitron. Za účelem objevovat další antičástice pak vznikl protonový synchrotron v Berkeley, kde byl roku 1955 objeven antiproton a roku 1956 pak antineutron.

Japonského fyzika Hideki Yukawu zajímalo, co způsobuje, že jádro drží pohromadě. Dle jeho názoru se jedná o sílu, kterou označuje jako silnou. Roku 1934 přichází s názorem, že tato silná síla je zprostředkována mezony. Mezony mají být částice o velikosti hmotnosti vyšší než hmotnost elektronu a zároveň nižší než hmotnost protonu. Roku 1936 byl ve sprškách kosmického záření objeven mezon μ . Bohužel pro Yukawu se však ukázalo, že tato částice jeho teorii nevyhovuje. Mion je totiž lepton, tedy částice příbuzná elektronu.

Prvním skutečným mezonem se tak stal až π mezon objevený roku 1947. Tato částice odpovídala Yukawovu předpokladu o existenci mezonu o hmotnosti $\sim 100 \text{ MeV}/c^2$ a rozhodujícím objevem se stal objev kolaborace Cecila Powella, Césara Latesse a Guisepe Occhialiniho, která objevila nabité piony. Vzápětí se ukázalo, že existuje i pion neutrální.

Ve 40. a 50. letech došlo k boomu v objevování částic. Částice byly pozorovány jako dopadající složky kosmického záření v mlžných komorách či prostřednictvím srážek na vzniklých urychlovačích. V této době byly objeveny mezon eta, kaony či hyperony a roku 1952 objevil Fermi první rezonance. S objevem kaonů vyvstaly nové otázky. Ukázalo se totiž, že kaony jsou produkovány vždy v párech. Navíc vznikají v silných interakcích, ale rozpadají se jen ve slabých. Tento jev se pokusili vysvětlit Gell-Mann, Pais a Nishijima roku 1954, kdy navrhli zavést nové kvantové číslo *podivnost* a přisoudit jej kaonům a baryonu Λ .

Částic, které byly postupně objevovány se zdálo být příliš mnoho, a tak Richard Feynman přichází s tvrzením, že tyto částice nejsou elementární, a jsou tvořeny z menších částic, jež označuje jako partony. Jeho tvrzení podložilo zkoumání Roberta Hofstadtera, který v letech 1955-1958 bombardoval protony a netrony pomocí svazků rychlých elektronů, díky čemuž zjistil, že hmotnost, elektrický náboj a magnetický moment v nich nejsou rozloženy rovnoměrně. V letech 1967-1969 navíc Isaac Friedman, Henry Way Kendall a Richard Edward Taylor vypožorovali, že nukleony se chovají jako soubor 3 nezávislých částic. Tuto skutečnost teoreticky vyřešil Murray Gell-Mann hypotézou kvarků.

Tímto však objevy částic zdaleka nekončí. V souvislosti se zkoumáním beta rozpadu, tedy přeměny neutronu na proton se neustále objevovaly určité nejasnosti. Přebytná hmotnost sice odchází ve formě emitovaného elektronu, avšak kvantová teorie vyžaduje kromě zachování náboje a hmotnosti i zachování hybnosti a spinu. Další podivnou skutečností byl fakt, že spektrum energií vylétajících elektronů bylo spojitě. Tato fakta vedla Pauliho k tvrzení, že se na rozpadu musí podílet i jakási málo hmotná neutrální částice, jež byla označena jako neutrino. Roku 1956 bylo objeveno antineutrino, které je skutečně částicí, která v tomto beta rozpadu figuruje. Tati neutrino i antineutrino jsou *elektronová*. Následně totiž byla objevena i neutrino k ostatním leptonům. *Mionové* neutrino bylo pozorováno v BNL roku 1962. Roku 1975 byla rozšířena skupina známých leptonů o *tauon*, když Martin L Perl pozoroval

¹V soustavě přirozených jednotek přecházíme od jednotky hmotnosti kilogramu (kg) k jednotce megaelektronvolt ku rychlosti světla na druhou, tedy MeV/c^2 . Soustava přirozených jednotek je hojně využívána ve fyzice zabývající se strukturou částic. V této soustavě považujeme $\hbar = c = 1$. Převod mezi jednotkami hmotnosti je dán jako $1 \text{ MeV}/c^2 = 1,78266 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$. [1]

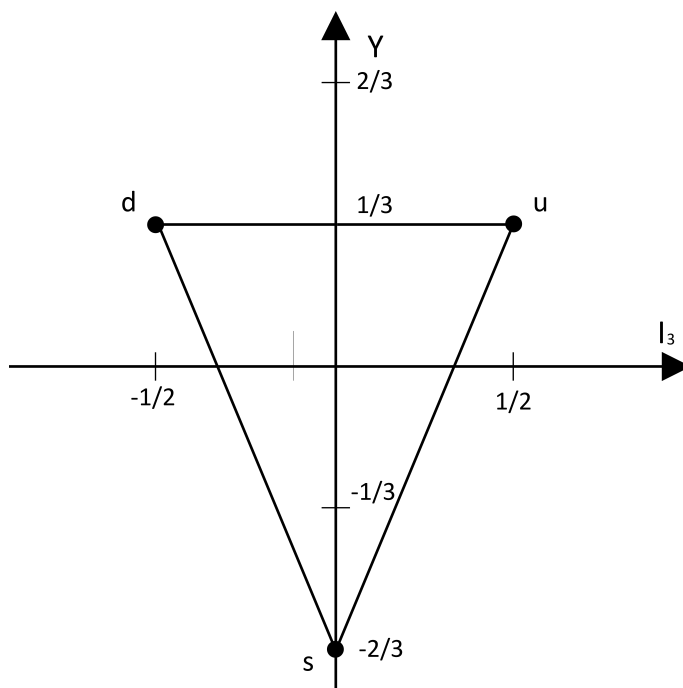
ve Standfordu částici podobnou elektronu a mionu, avšak násobně těžší. I k tomuto leptonu bylo roku 2000 nalezeno tzv. *tauonové* neutrino.

1.3.1 Kvarkový model

Základy kvarkového modelu položil Murray Gell-Mann, když zavedl konstituční kvarky u , d , s k popisu struktury částic. [1]

Podle kvarkového modelu se hadrony, tedy v té době známé částice, které nebyly leptony, dělí na baryony a mezony, přičemž baryony jsou tvořeny 3 kvarky a mezony párem kvark-antikvark.

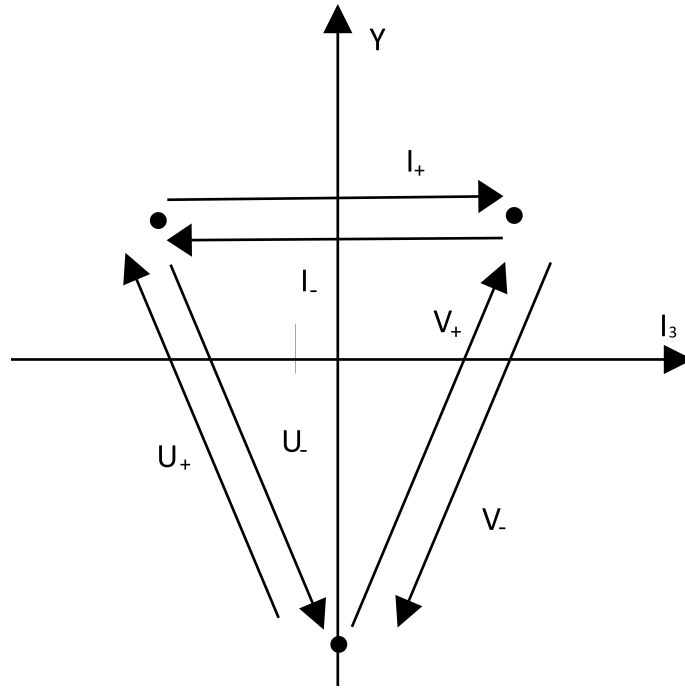
Jednotlivé částice jsou v kvarkovém modelu charakterizovány 2 vlastnostmi - třetí složkou izospinu I_3 a hypernábojem Y , dle toho značíme triplet Obr. 1.2 - a 6 operátory - $I_{\pm}, U_{\pm}, V_{\pm}$, jejichž působení je znázorněno na Obr. 1.3. Izospin i hypernáboj jsou kvantová čísla spjatá se silnou interakcí. Izospin je vektorová veličina přiřazující hodnotu $1/2$ kvarkům u a d , konkrétně třetí složka přiřazuje za každý u kvark $1/2$ a za každý d kvark $-1/2$. Všem ostatním kvarkům je přiřazena hodnota 0. Hypernáboj je součtem podivnosti S , půvabu C , krásy B' , pravdy T a baryonového čísla B . Jeho zachování implikuje zachování vůně.



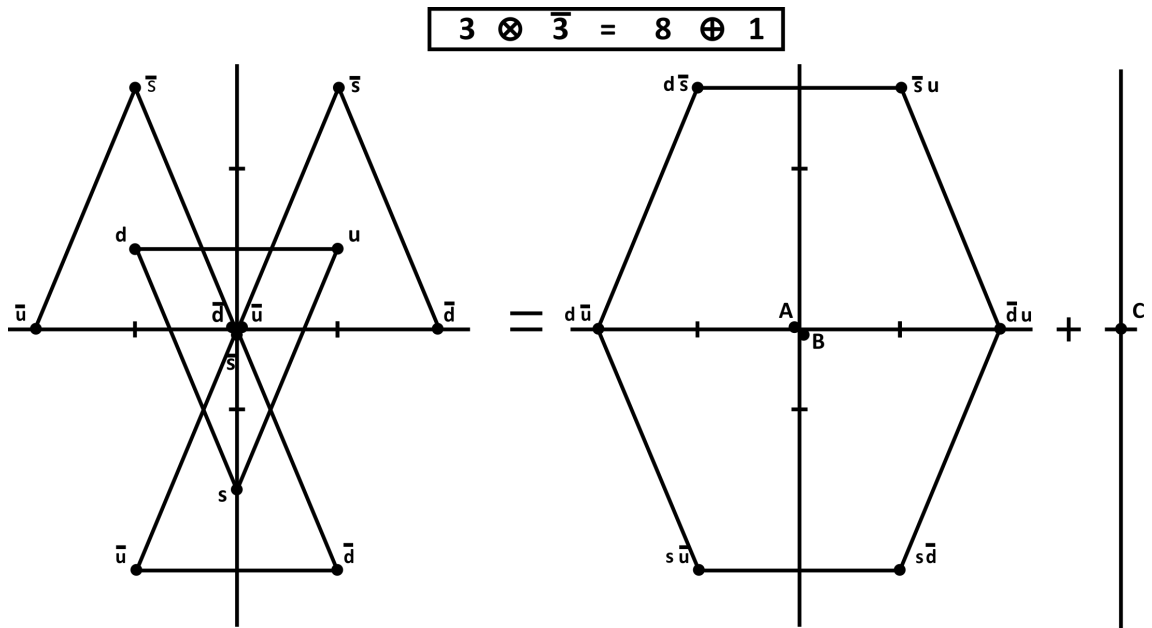
Obr. 1.2: Váhový diagram kvarkového tripletu. Na ose x je třetí složka izospinu I_3 a na ose y hypernáboj Y . Jednotlivé tečky ve vrcholech trojúhelníku představují jednotlivé kvarky. Převzato z [1], upraveno.

Složením kvarkového tripletu a antitripletu dostaneme oktet a singlet představující neutrální mezony. Složení je vyobrazeno na Obr. 1.4. Výsledkem takového složení jsou například pseudoskalární mezony (viz. Obr. 1.5). Složením tří tripletů pak dostaneme deket, oktet, oktet a singlet baryonů.

Roku 1974 téměř současně pozoroval Samuel Ting částici, kterou pojmenoval J a Burton Richter částici, jež označil ψ . Ukázalo se, že se však jedná o jednu a tu



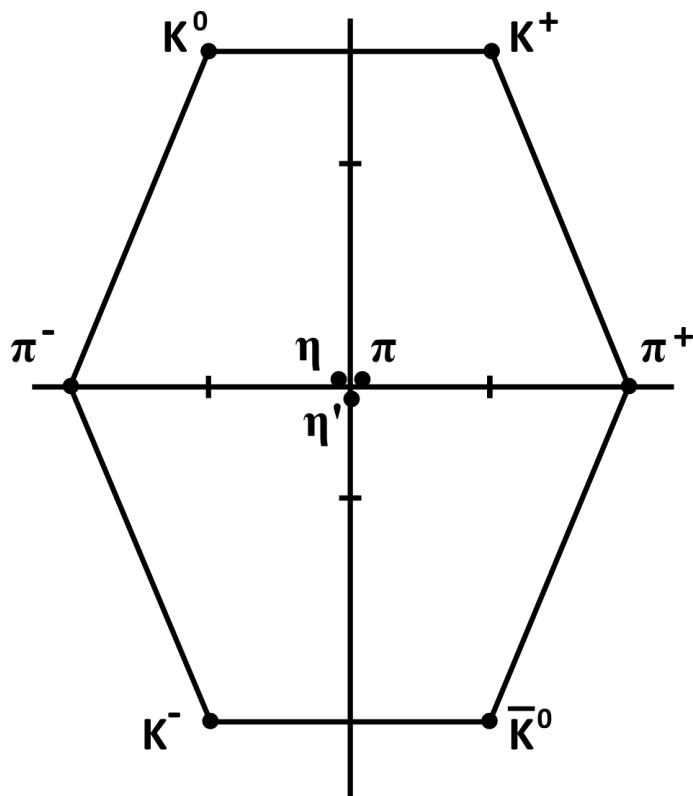
Obr. 1.3: Posunovací operátory. Převzato z [1], upraveno.



Obr. 1.4: Složení tripletu a antitripletu na mezonový oktet a singlet. Převzato z [1], upraveno.

samou částici, která byla k uspokojení nároku obou dvou pojmenována jako J/ψ . K vysvětlení struktury této částice však u , d a s kvarky nestačily. Kvarkový model tak musel být rozšířen o nový *půvabný* (charm) kvark c .

Roku 1977 byla ve FNAL pozorována produkce rezonance Υ . K popsání struktury těchto rezonancí byl třeba nový kvark, kterému bylo přiřazeno označení *krásný* (beauty), tedy b kvark. Posledním kvarkem, o který byl kvarkový model doplněný,



Obr. 1.5: Neutrální pseudoskalární mezony. Převzato z [1], upraveno.

byl t kvark, čili svrchní kvark, jenž byl pozorován roku 1995 ve FNAL v reakcích protonů s antiprotony při celkové těžištové energii 1,8 TeV.

Jelikož obrazce sloužící ke znázornění multipletů reprezentující n kvarků vyžadují $n - 1$ rozměrů, rozšířením kvarkového modelu ze 3 na 6 kvarků se dostáváme od rovinných obrazců k znázorněním v pětirozměrném prostoru, což již přestává být pro člověka snadno představitelným.

1.3.2 Standardní model

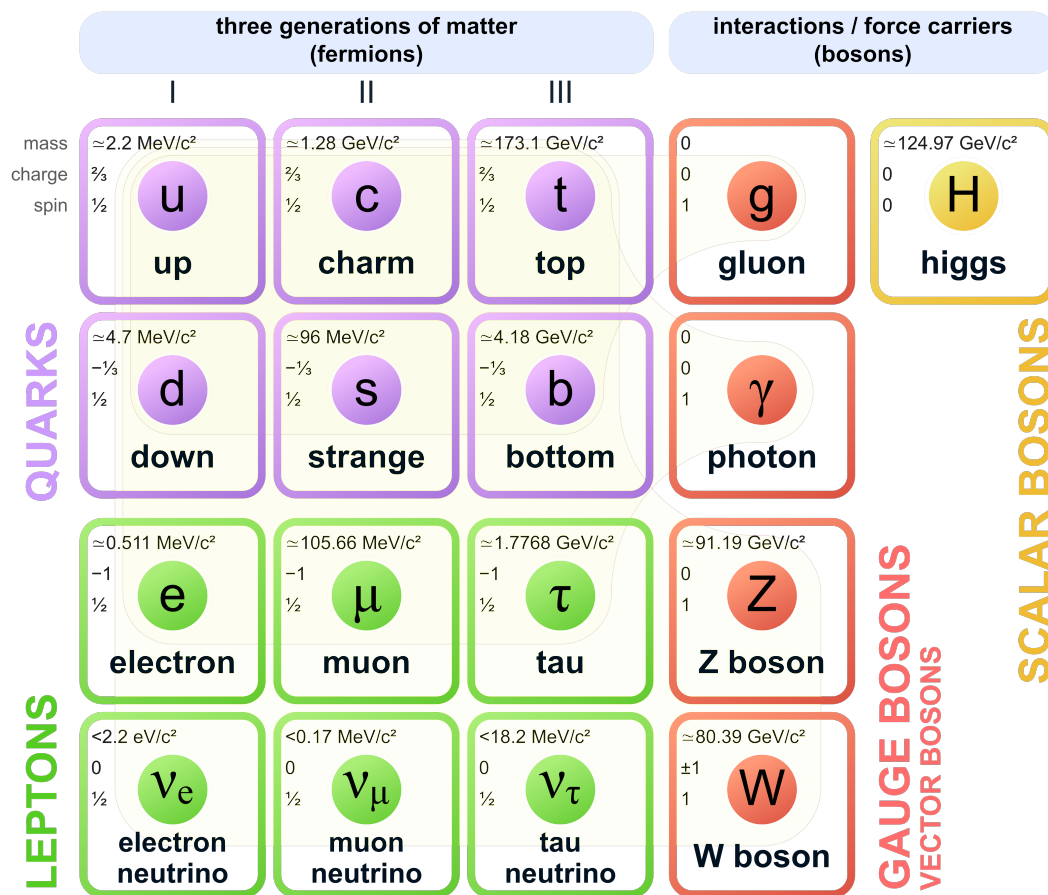
Standardní model částicové fyziky je fyzikální teorií popisující v současné podobě 3 základní interakce a 17 elementárních částic.

Částice ve standardním modelu Standardní model rozlišuje celkem 4 typy částic. Těmi jsou leptony, kvarky, interakční bosony a Higgsův boson.

Veškerá hmota, která se kolem nás vyskytuje je tvořena základními částicemi, a to těmi ze skupiny leptonů a kvarků. Leptony i kvarky jsou oboje zastoupeny šesti částicemi a jim příslušnými antičásticemi, které řadíme do tří *generací* jak pro kvarky, tak pro leptony. Částice, které spadají do tzv. *první generace* jsou ty, které jsou nejstabilnější. [8] Pro leptony jsou jimi elektron a elektronové neutrino. Pro kvarky se jedná o u a d kvarky.

Kvarky i leptony mají vlastnost, kterou označujeme jako *náboj*. Kvarky jsou nositeli *barevného* náboje. Barevný náboj může nabývat tří různých hodnot - red (červená), green (zelená), blue (modrá) - respektive jejich antihodnot. Kombinace

Standard Model of Elementary Particles



Obr. 1.6: Standardní model částicové fyziky.

kvarků tvořící mezony či baryony se následně formují tak, aby výsledný produkt byl bezbarvý. Leptony mají náboj *elektrický*. Ten má dvě hodnoty - kladný elektrický náboj a záporný elektrický náboj. Záporný náboj mají elektron, mion a tauno, kdežto pozitivní náboj nesou pozitron, antimion a antitaunon. Neutrina však jsou elektricky neutrální. [1, 8]

Interakce ve standardním modelu Základními interakcemi jsou elektromagnetická, silná, slabá a gravitační. Standardní model však vysvětluje pouze tři z nich - elektromagnetickou, silnou a slabou. Jejich známé vlastnosti jsou shrnuty na Tab. 1.1.

Na základě dat v tabulce vidíme, že základní částice gluony, fotony a intermediaální $W^\pm$, Z^0 bosony jsou zprostředkovateli jednotlivých sil. Co se gravitační síly týče, její vysvětlení zůstává pro fyziky stále velkým otazníkem. V současné době se však předpokládá, že ji zprostředkuje hypotetická částice *graviton* se spinem 2.² [1]

²Spin je zde uveden jako bezrozměrná veličina. Ve skutečnosti však spin má stejně jako moment hybnosti jednotku $\text{kg}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$. Bezrozměrný spin, který je hojně využíván a je zde uveden, je hodnota spinu vydělená redukovanou Planckovou konstantou $\hbar$.

interakce	boson	spin	hmota	dosah	relativní síla interakce
silná	gluon g ($8\times$)	1^-	0	$\leq 10^{-15}$ m	~ 1
elektromagnetická	foton γ	1^-	0	∞	$\sim 10^{-2}$
slabá	intermediální boson $W^\pm, Z^0$	$1^+, 1^-$	80,41 GeV; 91,18 GeV	10^{-18} m	$\sim 10^{-7}$
gravitační	graviton G	2^+	0	∞	$\sim 10^{-39}$

Tab. 1.1: Interakce a jejich základní vlastnosti. [1, 9].

Důležitou vlastností interakcí však je nejen, jaké částice ji zprostředkovávají, ale i to, na jaké částice jednotlivé interakce působí.

Silná interakce je síla působící na barevně nabitě částice, tedy na kvarky a gluony. Silnou interakci popisuje teorie známá jako *kvantová chromodynamika* (QCD). Protože hodnota barevného potenciálu se se vzdáleností zvětšuje, jsou kvarky za normálních podmínek *uvězněny v hadronech*, proto je od sebe nemůžeme oddělit a pozorovat je volné. Naopak pro asymptoticky vysoké rozlišení je silná interakce velmi slabá. Tento jev označujeme jako *asymptotická volnost*. Za extrémních podmínek však může docházet k tomu, že se kvarky pohybují volně i na vzdálenostech větších než je rozměr nukleonu. K tomuto překonání uvěznění kvarku dochází při vysokých hustotách a teplotách a vzniklou fázi hmoty označujeme jako *kvark-gluonové plazma*.

LHC a standardní model Jedním z cílů LHC je blíže poznávat standardní model, zmiňme si některé příklady takovýchto příspěvků prezentované v [10].

Ačkoli existence t kvarku je lidstvu známa již 20 let, stále neznáme jeho přesnou hmotnost. Příčinou toho je příliš krátká doba rozpadu, která měření činí složitějším. V loňském roce se však na experimentu ATLAS podařilo změřit jeho hmotnost s přesností 0,3 % jako $172,69 \pm 0,25$ (statistická chyba) $\pm 0,41$ (systematická chyba).

Na ATLASu byla též prováděna pozorování rozptylu intermediálních bosonů $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$, resp. $W^\pm Z^0 \rightarrow W^\pm Z^0$. Jelikož se jedná o jediné hmotné interakční bosony, mělo by být možné je na sobě navzájem rozptýlit. Výsledky však jsou zatím zatíženy příliš velkou chybou na to, aby mohli být spolehlivě srovnány s předpověďmi.

Neboť některá rozšíření standardního modelu předpovídají existenci exotického Z bosonu, označovaného jako Z' boson, věnoval se experiment CMS snaze takovouto částici objevit. Ve svých datech však neshledal žádnou odlišnost od standardního modelu. Ani hypotetické částice představující hybridy mezi leptony a kvarky, *leptokvarky*, nebyly v datech k tomu určených pozorovány.

Nedostatky standardního modelu Problémem standardního modelu je skutečnost, že není schopen objasnit gravitaci a sjednotit elektroslabou, silnou a gravitační interakci. Další nesrovnalostí standardního modelu je jev oscilace neutrin, z něž plyne, že neutrina mají nenulovou hmotnost. To je však v rozporu se standard-

ním modelem, který hmotnost neutrin stanovuje jako 0. Navíc obsahuje 25 volných parametrů - hmotnosti dvanácti fermionů, tj. hmotnosti neutrin, leptonů a kvarků; tři vazebné konstanty α , G_F a α_S ; dva popisující Higgsův potenciál μ a λ ; a osm úhlů.[11]

Vize Před fyziky současné doby tak v ohledu struktury hmoty stále leží velké množství otázek. Proč se částice vyskytují právě ve 3 generacích? Proč existuje více hmoty než antihmoty? Jaké jsou hmotnosti neutrin? nebo otázka, kterou se zabývá tato práce *Co se děje s hmotou při vysokých teplotách a energiích?*

Kapitola 2

Jádro-jaderné srážky

Smyslem této práce je zkoumat kvark-gluonové plazma a s ním související jev *tok*. Kvantová chromodynamika totiž předpokládá fázový přechod od hadronového plynu do dekonfinované fáze, kde již kvarky a gluony nejsou vázány v hadronech. Předpokládá se, že hmota právě v této fázi se vyskytovala v raných fázích našeho vesmíru. Abychom takovou hmotu mohli studovat, potřebujeme ji vytvořit, a k tomu potřebujeme dostat velké hustoty energie v dostatečně velkém objemu. A v tom nám pomáhají jádro-jaderné srážky. Pojdme si však vysvětlit, o co se vlastně jedná.

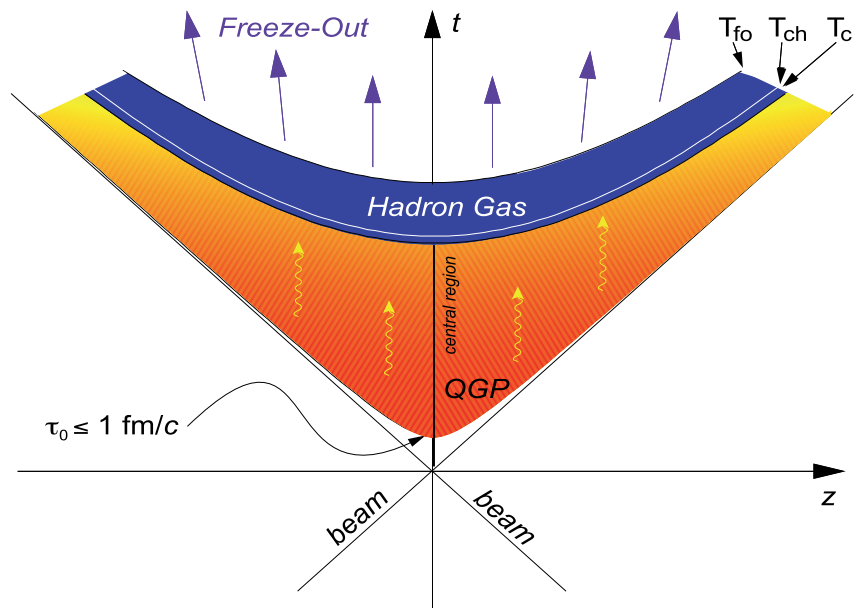
Hmota, která se běžně vyskytuje kolem nás je tvořena hadrony, které jsou vázaným stavem 3 kvarků či páru kvark-antikvark nesoucích barevný náboj. Vlivem vysokých teplot či hustot dochází k rozvázání hadronové hmoty na jednotlivé kvarky, a tak vzniká skupenství nevázaných kvarků a gluonů, kvark-gluonové plazma. Svůj název QGP získalo na základě analogie s plazmatem jakožto 4. skupenstvím hmoty v makrosvětě. Zatímco plazma je tvořeno elektricky nabitými ionty a proto je elektricky vodivé, QGP je tvořeno barevně nabitými kvarky a gluony a je barevně vodivé.

2.1 Fázový diagram pro jadernou hmotu

Abychom byli schopni zkoumat QGP, potřebujeme dosáhnout vysokých teplot $T \sim 200$ MeV a hustot $\epsilon \sim 1$ GeV $\cdot$ fm $^{-3}$. [12] Takových podmínek můžeme dosáhnout v ultra-relativistických jádro-jaderných srážkách. [13]

Průběh jádro-jaderné srážky můžeme znázornit diagramem Obr. 2.1. Tento diagram znázorňuje srážku dvou Lorentzovsky kontrahovaných jader blížících se k sobě téměř rychlostí světla. Svislá osa zachycuje vývoj srážky v čase t , přičemž záporná část osy reprezentuje čas před srážkou a kladná část osy čas po srážce. Vodorovná osa pak reprezentuje prostorovou složku. Jádra se sráží v počátku grafu. Následně dochází k expanzi v čase, vzniká QGP, v souvislosti s chladnutím na teplotu fázového přechodu dochází k přeměně na hadronový plyn. V závěru dojde k vymrznutí (freeze-out) a vzniklé částice letí do detektoru. Popíšme si však tuto skutečnost trochu detailněji.

V zásadě můžeme jádro-jadernou srážku rozčlenit do pěti fází [14, 15]. První fází je *před-rovnovážná* fáze. V této fázi dochází k samotné srážce dvou jader. Ta způsobí produkci partonů, které mezi sebou dále interagují. Procesy, které v této fázi probíhají jsou zodpovědné například za produkci těžkých kvarků, jetů či dileptonových párů.



Obr. 2.1: Vývojový diagram jádro-jaderné srážky. Převzato z [16].

Jelikož při jádro-jaderné srážce spolu uvolněné partony poměrně silně interagují, brzy se hmota dostává do fáze *tepelné rovnováhy*. Tepelná rovnováha přitom nastává ve vlastním čase $\tau \approx 1 \text{ fm}/c$ od srážky. To vede ke vzniku QGP, která se chová jako barevně interagující, téměř ideální tekutina.

Ve chvíli, kdy systém zchladne na teplotu $T_c \sim 170 \text{ MeV}$ [13], dochází ke svázání kvarků a gluonů zpět do hadronů a *fázovému přechodu* na hadronovou hmotu. K tomu dochází ve vlastním čase $\tau \approx 10 \text{ fm}/c$.

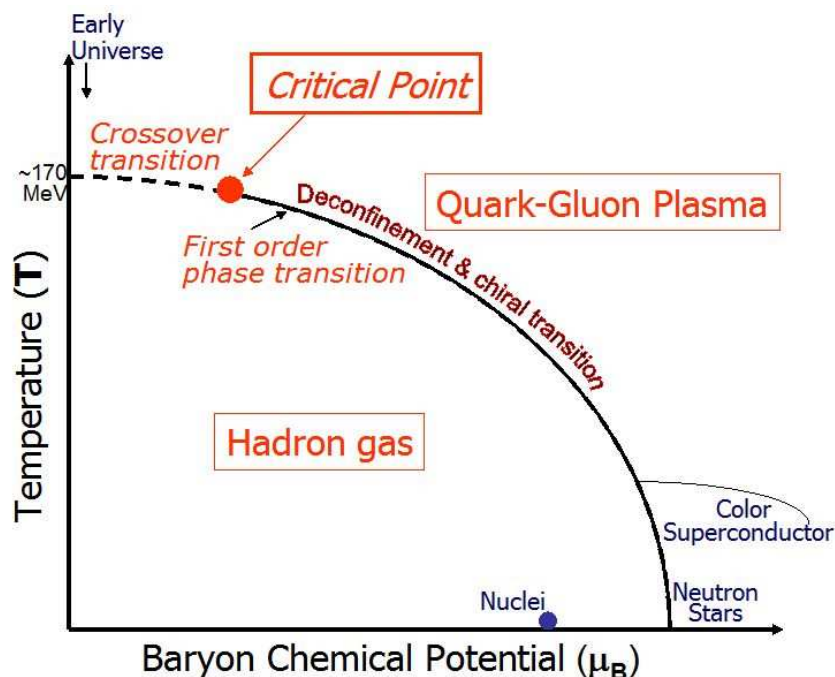
V momentě velmi brzo po samotné hadronizaci dochází k *chemickému vymrznutí*. Ten představuje bod, kdy příčinou chladnutí systému ustávají inelastické procesy a tímpádem se přestávají měnit poměry mezi počty různých hadronů.

Poslední fáze nastává ve vlastním čase $\tau \approx 20 \text{ fm}/c$ a je jí *kinetické vymrznutí*. Po tomto bodě nejen, že se přestávají měnit chemické složení hmoty, ale hustota systému je již tak nízká, že nedochází k rozptylování částic.

V souvislosti s tímto zkoumáním vzniká a neustále je vylepšován *fázový diagram jaderné hmoty*, viz Obr. 2.2, popisující přerod v brzkých fázích po jádro-jaderné srážce.

Tento graf nám popisuje stav hadronové hmoty s ohledem na její teplotu znázorněnou pomocí svislé a baryochemický potenciál zachycený na vodorovné ose. Baryochemický potenciál je veličina, jenž souvisí s baryonovou hustotou hmoty, tedy rozdílu počtu baryonů a antibaryonů v látce. Máme-li $\mu_B = 0$ znamená to, že počet baryonů a antibaryonů je totožný, zatímco pro $\mu_B > 0$ množství baryonů převyšuje množství antibaryonů.

V rámci přechodu z QGP na hadronovou hmotu (*hadron gas*) rozlišujeme 2 zkoumané typy přechodů: *fázový přechod prvního druhu* a *crossover přechod*. Jak můžeme pozorovat na diagramu, přerod z fáze hadronové hmoty na QGP při vyšších hodnotách baryochemického potenciálu μ_B a nižších teplotách T probíhá přes fázový přechod prvního druhu, zatímco těžší změna při nízkých μ_B a vysokých T probíhá přes cross-over. V souvislosti s tím je zaveden pojem *kritický bod*, jenž označuje



Obr. 2.2: Fázový diagram jaderné hmoty. Převzato z [17].

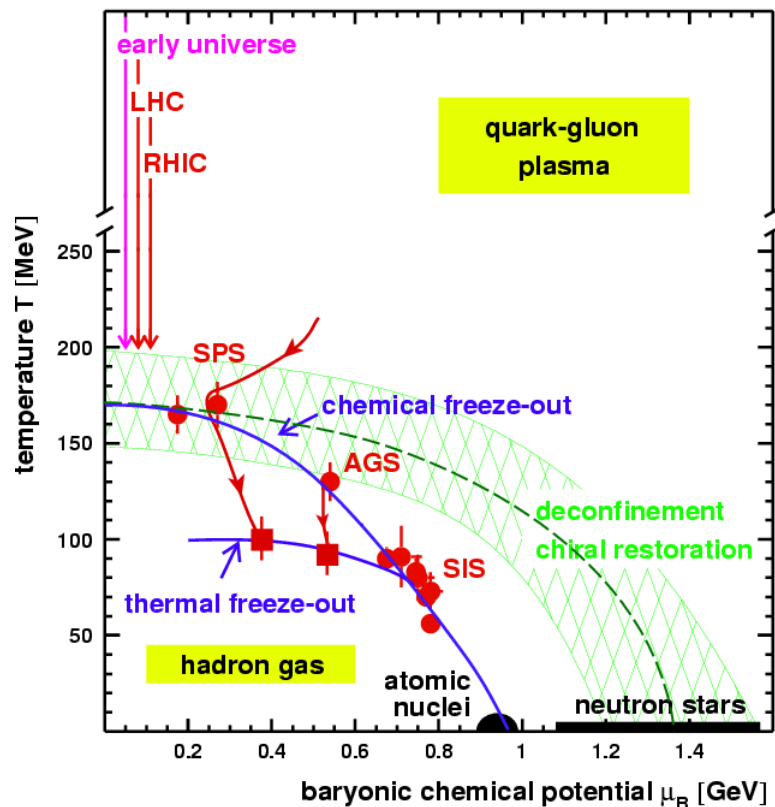
místo v diagramu, kdy dochází k uvažování právě opačného přechodu. Dále je třeba zavést kritickou teplotu T_c a kritický baryochemický potenciál μ_c , představující hodnotu teploty, resp. baryochemického potenciálu, od nichž výše již hadronová hmota nemůže nadále existovat bez ohledu na hodnotu té druhé z nich. Jejich hodnota je v současné době stanovena jen velmi přibližně. Kritický bod se očekává při $\mu_B \sim 0,4$ GeV, kritická teplota $T_c \sim 170$ MeV. [13]

Neboť fázový diagram slouží k zachycení určité reality, je vhodné si ukázat, v jaké jeho části se při zkoumání nacházíme. Takovou představu nám poskytuje například Obr. 2.3. Vidíme, která místa fázových přechodů jsou mapována nejen na LHC, ale i na dalších urychlovačích. Také je dobré si povšimnout skutečnosti, že oblast, která je zkoumána v rámci LHC už je poměrně blízko oblasti, která představuje brzká stádia vzniku našeho vesmíru.

Beam Energy Scan Beam Energy Scan Theory (BEST) Collaboration na Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) v Brookhaven National Laboratory (BNL) se zabývá interpretací výsledků z programu Beam Energy Scan. Cílem tohoto programu je objevit pozici kritického bodu v rámci fázového diagramu a umístit počátek obnovení chirální symetrie prostřednictvím pozorování hydrodynamických efektů v QGP. [18] Tento program tedy mapuje fázový přechod jako celek, neboť čím níž klesáme s energií, tím níže se posouváme po křivce fázového přechodu.

2.2 Popis průběhu jádro-jaderné srážky

Jedním z cílů dnešní fyziky je snaha vytvořit takový model jádro-jaderné srážky, aby odpovídal získaným experimentálním výsledkům. Neboť hmota podléhající jádro-



Obr. 2.3: Fázový diagram jaderné hmoty s vyznačenými mapovanými oblastmi. Převzato z [19].

jaderné srážce prochází mnoha stádii, výsledný model je hybridem modelů popisujících jednotlivé fáze.

2.2.1 Color Glass Condensate and Glasma

Color Glass Condensate (CGC) je efektivní model popisující rozptyly v QCD při vysokých energiích prostřednictvím teorie pole. [20] Tento model slouží k popisu jader před srážkou jako takovou. Před-rovnovážný stav jádro-jaderné srážky mezi CGC a QGP fází hmoty sestává z hmoty označované jako *Glasma*.

Bezprostředně po srážce se pole původně obsažená uvnitř jader šíří v longitudálním směru.

2.2.2 Počáteční podmínky

Protože se jádra mohou srazit s různou geometrií, modely počátečních podmínek slouží k popisu vývoje QGP v závislosti na této geometrii srážky. Jejich výsledkem je určení profilu počáteční hustoty. Modelů počátečních podmínek máme hned několik.

MC-Glauber MC-Glauber, celým názvem *Monte Carlo Glauber model*, je jeden z nejhojněji využívaných přístupů. Tento poměrně jednoduchý model popisuje srážku dvou jader jako srážku jejich konstituentů, nukleonů, o konečné velikosti. Geometrie srážky v tomto případě představuje počet nukleonů, které se srážky účastní a bere

v potaz i skutečnost, že pozice nukleonů se liší s každou událostí. Tato náhodnost je generována na základě Wood-Saxonova rozdělení.

IP-Glasma IP-Glasma je dynamický model vycházející též z idey Color Glass Condensate a Glasma modelu. Z toho jsou určeny fluktuace gluonového pole, které jsou rozvíjeny pomocí Yang-Mills dynamiky.

2.2.3 Koncový stav QGP

K popisu koncového stavu QGP bývají používány v zásadě 2 modely.

Hydrodynamika QGP nese ve svém názvu plazma, neboť se očekávalo, že podobně jako plazma bude vykazovat chování obdobné chování plynů. Postupným výzkumem se však ukázalo, že QGP vykazuje spíše projevy podobné projevům kapalin. Z makroskopického hlediska tak můžeme látku vzniklou v jádro-jaderné srážce popsat pomocí relativistické ideální či viskózní hydrodynamiky.

Základní hydrodynamické rovnice jsou zákon zachování energie a hybnosti a zákon zachování proudu

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad (2.1)$$

$$\partial_\mu N_i^\mu = 0, \quad (2.2)$$

kde $T^{\mu\nu}$ je tenzor čtyřhybnosti a N_i^μ je i -tý zachovávaný se proud.

Snažíme se tedy uplatnit hydrodynamické modely i na QGP. Z transportních koeficientů je zde zejména vhodné zmínit bulk viscosity ξ a shear viscosity η , neboť právě ty jsou hlavními transportními koeficienty mapujícími kolektivní dynamiku. [21] Určení těchto koeficientů pro QGP je nesnadnou výzvou.

A Multi-Phase Transport Model (AMPT) Odlišným přístupem k modelování koncového stavu než hydrodynamický popis je *více-fázový transportní model*. Na rozdíl od něj se totiž snaží popsat všechny fáze srážky. To znamená, že představuje snahu spojit do jednoho modelu zároveň počáteční podmínky, počáteční rozptyly partonů, hadronizaci i následné procesy.

2.3 Kinematické veličiny k popisu QGP

Každá částice je popsána vektorem čtyřhybnosti $p_\mu = (E, \mathbf{p})$. V relativistické kinematice však popis částice pomocí vektoru čtyřhybnosti není z praktických důvodů vhodný, a je proto třeba zavést nové proměnné.[13]

Příčná a longitudální hybnost Samotný vektor hybnosti $\mathbf{p} = (\mathbf{p}_T, p_z)$ můžeme navíc ještě rozložit na složku $\mathbf{p}_T$ představující působení vektoru v rovině (x, y) a složku p_z , resp. p_L . $\mathbf{p}_T$ označíme příčnou složkou hybnosti, p_L pak longitudální.

Light-cone momentum, light-cone variable Dalším způsobem, jak jinak vyjádřit vektor čtyřhybnosti jsou hybnosti světelného kužele - dopředná p_+ a zpětná p_- :

$$p_+ = E + p_L, \quad p_- = E - p_L. \quad (2.3)$$

Pokud se částice pohybuje ve směru shodném se směrem paprsku, je dopředná hybnost maximální, s odchylkou od tohoto směru klesá. Pro zpětnou hybnost platí přesně opačný vztah.

Další užitečnou veličinou je dopředná proměnná světelného kužele x_+ definovaná jako

$$x_+ = \frac{E^c + p_L^c}{E^b + p_L^b} = \frac{c_+}{b_+}. \quad (2.4)$$

Je důležité si uvědomit, že $0 \leq x_+ \leq 1$ a že x_+ je Lorentzovsky invariantní.

Rapidita Rapidita je definována jako

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right). \quad (2.5)$$

Pro volnou částici pak energii a longitudální hybnost můžeme přepsat jako funkce příčné hmotnosti m_T

$$m_T^2 = m^2 + \mathbf{p}_T^2 \quad (2.6)$$

a rapidity jako

$$E = m_T \cosh y, \quad (2.7)$$

$$p_L = m_T \sinh y. \quad (2.8)$$

Pseudorapidita Pseudorapidita je dána jako

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.9)$$

Budeme-li uvažovat vysoké energie $p \gg m$, platí pro rapiditu

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{m^2 + p^2} + p \cos \theta}{\sqrt{m^2 + p^2} - p \cos \theta} \right] \stackrel{p \gg m}{=} \quad (2.10)$$

$$\stackrel{p \gg m}{=} \frac{1}{2} \ln \left[\frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} \right] = \ln \tan \frac{\theta}{2} = \eta, \quad (2.11)$$

tedy při vysokých energiích může rapiditu a pseudorapiditu ztotožnit. Neboť měření úhlů je jednodušší, tedy měření pseudorapidity je snazší, než měření rapidity, využíváme při srážkách o vysokých energiích ji.

Feynmanova proměnná x_F Feynmanova proměnná je definována jako

$$x_F = \frac{p_L}{p_{L_{max}}}. \quad (2.12)$$

p_T distribuce Distribuce příčné hybnosti p_T představuje počet částic v příslušném binu p_T .

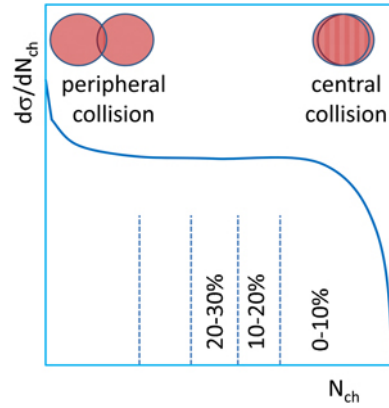
$$\frac{dN}{d\mathbf{p}_T} = \frac{dN}{2\pi|\mathbf{p}_T|d|\mathbf{p}_T|}. \quad (2.13)$$

Luminozita Luminozita je fyzikální charakteristika, která reprezentuje poměr detekovaných událostí za jednotku času

$$L = \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt} = \frac{R}{\sigma}, \quad (2.14)$$

kde σ je účinný průřez a R reakční rychlost (reaction rate). [13]

Centralita Centralita srážky dvou jader je reprezentována *srážkovým parametrem* b , jenž představuje vzdálenost středů těchto jader v transverzální rovině a nabývá tedy hodnot $0 \leq b \leq (R_1 + R_2)$, kde R_1, R_2 jsou poloměry srážených jader. [13] *Centralitu* pak určujeme prostřednictvím počtu vyprodukovaných partonů, neboť centralita je úměrná srážkovému parametru a ten je úměrný počtu částic produkovaných srážkou. Podle velikosti srážkového parametru a tedy i tvaru srážky dělíme srážky na centrální $b \approx 0$, semi-centrální $b > 0$ a okrajové $b \gg 0$ Obr. 2.4. [14] Speciálním případem centrální srážky je čelní srážka s $b = 0$.



Obr. 2.4: Centrální jádro-jaderná srážka. Převzato z [22]

2.4 Metody zkoumání QGP

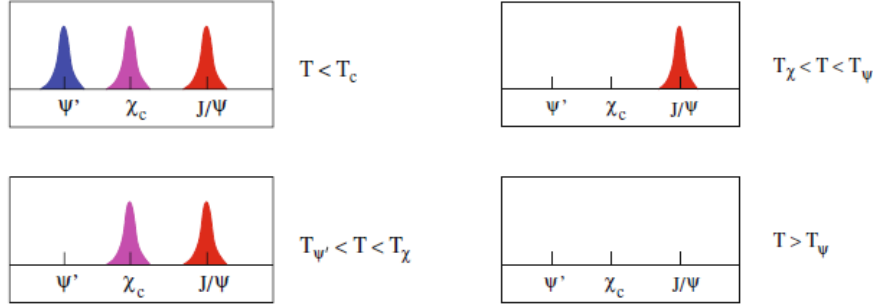
Metod zkoumání QGP je vícero v závislosti na tom, jakých využíváme sond. Můžeme využívat těžké kvarky, p_T spektra hadronů či jety. V důsledku toho, jakých sond využíváme, jsme schopni získávat různé informace o různých fázích jádro-jaderné srážky.

2.4.1 Disociace quarkonia

Quarkonia jsou hadrony, vázané stavy těžkých kvarků a jejich antikvarků. Rozlišujeme dva druhy quarkonií, a to podle toho, který těžký kvark je vytváří. Prvním z

nich jsou *charmonia*, tedy vázaný stavy c kvarku a antikvarku. Příkladem charmonia jsou J/ψ , χ_c nebo Ψ' . Druhým druhem jsou *bottomonia*, vázané stavy b kvarku a antikvarku. Příkladem toho je Y meson.

Velká hmotnost těžkých kvarků zapříčiňuje skutečnost, že mohou vznikat pouze na počátku srážky. Vzniklá quarkonia pak prochází skrze fázi QGP a jím ovlivněna. Porovnáním s procesy s vysokou výměnou energie v pp srážkách, kde QGP nevzniká, jsme následně schopni rekonstruovat, jakým způsobem QGP na quarkonia působí. Předpokládáme, že kvůli různě silným vazbám mezi kvark-antikvarkovým párem, má každé quarkonium jinou „teplotu tání“. Díky tomu nám spektrální analýza vycházejícího signálu poskytuje informaci o teplotě zkoumaného prostředí.[13]



Obr. 2.5: Využití quarkonií jako teploměru pro prostředí. Znázornění spekter pozorovaných pro různé intervaly teplot. Převzato z [13]

2.4.2 Energetická ztráta jetů

Další možností jak studovat QGP je využití jetů. Ve zkoumaném prostředí vznikne energetický parton, kvark nebo gluon, a po jeho vzniku daným prostředím prolétá. Pochopitelně tato částice během svého průletu ztratí část své energie v závislosti na hustotě daného prostředí. Tato metoda nám tak prostřednictvím měření ztráty energie poskytuje informace o hustotě daného prostředí. [13]

Jaderný modifikační faktor

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA}/dydp_T}{\langle T_{AA} \rangle d^2 \sigma_{pp}^{\text{INEL}}/dydp_T}, \quad (2.15)$$

kde N_{AA} jsou částice produkované v Pb-Pb srážce, $\sigma_{pp}^{\text{INEL}}$ inelastický účinný průřez v pp srážkách; reprezentuje poměr produkce částic při daném p_T v Pb-Pb srážkách vzhledem k pp srážkám. R_{AA} slouží jako kontrolní faktor, který mám říkat, jakým způsobem ovlivňují počáteční podmínky produkci částic. Pokud je jet produkován v pp srážce, zaznamenáme ho tak, jak vznikl. V Pb-Pb srážce ale vzniklý jet prochází fází QGP, kde ztrácí energii. V případě, že se nám nepodaří plně zrekonstruovat původní energii je výsledný poměr $R_{AA} < 1$. [23]

2.4.3 Studium toků

Studium toků nám pomáhá získávat informace o průběhu jádro-jaderné srážky. Má-li brzké prostředí po srážce velmi vysokou hustotu a teplotu, dochází k expanzi vzniklé hmoty. Tato expanze pak dodává boost hybnosti vzniklým hadronům

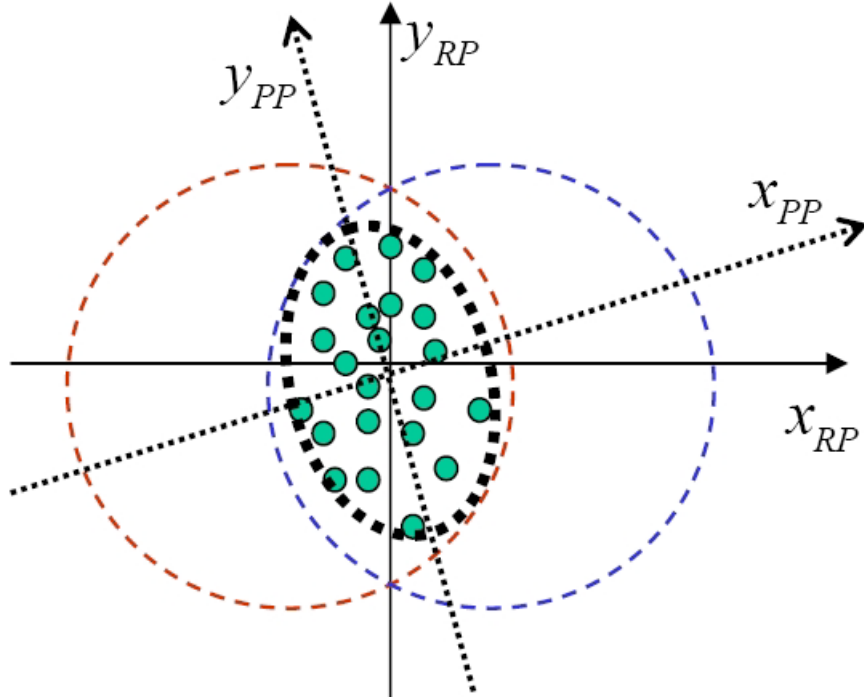
a vzniká *radiální tok*. Navíc, budeme-li uvažovat, že počáteční podmínky nejsou sféricky symetrické, vytváří se taktéž *eliptický tok*. Neboť tyto toky závisí právě na počátečních podmínkách, studium toků nám je schopno poskytnout informace o pre-hadronických fázích. [13]

2.5 Anizotropní tok

2.5.1 Eliptický tok

Dojde-li k necentrální jádro-jaderné srážce, její geometrie ve skutečnosti není elipsou. Tento tvar bývá často aproximován tvarem mandle, avšak ve skutečnosti je geometrie srážky ještě složitější. V souvislosti s geometrií srážky si zmíníme pojmy *reakční rovina* a *rovina účastnících se partonů*. Tyto pojmy bude nejlepší ilustrovat pomocí obrázku Obr. 2.6, přičemž x_{RP} reprezentuje reakční rovinu a x_{PP} rovinu účastnících se partonů.

Původním pojmem je reakční rovina, která je dána srážkovým parametrem a směrem, ve kterém se pohybují jádra. Nicméně současná fyzika již počítá i s vlivem fluktuací nukleonů, což tvar srážky značně proměňuje (viz. Obr. 2.6). Skutečnou rovinou symetrie tedy je nikoli rovina reakční, nýbrž rovina účastnících se partonů. V ideálních podmínkách, pro geometrii dokonale hladké elipsy, pak tyto dvě roviny splývají.



Obr. 2.6: Reakční rovina a rovina účastnících se partonů. Převzato z [24]

Prostorová anizotropie srážky vzhledem k rovině účastnících se partonů vede k nárůstu gradientu hybnosti, tj. k anizotropii hybnosti. [13, 14, 25]

Distribuci azimutální hybnosti pak můžeme rozvést do Fourierovy řady

$$\frac{dN}{d\varphi} = \frac{N}{2\pi} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos(n\varphi) \right], \quad (2.16)$$

$$v_n = \langle \cos[n(\varphi - \Psi_n)] \rangle, \quad (2.17)$$

kde $\langle . \rangle$ představuje průměr přes podobné srážky (tj. srážky s podobnou geometrií, resp. centralitou) a v_n lze chápat jako korelace částic vzhledem k rovině symetrie. [13, 14] Tyto harmoniky mají svá pojmenování, konkrétně pro nejnižší z nich - v_1 je přímý tok (*directed flow*), v_2 eliptický tok (*elliptic flow*) a v_3 trojúhelníkový tok (*triangular flow*). [14, 21, 25]

2.5.2 Koeficienty toku a kumulanty

Podívejme se opět na předpis definující podobu v_n (2.17). Problémem při výpočtu těchto koeficientů je skutečnost, že ve vysokoenergetických jaderných srážkách nejsme schopni přímo změřit úhel Ψ_n . [12, 24] Z toho důvodu ke stanovení v_n využíváme více-částicové korelace.

m -částicovou korelaci značíme $\langle\langle m \rangle\rangle$ a je definována jako

$$\langle\langle m \rangle\rangle \equiv \left\langle \left\langle \exp \left[in \left(\sum_{j=1}^{\frac{m}{2}-1} \varphi_j - \sum_{j=\frac{m}{2}}^m \varphi_j \right) \right] \right\rangle \right\rangle. \quad (2.18)$$

Uvedme si zpočátku dvou-částicové korelace $\langle\langle 2 \rangle\rangle$. Dvou-částicová azimutální korelace může být zapsána jako

$$\langle\langle e^{2i(\varphi_1 - \varphi_2)} \rangle\rangle = \langle\langle e^{2i(\varphi_1 - \Psi_n - \varphi_2 + \Psi_n)} \rangle\rangle = \langle\langle e^{2i(\varphi_1 - \Psi_n)} \rangle\rangle \langle\langle e^{-2i(\varphi_2 - \Psi_n)} \rangle\rangle + \delta_2 = \langle v_2^2 + \delta_2 \rangle, \quad (2.19)$$

kde v_2 reprezentuje korelaci částic vzhledem k reakční rovině a δ_2 jsou korelace nezávislé na reakční rovině, tzv. *non-flow*. Je-li vliv non-flow zanedbatelný, můžeme tuto rovnici využít k výpočtu eliptického toku v_2 . Vlivem non-flow však můžeme dostat výsledky měření, kdy přestože eliptický tok $v_2 = 0$, dvou-částicová korelace $\langle\langle 2 \rangle\rangle > 0$. [12]

Zavedením více-částicových korelací, kumulantů, se nám mimo jiné podaří i potlačit vliv non-flow na naše výpočty. Ty jsou definovány následovně

$$c_2\{2\} \equiv \langle\langle e^{2i(\varphi_1 - \varphi_2)} \rangle\rangle = \langle v_2^2 + \delta_2 \rangle, \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} c_2\{4\} &\equiv \langle\langle e^{2i(\phi_1 + \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)} \rangle\rangle - 2 \langle\langle e^{2i(\phi_1 - \phi_2)} \rangle\rangle^2 = \\ &= \langle v_2^4 + \delta_4 + 4v_2^2\delta_2 + 2\delta_2^2 \rangle - 2 \langle v_2^2 + \delta_2 \rangle^2 = \langle -v_2^4 + \delta_4 \rangle. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Pro úplnost si zadefinujeme i další kumulanty, přičemž pro přehlednost využijeme notace více-částicových korelací pomocí $\langle\langle m \rangle\rangle$:

$$c_n\{2\} = \langle\langle 2 \rangle\rangle, \quad (2.22)$$

$$c_n\{4\} = \langle\langle 4 \rangle\rangle - 2 \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle^2, \quad (2.23)$$

$$c_n\{6\} = \langle\langle 6 \rangle\rangle - 9 \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle \langle\langle 4 \rangle\rangle + 12 \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle^3, \quad (2.24)$$

$$c_n\{8\} = \langle\langle 8 \rangle\rangle - 16 \cdot \langle\langle 6 \rangle\rangle \langle\langle 2 \rangle\rangle - 18 \langle\langle 4 \rangle\rangle^2 + 144 \cdot \langle\langle 4 \rangle\rangle \langle\langle 2 \rangle\rangle^2 - 144 \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle^4. \quad (2.25)$$

Pro výpočet příslušných koeficientů toku v_n pak máme

$$v_n\{2\} = \sqrt{c_n\{2\}}, \quad (2.26)$$

$$v_n\{4\} = \sqrt[4]{-c_n\{4\}}, \quad (2.27)$$

$$v_n\{6\} = \sqrt[6]{\frac{1}{4}c_n\{6\}}, \quad (2.28)$$

$$v_n\{8\} = \sqrt[8]{-\frac{1}{33}c_n\{8\}}. \quad (2.29)$$

2.6 Souhrn měření toku na ALICE

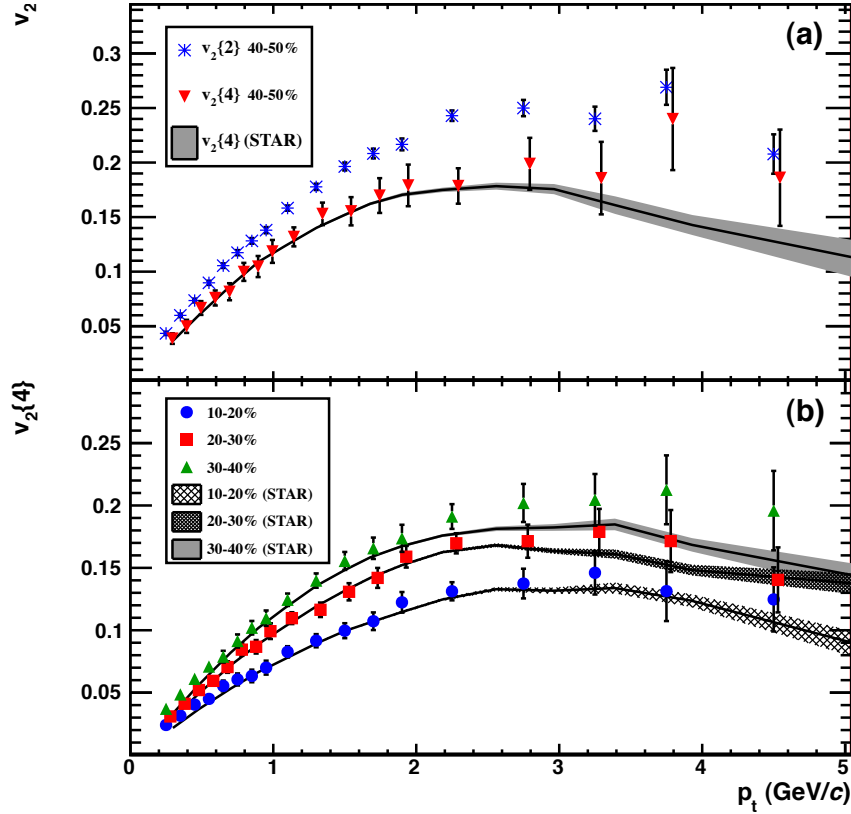
Zmiňme si v této kapitole měření toku, která už byla v minulosti provedena a prezentujeme si některé známé výsledky.

Začneme vůbec historicky prvním měřením toku v Pb-Pb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV na ALICE v CERN. [26] Potřebná data byla zaznamenána během prvního běhu LHC, konkrétně v listopadu 2010. K analýze dat posloužili Inner Tracking System (ITS), Time Projection Chamber (TPC), V0 detektor a Silicon Pixel Detector (SPD). ITS a TPC byly využity k rekonstrukci drah nabitých částic a V0 s SPD k triggerování.

Tyto první výsledky prezentují pouze eliptický tok v_2 a žádné vyšší harmoniky. Podívejme se na data zpracovaná na Obr. 2.7. Můžeme zde dobře pozorovat příspěvky z fluktuací distribuce v_n . Odráží se zde skutečnost, že pro dvou-částicové korelace je příspěvek pozitivní, kdežto pro multi-částicové korelace negativní. Černá čára reprezentuje data ze srážek s centralitou 40-50 % získaná na experimentu STAR při řádově nižší energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Zohledníme-li chyby obou měření, můžeme pozorovat fakt, že ani při poměrně rapidně odlišných energiích jako jsou 200 GeV a 2,76 TeV se závislost v_2 na p_T příliš nemění. V druhé části obrázku pak vidíme srovnání dat s již známými daty z experimentu STAR pro různé centrality. Vidíme, že i pro další centrality si data závislosti $v_2\{4\}$ na p_T i přes rozdíl energií odpovídají. Také zde můžeme pozorovat skutečnost, že pro vyšší centrality srážek hodnota v_2 roste. To odráží fakt, že s rostoucí centralitou jdeme k okrajovějším srážkám. V okrajových srážkách, které mají geometrii bližší elipse, převládá harmonika v_2 .

První článek z LHC, který se zabýval i vyššími harmonikami v_n [27], vyšel hned z kraje roku 2011 a rekonstruoval tatáž data jako [26]. Tento článek je reportem z měření anizotropických koeficientů toku v_3 , v_4 a v_5 a k jejich výpočtu využívá 2- a 4-částicové korelace. Na Obr. 2.8 můžeme vidět srovnání koeficientů z dvou-částicových korelací s koeficienty toků v_n spočtenými pomocí hydrodynamického modelu pro ideální tekutinu $\eta/s = 0,0$ a téměř ideální tekutinu $\eta/s = 0,8$, kde η/s představuje *smýkovou viskozitu* (shear viscosity), přičemž η představuje dynamickou viskozitu a s entropii. Podle těchto výpočtů se tedy QGP chová jako *téměř* perfektní tekutina.

Korelační $C(\Delta\phi)$ funkce je funkce, která vyjadřuje korelaci mezi 2 částicemi. Fit dat znázorněný na Obr. 2.9 nám poskytuje zlomovou informaci, že tvar korelační C funkce pro velmi centrální srážku je dán právě příspěvky od jednotlivých harmonik anizotropního toku. To poskytuje motivaci zabývat se nejen koeficientem eliptického toku v_2 , ale i dalšími vyššími harmonikami. Je zde totiž vidět, že vyšší harmoniky



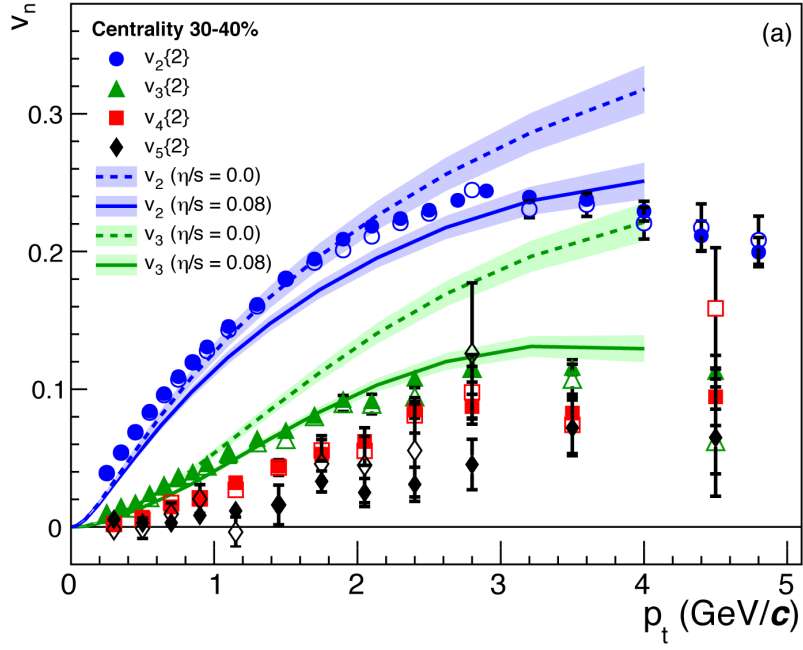
Obr. 2.7: Měření v_2 v Pb-Pb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV na ALICE. a) Měření v_2 pro centralitu 40-50 % z 2- a 4-částicových korelací. Porovnání s koeficienty ze 4-částicových korelací ze STAR. b) Srovnání měření pro různé centrality s výsledky ze STAR. Převzato z [26].

jsou daleko více citlivé na hodnoty η/s , takže jejich zkoumání nám pomůže zpřesnit modely.

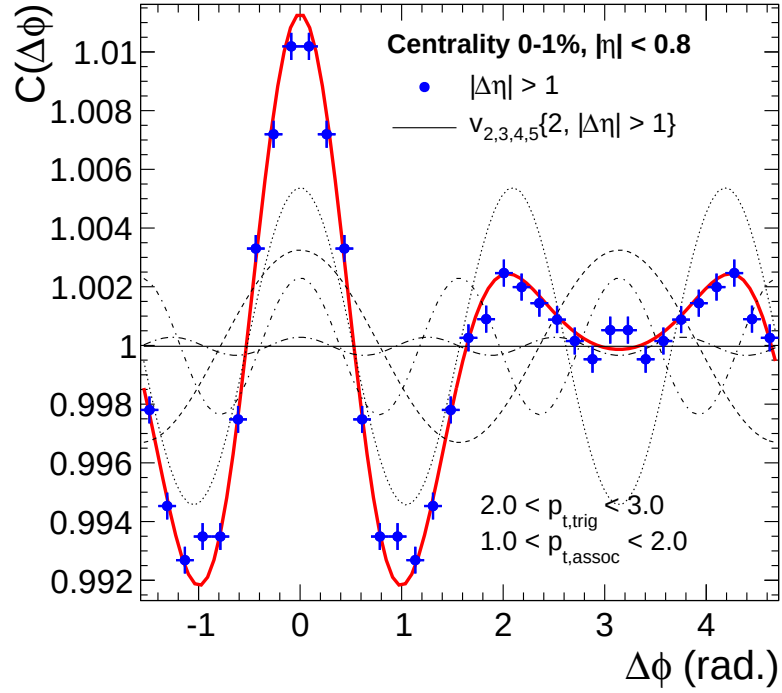
Dalšími zajímavými výsledky jsou měření koeficientů anizotropního toku v Pb-Pb srážkách tentokrát však při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV na ALICE v CERN. [28] V tomto článku jsou blíže rozebrány výsledky výpočtu koeficientů v_n pro 2- a více-částicové korelace. Ve snaze redukovat vliv non-flow požaduje tento článek rozmezí pseudorapidity $|\Delta\eta| > 1$.

Na Obr. 2.10 (a) můžeme vidět závislost v_2 z dvou- a více-částicových korelací a v_3 a v_4 z dvou-částicových korelací pro příčné hybnosti v rozsahu $0,2 < p_T < 5,0$ GeV/c pro Pb-Pb srážky jak při 5,02 TeV, tak při 2,76 TeV. K vysvětlení energetického vývoje těchto koeficientů toku jsou poměry anizotropních toků měřených při energiích 2,76 TeV a 5,02 TeV zachyceny v částech (b), (c). Také zde můžeme vidět znázornění hydrodynamických výpočtů. Jedněch pro konstantní poměr $\eta/s = 0,20$ (mřížkované značky) a druhých pro η/s závislé na teplotě T (plné značky). Toto srovnání pak v části (b) je vyobrazeno pro v_2 , v části (c) pro v_3 a v_4 . Tato měření sice mají velké statistické chyby a fluktuace, ale zdá se, že výsledky lépe popisuje model s konstantní hodnotou η/s nebo hodnotou η/s jen velmi málo se měnící s teplotou.

Závislost koeficientu eliptického toku v_2 na energii je znázorněna na Obr. 2.11.

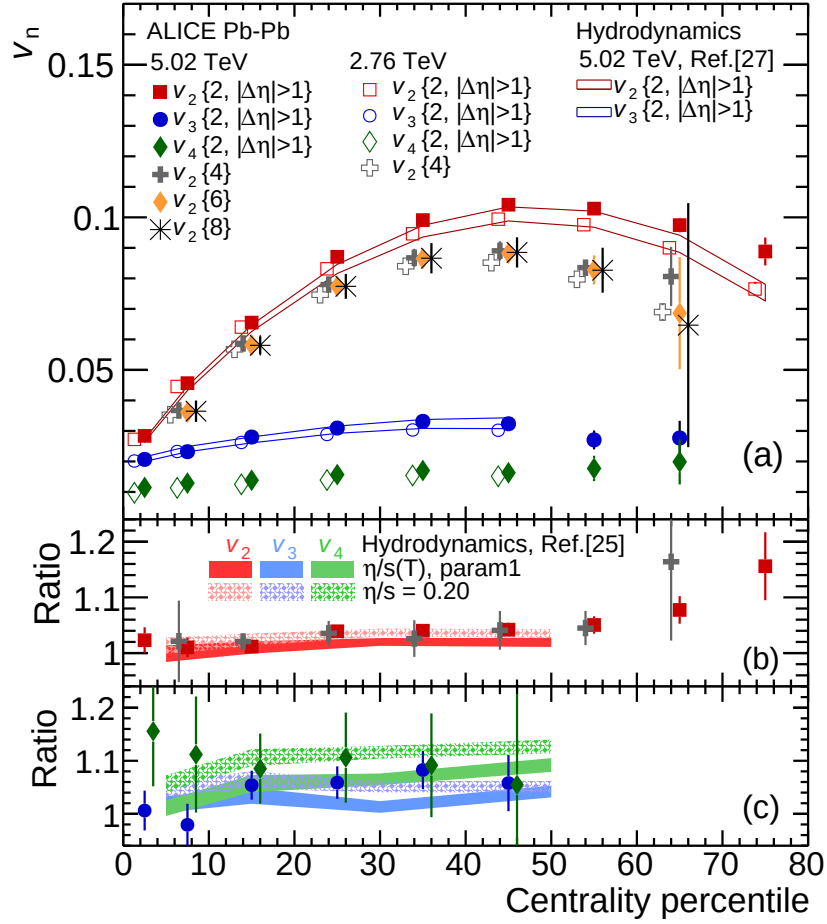


Obr. 2.8: Měření v_2 , v_3 , v_4 a v_5 v Pb-Pb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV na ALICE. Měření v_n pro centralitu 30-40 % z 2-částicových korelací. Srovnání s v_n pro $\eta/s = 0,0$ a pro $\eta/s = 0,8$. Převzato z [27], upraveno.



Obr. 2.9: Korelační funkce C vyjadřující korelaci mezi 2 částicemi. Příspěvky od jednotlivých v_2 , v_3 , v_4 a v_5 harmonik a výsledný fit funkce za pomoci Fourierovské expanze. Převzato z [27].

Jsou využity pouze srážky s centralitou 20-30 %. Získaná data jsou výsledky z různých

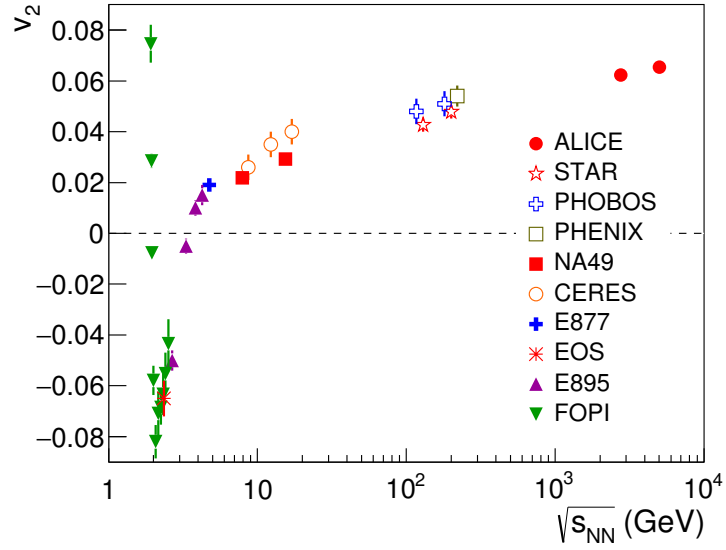


Obr. 2.10: Anizotropní tok v_n v rozmezí $0,2 < p_T < 5,0$ GeV/c jako funkce centrality pro koeficienty vypočtené z dvou-částicových a více-částicových korelací. Měření pro srážky Pb-Pb při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ (2,76) TeV jsou vyobrazeny plnými (prázdnými) značkami. Poměry $v_2\{2, |\Delta\eta| > 1\}$, $v_2\{4\}$ a $v_3\{2, |\Delta\eta| > 1\}$, $v_4\{2, |\Delta\eta| > 1\}$ mezi srážkami Pb-Pb při 5,02 TeV a 2,76 TeV jsou znázorněny na (b) a (c). Převzato z [28].

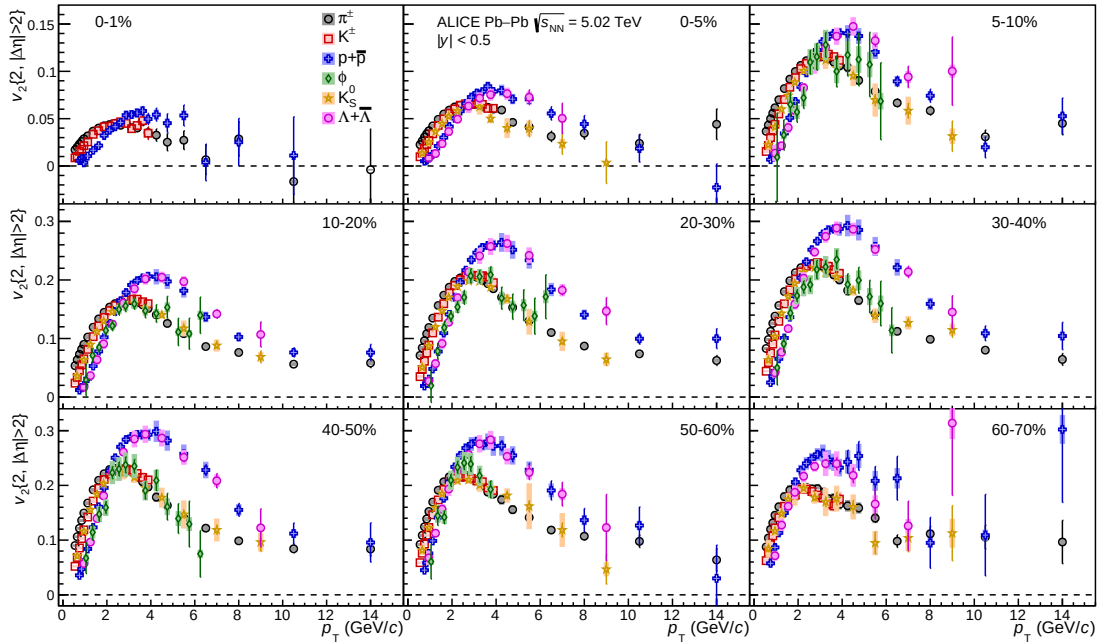
ných experimentů, které zkoumají tok při různých energiích. Můžeme tedy vidět, že v_2 roste se stoupající energií, což je v souladu s předpovědí hydrodynamického modelu.

Čtvrtými výsledky, které si uvedeme, bude měření koeficientu eliptického v_2 a trojúhelníkového v_3 toku pro $\pi^\pm$, $K^\pm$, $p + \bar{p}$, $\Lambda + \bar{\Lambda}$, K_S^0 a ψ mezonu v Pb-Pb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV, jež byly publikovány v květnu loňského roku [29].

Data pro všechny zmíněné částice může vidět na Obr. 2.12. V jednotlivých boxech zde můžeme vidět distribuce pro různé centrality. Můžeme zde vidět, že pro oblast $p_T < 2 - 3$ GeV/c se v_n řadí podle hmotnosti částic, konkrétně že lehčí částice mají vyšší v_n než těžší částice při stejné p_T . Pro $3 < p_T < 8 - 10$ GeV/c se pak částice řadí podle počtu konstituentních kvarků. Tato skutečnost podporuje hypotézu o produkci částic prostřednictvím srůstání kvarků.



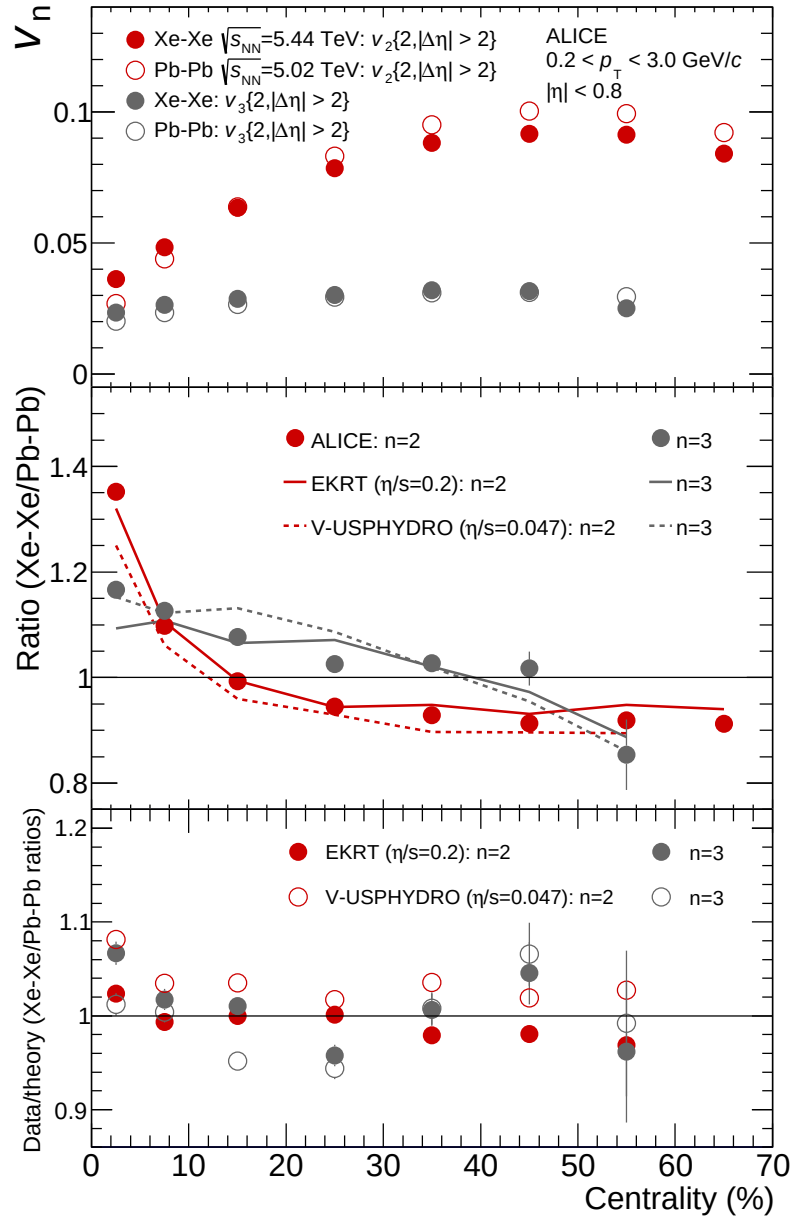
Obr. 2.11: Eliptický tok pro Pb-Pb srážky s centralitou 20-30 % při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV v porovnání s měřeními v_2 se stejnou centralitou. Převzato z [28].



Obr. 2.12: p_T -distribuce koeficientu toku z dvou-částicové korelace $v_2\{2\}$ pro $\pi^\pm$, $K^\pm$, $p + \bar{p}$, $\Lambda + \bar{\Lambda}$, K_S^0 a ψ mezon. Vyobrazení pro různé centrality. Převzato z [29].

Posledním zmíněnými výsledky budou první měření anizotropních koeficientů toku v_n pro nabitě částice v Xe-Xe srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,44$ TeV rozebrané v reportu z konce dubna roku 2018 [30].

Na Obr. 2.13 můžeme vidět p_T dvou-částicových koeficientů $v_n\{2\}$ z Xe-Xe a Pb-



Obr. 2.13: Nahoře: Srovnání $v_n\{2\}$ nabitých částic v rozsahu příčných hybností $0, 2 < p_T < 3,0$ GeV/c jako funkce centrality z Xe-Xe a Pb-Pb srážek. Uprostřed: Poměr $v_n\{2\}$ koeficientů Xe-Xe/Pb-Pb. Dole: Predikce hydrodynamického modelu z EKRT a V-USPHYDRO. Převzato z [28].

Pb srážek jako funkci centrality. Důvodem, proč měříme tok v jiných jádro-jaderných srážkách je snaha dále vylepšovat existující modely, jejich parametry (např. η/s) a poměr v_n ve dvou různých systémech. Odlišnosti těchto dvou systémů jsou ve většině případů do 10 % s výjimkou centrálních srážek. Ve srážkách s centralitou 0-5 % jsou hodnoty pro Xe-Xe srážky přibližně o 35 % vyšší.

Zajímavým výsledkem tohoto měření je, že jádra Xe jsou deformovaná. Protože systém Xe je menší než systém Pb, měla by být doba, po kterou je ve fázi QGP taktéž kratší. Očekávali bychom tak pro Xe také menší tok. Přitom ale pro centrální

srážky 0-15 % je tok Xe-Xe větší než Pb-Pb. Za to může deformace, která způsobuje to, že i v úplně centrálních srážkách, kde by elipticita být neměla, neboť se jádra srážejí čelně, jistá elipticita je. Tato deformace pak až do hodnoty centrality ~ 15 % přispívá do pozorovaného tok až 20% příspěvkem. Použitý model popisuje poměr v_n pro Xe-Xe/Pb-Pb.

Kapitola 3

Large Hadron Collider

3.1 Urychlovač částic

Urychlovače částic jsou zařízení, která pohánají částice vysokou rychlostí, téměř rychlostí světla. Ve fyzice toho pak využíváme ke srážkám s terčem či s částicemi cirkulujícími v opačném směru. Prostřednictvím těchto srážek jsme schopni prozkoumávat malé rozměry až k elementárním konstituentům hmoty. [31]

Současným nejmodernějším urychlovačem na světě je Velký hadronový urychlovač, který je součástí laboratoře CERN a na němž jsou umístěny experimenty, které se zabývají nejen poznáváním struktury světa kolem nás. [32]

3.2 Historie experimentu CERN

3.2.1 Vznik CERN a jeho vývoj po vzniku LHC

CERN, *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, česky přeloženo jako Evropská rada pro jaderný výzkum, jako myšlenka vznikl na papíře v prosinci roku 1951 na mezinárodním setkání UNESCO v Paříži, ačkoli samotný název vznikl až o dva měsíce později. [33]

Původním cílem CERN byl sice jaderný výzkum, avšak dnešní porozumění hmotě sahá mnohem hlouběji, než je jádro, a proto je hlavní výzkumnou oblastí CERN částicová fyzika. Dnes bývá CERN z toho důvodu označován za *Evropskou laboratoř částicové fyziky*.

Koncept byl dohodnut a podepsán na jaře 1953 dvanácti členskými státy - Belgií, Dánskem, Francií, Německem, Řeckem, Itálií, Nizozemím, Norskem, Švédskem, Švýcarskem, Velkou Británií a Jugoslávií - a roku 1955 tehdejší ředitel CERNu, Felix Bloch, položil první základní kámen. [34] Československo se k CERNu přidal roku 1992, roku 1993 se přidala Česká republika.

První urychlovač v CERNu byl postaven roku 1957 a byl jím Synchrocyclotron (SC). Již roku 1959 však proběhlo první urychlení protonů na Proton Synchrotronu (PS), který ve své době byl nejvysokoenergetičtější urychlovačem částic na světě s energií paprsku 28 GeV. Roku 1964 pak zcela vyřadil SC z pole částicové fyziky a ponechal mu pouze oblast fyziky jaderné. [35, 36]

Roku 1967 začal SC poskytovat paprsky pro zařízení ISOLDE, které se zabývalo

jaderným výzkumem pro astrofyziku a medicínskou fyziku. ISOLDE byla však roku 1990 přesunuta k jinému urychlovači a SC byl uzavřen po 33 letech provozu. [35]

Významný krok byl učiněn v únoru 1971, kdy jedenáct členských zemí schválilo výstavbu sedmikilometrového Super Proton Synchrotronu (SPS), který získal v rámci CERN hned dvě velká prvenství. Stal se nejen prvním podzemním urychlovačem v CERN, ale také prvním urychlovačem, který překročil švýcarsko-francouzskou hranici. Dokončení jeho konstrukce a první spuštění proběhlo roku 1976. Technický pokrok té doby způsobil nejen, že konstrukce byla dokončena oproti plánu o 2 roky dříve, dokonce i energie produkovaných svazků byla oproti návrhu o 100 GeV vyšší, díky čemuž SPS operoval se svazkem o energii 400 GeV. Díky vzniku SPS se PS stal pouze poskytovatelem částic pro tento a další nové urychlovače. [37, 38]

Výstavba nového, 27 kilometrů dlouhého tunelu pro Velký elektron-pozitronový urychlovač (LEP) započala roku 1984 a byla dokončena v únoru 1988. Jednalo se o největší elektron-pozitronový urychlovač své doby a svým rozměrem ho do dnešního dne žádný jiný nepřekonal. LEP byl tvořen 5176 magnety a 128 urychlovacími dutinami a byly na něm vybudovány 4 detektory - ALEPH, DELPHI, L3 a OPAL. Energie tohoto urychlovače byla po dobu prvních 7 let 100 GeV a následnými upgrady vystoupala až nad 200 GeV. Historie LEP byla uzavřena roku 2000, kdy ustoupil budování Velkého hadronového urychlovače (LHC), jež byl umístěn na jeho místo.[39]

3.2.2 Vznik LHC

31. ledna 1997 byl oficiálně potvrzen plán na vznik experimentů CMS a ATLAS. Tyto experimenty mají vzniknout za účelem zkoumání elementárních částic a základních sil, které tvoří náš vesmír, včetně Higgsova bosonu. 7. února téhož roku byl schválen projekt Antiprotonového zpomalovače. O týden později, 14. února, byla schválena přestavba magnetu z experimentu L3 na urychlovači LEP v rámci nového experimentu ALICE, který má za cíl studovat QGP. 17. září 1998 byl schválen čtvrtý experiment pro LHC, LHCb. Jeho cílem mělo být zkoumání narušení CP invariance, což by pomohlo k pochopení skutečnosti, že hmota ve vesmíru dominuje nad antihmotou. [40, 41, 42, 43]

O 8 let později, 20. listopadu 2006, byl poprvé spuštěn *ATLAS Barrel Toroid*, největší supervodivý magnet v dějinách. Svůj název získal na základě toho, že se jedná o toroid ve tvaru barelu a poskytuje mocné magnetické pole pro ATLAS. 27kilometrový kruhový urychlovač LHC jako celek pak byl poprvé nastartován 10. září 2008. Hlavními cíli tohoto přístroje se stalo odpovědět na otázky *Co dává hmotě její hmotnost?*, *Z čeho je tvořen viditelný vesmír?*, *Proč příroda upřednostňuje hmotu před antihmotou?* a *Jak se hmota vyvíjela v průběhu prvních chvil existence našeho vesmíru?*. [44, 45]

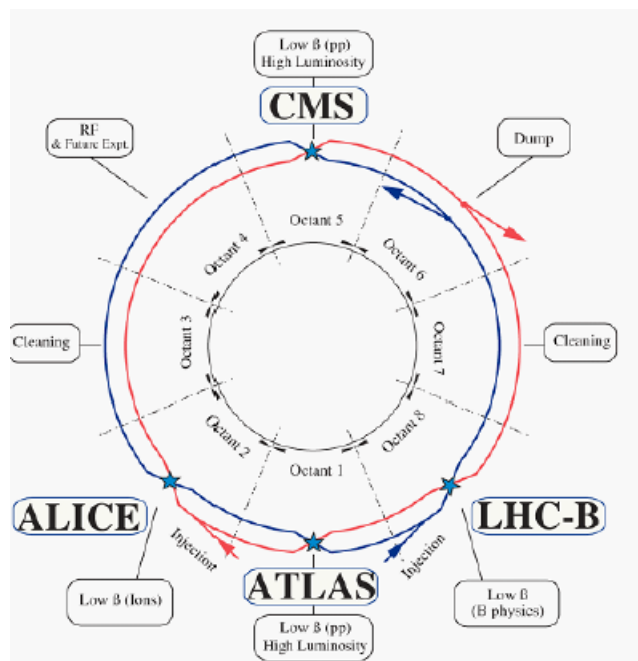
Naneštěstí, ihned týden po spuštění, dne 19. září 2008, během testování hlavního okruhu, došlo k závadě na elektrickém oběhu, který způsobil rozsáhlá mechanická poškození a provoz byl obnoven až 20. listopadu 2009. [46]

3.3 Vzhled LHC

Large Hadron Collider (LHC), česky *Velký hadronový urychlovač* je hadronový urychlovač se dvěma okruhy. Je umístěn v 26,7 kilometru dlouhém tunelu ve hloubce 45 až 170 metrů pod povrchem Země, v němž byl dříve umístěn LEP. Přibližně 90 % jeho délky je zbudováno v molase, tedy komplexu usazených hornin, a zbylých 10 % ve vápenci pod pohořím Jura. [47]

Podoba LHC je odvozena od základních principů spjatých s nejnovějšími technologiemi v oblasti srážení dvou částic. Jelikož však byl tunel původně zbudován pro elektron-pozitronový srážecí LEP, který měl na rozdíl od LHC problém se synchrotronním zářením, byl by v ideálních podmínkách volen tunel s delšími oblouky a kratšími rovnými částmi. Z ekonomických důvodů však byl tunel akceptován tak, jak již byl vystaven. V rámci tohoto tunelu bylo možné vybudovat až 8 interakčních stanic, avšak bylo rozhodnuto využít pouze 4 z nich.

Dva experimenty vznikly jako zcela nové, těmi byli ATLAS v bodě 1 a CMS v bodě 5. Dále byly předělány dva experimenty, které byly zbudovány pro LEP, a to ALICE v bodě 2 a LHCb v bodě 8.



Obr. 3.1: Schematické rozvržení LHC. Převzato z [47].

Osm oktantů, na které je LHC děleno představuje 8 oblouků a 8 rovných sekcí. Každá rovná sekce je přibližně 528 m dlouhá. V bodech 3 a 7 pak každý obsahuje 2 kolimační systémy na fokusaci svazku, v bodě 4 jsou dva radiofrekvenční (RF) systémy k urychlení částic a v bodě 6 je umístěn vstřikovač svazku. Oblouky jsou tvořeny každý 23 pravidelnými obloukovými buňkami. Obloukové buňky jsou 106,9 m dlouhé a jsou tvořeny dvěma 56,45 m dlouhými polobuňkami, z nichž každá obsahuje jeden cold mass, jednotku krátké rovné sekce a tři 14,3 metrů dlouhé dipólové magnety. [47]

Z hlediska luminozity, tedy poměru množství částic detekovaných v čase ku účinnému průřezu, můžeme na LHC nalézt dva vysoko-luminozitní experimenty ATLAS

a CMS, oba dosahující pro protonové operace luminozity až $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [47], nízko-luminozitní experiment LHCb pracující s luminozitou do $L = 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [47] a experiment vyčleněný speciálně pro jádro-jaderné srážky dosahující luminozity $L = 10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [47] pro běžné Pb-Pb procesy - ALICE.

3.4 Fungování LHC

LHC je tvořen mnoha systémy a součástmi, které společně umožňují jeho spolehlivý provoz.

Paprsková roura Součástí LHC jsou dvě paprskové roury. Jedná se o $800 \mu\text{m}$ tlusté beryliové válce o vnějším průměru $6,3 \text{ cm}$, uvnitř nichž se svazky protonů, respektive jader, pohybují. Dvě roury máme z toho důvodu, že na LHC srážíme dvě částice se stejným nábojem. Svazky v rourách putují vzájemně opačným směrem, což umožňuje srážet je v interakčních oblastech.

Radiofrekvenční dutiny Na počátku urychlování částic stojí radiofrekvenční (RF) dutiny. Ty vytvářejí střídavý proud podél izolovaných intervalů. Pakliže k prvnímu intervalu částice doletí ve správném čase, je urychlena ve směru k dalšímu intervalu. Každý další takový interval pak je delší a má vyšší frekvenci, neboť urychlovaná částice je vždy rychlejší než u předchozího z nich. Částice, která je přesně synchronizovaná s frekvencí RF dutin je označována jako synchronní částice. Všechny ostatní částice pak kolem některé ze synchronních částic oscilují. To způsobuje, že částice nejsou v paprskové rouře rozprostřeny rovnoměrně, nýbrž se shlukují okolo synchronní částice do takzvaných *bunchů*.

Magnety Celý komplex spojený s LHC využívá obrovského množství supravodivých magnetů. Dipólové magnety slouží k tomu, aby nabitá částice, kterou chceme urychlit, byla udržena na kruhové trajektorii a neztrácela přitom svou hybnost. Hlavních dipólů je 1232 a každý z nich je 15 metrů dlouhý. [48] Supravodivé magnety jsou vhodné pro svou efektivitu, neboť abychom dosáhli stejné energie s běžnými magnety, musel by okruh LHC být téměř pětinasobně dlouhý.

Mimo dipólových magnetů zde můžeme najít ještě kvadrupóly, jejichž smyslem je ztenčení paprsku. Navíc před každým interakčním bodem můžeme nalézt specializovanou trojici kvadrupólů, která před samotnou detekcí v experimentu ztenčí paprsek z tloušťky $0,2 \text{ mm}$ na $16 \mu\text{m}$. Sextupóly a další pak slouží k různým dalším korekcím svazku.

Aby bylo možné dosáhnout supravodivého stavu cívek a magnetů, a tedy jejich maximální efektivity, je třeba udržovat v prostředí urychlovače velmi nízké teploty, k čemuž slouží kryogenní systém.

Vakuový a kryogenní systém Aby v LHC nedocházelo k nechtěným srážkám urychlovaných částic s molekulami vzduchu či jiné látky, je třeba vytvořit zde vakuum. Z toho důvodu je třeba v rámci LHC vakuový systém. LHC však využívá další 2 vakuové systémy - vakuový systém pro kryomagnety a vakuový systém pro

distribuci helia. V obou těchto případech slouží vakuum jako tepelný izolant zabuzující nežádoucí tepelné výměně mezi venkovním prostředím o pokojové teplotě a vnitřním prostředím urychlovače, kde je pomocí kryogenního systému udržována teplota přibližně 1,9 K.

Všechny tyto tři systémy jsou rozděleny na sektory, které se dají spravovat pomocí vakuových bariér pro izolování vakua a ventilkou pro parsek. Pro návrh vakuového systému paprsku bylo třeba vzít v potaz mnoho dynamických jevů. Například synchrotronová radiace bude narážet do vakuových komor nebo elektronové oblaky mohou ovlivnit téměř celý okruh. Během návrhu tak bylo třeba věnovat zvláštní pozornost tomu, aby tyto jevy byly co nejvíce zmírněny.

Typy srážek na LHC Většinu času na LHC probíhají proton-protonové (pp) srážky o energii 7 TeV v průběhu Run 1 a 13 TeV v průběhu Run 2. Také zde však mohou probíhat i srážky protonu s jádrem olova (pPb srážky).

Již od brzkých fází návrhu konstrukce LHC byli v plánu zahrnuty jádro-jaderné srážky. S nominální hodnotou magnetického pole 8,33 T v dipólových magnetech měla tato jádra v rámci Run 1 energii svazku 2,76 TeV na nukleon a dosahovala těžišťové energie 1,15 PeV a nominální luminozity $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Pro Run 2 pak byla energie svazku zvýšena na 5,02 TeV, speciálně pro XeXe srážky pak na 5,44 TeV. Srážky mezi paprsky jader jsou důležité zejména pro interakční bod číslo 2, tj. na specializovaném detektoru ALICE. Nicméně mimo ALICE jsou jádro-jaderné srážky studovány i na detektorech CMS, ATLAS a LHCb.

Těmito jádro-jadernými srážkami jsou v případě LHC myšleny v naprosté většině případů srážky olovnatých jader (PbPb srážky). Po velmi krátkou dobu, několik hodin, však probíhali i srážky xenonových jader (XeXe srážky).

3.5 Injekční řetězec

LHC je zásoben protony z injekčního řetězce Linear Accelerator 2 - Proton Synchrotron Booster - Proton Synchrotron - Super Proton Synchrotron. Všechny části tohoto řetězce museli být upraveny přesně pro požadavky LHC.

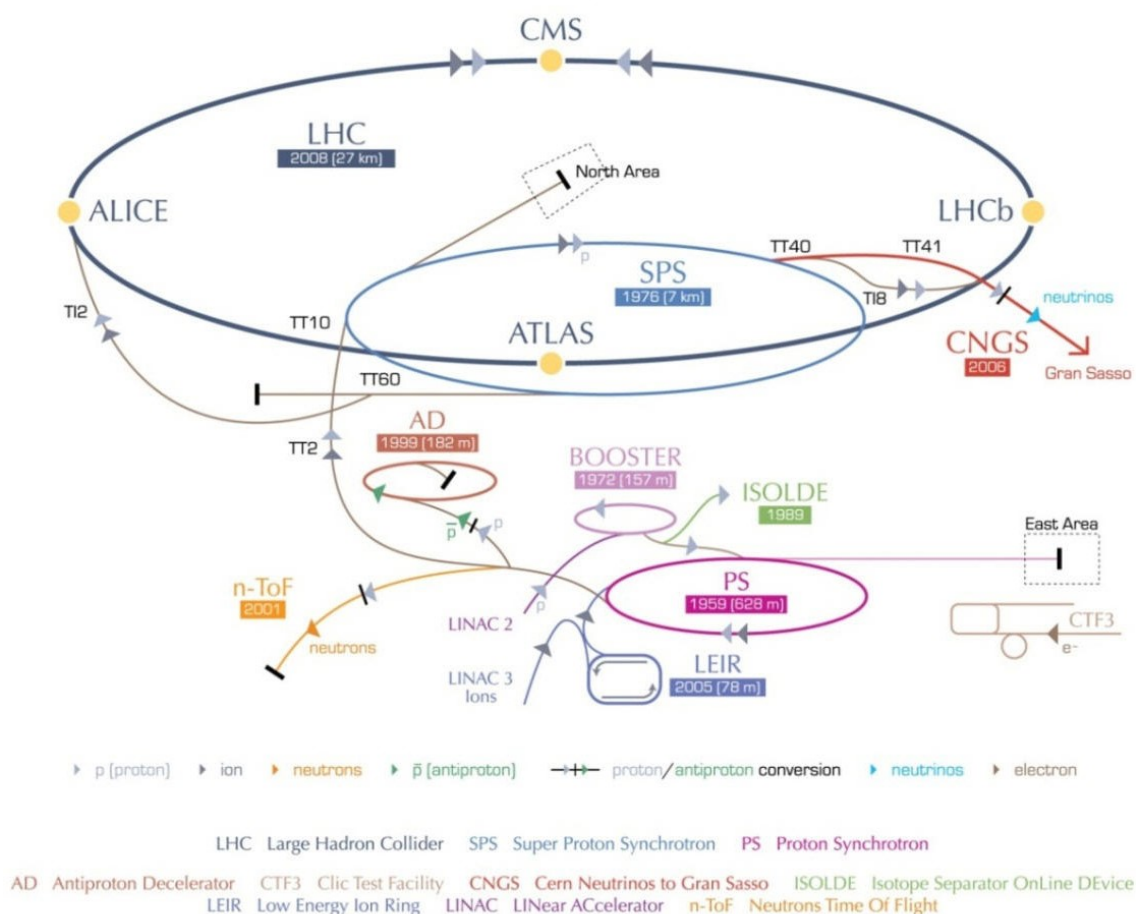
Jelikož však na LHC mimo proton-protonových srážek probíhají i jádro-jaderné, je třeba specifikovat i injekční řetězec pro ně. Zde je třeba nahradit Linear Accelerator 2 pomocí Linear Accelerator 3, namísto Proton Synchrotron Booster zde vystupuje Low Energy Ion Ring a dále již je řetězec identický. Oba můžeme pozorovat na schématu experimentu CERN viz. Obr. 3.2.

Popíšeme si nyní jednotlivé části injekčních řetězců s pomocí [47].

Linear Accelerator 2 Linear Accelerator 2 (Linac2) je, jak již bylo zmíněno, počátečním bodem pro protony využívané v experimentech v CERN. Linac 2 započal svůj provoz roku 1978, kdy nahradil Linac 1. Příští rok bude Linac 2 nahrazen novým Linacem 4. [49]

Protonovým zdrojem je vodíková lahev na konci Linacu 2. Z této lahve jsou uvolňovány paprsky v pulzech, které jsou až 100 ms dlouhé. Tyto pulzy jsou opakovány tak dlouho, než je vyprodukováno dostatečné množství vodíku. Vodík je prohnán skrze elektrické pole, což ho zbaví elektronů a dál vylétají pouze protony,

CERN's accelerator complex



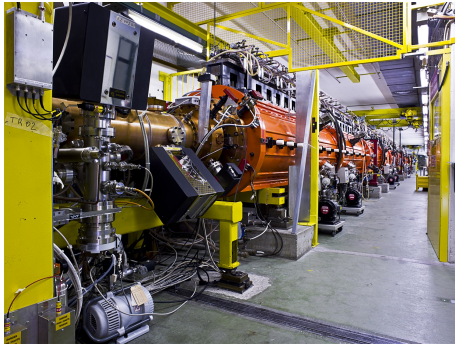
Obr. 3.2: Injekční řetězec LHC. Převzato z [50], upraveno.

které vstupují do urychlovače. Protony o energii 50 MeV pak vstupují do Proton Synchrotron Boosteru.

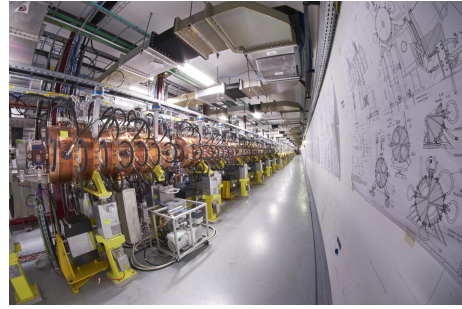
Lineární urychlovače využívají průchodu částic nabitými válci uvnitř radiofrekvenční dutiny. Částice prochází válci, které jsou nabity na střídačku buď pozitivně nebo negativně. Pokud částice k první urychlovací mezeře doletí ve správném okamžiku, může od střídavého pole získat energii. Je však třeba, aby i ke každé další urychlovací mezeře částice dorazila v momentě, kdy má urychlovací elektrické pole vhodnou polaritu. Neboť částice se po každém urychlení pohybuje rychleji, než u předchozího, je třeba, aby každý válec byl vždy delší než jeho předchůdce. [1]

Linear Accelerator 3 Linear Accelerator 3 (Linac3) stojí na počátku procesu urychlení jader pro LHC.

Jelikož princip urychlení jader a protonů se shoduje, byl Linac 1 po vyřazení z úlohy urychlovače protonů využíván jako urychlovač jader. Neboť však vznikla poptávka po urychlování těžších jader, než která byl schopen poskytnout Linac 1, nahradil ho roku 1994 Linac 3, na který v té době navazoval Proton Synchrotron Booster a jehož provoz je očekáván minimálně do roku 2022.



(a) Linac 2.



(b) Linac 4.

Obr. 3.3: Současný a budoucí lineární urychlovač protonů pro LHC. Převzato z [50].

Dnes slouží Linac 3 k urychlení jader olova. Během svého provozu spotřebuje přibližně 500 mg olova na 2 týdny operace. Stejně jako u protonů jsou atomy zbaveny elektronů a vznikají samotná jádra, která jsou dále injektována do Low Energy Ion Ring. [51]

Proton Synchrotron Booster Proton Synchrotron Booster (PSB) vznikl navrstvením čtyř synchrotronových prstenců, které obdrží z Linacu 2 protonový paprsek o energii 50 MeV a urychlí ho na 1,4 GeV. Tento urychlený paprsek pak dále injektují do PS. [52]

Low Energy Ion Ring Low Energy Ion Ring (LEIR) začal vznikat roku 2003 z Low Energy Antiproton Ring sloužícího ke zpomalování antihioty, jehož provoz byl ukončen roku 1996.

LEIR obdrží z Linacu 3 dlouhé pulzy jader olova a transformuje je v krátké, husté svazky vhodné k injekci do LHC. [53]

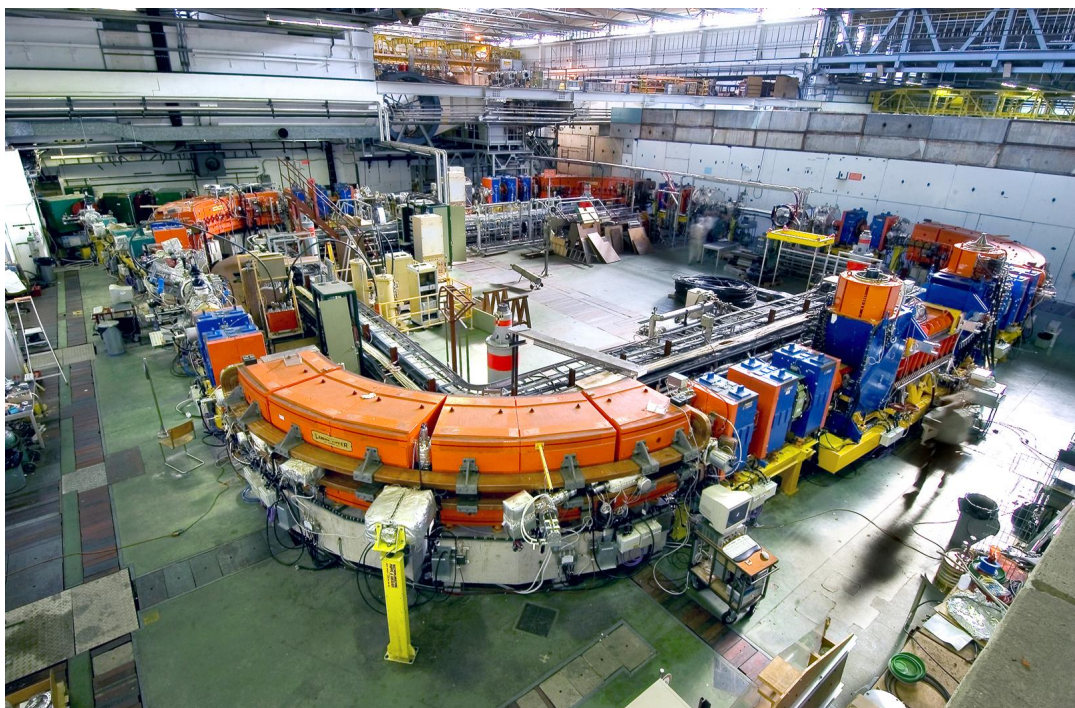
Proton Synchrotron Proton Synchrotron (PS), který byl původně vlajkovou lodí mezi urychlovači v CERN, nyní slouží pouze jako jeden článek na cestě urychlení částice. PS, jehož obvod činí 628 metrů, na němž je zbudováno 277 elektromagnetů se 100 dipóly, operuje s energií až 25 GeV.

Synchrotron obecně je urychlovačem, který je využíván pro relativistické částice. Pro poloměr trajektorie R platí vztah

$$R = \frac{E}{ecB}, \quad (3.1)$$

a jelikož e , c jsou konstanty, je pro konstantní poloměr kruhové trajektorie třeba udržovat konstantní poměr E/B . To znamená, že maximální energie E , které můžeme dosáhnout je dána maximální magnetickou indukcí B . Je tedy třeba, aby B rostla úměrně s rostoucí E , čehož synchrotron dosahuje pomocí dipólových magnetů a udržuje tak částice na kruhové trajektorii s konstantním poloměrem R . [54]

Super Proton Synchrotron Sedmikilometrový Super Proton Synchrotron (SPS) přijímá částice z PS a prostřednictvím svých 1317 elektromagnetů se 744 dipóly je urychluje až na 450 GeV. Odsud jsou již částice injektovány do LHC.



Obr. 3.4: Druhá část injekčního řetězce pro jádra - LEIR. Převzato z [50]

Na rozdíl od PS však neslouží pouze pro urychlování svazku pro LHC, avšak poskytuje svazky i pro experimenty SHINE, NA62, COMPASS a od roku 2016 pro experiment AWAKE. [55]

Průměrná doba oběhu Celá cesta částice od zdroje až po srážku trvá asi 16 minut. [47] Částice jdoucí z Lineárního urychlovače musí nejprve třikrát až čtyřikrát oběhnout PS a následně vykonat 12 oběhů v SPS, než je injektována do LHC. Další čas, který je potřeba k měření přičíst využít ke zvýšení energie částic v samotném LHC. Celková doba injekce pro LHC se všemi potřebnými detaily pak činí asi 70 minut. Následuje asi 8 hodin, kdy svazky obíhají v LHC. Celá tato doba tak činí více než 9 hodin. [47]

3.6 Plánovaná vylepšení

3.6.1 Long shutdown 1

První velká odstávka Velkého hadronového urychlovače, tzv. Long shutdown 1 (LS1), započala 14. února 2013. Co se LHC týče, proběhli zejména kontroly a opravy spojení mezi kryostaty hlavních magnetů. Kvůli přípravě na zvýšení energie bylo nahrazeno 18 supravodivých magnetů včetně 15 dipólových magnetů a 3 kvadrupólových jednotek. Také byly vyhledány a nahrazeny poškozené kompenzátory. LHC je domovem pro 16 radiofrekvenčních dutin, avšak jedna z nich nepracovala správně. LS1 byl tedy využit i k jejímu nahrazení. Neboť však v rámci RF kryomodulu nelze nahradit pouze jedinou jednotku RF dutiny, bylo nutné nahradit celý modul.

Především však během LS1 byla provedena rozsáhlá vylepšení PS a SPS. V rámci

PS bylo třeba vylepšit přístupový kontrolní systém. Bylo instalováno 25 nových biometricky kontrolovaných přístupových bodů. Také byl zcela nahrazen celý chladicí a ventilační systém tunelu, ve kterém se PS nachází. Mimo to došlo k vylepšení radiačního stínění a konsolidaci 7 hlavních magnetů. Na SPS pak bylo třeba odstranit či vyměnit 100 kilometrů kabelů poškozených radiací.

Na PSB došlo k odstranění existujícího extraction beam dump. Nahrazení této části novou umožnilo injekci vodíkových aniontů z Linac 4 a zvýšilo extrakční energii PSB na 2 GeV.

Vylepšení přístupového systému nebylo potřeba jen u PS, ale podlehl mu i Linac 2, PSB, LEIR a AD.

Na jaře 2015 byl tak po 2 letech znovu spuštěn Velký hadronový urychlovač. Energie, se kterou operoval, vzrostla z původních 7 TeV na 13 TeV pro pp srážky a z původních 2,76 TeV na 5,02 TeV pro PbPb srážky. Intervaly, se kterými se shluky protonů sráží se zkrátily z 50 ns na 25 ns, tedy na polovinu.

3.6.2 Long shutdown 2

Druhá velká odstávka LHC, Long Shutdown 2 (LS2) probíhá právě teď. Období, které ukončuje, *Run 2*, bylo přerušeno po 3 letech běhu právě 3. prosince 2018. Jedním z jeho hlavních bodů na programu LS2 je nahrazení Linac 2 na počátku injekčního řetězce prostřednictvím Linac 4. Neboť již na počátku nebudou urychlovány protony, avšak anionty vodíku tvořené jedním protonem a dvěma elektrony, je třeba příslušně upravit i na něj navazující části injekčního řetězce. Z toho důvodu PS obdrží zcela nové injekční i urychlovací systémy a SPS bude vybaven novým radiofrekvenčním systémem. Celý tento proces je označen a rozvržen jako LHC Injectors Upgrade (LIU) projekt.

Neboť z Linac 4 budou do PSB přicházet částice o energii o 160 MeV namísto původních 50 MeV. Další modifikace je nutná v souvislosti s H^- ionty. Tyto ionty budou svých elektronů zbaveny injekčním systémem před tím, než budou prostřednictvím PSB urychleny na 2 GeV, tedy o 0,6 GeV vyšší energii než na konci Run 2. V souvislosti s vylepšením injekčního systému budou nahrazeny i radiofrekvenční urychlování a systém napájení, magnety budou vylepšeny a bude renovována přenosová dráha do PS.

V rámci LIU bude také nainstalován nový chladicí systém do PS. Také je třeba provést konsolidaci systému magnetů. SPS bude vybaven polovodičovými zesilovači, které byly vyvíjeny od roku 2016.

V rámci výluky také bude nahrazeno více než 20 magnetů, zbudováno několik nových výtahů, instalovány inovativní napájecí konvertory a supravodivé technologie.

V rámci LS2 budou v souvislosti s nárůstem energie upgradovány i jednotlivé experimenty LHCb, ALICE, ATLAS, CMS i AD, přičemž pro ALICE a LHCb se jedná o skutečně velký upgrade, v rámci kterého bude vyměněno velké množství detektorů. Podobně velké upgrady ATLAS a CMS čekají během LS3.

3.6.3 Budoucnost LHC

LS2 je tak dalším krokem na cestě projektu vysoko-luminozitního LHC (HL-LHC), který je vizí na dobu po roku 2025. Cílem je zvýšit luminozitu, jakožto důležitý parametr urychlovače, který odpovídá počtu srážek, které nastávají v daném časovém úseku, desetkrát. Takové navýšení by znásobilo pravděpodobnost možných objevů. Například oproti asi 3 milionům vzniklých Higgsových bosonů v roce 2017 by HL-LHC mělo být schopné za rok vyprodukovat Higgsových bosonů 15 milionů. [56]

Kapitola 4

ALICE

ALICE, *A Large Ion Collider Experiment*, česky překládáno jako Experiment na velkém jaderném srážeci, je experiment specializující se na jádro-jaderné srážky na LHC v CERN. Tento experiment umožňuje prozkoumávat QCD. Konkrétně se soustředí na zkoumání silně interagující hmoty a kvark-gluonového plazma v extrémních podmínkách nastávajících v jádro-jaderné srážce. Nicméně je zde možné zkoumat i srážky lehčích jader či protonů při nižších energiích. [57]

Experiment ALICE byl vybudován ve spolupráci s více než 1000 fyziky a inženýry ze 105 institucí ve 30 zemích. Co se jeho velikosti týče, jde o přístroj o rozměrech $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$ a hmotností přibližně 10 000 tun. [57]

4.1 Komponenty tvořící ALICE

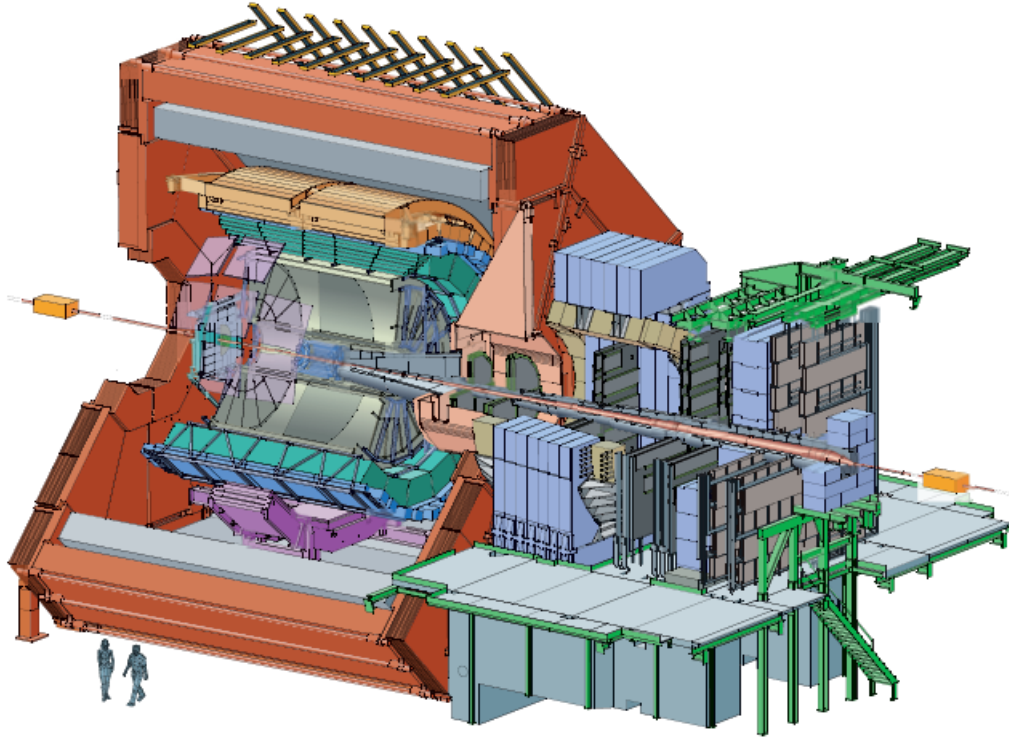
Experiment ALICE je tvořen centrálním barelem a dopředným mionovým spektrometrem. Centrální část je umístěna ve velkém solenoidálním magnetu L3, který zde byl vybudován už v rámci urychlovače LEP. Na Obr. 4.1 je tento magnet znázorněn jako červená část ohraničující vnitřní strukturu experimentu.

Obě zmíněné části jsou tvořeny několika detektory. Pro naše téma jsou důležité především detektory Inner Tracking System (ITS), Time-Projection Chamber (TPC), Time-Of-Flight (TOF) v rámci centrálního barelu a detektor V0, který se vyskytuje po obou stranách ALICE. Celkem je zde však 18 detektorů a s nimi spjatých systémů pro napájení, chlazení, plyn, kontrolní systém, bezpečnostní systém a rekonstrukci dat.

ALICE je mimo jiné tvořena dvěma důležitými magnety. Tím prvním je již zmínovaný solenoid L3. Jedná se o solenoid o pokojové teplotě s osmiúhelníkovou hliníkovou cívkou. Druhým magnetem je dipól. Tento dipólový magnet je umístěn přibližně 10 metrů od L3 solenoidu, tedy 7 metrů od vertexu interakce a je součástí mionového dopředného ramena. Jeho velikost je dána požadavky na úhlovou akceptanci spektrometru, je 3,5 metru dlouhý a 9 metrů vysoký, o hmotnosti okolo 9 tun.

4.1.1 Inner Tracking System (ITS)

Hlavní úlohou ITS je lokalizovat primární vertex s přesností nejméně $100 \text{ } \mu\text{m}$, rekonstruovat sekundární vrcholy z rozpadů hyperonů a D a B mezonů (tj. mezony,



Obr. 4.1: Schematický nákres detektoru ALICE. Převzato z [57].

které jsou složeny z těžkých kvarků a rychle se rozpadají), změřit a identifikovat částice, včetně těch s hybností pod $200 \text{ MeV}/c$, zlepšit přesnost určení hybnosti a úhlů pro částice rekonstruované v TPC a rekonstruovat částice procházející mrtvé oblasti TPC. ITS tedy přispívá do všech oblastí, kterými se experiment ALICE zabývá.

ITS je tvořen šesti válcovými vrstvami křemíkových detektorů pokrývajících rozsah rapidity $|\eta| \leq 0,9$. Obklopuje paprskovou rouru, jíž poskytuje mechanickou podporu, aby během operace nedocházelo k žádnému relativnímu pohybu.

Kvůli vysoké hustotě částic očekávané v jádro-jaderných srážkách na LHC a za účelem dosažení požadovaného rozlišení srážkového parametru tvoří první dvě vrstvy ITS Silicon Pixel Detector (SPD) a další dvě vrstvy Silicon Drift Detector (SDD). Dvě vnější vrstvy jsou vybaveny oboustrannými Silicon Strip Detectors (SSD). Čtyři vnější vrstvy mají analogový odečet a proto mohou být užity k identifikaci částic prostřednictvím měření ztráty energie v nerelativistické oblasti. Analogový odečet má dostatečně velký dynamický rozsah, který je schopen poskytovat měření změny energie i pro vysoce ionizující částice s nízkými hybnostmi. To umožňuje ITS fungovat jako samostatný spektrometr částic s nízkou příčnou hybností p_T .

Přesnost hybnosti a srážkového parametru pro částice s nízkou hybností je ovlivněna rozptylovými efekty v hmotě detektoru. Z tohoto důvodu byla hmota detektoru v aktivní oblasti redukována na minimum. Zároveň křemíkové detektory měřící hustotu ionizace musí mít minimální tloušťku $300 \mu\text{m}$, aby byly schopny poskytovat kvalitní signál.

Silicon Pixel Detector (SPD)

SPD tvoří dvě nejvnitřější vrstvy ITS. Vnitřní vrstva je umístěna v průměrné vzdálenosti 3,9 cm od osy paprsku a vnější z vrstev 7,6 cm. Jedná se o nejzákladnější prvek sloužící ke stanovení pozice primárního vertexu a také pro měření srážkového parametru ze slabých rozpadů podivných, půvabných a krásných částic. SPD operuje v oblasti, kde intenzita tracků je až 50 tracků/cm².

SPD je tvořen hybridními křemíkovými pixely, které sestávají z dvoudimenziálních matic křemíkových detektorů. Tyto matice jsou dále napojeny na čtecí čip. Čtení je binární. To znamená, že výchozí hodnota v buňce je nastavena na 0, a pakliže přichází signál přesáhne nastavenou hodnotu výtěžku pro buňku, změní se hodnota na 1. Jedna matice je tvořena 256×160 maticemi, přičemž rozměr jedné matice je 50 μm ($r\phi$) ku 70,7 μm (z) [57]. Tyto pixely jsou velmi malé, proto má výsledný signál vysoké rozlišení.

Silicon Drift Detector (SDD)

Silicon Drift Detector (SDD) představuje prostřední vrstvy ITS, kde se očekává hustota nabitých částic 7 cm⁻². Tyto detektory v rámci ITS poskytují 2 ze 4 vzorků dE/dx potřebných k identifikaci částic.

Silicon Strip Detectors (SSD)

Vnější vrstvy ITS představují Silicon Strip Detectors (SSD). SSD slouží k párování tracků z TPC k ITS. Poskytují dvoudimenziální měření pozice tracků. Navíc poskytují informaci o dE/dx , čímž napomáhají identifikaci částic pro nízká p_T .

4.1.2 Time-Projection Chamber (TPC)

Time-Projection Chamber (TPC) je hlavním detektorem v rámci centrálního barelu a jeho cílem je rekonstruovat dráhy částic, poskytovat měření hybnosti nabitých částic, identifikovat částice a určit vertex. Detektor o délce 5 metrů, vnitřním poloměru 0,85 metru a vnějším poloměru 2,5 metru dosahuje pseudorapidity částic, kterou je možno změřit až $|\eta| < 0,9$. [57]

Detektor je tvořen válcovou komorou, která je naplněna plynou směsí neonu, oxidu uhličitého a molekul dusíku se dvěma jeho atomy. Volba plynu nebyla náhodná. Plyn v detektoru musí splňovat velké množství kritérií - musí vykazovat dobré vlastnosti z hlediska pohybu elektronů, pohlcovat vznikající vysokoenergetické fotony a další. Princip detektoru spočívá v tom, že procházející nabitá částice tento plyn ionizuje. Podél trajektorie částice tak vznikají páry elektronů a kationtů, které se v elektrostatickém poli TPC rozpohybují - elektrony směrem ke čtecím komorám, kationty k centrální katodě. Odsud je pak dále předáván signál s informací o poloze částice.

Jelikož se jedná o proporční detektor, zvýšené elektrické pole v blízkosti anody vytváří kaskádu elektronů, která je na okraji zaregistrována a zachycena jako signál. Jelikož se jedná o pozičně závislý typ detektoru, je schopen určit až 159 prostorových bodů trajektorie částice. Počet bodů závisí na tom, jak částice do detektoru vletí. Osa z trajektorie se určuje z driftovacího času, který je závislý na tlaku a teplotě

plynu. Složka xy je závislá na uspořádání sběrných katod a okrajů, kde vznikají laviny.

4.1.3 Time-Of-Flight (TOF)

Time-Of-Flight detektor je velkým polem pokrývajícím oblast pseudorapidity $|\eta| < 0,9$. Jeho úlohou je identifikovat částice. TOF změří čas, ve kterém částice dorazila do detektoru. Na základě toho a informace o tom, kdy nastala srážka, určí rychlost částice. Pomocí rozsahů hybností z TPC pak ví, o kterou částici se jedná.

Tento detektor sestává z rezistentních skleněných vrstev obklopujících plyn. Nabitá částice plyn při průchodu ionizuje a elektrické pole o vysokém napětí vytváří elektronovou kaskádu. Desky zastaví další šíření těchto kaskád a zároveň propustí signál vzniklý na elektrodách v důsledku rychlého pohybu elektronů.

4.1.4 V0 detektor

V0 detektor je malý triggerovací detektor v rámci dopředného mionového ramene sestávající ze dvou polí scintilačních detektorů V0A a V0C, které jsou umístěny na vzájemně opačných stranách interakčního bodu ALICE.

Detekce spočívá ve skutečnosti, že nabitá částice projde scintilačním detektorem, excituje jeho hmotu, která následně deexcituje prostřednictvím vyzáření fotonu. Tyto fotony jsou pak registrovány a převedeny na běžný elektrický signál, který je zaznamenán.

Poslední krok probíhá pomocí fotonásobiče. Ten sestává ze dvou základních částí - fotosenzitivní vrstvy (fotokatody) a aparatury znásobující elektronový signál. Vyzářený foton tedy vletí do fotokatody, která ho pohltí a v důsledku fotoefektu vyzáří fotoelektron. Ten dále pokračuje do fotonásobiče, kde je znásoben pomocí anod (dynod). S nárazem primárního elektronu do dynody vzniká velké množství sekundárních elektronů, které putují k další z dynod a proces se opakuje. Na konci fotonásobiče stojí anoda, která vzniklý proud registruje jako signál. [58]

4.1.5 Triggerování

Součástí sběru dat na ALICE je triggerovací systém, který z obrovského množství srážek, které na LHC probíhají vybírá ty, které splňují určité parametry. Srážky totiž probíhají s vysokou četností a není technicky možné sbírat veškerá data.

Hlavní součástí tohoto systému je Centrální Triggerovací Procesor (CTP), který sbírá data od jednotlivých triggerovacích detektorů a vyhodnocuje, které události zaznamenat.

Ze zmíněných detektorů jsou triggerovací ITS (konkrétně část SPD), TOF a V0. Jejich úkolem je mimo jiné poskytnutí minimum-bias triggeru (SPD, V0) a triggeru pro centralitu srážky.

Minimum-bias trigger je základní trigger, který by měl vyřadit události, které nepochází ze srážky, ale například z reakcí s nečistotami ve vakuu. Tento trigger je vyhodnocován na základě signálu z V0 a je důležitý pro analýzu dat popsanou níže.

4.2 Probíhající změny

4.2.1 ITS upgrade

Upgrade ITS schválený již v roce 2014 spočívá zejména ve vybudování nového křemíkového trackeru. Taková změna zlepší určování srážkového parametru v primárním vertexu, účinnost rekonstrukce drah při nízkých p_T a umožní měřit produkci krásných a půvabných hadronů v Pb-Pb srážkách s dostatečnou přesností. Tato měření jsou totiž nezbytná k pochopení mechanismu ztrát energie a termizace těžkých kvarků v QGP. [59]

Nově bude mít ITS namísto 6 vrstev 7. Změní se však nejen jejich počet, ale i charakter - nově budou všechny pixelové. Stejná nezůstane ani jeho pozice. Nový detektor se bude vyskytovat blíže k paprskové rouři.

4.2.2 TPC upgrade

V souvislosti s úpravami pro Run 3 dojde k nárůstu frekvence událostí v Pb-Pb srážkách v rámci LHC na 50 kHz. Doteď zde byly srážky selektovány pomocí triggerů, avšak ALICE přejde na kontinuální vyčítání a budou tak sebrány veškeré srážky. Díky tomu nebude docházet k zbytečným ztrátám potenciálně dobrých srážek. [60]

Aby bylo možné sbírat data ze srážek, které v průměru nastanou každých 20 μs , je třeba provést vylepšení i na úrovni experimentu. Důležitou změnou je náhrada čtecích komor. Neboť současnou technologii není vzhledem k nárůstu možno dále využívat a v Run 3 budou místo nich využity Gas Electron Multipliers.

Kapitola 5

Analýza dat

V této kapitole se budu věnovat popisu analyzačních kroků, které jsou podniknuty při analýze toku. Také zde ukážu obrázky z nových dat, změřených na konci roku 2018 v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV.

5.1 Sběr dat

Ve chvíli, kdy je bunch částic (shluk protonů nebo iontů čítající řádově 10^{11} částic [61]) injektován z posledního článku injekčního řetězce, SPS, do LHC, začíná rovnoměrnou rychlostí obíhat okolo. Tento proces se opakuje až do momentu, kdy je LHC zaplněno bunchy. Zaplnění bunchy představuje 2808 bunchů pro pp srážky, podobně i pro PbPb srážky. V tu chvíli začne probíhat jejich zvětšování energie z 490 GeV na 13 TeV (resp. 5,02 TeV) přímo v LHC. Ve chvíli, kdy jsou svazky stabilní, tedy nehrozí, že by se svazek vychýlil a narazil do detektoru, povolí operátor interakčním bodům sběr dat. Tím započne přibližně osmihodinový interval, kdy jednotlivé experimenty mohou nabírat data. Jednotlivé srážky částic označujeme jako *události*. Časové období, kdy experiment nabírá data o událostech, označujeme jako *run*.

Nadmnožinou runů pak jsou *periody*. Ty jsou označovány specifikací LHC, rokem a písmeny, přičemž první perioda v roce je označena *a* a dalším je přiřazeno vždy následující písmeno abecedy. Data v jedné periodě se vyznačují společnými charakteristikami a podobnými podmínkami, ve kterých jednotlivé detektory fungovali.

Z hlediska výzkumu toku nás tak z posledních let zajímají periody LHC18q a LHC18r. Data, která budou dále v této práci zpracována jsou z periody 2018q. V tomto období proběhlo celkem 136 runů. My se však budeme zabývat jen 50 z nich, konkrétně se jedná o runy 296420, 296419, 296415, 296414, 296383, 296381, 296380, 296379, 296378, 296377, 296376, 296375, 296312, 296309, 296307, 296304, 296303, 296280, 296279, 296273, 296270, 296269, 296247, 296246, 296244, 296243, 296242, 296241, 296240, 296198, 296197, 296196, 296195, 296194, 296192, 296191, 296143, 296142, 296135, 296134, 296133, 296132, 296123, 296074, 296068, 296066, 296065, 296063, 296062, 296060.

Obrovské množství dat, které jsou výstupem detektorů, je ve formě *raw dat*. Tato data je třeba následně zpracovat - nejprve lokální rekonstrukcí v rámci clusterů, poté jsou rekonstruovány vertexy a tracky a rozpoznány částice. Tyto informace už jsou uloženy ve formě Event Summary Data (ESD) formátu. Neboť se jedná o formát

obsahující velké množství informací, a tak tyto soubory zabírající velké množství prostoru, dochází ještě k dodatečné kompresi a uložení do formy Analysis Object Data (AOD). Data jsou ukládána a zpracovávána v rámci Worldwide LHC Computing Grid (WLCG), což je celosvětová síť sestávající z výpočetních center a úložišť.

Pro koncové uživatele k lokálnímu využití však bývají i AOD soubory příliš velké a obsahující zbytečně příliš mnoho informací. Uživatelé tak z těchto souborů stahují potřebná data prostřednictvím tzv. *jobů* běžících na WLCG.

5.2 Zpracování dat

Při zpracování AOD je cílem zbavit se takových událostí, které nejsou relevantní či dostačující pro analýzu, například kvůli kontaminaci nebo chybějícím informacím. K tomu využíváme tzv. cutů, tedy požadavků, jejichž prostřednictvím příslušné události *odřízíme* od těch, které považujeme z hlediska daného kritéria za správné.

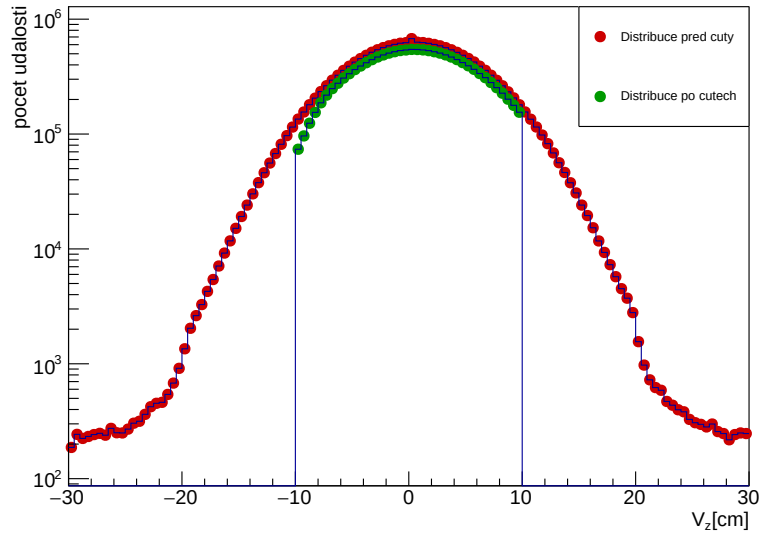
To, co bude dále uvedeno jsou jen příklady cutů, které se při zpracování dat na ALICE provádí. Takovýchto „zlepšení“ dat existuje velké množství a podrobněji se tím zabývá specializovaná skupina lidí, Data Preparation Group. Tato skupina připravuje též centralizovaný kód, který může každý user automaticky použít pro svou analýzu. Těmito cuty se především zbavíme *pile-up*, tj. situace, kdy během vyčítání srážky dojde k další srážce/srážkám, což ovlivní naměřená data.

Distribuce vertexu Prvním takovým cutem, který si uvedeme je cut na distribuci vertexu srážky v závislosti na ose z , tedy podél paprskové roury. Pro srážky, které probíhají na okraji detektoru, však pochopitelně není možné zaregistrovat všechny částice účastnící se srážky. Události, které jsou příliš vzdálené od prostředku detektoru nám tedy neposkytují dobré informace a chceme se jich zbavit. Konkrétně použijeme cut, který zachová pouze události s $|V_z| < 10$ cm. Distribuce jsou společně znázorněny na Obr. 5.1. Červeně je zde znázorněna původní distribuce, kde můžeme vidět události až s vertexem 30 cm. Také zde můžeme pozorovat zvláštní pík v bodě $V_z = 0$, který je způsoben skutečností, že událostem, které nemají dobře zrekonstruovaný vertex je přiřazena právě hodnota 0. Zeleně je zde vyobrazena distribuce vertexu po zmíněných cutech.

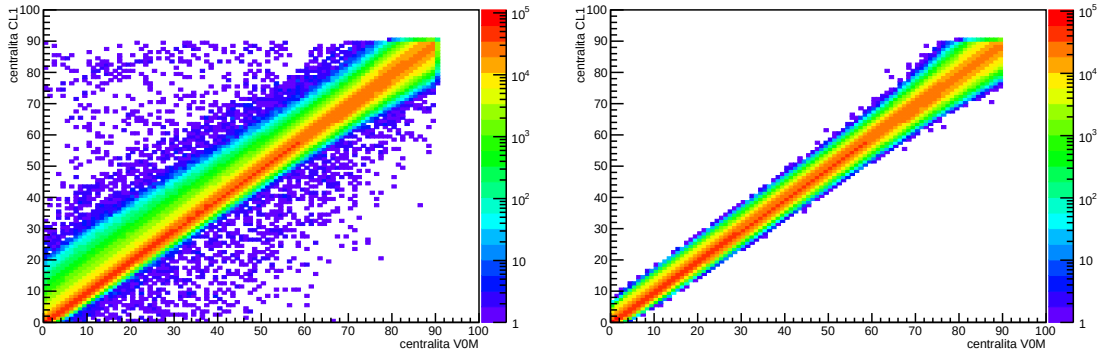
Estimátory centrality a multiplicity Jelikož informaci o centralitě dané srážky nám poskytuje větší množství estimátorů, měly by si tyto hodnoty navzájem odpovídat, tj. měli by mít maximální možnou korelaci. Události, pro které nám různé estimátory dávají odlišné hodnoty značí nějakou nepřesnost, a takové nechceme brát při výpočtech v potaz. Relevantním událostem tedy odpovídají položky na diagonále (viz. Obr. 5.2).

Výchozím estimátorem je V0M. Ten vychází z multiplicity změřené v rámci detektoru V0 a konvertuje ji na centralitu. Další estimátory vycházejí z dat změřených dalšími detektory, například estimátor CL1 odhaduje centrality pomocí multiplicity změřené v centrálním barelu.

Dalším cutem, jenž souvisí s centralitou je srovnání multiplicity naměřené v TPC a centralitou srážky spočtené za pomoci V0M. Tato korelace vychází z očekávání, že čím centrálnější máme srážku, tím více bychom měli pozorovat tracků. Opět



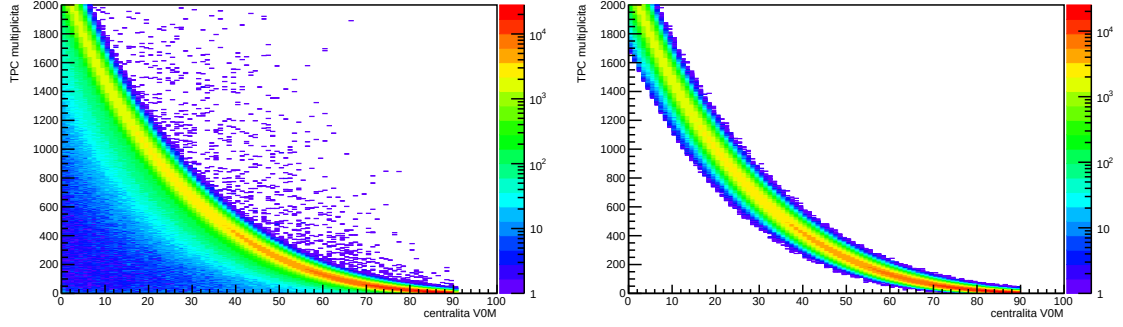
Obr. 5.1: Distribuce vertexu srážky v závislosti na ose z , tedy podél paprskové roury, v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Červeně jsou vykreslena všechna změřená data, zeleně distribuce po uplatnění cutu na události splňující podmínku $|V_z| < 10$ cm.



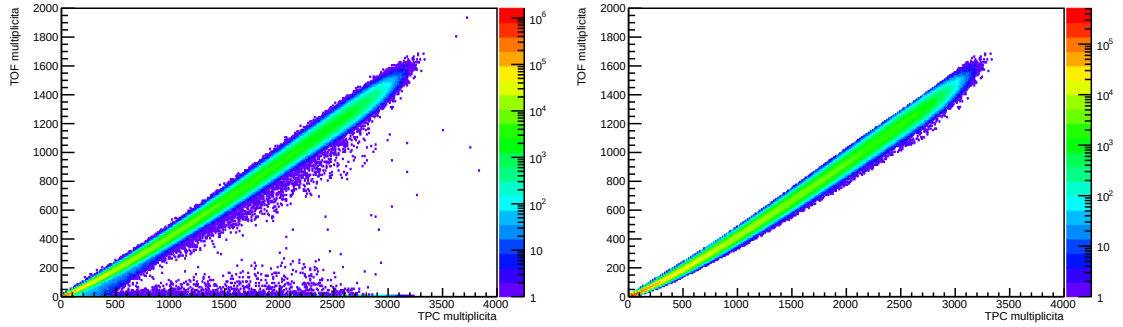
Obr. 5.2: Histogramy znázorňující počet částic s danou centralitou podle V0M na ose x a danou centralitou podle CL1 na ose y v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Vlevo histogram pro všechny změřené události. Vpravo histogram po cutech pro události s vzájemně korelujícími si hodnotami centrality podle V0M a CL1.

jako v předchozím cutu tedy platí, že položky mimo hlavní osu, které symbolizují události vykazující vysokou centralitu a málo tracků, nechceme uvažovat. Tento cut je znázorněn na Obr. 5.3.

Posledním cutem souvisejícím s centralitou a multiplicitou částic, který si uvedeme je korelace mezi počtem částic změřeným v TPC a počtem částic, které spustily trigger v TOF. Ze stejných důvodů jako ve dvou předchozích bodech nás zajímají právě události na hlavní diagonále (viz. Obr. 5.4).

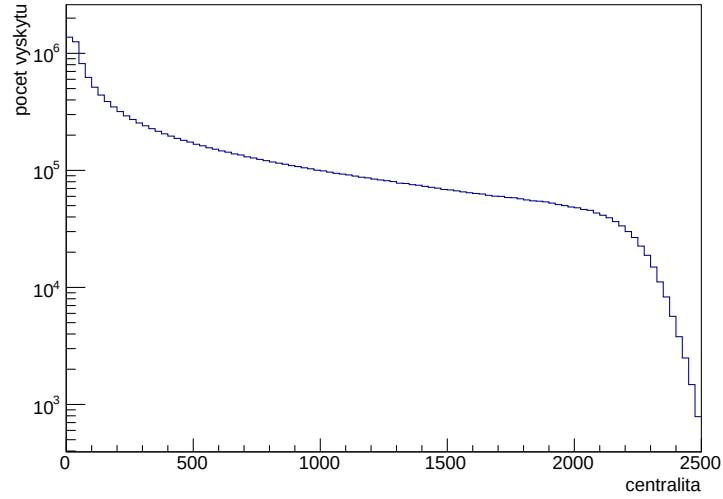


Obr. 5.3: Histogramy znázorňující počet událostí s danou centralitou částic podle V0M na ose x a danou multiplicitou naměřenou v TPC na ose y v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Vlevo histogram pro všechny změřené události. Vpravo histogram po cutech pro události s vzájemně odpovídajícími si hodnotami centrality podle V0M a multiplicity podle TPC.

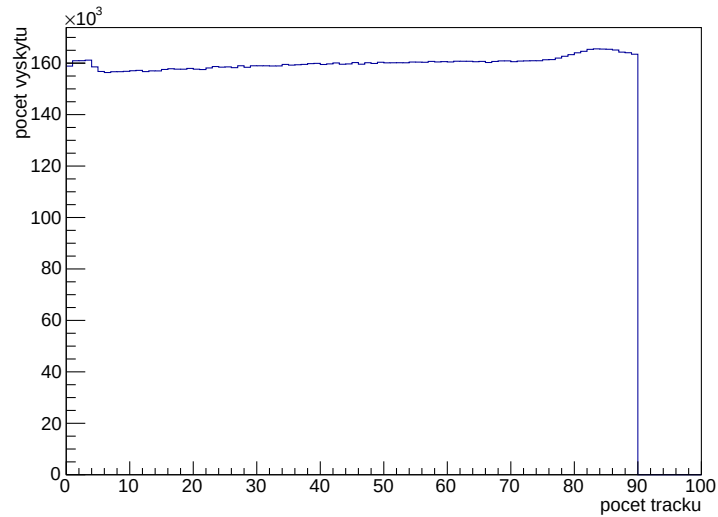


Obr. 5.4: Histogramy znázorňující počet událostí s danou multiplicitou částic podle TPC na ose x a podle TOF na ose y v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Vlevo histogram pro všechny změřené události. Vpravo histogram po cutech pro události s vzájemně korelujícími si hodnotami multiplicity podle TPC a TOF.

Výsledné distribuce Po provedení cutů na distribuci vertexu, centralitu a multiplicitu již můžeme vykreslit distribuci multiplicity (Obr. 5.5) a distribuci centrality (Obr. 5.6) z vybraných dat. Distribuce multiplicity vypadá přibližně tak, jak bychom očekávali, takže zde již není třeba nic upravovat. Avšak distribuce centrality by v ideálním případě měla být konstantní, což neodpovídá naší skutečnosti při velmi centrálních a velmi periferálních srážkách. Zde by tedy bylo na místě uplatnit na data další cuty a zjistit, co narušení konstantní povahy způsobuje.



Obr. 5.5: Distribuce multiplicity částic pro data vyhodnocená jako relevantní prostřednictvím zmíněných cutů na vertex, centralitu a multiplicitu, měřeno v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV.

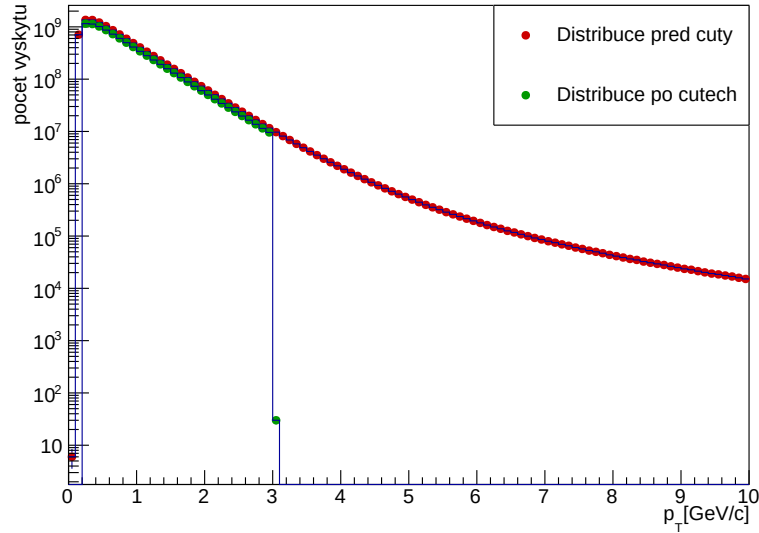


Obr. 5.6: Distribuce centrality částic pro data vyhodnocená jako relevantní prostřednictvím zmíněných cutů na vertex, centralitu a multiplicitu, měřeno v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV.

Dosavad jsme pomocí cutů prováděli výběr dobrých událostí. V momentě, kdy již máme dobré události vybrány, přichází na řadu selekce dobrých trajektorií.

Příčná hybnost Při analýze toku se uplatňuje omezení na příčnou hybnost $0,2 < p_T < 3,0$ GeV/c. Spodní mez je dána tím, že pro $p_T < 0,2$ GeV/c lze částice jen těžko zrekonstruovat v TPC a dochází tak k velkým ztrátám. Protože je efektivita rekonstrukce nízká, je lepší dané události vůbec neuvažovat. Horní mez vyřazuje částice, které mají příliš velkou energii, a proto pravděpodobně pochází z jetů, tj. spršek

částic vzniklých z vysoko-energetického partonu. Z hlediska zkoumání toku jsou jety nežádoucím jevem tvořícím přebytké pozadí. Distribuce p_T před a po cutech je vyobrazena na Obr. 5.7. Zde je červeně vyobrazena distribuce před jakýmkoli cuty a zeleně distribuce po cutech jen pro úsek $0,2 < p_T < 3,0 \text{ GeV}/c$.

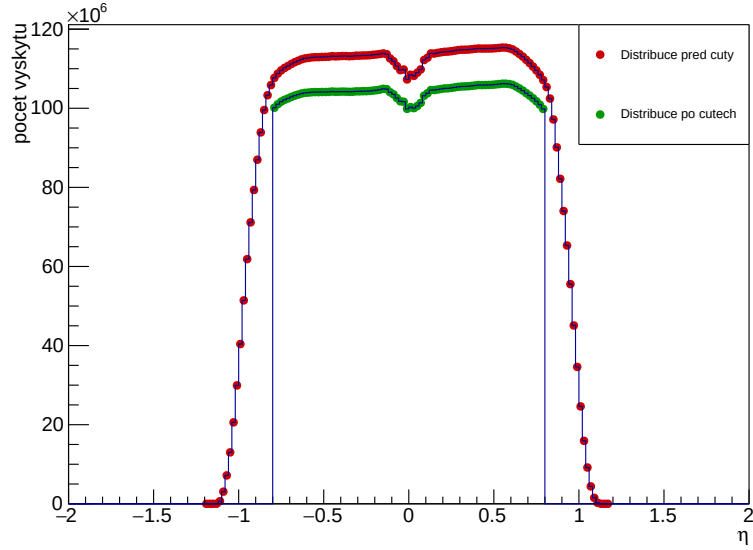


Obr. 5.7: Distribuce příčné hybnosti p_T částic v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$. Červeně jsou vykreslena všechna změřená data, zeleně distribuce po uplatnění cutů na trajektorie splňující podmínku $0,2 < p_T < 3,0 \text{ GeV}/c$.

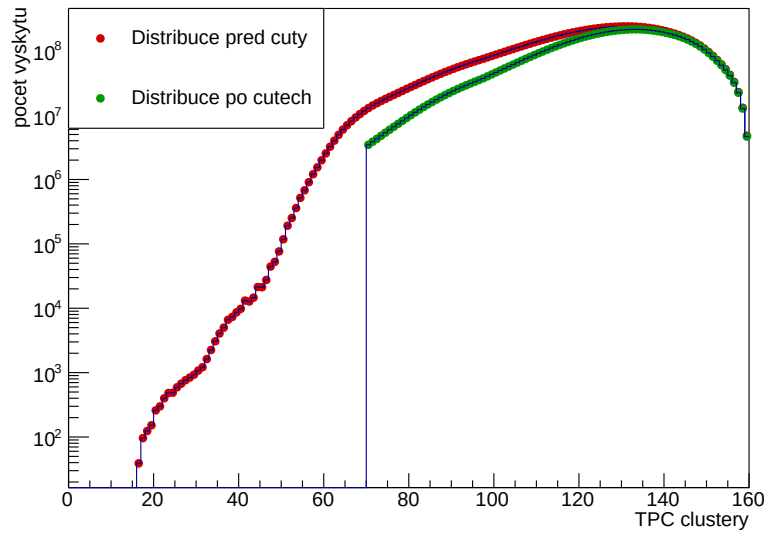
Pseudorapidita Z důvodu, že trajektorie na okraji detektoru nemají dobré vlastnosti a mají nižší efektivitu rekonstrukce, uplatňujeme na data cut pro pseudorapiditu $|\eta| < 0,8$. Díky tomu pak můžeme k rekonstrukci trajektorií částic využít celý objem TPC. Na Obr. 5.8 je červeně vidět původní distribuce a zeleně distribuce zbavená dat s rapiditou nevyhovující intervalu $|\eta| < 0,8$.

TPC clustery Cluster představuje jeden bod, který je zmapován při průchodu částice detektorem TPC. Pokud částice projde celým jeho objemem, dostaneme informaci z přibližně 160 clusterů. Ne všechny částice však projdou celým objemem, mohou projít jen jeho částí, a dostaneme potom informaci z méně clusterů. Čím méně máme clusterů, tím horší je kvalita fitu trajektorie. Z toho důvodu chceme uvažovat jen ty trajektorie, které splňují, že počet TPC clusterů je více než 70 (Obr. 5.9).

Výsledná distribuce Po uplatnění cutů na příčnou hybnost p_T , pseudorapiditu η a počet TPC clusterů můžeme vyobrazit distribuci azimutálního úhlu ϕ . V ideálním případě by tato distribuce měla být pro analýzu toku konstantní. Konstantní distribuci vyžadujeme z toho důvodu, že při analýze toku děláme korelace v azimutálním úhlu a místa s nízkou efektivitou měření by pro analýzu vypadala jako místa s nízkým počtem částic. To by evokovalo vysokou anizotropii a tedy tok. Proto je třeba, aby distribuce přes mnoho událostí byla konstantní. Naše distribuce, Obr. 5.10, však

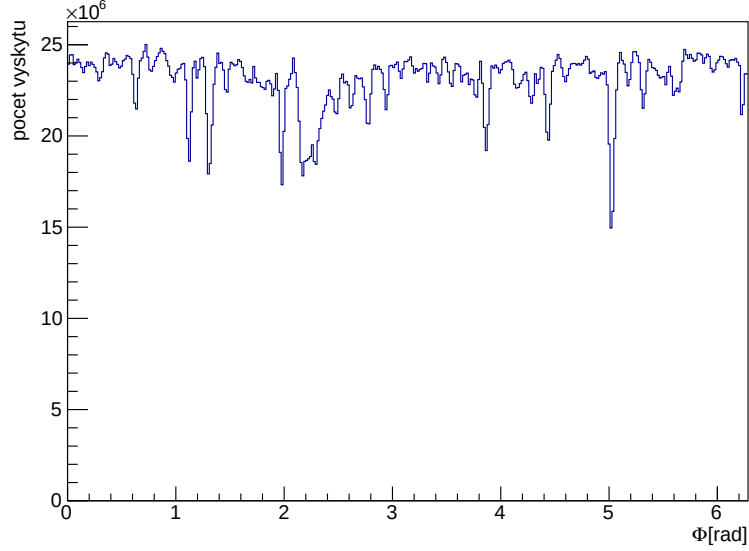


Obr. 5.8: Distribuce pseudorapidity η částic v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Červeně jsou vykreslena všechna změřená data, zeleně distribuce po uplatnění cutů na trajektorie splňující podmínku $|\eta| < 0,8$.



Obr. 5.9: Distribuce počtu zaregistrovaných clusterů události v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Červeně jsou vykreslena všechna změřená data, zeleně distribuce po uplatnění cutů na trajektorie splňující podmínku počet TPC clusterů > 70 .

očividně konstantní není. To je dáno například tím, že TPC se skládá z asi 18 sektorů, mezi nimiž jsou pochopitelně z technických důvodů mrtvá místa. S tím už nám však žádný cut není schopen pomoci. Jsme to ale schopni řešit pomocí metody Generic Framework, která nám umožňuje aplikovat na trajektorie různé váhy.



Obr. 5.10: Distribuce azimutálního úhlu ϕ po uplatnění cutu na příčnou hybnost p_T , pseudorapiditu η a počet TPC clusterů v PbPb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV.

5.3 Metody k výpočtu korelací

5.3.1 Multi-částicové korelace

Již dříve jsme popsali metodu měření v_n pomocí korelací a kumulantů. Zaměřme se nyní na to, jak dostaneme korelace. Tyto výpočty jsou prováděny prostřednictvím jobů na WLCG.

Připomeňme si důležité vztahy. m -částicová korelace pro jednu událost je dána jako

$$\langle m \rangle = \langle e^{in(\varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_{\frac{m}{2}-1} - \varphi_{\frac{m}{2}} - \dots - \varphi_m)} \rangle \quad (5.1)$$

$$= \frac{1}{\binom{M}{m} m!} \sum_{\substack{i_1, \dots, i_m=1 \\ i_1 \neq \dots \neq i_m}}^M e^{in(\varphi_{i_1} + \varphi_{i_2} + \dots + \varphi_{i_{\frac{m}{2}-1}} - \varphi_{i_{\frac{m}{2}}} - \dots - \varphi_{i_m})} \quad (5.2)$$

kde $\langle . \rangle$ představuje průměr přes všechny možné kombinace m nabitých částic a M je celkový počet nabitých částic. Korelace pro událost je pak dána jako

$$\langle \langle m \rangle \rangle = \langle \langle e^{in(\varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_{\frac{m}{2}-1} - \varphi_{\frac{m}{2}} - \dots - \varphi_m)} \rangle \rangle, \quad (5.3)$$

kde $\langle \langle . \rangle \rangle$ je průměr přes podobné události.

Vypočítat tyto korelace je však poměrně obtížné. Již pro dvou-částicové korelace je třeba využít 2 vnořené cykly běžící přes všechny částice a pro více-částicové korelace tak náročnost algoritmu prudce roste.

```

for int  $i = 0; i < M; i++$  do
|   for int  $j = 0; j < M; j++$  do
|   |   if  $i = j$  then
|   |   |   continue;
|   |   end
|   |    $korelace = korelace + \exp(in(\varphi_i - \varphi_j))$ 
|   end
end

```

5.3.2 Q kumulanty

Výpočetně snazší procesy nám umožňuje metoda *Q-kumulantů* podle [62]. Tato metoda využívá *Q*-vektory, kde Q_n vektory jsou definovány jako

$$Q_n = \sum_{k=1}^M e^{in\varphi_k} \quad (5.4)$$

a díky tomu pro dvou-částicovou korelaci dostaneme

$$\langle\langle 2 \rangle\rangle = \frac{|Q_n|^2 - M}{M(M-1)}, \quad (5.5)$$

kde

$$|Q_n|^2 = Q_n Q_n^* = \sum_{i,j=1}^M e^{in(\varphi_i - \varphi_j)} \quad (5.6)$$

představuje všechny možné dvou-částicové korelace včetně korelace částice se sebou samou. Tuto skutečnost nám však řeší odečtení faktoru M v (5.5).

Výpočetní algoritmus pak obsahuje pouze jeden cyklus přes částice, což značně usnadňuje výpočet.

```

for int  $k = 0; k < M; k++$  do
|    $Q = Q + e^{in\varphi_k};$ 
end
 $Q^* = \text{Re}(Q) - i \cdot \text{Im}(Q);$ 
 $korelace = (Q \cdot Q^* - M) / (M(M-1));$ 

```

Ekvivalentně i pro více-částicové korelace pak nejsou využívány vnořené cykly, což zejména pro vyšší korelace výpočet znatelně zrychluje.

5.3.3 Generic Framework

Generic Framework je efektivní a univerzální metoda pro výpočet m -částicových korelací, která byla popsána v [63]. Tato metoda umožňuje korekce nepřesností jednotlivých detektorů, například neuniformního úhlového rozdělení.

Metoda je založena na tom, že mimo azimutálních úhlů φ přidělíme rekonstruovaným drahám ještě váhu w . Z toho důvodu je třeba definovat vážený Q vektor

$$Q_{n,p} = \sum_{k=1}^M w_k^p e^{in\varphi_k}, \quad Q_{-n,p} = Q_{n,p}^*, \quad (5.7)$$

kde n označuje příslušnou harmoniku a p mocnost. Všimněme si, že pro všechna $w_k = 1$ je metoda shodná s metodou Q-kumulantů.

Za pomoci vah, m -částicová korelace může být zapsána jako

$$\langle m \rangle_{n_1, n_2, \dots, n_m} \equiv \frac{\sum_{k_1, k_2, \dots, k_m=1}^M w_{k_1} w_{k_2} \cdots w_{k_m} e^{i(n_1 \varphi_{k_1} + n_2 \varphi_{k_2} + \cdots + n_m \varphi_{k_m})}}{\sum_{k_1, k_2, \dots, k_m=1}^M w_{k_1} w_{k_2} \cdots w_{k_m}}, \quad (5.8)$$

přičemž čitatel ve zlomku bývá označován jako $N\langle m \rangle_{n_1, n_2, \dots, n_m}$ a jmenovatel jako $D\langle m \rangle_{n_1, n_2, \dots, n_m}$. Navíc zřejmě platí, že

$$D\langle m \rangle_{n_1, n_2, \dots, n_m} = N\langle m \rangle_{0, 0, \dots, 0}. \quad (5.9)$$

Pro výpočet dvou-částicové korelace máme vztahy

$$\begin{aligned} N\langle 2 \rangle_{n_1, n_2} &= Q_{n_1, 1} Q_{n_2, 1} - Q_{n_1+n_2, 2}, \\ D\langle 2 \rangle_{1, 1, n_2} &= N\langle 2 \rangle_{0, 0} = Q_{0, 1}^2 - Q_{0, 2}, \end{aligned} \quad (5.10)$$

takže

$$\langle 2 \rangle = \frac{Q_{n_1, 1} Q_{n_2, 1} - Q_{n_1+n_2, 2}}{Q_{0, 1}^2 - Q_{0, 2}}. \quad (5.11)$$

Uveďme si pro ilustraci ještě rovnice pro $N\langle m \rangle_{n_1, n_2, \dots, n_m}$, kde $m = 3, 4$:

$$\begin{aligned} N\langle 3 \rangle_{n_1, n_2, n_3} &= Q_{n_1, 1} Q_{n_2, 1} Q_{n_3, 1} - Q_{n_1+n_2, 2} Q_{n_3, 1} - Q_{n_2, 1} Q_{n_1+n_3, 2} \\ &\quad - Q_{n_1, 1} Q_{n_2+n_3, 2} + 2Q_{n_1+n_2+n_3, 3}, \end{aligned} \quad (5.12)$$

$$\begin{aligned} N\langle 4 \rangle_{n_1, n_2, n_3, n_4} &= Q_{n_1, 1} Q_{n_2, 1} Q_{n_3, 1} Q_{n_4, 1} - Q_{n_1+n_2, 2} Q_{n_3, 1} Q_{n_4, 1} \\ &\quad - Q_{n_2, 1} Q_{n_1+n_3, 2} Q_{n_4, 1} - Q_{n_1, 1} Q_{n_2+n_3, 2} Q_{n_4, 1} \\ &\quad + 2Q_{n_1+n_2+n_3, 3} Q_{n_4, 1} - Q_{n_2, 1} Q_{n_3, 1} Q_{n_1+n_4, 2} \\ &\quad + Q_{n_2+n_3, 2} Q_{n_1+n_4, 2} - Q_{n_1, 1} Q_{n_3, 1} Q_{n_2+n_4, 2} \\ &\quad + Q_{n_1+n_3, 2} Q_{n_2+n_4, 2} + 2Q_{n_3, 1} Q_{n_1+n_2+n_4, 3} \\ &\quad - Q_{n_1, 1} Q_{n_2, 1} Q_{n_3+n_4, 2} + Q_{n_1+n_2, 2} Q_{n_3+n_4, 2} \\ &\quad + 2Q_{n_2, 1} Q_{n_1+n_3+n_4, 3} + 2Q_{n_1, 1} Q_{n_2+n_3+n_4, 3} \\ &\quad - 6Q_{n_1+n_2+n_3+n_4, 4}. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Problémem je skutečnost, že pro vyšší korelace množství členů velmi rychle narůstá a explicitní zápis již začíná být velmi náročný - z hlediska psaní kódu i z hlediska výpočetní kapacity.

Na základě skutečnosti, že $N\langle m \rangle_{n_1, n_2, \dots, n_m}$ pro jakékoli m se dá vyjádřit pomocí $N\langle i \rangle_{n_1, n_2, \dots, n_i}$, $i \in \{1, 2, \dots, m-1\}$ a Q vektorů, navrhl autor metody rekurzivní algoritmus pro výpočet.

Tento algoritmus má tvar:

```

if  $N\langle 1 \rangle_{n_1}$  then
|   return  $Q_{n_1,1}$ 
end
if  $N\langle m \rangle_{n_1, \dots, n_m}$  then
|    $C = 0$ ;
|   for  $int\ k = m-1; k > 0; k--$  do
|   |   for každá kombinace  $c = \{c_1, \dots, c_k\}$  a  $\{n_1, \dots, n_{m-1}\}$  do
|   |   |    $q = \sum_{j \text{ není v } c} n_j$ ;
|   |   |    $C = C + (-1)^{m-k} (m - k - 1)! \times N\langle k \rangle_{c_1, \dots, c_k} \times Q_{q, m-k}$ ;
|   |   end
|   end
|   return  $C$ ;
end

```

Výstupem z Generic Framework jsou korelace, z nichž na základě metod popsaných ve 2. kapitole lze spočítat kumulanty a následně koeficienty toku v_n . To je předmětem budoucích studií.

Diskuze a závěr

Cílem této práce bylo seznámit se s fyzikou mikrosvěta, pojmem kvark-gluonové plazma a analýzou souvisejících experimentálních dat z experimentu ALICE na LHC.

V úvodu této práce tak byla rozebrána fyzika mikrosvěta z historického hlediska od starověkého Řeka až po současné poznatky. Blíže zde pak bylo rozebráno téma kvark-gluonového plazmatu. Zde byla popsána jádro-jaderná srážka, průběh jádro-jaderné srážky a s tím související fázový diagram jaderné hmoty. Následně jsem zmínila veličiny, které jsou důležité pro popis kvark-gluonové plazmy a sondy, pomocí nichž můžeme kvark-gluonové plazma zkoumat.

Důležitým pojmem pro tuto práci byl anizotropní tok. Vysvětlila jsem, co pojem anizotropní tok představuje, a co to jsou koeficienty toku. Protože tok nejsme schopni experimentálně měřit přímo, byla představena metoda zpracování experimentálních dat prostřednictvím korelací a kumulantů toku. Také je zde odprezentován souhrn důležitých již proběhlých měření toku na experimentu ALICE - první měření eliptického toku při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV v Pb-Pb srážkách, první článek zabývající se i vyššími harmonikami při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV v Pb-Pb srážkách, měření toku při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV v Pb-Pb srážkách, měření eliptického a trojúhelníkového toku pro různé částice v Pb-Pb srážkách pro energie $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV a $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV; a měření koeficientů toku ve srážkách Xe-Xe při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,44$ TeV.

Kapitoly 3 a 4 byly věnovány popisu toho, jak vznikl CERN a později i LHC, jak LHC funguje a jak vypadá a funguje experiment ALICE. Z částí LHC jsem prezentovala paprskovou rouru, radiofrekvenční dutiny, magnety, kryogenní a vakuový systém a zvláštní kapitola byla věnována injekčnímu řetězci. Také zde byla zmíněna proběhlá vylepšení LHC a výhled LHC do budoucna. Co se experimentu ALICE týče, popsala jsem ty jeho komponenty, které jsou nejdůležitější pro analýzu toku, tedy ITS a jeho části (SPD, SDD, SSD), TPC, TOF a V0 detektor. Jelikož právě na ALICE probíhají velké změny před spuštěním Run 3 na LHC, zmínila jsem i probíhající ITS upgrade a TPC upgrade.

Poslední kapitola byla věnována samotné analýze experimentálních dat. Nejprve bylo ozřejmeno, jak probíhá sběr dat a jaká data mám k dispozici ke své analýze. Následná analýza probíhala s daty z 50 ze 136 runů získaných během periody LHC18q. Analýza spočívala ve výběru vhodných událostí pomocí cutů na vertex, centralitu a multiplicitu; a následně volbě dobrých trajektorií pomocí cutů na příčnou hybnost, pseudorapiditu a TPC clustery.

Jedná se o analýzu nových dat z konce roku 2018 a při provedené úvodní analýze se zdá, že jsou v souladu s daty z předchozích let. Jediným problémem by mohla

být ne zcela konstantní distribuce centrality. Ta by se měla dále zkoumat, neboť pravděpodobně je zde ještě pile-up či jiné dosavad neznámé efekty.

Závěrem pak byly prezentovány metody, které slouží k výpočtu korelací z experimentálních dat. Nejprve jsem zmínila explicitní metodu vycházející z definice korelací, která je ale velmi výpočetně neefektivní již pro dvoučásticového korelace. Následně byly zmíněny dvě mnohem sofistikovanější a výpočetně lepší metody - Q kumulanty a Generic Framework. Na základě poslední zmíněné metody by bylo možné z dat, která jsem vybrala předchozí analýzou získat korelace a podle výpočetních metod ze 2. kapitoly pak vypočíst i koeficienty toku v_n .

Poslední zmíněné je předmětem budoucí analýzy. Další nepřesnosti v datech by pak bylo možno identifikovat například porovnáním v_n s publikovanými daty nabranými roku 2015.

Literatura

- [1] Žáček, J.: *Úvod do fyziky elementárních částic*. Karolinum, Praha, 2005. ISBN 8024611090.
- [2] I. Štoll: *Dějiny fyziky*. Prometheus, 2009. ISBN 978-80-7196-375-2.
- [3] T. Jackson: *Fyzika - 100 objevů, které změnily historii*. Slovart, 2014. ISBN 978-80-7391-893-4.
- [4] A. Einstein: *Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen*. Ann. Phys. 322: 549-560, 1905. doi:10.1002/andp.19053220806
- [5] J. J. Thomson: *Cathode rays*. Philosophical Magazine, 44, 1897.
- [6] E. Rutherford: *The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom*. Philosophical Magazine. Series 6, vol. 21., 1911.
- [7] File:Gold foil experiment conclusions.svg, Wikimedia Commons <https://commons.wikimedia.org/wiki>
- [8] M. B. Robinson, K. R. Bland, G. B. Cleaver, J. R. Dittman: *A Simple Introduction to Particle Physics*. 2008. arXiv:0810.3328v1 [hep-th]
- [9] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D98, 030001 (2018) and 2019 update
- [10] LHC experiments share highlights for 2018. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-18]. Dostupné z: <https://home.cern/news/news/physics/lhc-experiments-share-highlights-2018>
- [11] M. Thomson: *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013. ISBN: 9781139525367.
- [12] Snellings R.: *Elliptic flow: a brief review*. New Journal of Physics 13, 2011. doi:10.1088/1367-2630/13/5/055008.
- [13] S. Sarkar, H. Satz, B. Sinha: *The physics of quark-gluon plasma: Introductory lectures*. Springer, 2010. ISBN 978-3-642-02285-2.
- [14] K. Gajdošová: *Investigations of Collectivity in small and large collision systems at the LHC with ALICE*. University of Copenhagen, 2018.

- [15] Iancu, E. *QCD in heavy ion collisions*. 2012. arXiv:1205.0579v1 [hep-ph].
- [16] R. Stock: *Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram*. 2008. arXiv:0807.1610v1 [nucl-ex].
- [17] T. Nayak, B. Sinha: *Search and study of Quark Gluon Plasma at the CERN-LHC*. 2018. arXiv:0904.3428v1 [nucl-ex].
- [18] <https://www.bnl.gov/physics/best/> Citováno: 2019-05-10.
- [19] <http://na49info.web.cern.ch> Citováno: 2019-05-10.
- [20] R. Pasechnik, M. Sumbera: *Phenomenological Review on Quark-Gluon Plasma: Concepts vs. Observations*. Universe 3 no.1, 2017. arXiv:1611.01533v3 [hep-ph].
- [21] U. Heinz, R. Snellings: *Collective Flow and Viscosity in Relativistic Heavy-Ion Collisions*. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 63:123–51, 2013. DOI: 10.1146/annurev-nucl-102212-170540.
- [22] Chaudhuri, A. K. *A Short Course on Relativistic Heavy Ion Collisions*. IOP Publishing, Berlin Heidelberg, 2014. ISBN 978-0-750-31060-4.
- [23] ALICE Collaboration: *Nuclear modification factor of charged particles and light-flavour hadrons in p–Pb collisions measured by ALICE*. 2016. arXiv:1609.05665v1 [nucl-ex].
- [24] S. A. Voloshin, A. M. Poskanzer, R. Snellings: *Collective phenomena in non-central nuclear collisions*. 2008. arXiv:0809.2949v2 [nucl-ex].
- [25] W. Busza, K. Rajagopal, W. van der Schee: *Heavy Ion Collision: The Big Picture, and the Big Questions*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 2018. 68:1–49, 2010. arXiv:1802.04801v2 [hep-ph].
- [26] ALICE Collaboration: *Elliptic flow of charged particles in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*. 2017. arXiv:1011.3914v3 [nucl-ex].
- [27] ALICE Collaboration: *Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*. 2017. arXiv:1105.3865v3 [nucl-ex].
- [28] ALICE Collaboration: *Anisotropic flow of charged particles in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*. 2016. arXiv:1602.01119v2 [nucl-ex].
- [29] ALICE Collaboration: *Anisotropic flow of identified particles in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*. 2019. arXiv:1805.04390v2 [nucl-ex].
- [30] ALICE Collaboration: *Anisotropic flow in Xe–Xe collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV*. 2019. arXiv:1805.01832v2 [nucl-ex].
- [31] Accelerators. In: Home CERN [online]. CERN, 2019 [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://home.cern/science/accelerators>

- [32] The Large Hadron Collider. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>
- [33] Origins. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/origins>
- [34] The European Organization for Nuclear Research is born. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/european-organization-nuclear-research-born>
- [35] CERN's first accelerator - the Synchrocyclotron - starts up. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/cerns-first-accelerator-synchrocyclotron-starts>
- [36] The Proton Synchrotron starts up. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/proton-synchrotron-starts>
- [37] Council commissions the Super Proton Synchrotron. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/council-commissions-super-proton-synchrotron>
- [38] The Super Proton Synchrotron starts up. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/super-proton-synchrotron-starts>
- [39] LEP tunnel completed. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/lep-tunnel-completed>
- [40] CMS and ATLAS experiments approved. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/cms-and-atlas-experiments-approved>
- [41] Antiproton Decelerator approved. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/antiproton-decelerator-approved>
- [42] ALICE experiment approved. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/alice-experiment-approved>
- [43] LHCb experiment approved. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/lhcb-experiment-approved>
- [44] World's largest superconducting magnet switches on. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/worlds-largest-superconducting-magnet-switches>
- [45] LHC starts. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/lhc-starts>

- [46] Incident at the LHC. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://timeline.web.cern.ch/incident-lhc>
- [47] L. Evans, P. Bryant: *LHC Machine*. JINST 3, S08001, 2008.
- [48] Pulling together: Superconducting electromagnets. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-18]. Dostupné z: <https://home.cern/science/engineering/pulling-together-superconducting-electromagnets>
- [49] Linear accelerator 2. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://home.cern/science/accelerators/linear-accelerator-2>
- [50] Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-18]. Dostupné z: <https://home.cern/>
- [51] Linear accelerator 3. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://home.cern/science/accelerators/linear-accelerator-3>
- [52] The Proton Synchrotron Booster. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://home.cern/science/accelerators/proton-synchrotron-booster>
- [53] The Low Energy Ion Ring. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://home.cern/science/accelerators/low-energy-ion-ring>
- [54] The Proton Synchrotron. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://home.cern/science/accelerators/proton-synchrotron>
- [55] The Super Proton Synchrotron. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-17]. Dostupné z: <https://home.cern/science/accelerators/super-proton-synchrotron>
- [56] High-Luminosity LHC. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-18]. Dostupné z: <https://home.cern/science/accelerators/high-luminosity-lhc>
- [57] K. Aadmont: *The ALICE experiment at the CERN LHC*. JINST 3, S08002, 2008.
- [58] G. F. Knoll: *Radiation Detection and Measurement, 4th Edition*. John Wiley and Sons Ltd, 2010. ISBN: 978-0-470-13148-0.
- [59] More details on the ALICE ITS. In: Alice Web CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-18]. Dostupné z: <http://alice.web.cern.ch/detectors/more-details-alice-its>
- [60] More details on the ALICE TPC. In: Alice Web CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-18]. Dostupné z: <http://alice.web.cern.ch/detectors/more-details-alice-tpc>
- [61] Facts and figures about LHC. In: Home CERN [online]. CERN [cit. 2019-06-18]. Dostupné z: <https://home.cern/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc>

- [62] A. Bilandzic: *Anisotropic Flow Measurements in ALICE at the Large Hadron Collider*. 2012.
- [63] A. Bilandzic, Ch. H. Christensen, K. Gulbrandsen, A. Hansen, Y. Zhou: *Generic framework for anisotropic flow analyses with multiparticle azimuthal correlations*. Physical Review C 89, 2014. doi: 10.1103/PhysRevC.89.064904.