

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



# Jaderná hmota v extrémních podmínkách

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracovala: Michaela Svěráková

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

Rok: 2022



Czech Technical University in Prague  
Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering

Department of Physics

Field: Experimental Nuclear and Particle Physics



# Nuclear matter in extreme conditions

BACHELOR'S THESIS

Author: Michaela Svěráková  
Supervisor: doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.  
Year: 2022





*Katedra:* fyziky

*Akademický rok:* 2021/2022

## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

*Student:* Michaela Svěráková

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Název práce:* Jaderná hmota v extrémních podmínkách  
(česky)

*Název práce:* Nuclear matter under extreme conditions  
(anglicky)

*Pokyny pro vypracování:*

- 1) Velký třesk a kvark-gluonové plazma
- 2) Experimentální program na LHC a RHIC: ALICE, STAR
- 3) Experimentální program na Elektron-Ion urychlovači
- 4) Identifikace částic v datech experimentu STAR
- 5) Diskuse

*Doporučená literatura:*

- [1] R. Vogt: Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions, Elsevier 2007
- [2] S.Sarkar, H. Satz and B. Sinha: The Physics of the Quark-Gluon Plasma, Lecture Notes in Physics, Springer, 2010
- [3] W. Busza, K. Rajagopal and W. van der Schee: Heavy Ion Collisions: The Big Picture and the Big Questions, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2018. 68:339–76
- [4] E. Shuryak: Strongly coupled quark-gluon plasma in heavy ion collisions, Rev. Mod. Phys. 89, 035001
- [5] P. Rosnet: Quark-Gluon Plasma: From accelerator experiments to early universe, arXiv:1510.04200 [hep-ph]
- [6] R. A. Khalek, et al.: Science Requirements and Detector Concepts for the Electron-Ion Collider: EIC Yellow Report, arXiv:2103.05419 [physics.ins-det]

*Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:*

doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

*Jméno a pracoviště konzultanta:*

Ing. Tomáš Truhlář, Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

*Datum zadání bakalářské práce:* 20.10.2021

*Termín odevzdání bakalářské práce:* 07.07.2022

*Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.*

.....  
*garant oboru*

.....  
*vedoucí katedry*



.....  
*děkan*

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) 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 .....

.....  
Michaela Svěráková





## **Poděkování**

Děkuji doc. Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi, Ph.D. za trpělivost a odborné rady, které mi pomohly pochopit zkoumanou problematiku. Dále děkuji Ing. Tomášovi Truhlářovi za podporu a trpělivost při konzultování analýzy dat a Włodek Guryn, Ph.D. za poskytnutí cenných odborných informací pro zpracování závěrečné kapitoly. Také bych chtěla poděkovat mé rodině a přátelům za podporu během studia i psaní této práce.

Michaela Svěráková



*Název práce:*

## **Jaderná hmota v extrémních podmínkách**

*Autor:* Michaela Svěráková

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*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,  
České vysoké učení technické v Praze

*Konzultant:* Ing. Tomáš Truhlář,  
Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská,  
České vysoké učení technické v Praze

*Abstrakt:* Kvark-gluonové plazma (QGP) je extrémním stavem hmoty, který může vznikat při velkých hustotách a teplotách v ultra-relativistických srážkách těžkých jader. Zkoumání jeho vlastností a vývoje umožňuje získávat informace o stavu vesmíru pár mikrosekund po Velkém třesku a zároveň hledat kritický bod ve fázovém diagramu QCD. Vlastnosti QGP nejsou sledovány přímo, ale skrz charakteristické jevy ve srážkách těžkých jader. Zatím pozorovatelné projevy QGP zahrnují například zhášení jetů nebo modifikaci produkce kvarkonií. Mezi urychlovače částic umožňující tyto srážky při dostatečných energiích patří LHC v CERNu a RHIC v BNL. Na urychlovačích mohou probíhat také srážky protonů. Zkoumáním centrální produkce v protonových srážkách na RHICu z roku 2017 pomocí experimentu STAR se zabývá analýza dat v této práci. Pomocí hlavního rozpadového kanálu na pionový pár je rekonstruován mezon  $K_S^0$ . Získána je jeho invariantní hmotnost  $m_{K_S^0} = 496,4 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$  a výtěžek jako: 75 291.

*Klíčová slova:* srážky těžkých jader, kvark-gluonové plazma, urychlovací komplexy, hadronová difrakce, rekonstrukce mezonu  $K_S^0$



*Title:*

## **Nuclear matter in extreme conditions**

*Author:* Michaela Svěráková

*Programme:* Application of Natural Sciences

*Field:* Experimental Nuclear and Particle Physics

*Type of thesis:* Bachelor thesis

*Supervisor:* doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.,  
Department of Physics, Faculty of Nuclear Sciences and Physical  
Engineering, Czech Technical University in Prague

*Consultant:* Ing. Tomáš Truhlář,  
Department of Physics, Faculty of Nuclear Sciences and Physical  
Engineering, Czech Technical University in Prague

*Abstract:* Quark-gluon plasma (QGP) is an extreme state of matter which can be created at high densities and temperatures in ultra-relativistic heavy-ion collisions. Research of its properties and evolution allows for obtaining information about the state of the Universe a few microseconds after the Big Bang and the pursuit of finding a critical point in the QCD phase diagram. Properties of QGP are not observed directly but through characteristic phenomena in heavy-ion collisions. So far observed manifestations of QGP include jet quenching and modification of quarkonia production. Among particle colliders allowing these collisions at high enough energies are LHC at CERN and RHIC at BNL. At these colliders it is also possible to have collisions of protons. Research of central production in proton collisions at RHIC from 2017 is studied in the data analysis in this work. Meson  $K_S^0$  is reconstructed through its main decay channel into pion pair. Results are obtained in the form of invariant mass  $m_{K_S^0} = 496,4 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$  and the  $K_S^0$  yield 75 291.

*Key words:* heavy-ion collisions, quark-gluon plasma, particle collider complexes, hadronic diffraction, reconstruction of  $K_S^0$  meson



# Obsah

Seznam obrázků	xv
Úvod	1
<b>1 Velký třesk a kvark-gluonové plazma</b>	<b>3</b>
1.1 Standardní model částicové fyziky	3
1.2 Kvantová chromodynamika	5
1.3 Standardní kosmologický model	6
1.4 Fázový diagram QCD	9
1.5 Veličiny používané k popisu srážek částic	11
1.6 Popis srážky těžkých jader	12
1.6.1 Necentrální srážky	15
1.7 Vlastnosti QGP	17
1.7.1 Kolektivní chování	17
1.7.2 Zhášení jetů	21
1.7.3 Přímé fotony	23
1.7.4 Kvarkonia	25
<b>2 Experimentální program ALICE na LHC</b>	<b>27</b>
2.1 CERN	27
2.2 LHC	28
2.3 ALICE	29
2.3.1 Výsledky a plánovaná vylepšení	31
<b>3 Experimentální program na RHIC na EIC</b>	<b>33</b>
3.1 BNL	33
3.2 RHIC	34
3.3 STAR	36
3.4 Výsledky a plánovaná vylepšení	40
3.5 EIC	43
3.5.1 Podoba projektu	43
3.5.2 Fyzikální motivace	44
<b>4 Identifikace částic v datech experimentu STAR</b>	<b>47</b>
4.1 Teoretický rámec - hadronová difrakce	47
4.2 Analýza CIP $pp$ srážek $\sqrt{s} = 510$ GeV	49
4.2.1 Formát dat a přístup	50
4.2.2 Popis analýzy dat	50
4.2.3 Invariantní hmotnost a výtěžek $K_S^0$	55

<b>Závěr</b>	<b>59</b>
<b>Bibliografie</b>	<b>61</b>
<b>Přílohy</b>	<b>67</b>
A Anglicko-český slovník použitých pojmů . . . . .	67



# Seznam obrázků

1.1	Rozdělení částic podle Standardního modelu částicové fyziky. . . . .	3
1.2	Shrnutí výsledků měření vazbové konstanty silné interakce $\alpha_S$ v závislosti na přenesené čtyřhybnosti $Q$ . . . . .	6
1.3	Schéma časového vývoje vesmíru. . . . .	7
1.4	Kvadrát rychlosti zvuku $c_S^2$ v závislosti na teplotě $T$ a energetické hustotě $\epsilon$ . . . . .	9
1.5	Vývoj stupňů volnosti v závislosti na teplotě. . . . .	10
1.6	Schémata fázových diagramů QCD a vody. . . . .	10
1.7	Vývoj dostupných energií srážek částic v čase. . . . .	12
1.8	Schéma vývoje systému po srážce těžkých jader v čase a prostoru. . . . .	13
1.9	Schéma dvou fází necentrální srážky těžkých jader při srážkovém parametru $b$ . . . . .	15
1.10	Schéma příčného pohledu necentrální srážky těžkých jader. . . . .	16
1.11	Centralita v závislosti na četnosti nabitých částic finálního stavu $N_{ch}$ . . . . .	17
1.12	Schéma příčného pohledu na srážku těžkých jader s vyznačenou reaktivní rovinou RP a rovinou účastnicích se nukleonů PP. . . . .	18
1.13	Schémata rozložení částic v příčné rovině pro různé hodnoty $v_2$ a $v_2\{2\}$ . . . . .	19
1.14	Eliptický tok $v_2$ v závislosti na příčné hybnosti $p_T$ pro zkoumání hodnoty poměru $\eta/s$ . . . . .	19
1.15	Závislosti eliptického toku $v_2$ na příčné hybnosti $p_T$ vykreslené pro piony a protony. . . . .	19
1.16	Závislost eliptického toku $v_2$ na energii srážky $\sqrt{s_{NN}}$ . . . . .	20
1.17	Eliptický tok získaný z dvou-částicových korelací $v_2\{2\}$ v závislosti na příčné hybnosti vykreslený pro různé hadrony. . . . .	21
1.18	Závislost toku $v_n$ získaného z dvou-částicových korelací na multiplicitě nabitých částic $N_{ch}$ pro různé srážené systémy a závislost eliptického toku $v_2$ získaného z více-částicových korelací na multiplicitě nabitých částic $N_{ch}$ pro různé srážené systémy. . . . .	22
1.19	Příčná energie hlavního a druhého hlavního jetu v rovině pseudorapidity $\eta$ vůči azimutálnímu úhlu $\phi$ změřena na CMS. . . . .	23
1.20	Jaderný modifikační faktor $R_{AA}$ jako funkce příčné hybnosti jetů $p_T$ vykreslený pro čtyři rozsahy centrality. . . . .	23
1.21	Jaderný modifikační faktor $R_{AA}$ jako funkce příčné hybnosti $p_T$ pro různé nabitě hadrony vykreslený pro šest tříd centrality. . . . .	24
1.22	Eliptický tok přímých fotonů. . . . .	24
1.23	Distribuce invariantní hmotnosti mionových páru pro stavy $\Upsilon$ (1S), $\Upsilon$ (2S) a $\Upsilon$ (3S). . . . .	25
1.24	Eliptický tok $v_2$ v závislosti na příčné hybnosti $p_T$ pro $J/\psi$ a $\Upsilon$ (1S). . . . .	26

2.1	Přehled zařízení, které jsou součástí areálu CERNu s vyznačenými urychlovači a experimenty. . . . .	28
2.2	Systém detektorů, které jsou součástí experimentu ALICE na LHC. . . . .	30
2.3	Simulace měření pro eliptický tok získaný z dvou-částicových korelací $v_2\{2\}$ v závislosti na příčné hybnosti vykreslený pro různé hadrony. . . . .	32
2.4	Simulace měření pro jaderný modifikační faktor $R_{AA}$ jako funkce příčné hybnosti spršek částic $p_T$ vykreslený pro čtyři rozsahy centrality. . . . .	32
2.5	Simulace měření pro eliptický tok $v_2$ v závislosti na příčné hybnosti pro $J/\psi$ a $\Upsilon$ (1S) a $\Upsilon$ (2S). . . . .	32
3.1	Znázornění urychlovacího komplexu BNL - RHIC a jeho předurychlovačů. . . . .	34
3.2	Schéma rozmístění detektorů experimentu STAR z roku 2017. . . . .	37
3.3	Podélný průřez centrálním detektorem experimentu STAR. . . . .	37
3.4	Detail částí modulu MRPC, který tvoří detektor TOF na STAR. . . . .	38
3.5	Schéma rozložení velkých a malých dlaždic, které tvoří detektor BBC na STAR. . . . .	39
3.6	Detail Římské nádoby. . . . .	39
3.7	Schéma křemíkových detektorů tvořících RP. . . . .	39
3.8	Schéma umístění systému dopředných detektorů STAR. . . . .	40
3.9	Simulace měření toků $v_2$ a $v_3$ jako funkce multiplicity nabitých částic $N_{ch}$ pro různé malé srážené systémy. . . . .	41
3.10	Simulace měření anizotropického toku $v_n$ ( $v_2$ a $v_3$ ) jako funkce příčné hybnosti $p_T$ pro $J/\psi$ . . . . .	42
3.11	Simulace měření distribuce invariantní hmotnosti elektronových párů vznikajících rozpadem z $\Upsilon$ a jaderného modifikačního faktoru $R_{AA}$ jako funkce příčné hybnosti $p_T$ pro $\Upsilon$ . . . . .	42
3.12	Přehled plánované podoby komplexu EIC. . . . .	43
3.13	CAD model detektoru pro EIC. . . . .	44
3.14	Návrhy ECCE a ATHENA pro detektory EIC. . . . .	45
4.1	Schéma tří druhů měkkých procesů při srážkách dvou protonů. . . . .	48
4.2	Schéma centrálního difrakčního procesu. . . . .	49
4.3	Schéma experimentálního uspořádání detektorů použitých v rámci analýzy dat. . . . .	49
4.4	Histogram zobrazující proces získání událostí vhodných pro další analýzu. . . . .	51
4.5	Histogram zobrazující počet drah zaznamenaných v RP. . . . .	51
4.6	Rovina hybností $p_x$ vs. $p_y$ dopředných protonů zaznamenaných v RP. . . . .	52
4.7	Hybnostní rovina událostí zbylých po aplikování kritéria na hybnosti dopředných protonů. . . . .	52
4.8	Vzdálenost primárního vrcholu událostí v ose $z$ od středu detektoru. . . . .	52
4.9	Distribuce pseudorapidity událostí. . . . .	53
4.10	Distribuce počtu bodů použitých při rekonstrukci dráhy nabitě částice v TPC. . . . .	54
4.11	Distribuce počtu bodů použitých při ztráty energie na jednotku vzdálenosti nabitě částice. . . . .	54
4.12	Distribuce vzdálenosti nejbližšího přiblížení drah částic z pohledu osy $z$ . . . . .	55

4.13	Distribuce vzdálenosti nejbližšího přiblížení drah částic v rovině $xy$ . . . . .	55
4.14	Distribuce invariantní hmotnosti dvojice pionů z událostí vybraných popsanými selekčními kritérii. . . . .	56
4.15	Distribuce invariantní hmotnosti pionových párů z událostí vybraných selekčními kritérii přiblížená na oblasti $0,4 - 0,6 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	56
4.16	Distribuce invariantní hmotnosti pionových párů přiblížená na oblasti $0,4 - 0,6 \text{ GeV}/c^2$ po proložení dat v oblasti vrcholu. . . . .	57
4.17	Distribuce invariantní hmotnosti pionových párů z událostí vybraných pomocí popsaných selekčních kritérii s vykreslenými funkcemi pro získání výtěžku $K_S^0$ . . . . .	58



# Úvod

Zkoumání chování jaderné hmoty v extrémních podmínkách je jedním z fundamentálních odvětví částicové fyziky. Díky srážkám těžkých iontů, které probíhají při velkých srážkových energiích na velkých kruhových urychlovačích částic, je možné za ohromných hustot a teplot sledovat vývoj vznikajícího stavu jaderné hmoty zvané kvark-gluonové plazma (QGP). Jde o extrémní stav hmoty, v němž dochází k rozvolnění kvarků a gluonů původně vázaných v hadronech na silně interagující médium chovající se jako dokonalá relativistická hydrodynamická tekutina.

Mezi důvody ke zkoumání tohoto média patří jasná souvislost evoluce QGP po srážce s vývojem média, které vyplňovalo vesmír pár mikrosekund po Velkém třesku a jeho fázovými přechody. Dalším důvodem ke zkoumání QGP a jeho vývoje je objasnění podoby fázového diagramu kvantové chromodynamiky a související hledání kritického bodu, který ukončuje linii fázového přechodu prvního druhu z hadronového plynu na QGP. Aby bylo prozkoumávání fázového diagramu možné je třeba zkoumat srážky těžkých iontů o různých srážkových energiích. Na největším urychlovači částic – Velkém hadronovém urychlovači (LHC) v CERNu jsou dostupné srážky olovo-olovo o energiích až 5,5 TeV. Na Relativistickém urychlovači těžkých iontů (RHIC) v BNL jsou dostupné srážky zlato-zlato o energiích až 200 GeV.

Vlastnosti QGP nelze pozorovat přímo, ale skrz charakteristické jevy ve srážkách. Konkrétně jde například o kolektivní chování QGP projevující se pozorovatelným eliptickým tokem média. Jevem potvrzujícím přítomnost silně interagujícího média po srážce je zhášení jetů, kdy dochází k modifikaci naměřené energie toho jetu, který prochází skrz médium delší vzdálenost a ztrácí energii interakcemi a srážkami. Projev QGP nastává také při měření výtěžku kvarkonií vznikajících ve srážkách těžkých iontů, kdy jsou excitované a zároveň slaběji vázané stavy těchto mezonů méně detekované, protože působením okolního barevného média dojde k odstínění vazby držící částici pohromadě. Měření vlastností přímých fotonů, které vznikají brzy po srážkách a jsou tedy možnými sondami do všech stádií srážky, bylo použito k odhadnutí teploty vznikajícího QGP.

Oba výše zmíněné urychlovačové komplexy za dobu svého působení přispěly mnoha cennými objevy. V roce 2000 byly CERNem publikovány přesvědčivé důkazy o existenci nového extrémního stavu hmoty. Tento fakt byl potvrzen v roce 2004 v publikaci BNL, kde byly představeny důkazy o přítomnosti QGP na urychlovači RHIC. V budoucnu je plánovaná stavba Elektron-iontového urychlovače (EIC) v areálu BNL, který zpřístupní nové možnosti zkoumání složení nukleonů a získávání dosud nedostupných informací o vlivu jaderného prostředí na dynamiku kvarků a gluonů.

Kromě zkoumání jádro-jaderných srážek jsou další vysoce zkoumanou kategorií proton-protonové srážky. Na urychlovači RHIC, na který se v rámci tohoto tématu zaměřuji, jsou možné srážky polarizovaných protonů o energiích srážky až 510 GeV. Jedním z procesů probíhajícím v takovýchto srážkách jsou centrální produkce. Jde o jev zařazující se mezi hadronové difrakce. Po srážce dvou protonů, které srážkou nejsou ovlivněny a pokračují dopředně v letu, vzniká centrální systém částic oddělený velkými mezerami v rapiditě. Tyto procesy popisuje Reggeova teorie jako výměnu tzv. Reggeových trajektorií nebo reggeonů. Pro energie na RHICu dominuje výměna trajektorie zvané Pomeron. Jde o částici v poruchové QCD reprezentované dvojicí gluonů. Vlastnosti tohoto možného glueballu, tedy částice tvořené jen gluony, jejichž existence je předpovězena QCD, nejsou zatím přesně známy.

Informacím o QGP je věnovaná první kapitola této práce. Na jejím začátku je krátké představení důležitých teoretických rámců, mezi které patří kvantová chromodynamika, standardní model elementárních částic a standardní kosmologický model. Následuje popis srážky těžkých jader, přítomných procesů a pozorovatelných jevů.

V dalších kapitolách jsou popisovány dva stávající a jeden budoucí urychlovač částic. Jedním je největší kruhový urychlovač částic na světě – Velký hadronový urychlovač (LHC) v CERNu se zaměřením na experiment ALICE, který se zabývá právě vznikem a zkoumáním QGP. Dalším je z pohledu možných energií srážky druhý největší a zároveň jediný urychlovač umožňující srážky polarizovaných protonů – Relativistický urychlovač těžkých jader (RHIC) v BNL se zaměřením na experiment STAR. Posledním je nástupce RHICu, připravovaný Elektron-iontový urychlovač (EIC) v BNL. Vyzdvihnuty jsou dosavadní výsledky těchto urychlovačů a plány na budoucí vylepšení.

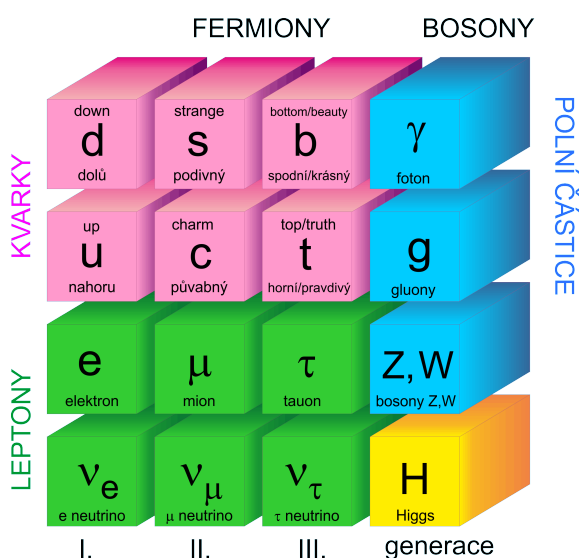
V závěrečné kapitole se věnuji identifikaci částic v datech experimentu STAR. Obsahuje představení hadronové difrakce v proton-protonových srážkách a shrnutí potřebné teorie ke zkoumané centrální inkluzivní produkci. Jejím cílem bylo seznámení se způsoby a prostředky používanými pro analýzu dat. Konkrétně rekonstrukce mezonu  $K_S^0$  za využití hlavního rozpadového kanálu v datech z roku 2017 z proton-protonových srážek při  $\sqrt{s} = 510$  GeV.

# Kapitola 1

## Velký třesk a kvark-gluonové plazma

### 1.1 Standardní model částicové fyziky

Teoretický rámec používaný pro popis a klasifikaci elementárních částic a jejich interakcí je Standardní model částicové fyziky (SM). Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [1]. SM dělí elementární částice na dva základní typy, kterými jsou fermiony a bosony, pomocí nichž popisuje veškerou známou hmotu a interakce. Schéma Standardního modelu zobrazující rozdělení fermionů a bosonů je znázorněno na Obr. 1.1.



Obrázek 1.1: Rozdělení částic podle Standardního modelu částicové fyziky. Převzato z Ref. [2].

Interakce jsou charakterizovány typem intermediálních částic, které je zprostředkovávají. Tyto částice jsou virtuální a se vzdáleností, kterou mohou urazit s energií velikosti své klidové hmotnosti ve vakuu, dále definují dosah interakce.

Silové působení mezi dvěma částicemi je pak bráno jako vyzařování a pohlcování intermediálních částic, bosonů. Bosony jsou charakterizované celočíselnou hodnotou spinu<sup>1</sup> a podléhají Bose-Einsteinově statistice. Polní částice, bosony se spinem rovným jedné, jsou nositeli sil a zprostředkovávají tři základní interakce: foton ( $\gamma$ ) elektromagnetickou, bosony ( $Z$  a  $W$ ) slabou a osm gluonů silnou. Speciálním skalárním bosonem s nulovým spinem, který byl objeven na Velkém hadronovém urychlovači v CERNu 4. července 2012 [3, 4], je Higgsov boson. Teoretiky byla existence předpovězena již v roce 1964 a vysvětlovala hmotnosti intermediálních bozonů. Částice interagují s tzv. Higgsovým polem, jehož kvantovou excitací vzniká Higgsov boson, získávají své hmotnosti. Jeho objevem byla také potvrzena stávající představa Standardního modelu. Hmotnosti intermediálních bozonů podle aktuálních tabulek Particle Data Group (PDG) - Particle Physics Booklet jsou:  $m_{Z^0} = 91,1876 \pm 0,0021$  GeV,  $m_{W^\pm} = 80,377 \pm 0,012$  GeV,  $m_H = 125,25 \pm 0,17$  GeV [5].

Rozpady částic se pak také dělí na slabé, silné a elektromagnetické podle intermediální částice, která se při procesu vyskytuje. Příkladem slabé interakce je rozpad neutrálního  $D$  mezonu  $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ . Zástupcem elektromagnetické interakce je rozpad kvarkonia  $J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ . Silnou interakcí dochází k rozpadu například neutrálního krátce žijícího kaonu  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ . Tento hlavní rozpadový kanál částice  $K_S^0$  je zkoumán v rámci analýzy dat v závěrečné kapitole této práce.

Fermiony jsou částice charakterizované poločíselnou hodnotou spinu, podléhají Fermi-Diracově statistice a řídí se Pauliho vylučovacím principem<sup>2</sup>. Jsou dále děleny na kvarky a leptony. Kvarky nesou barevný náboj a interagují silně a elektroslabě. Leptony nenesou barevný náboj a interagují elektroslabě. U kvarků i leptonů jsou rozlišovány tři generace částic a šest vůní, jak lze pozorovat na Obr. 1.1. Vůně kvarků jsou: dolů (down), nahoru (up), podivnost (strange), půvab (charm), krása (beauty) a pravda (truth). Vůně leptonů jsou: elektron, mion, tauon a jim příslušející neutrina a antičástice. Hmotnost elektronového neutrina není zatím přesně určena a podařilo pouze stanovení její horní limity. Nejnovější výsledky experimentu KATRIN udávají hodnotu 1,1 eV [5, 6].

Skládáním kvarků vznikají těžší neelementární částice – hadrony, které jsou vždy navenek barevně neutrální. V přírodě se vyskytující hadrony se podle kvarkového složení rozdělují na baryony složené z trojice kvarků  $qqq$  nebo antikvarků  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$  a mezony složené ze dvojice kvarku a antikvarku  $q\bar{q}$ . Mezi baryony patří například nukleony (proton  $uud$ , neutron  $udd$ ) a hyperony obsahující  $s$  kvark (například  $\Lambda^0$  ( $uds$ )) a mezi mezony například piony ( $\pi^+$  ( $u\bar{d}$ ) a  $\pi^-$  ( $\bar{u}d$ )), kaony ( $K^0$  ( $d\bar{s}$ )),  $J/\psi$  ( $c\bar{c}$ ) a  $\Upsilon$  ( $b\bar{b}$ ). Dále existují nově objevené částice, složené z více kvarků, které jsou souhrnně označovány jako exotické [7, 8]. Patří mezi ně tetrakvarky složené ze dvou kvarků a dvou antikvarků, kdy typicky jde o dva lehké a dva těžké kvarky  $q\bar{q}Q\bar{Q}$  (například X(2900) a Zc(3900)), pentakvarky složené ze čtyř kvarků a jednoho antikvarku  $qqqq\bar{q}$  (například Pc+(4312) a Pc+(4380)) a hexakvarky složené ze

<sup>1</sup>Spin je vnitřním momentem hybnosti částic a přispívá k celkovému momentu hybnosti spolu s orbitálním momentem hybnosti. Může nabývat hodnot celých nebo poločíselných násobků redukované Planckovy konstanty.

<sup>2</sup>Pauliho vylučovacím principem kvantové mechaniky se řídí nerozlišitelné fermiony. Více než jeden takový fermion nemůže být ve stejném kvantovém stavu.



šesti kvarků  $qqq\bar{q}\bar{q}$  ( $d^*(2380)$ ). Jen na Velkém hadronovém urychlovači v CERNu bylo již objeveno 62 hadronů. V souladu se standardním modelem jsou také zatím experimentálně nepotvrzené částice složené pouze z gluonů – glueballs, a hadrony složené z kvarků a nevirtuálních gluonů. Aktuální seznamy objevených částic s jejich hmotnostmi a dalšími vlastnostmi jsou každoročně aktualizovány v souhrnném dokumentu od PDG [5].

Standardní model je v souladu s daty a vlastnostmi získanými pomocí urychlovačů částic. Celkově je ale nevyhovující a to z mnoha různých důvodů. Není schopný popsat kvantová čísla a obsahuje 19 volných parametrů a dodatečných 9 parametrů pro vysvětlení různých jevů. Problémy standardního modelu se dají shrnout do tří kategorií: hmotnosti a jejich původ, existence sjednocující teorie všech částicových interakcí (GUT) a důvod existence velkého množství vůní částic a jejich interakce. Gravitace není do tohoto modelu vůbec zahrnuta a sjednocení gravitace se standardním modelem se věnuje množství vědeckých teorií. Možným řešením těchto problémů by bylo sestavení tzv. Teorie všeho (TOE) [9].

## 1.2 Kvantová chromodynamika

Silnou interakci popisuje teorie zvaná kvantová chromodynamika (QCD). Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [1]. Silná interakce je, jak již bylo zmíněno, zprostředkována osmi gluony, které nesou barevný náboj. Existují tři varianty barvy R, G, B a jejich anti-barvy, kdy obsahují vždy dvojici nějaké barvy a antibarvy.

Sílu interakce vyjadřuje vazbová konstanta. Jednou ze základních vlastností QCD je, že vazbová konstanta není konstantní, neboť závisí na kvadrátu přenesené čtyřhybnosti a označuje se proto jako „běžící“. Odlíší se tím od vazbové konstanty elektromagnetické interakce (konstanty jemné struktury), která má danou konečnou hodnotu  $1/137$ .

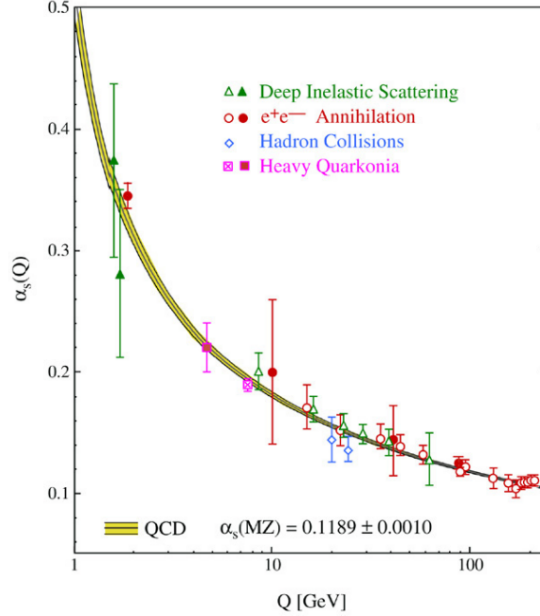
Sílu silné interakce lze definovat pomocí kvadrátu přenesené čtyřhybnosti  $Q^2$  jako

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right)}, \quad (1.1)$$

kde  $N_f$  je počet účastníků se různých vůní kvarků a  $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0,2 \text{ GeV}$  je škálovací parametr pro QCD. [11]

Změřená závislost silné vazbové konstanty na přenesené čtyřhybnosti je zobrazena na Obr. 1.2. Pro vysoké energie konstanta logaritmičtě klesá a v limitě lze dosáhnout tzv. asymptotické volnosti. Naopak pro velmi malé energie nabývá konstanta velkých hodnot a dochází k tzv. barevnému uvěznění kvarků (colour confinement). [11]

První zmíněná vlastnost se projevuje tím, že při velmi vysokých energiích dosahovaných při ultra-relativistických srážkách těžkých iontů dochází kvůli malé hodnotě vazbové konstanty k rozvolnění. Hadrony jakožto barevně neutrální částice



Obrázek 1.2: Shrnutí výsledků měření vazbové konstanty silné interakce  $\alpha_s$  v závislosti na přenesené čtyřhybnosti  $Q$ . Převzato z Ref. [10].

přestávají existovat a „rozpusť“ se na hmotu složenou z kvarků a gluonů pohybujících se volně. V prvních mikrosekundách vývoje vesmíru po Velkém třesku probíhal stejný proces obráceně. Tedy postupným ochlazováním a rozpínáním došlo k hadronizaci. Druhá zmíněná vlastnost se projevuje tím, že nelze pozorovat samostatně existující kvarky. Vždy jsou vázány v navěnek barevně neutrálních objektech.

Z důvodu složitosti rovnic souvisejících s Lagrangiánem kvantové chromodynamiky je často používán přístup tzv. poruchové teorie kvantové chromodynamiky (pQCD). Interakční členy Lagrangiánu jsou rozvinuty do mocninné řady v mocnínách vazbové konstanty. Tyto výpočty lze použít jen pro malé hodnoty vazbové konstanty  $\alpha_s \ll 1$  a tedy jen pro velké hodnoty  $Q$ . Neporuchovým přístupem jsou výpočty na mřížce (lQCD). V tomto případě je zaveden model konečné prostorové mřížky, kdy kvarky jsou umístěny v jejích vrcholech a interakce probíhají podél spojnic vrcholů. [11]

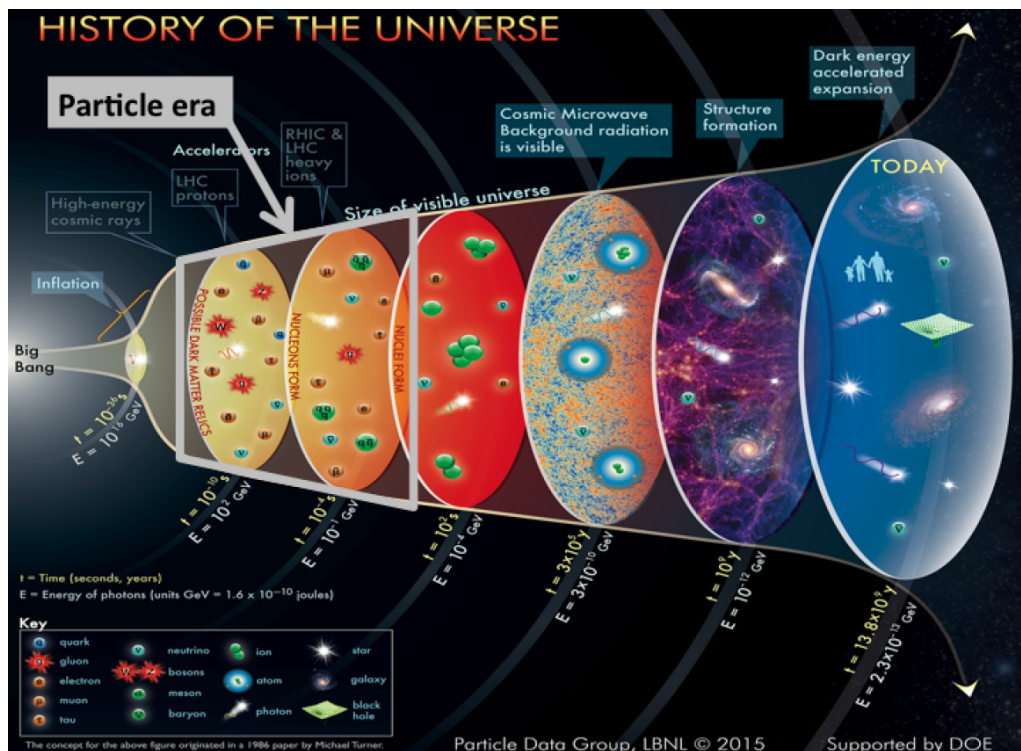
### 1.3 Standardní kosmologický model

Výše popsáný Standardní model částicové fyziky lze považovat za jeden z pilířů fundamentální fyziky. Na opačné straně škály od infinitezimálně malých popisovaných Standardním modelem je Standardní kosmologický model operující na nekonečně velkých škálách. Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [12].

$\Lambda$ CDM model (CDM – cold dark matter), označovaný za Standardní model kosmologie zahrnuje nenulovou kosmologickou konstantu rozpínání do parametrizace kosmologického modelu velkého třesku a obsahuje studenou temnou hmotu. Ta je tvořena masivními částicemi stojícími za vytvořením kosmologické struktury. Temná energie je v tomto popisu důvodem pozdějšího zrychlování rozpínání vesmíru.

Již od 70. let minulého století byla přijata myšlenka, že vesmír starý jen pár mikrosekund obsahoval hmotu o teplotě vyšší než je kritická hodnota QCD ( $T_{\text{QCD}}$ ). Předpokládalo se tedy, že jde o teploty přesahující ty, při nichž by mohli vznikat protony, neutrony nebo jiné hadrony. Tato prvotní hmota tedy musela existovat v nějakém novém stavu netvořeném hadrony. Historicky šlo o jednu z velkých motivací prozkoumání ultra-relativistických srážek těžkých iontů a hybnou sílu vývoje oboru.

Schéma časového vývoje rozpínajícího se vesmíru je na 1.3. Po Velkém třesku nastala éra rychlé inflace v čase  $\approx 10^{-36}$  s. Nasleduje éra částic  $\approx 10^{-11} - 10^2$  s, ve které se z volných kvarků a gluonů skládaly hadrony a později těžší částice. Pro částicovou fyziku jsou zajímavé fázové přechody, které se v této éře odehrály, a které jsou popsány níže. Důvodem je dostupnost stejných energií a teplot pomocí srážek na urychlovačích částic. Vesmír se dalším rozpínáním a ochlazováním stával méně hustým a tedy průhledným pro fotony, které do té doby byly pohlcovány v okolním prostředí. Světlo tedy začíná být viditelné a může procházet prostředím. Toto světlo je označované jako reliktní záření nebo kosmické mikrovlnné pozadí (CMB) a vzniklo v čase  $\approx 3 \cdot 10^5$  let. V roce 1963 bylo poprvé potvrzeno měřením [13]. Dále začalo docházet k formování velkých vesmírných objektů, kterými jsou například hvězdy a galaxie v čase  $\approx 10^9$  let. Nyní ( $\approx 13,8 \cdot 10^9$  let) se vesmír nachází v éře zrychleného rozpínání, které je způsobeno temnou energií.



Obrázek 1.3: Schéma časového vývoje vesmíru. Převzato z Ref. [12].

S rozpínáním vesmíru a klesající teplotou souvisí změny v počtech stupňů volnosti přítomných částic. V éře částic jsou definovány tři důležité fázové přechody.

- EW - elektroslabý: Proběhl v čase  $\approx 10^{-11}$  s, což odpovídá teplotě  $T \sim 100$  GeV  $\sim 10^{15}$  K. Důvodem bylo spontánní porušení symetrií, kdy stupně volnosti elektroslabých bosonů již nemohly být excitované. Většina částic získala své Higgsovy hmotnosti. [14]
- QCD - silný: Proběhl v čase  $\approx 10^{-5}$  s, což odpovídá teplotě  $T \sim 200$  MeV  $\sim 10^{12}$  K. Stupně volnosti kvarků a gluonů vymizeli na úkor hadronových. Při tomto přechodu dochází k největší změně stupňů volnosti z 107 na 45. Výsledkem bylo uvěznění kvarků a gluonů v hadronech. [14]
- BBN (the Big-Bang Nucleosynthesis) a anihilace  $e^+e^-$ : Proběhl v čase  $\approx 10^2$  s. Během něj docházelo k syntéze jader a přechodu způsobenému anihilací elektron-positronových párů. Vznikající jádra se často rozpadala a vznikala znovu.

Pro popis rozpínání vesmíru v homogenních a izotropických modelech a v kontextu obecné relativity jsou používány Friedmannovy rovnice. Dá se jimi propojit popis fázového přechodu v QCD a v raném vesmíru

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G_N}{3}\rho, \quad (1.2)$$

kde  $G_N$  je gravitační konstanta,  $\rho$  je hustota hmoty ve vesmíru spojená s hustotou energie vztahem  $\epsilon = \rho c^2$  a  $a(t)$  je kosmologický škálovací faktor.

Za předpokladu, že částicová éra raného vesmíru byla dominována ultra-relativistickými částicemi, lze pak napsat rovnici popisující kosmologický čas v závislosti na teplotě vesmíru jako

$$t_{[\text{s}]} = \frac{2,42}{\sqrt{g_T}(T_{[\text{MeV}]})^2} \quad (1.3)$$

kde  $g_T$  je počet stupňů volnosti při dané teplotě  $T$  a je spojen s energetickou hustotou vztahem  $\epsilon_{\text{rad}} = \frac{\pi^2}{30}g_T T^4$ .

Z Friedmannovy rovnice lze integrací dospět k rovnici vyjadřující časový vývoj kosmologického škálovacího faktoru

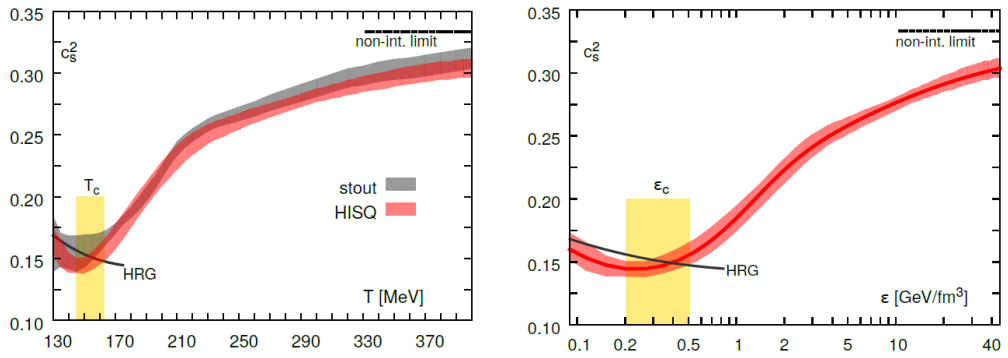
$$a(t) = a(t_0) \exp \left[ \int_{t_0}^t \sqrt{\frac{8\pi G_N \epsilon(t')}{3c^2}} dt' \right] \quad (1.4)$$

Všeobecný trend vývoje je růst tohoto faktoru a závisí na volbě stavové rovnice (EoS).

Pohledy na fázový přechod QCD se postupně vyvíjí. Od naivního, kdy je přechod brán jako prvního stupně při teplotě  $T_{\text{QCD}} = 154$  MeV. V tomto případě pro teploty vyšší než kritická je počet stupňů volnosti  $g_T = 62$  a pro teploty nižší  $g_T = 17$ . Přechod tedy trvá 12  $\mu\text{s}$  od  $t_i = 13$  do  $t_f = 25$ . Vylepšením je zavedení konstanty  $B$  v tzv. vakovém modelu, která působí na kvarky a gluony ve „vaku“ jako negativní tlak. Před přechodem zde platí  $g_T = g_{\text{QGP}} + q_{\text{EW}} = 47,5 + 14,25 = 61,75$  a po přechodu  $g_T = g_{\text{HG}} + q_{\text{EW}} = 3 + 14,25 = 17,25$ . Realističtější je model, který bere fázový přechod jako hladký přechod mezi dvěma stavy hmoty zvaný crossover,

který je založený na předpovědích IQCD z experimentálních dat urychlovače částic RHIC. Tento model je momentálně nejpravděpodobnějším vysvětlením fázového přechodu během hadronizace.

Jednou z vlastností fázových přechodů je, že probíhají při minimu hodnoty kvadrátu rychlosti zvuku v médiu [15]. Tato veličina je zobrazena na Obr. 1.4 v závislosti na teplotě a energetické hustotě. Barevné pásy odpovídají výpočtům IQCD pro hustou hmotu v teplotní rovnováze s nulovou baryonovou hustotou (vyrovnáním zastoupením baryonů a antibaryonů) a černá čára modelu pro hadronový relativistický plyn (HRG - hadron relativistic gas). Přechod lze opravdu pozorovat při minimální hodnotě kvadrátu rychlosti zvuku.



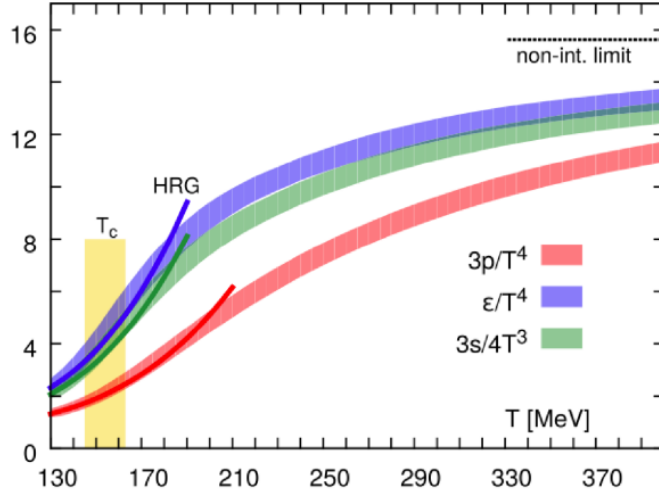
Obrázek 1.4: Kvadrát rychlosti zvuku  $c_s^2$  v závislosti na teplotě  $T$  (vlevo) a energetické hustotě  $\epsilon$  (vpravo). Barevné pásy odpovídají výpočtům IQCD pro hustou hmotu v teplotní rovnováze a  $\mu_B = 0$  a černá čára modelu pro HRG. Převzato z Ref. [15].

Vývoj stupňů volnosti v závislosti na teplotě je vyobrazený na Obr. 1.5, kde jsou vykresleny výpočty IQCD pro tlak, hustotu energie a hustotu entropie horké hmoty v teplotní rovnováze a pro  $\mu_B = 0$ . Barevné pásy vyznačují IQCD výpočty a barevné čáry představují vývoj tlaku  $p$ , energetické hustoty  $\epsilon$  a entropie  $s$  horké jaderné hmoty v porovnání s modelem hadronového relativistického plynu (HRG). Tečkovaná čára představuje limitu neinteragujícího plynu pro rozvolněný stav.

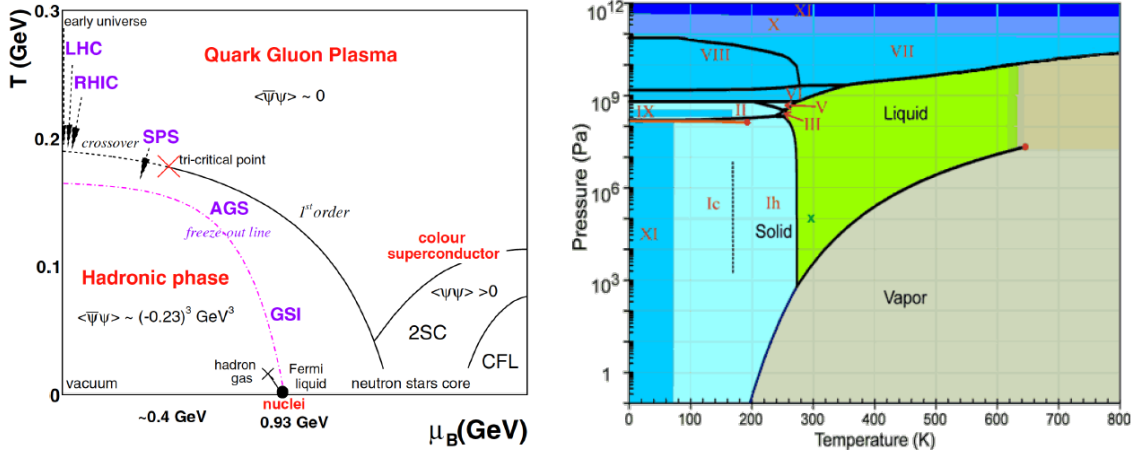
Crossover fázový přechod nevytváří žádné fluktuace v délkách větších než jednotky femtometrů a nezanechal po sobě stopy ve vesmíru starém pár mikrosekund, které by byly pozorovatelné dnes [16]. Z toho vyplývá, že nelze pozorovat prvotní hmotu a její stopy pomocí kosmologických sledování. Proto dochází ke zkoumání vlastností a vývoje této hmoty pomocí srážek těžkých iontů.

## 1.4 Fázový diagram QCD

Z předchozí sekce je jasné, že zkoumání fázového diagramu QCD a v něm obsažených fázových přechodů, je jednou z hlavních motivací pro experimenty srážek těžkých jader. Aktuální schématická podoba fázového diagramu QCD, tak jak je předpovězena z IQCD, je zobrazena na Obr. 1.6 vlevo, kde je zobrazena závislost teploty na baryonové hustotě, kdy nulová baryonová hustota znamená vyrovnané



Obrázek 1.5: Vývoj stupňů volnosti v závislosti na teplotě. Barevné pásy vyznačují IQCD výpočty a barevné čáry představují porovnání pro model HRG. Tečkovaná čára představuje limitu neinteragujícího plynu pro rozvolněný stav. Převzato z Ref. [12].



Obrázek 1.6: Schémata fázových diagramů QCD (vlevo) a vody (vpravo). AGS: Alternating Gradient Synchrotron; CFL: color-flavor locking; LHC: Large Hadron Collider; RHIC: Relativistic Heavy Ion Collider; SPS: Super Proton Synchrotron. Převzato z Ref. [15].

zastoupení baryonů a anti-baryonů v médiu. Pro porovnání je na pravém grafu obrázku známý fázový diagram vody. Lze pozorovat podobnou míru komplexnosti. [15]

Plné čáry představují fázové přechody prvního druhu a různově přerušovaná čára představuje hranici chemického vymrznutí, které je vysvětleno v následujících sekcích. Černá přerušovaná čára představuje předpokládaný tvar odpovídající hladkému fázovému přechodu - crossover. Tato oblast je aktuálně zkoumána na urychlovačích LHC, RHIC a SPS při různých dosažitelných energiích srážek těžkých jader.

Bod v počátku kde  $T = 0$  a  $\mu_B = 0$  odpovídá stavu vakua. Posouváním se z počátku po ose teploty dochází po překročení hodnoty kritické teploty  $T_C \approx 170$  MeV

k přechodu do stavu kvark-gluonového plazmatu. Posouváním se z počátku po ose baryonové hustoty narazíme na bod odpovídající jaderné hmotě ( $\mu_B \sim 0,93 \text{ GeV}$ ) a dále do stavů hmoty vyskytujících se v neutronových hvězdách. [12]

Zatím očekávané stavy QCD hmoty jsou vyznačeny na Obr. 1.6 vlevo: hadronový plyn existující při nízkých teplotách a hustotách, barevný supravodič (CS) existující při nízkých teplotách a velkých hustotách a kvark-gluonové plazma (QGP) existující při velkých teplotách i hustotách.

## 1.5 Veličiny používané k popisu srážek částic

Pro popis srážek v urychlovačích částic se obvykle používá těžištvá souřadná soustava, hlavně pro experimenty se vstřícnými svazky. Těžiště soustavy je v klidu a hybnost je nulová. Ve vysokoenergetické fyzice je používán kartézský systém souřadnic. Osa  $z$  je rovnoběžná s pohybem svazku, osy  $y$  a  $x$  tvoří rovinu kolmou na směr svazku.

Velmi používanou veličinou při kategorizování jádro-jaderných ( $AA$ ) srážek je energie srážky [17, 18]. Konkrétně celková energie v centrálním těžištvém soustavě na nukleonový pár  $\sqrt{s_{NN}}$ . Získává se z celkové energie v centrálním těžištvém soustavě  $\sqrt{s}$  dané ze zachování celkové čtyřhybnosti při dvou-částicové srážce vzorcem

$$s = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 = (p_1 + p_2)^2, \quad (1.5)$$

kde  $(E_1, \vec{p}_1)$  a  $(E_2, \vec{p}_2)$  jsou čtyřhybnosti částic.

Rapidita  $y$  [18, 11] je označována jako relativistická verze longitudinální rychlosti částic. Jedná se o jednu z nejdůležitější vysokoenergetických proměnných. Je definovaná pomocí podélné hybnosti částice vzniklé ve srážce jako

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right) \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} \right), \quad (1.6)$$

kde  $E$  je energie částice,  $p_z$  je longitudinální hybnost částice,  $p$  je hybnosti částice a  $\theta$  je úhel mezi osou svazku a směrem letu emitované částice.

Rapiditu [11] je náročné měřit pro vysoce relativistické částice a proto bývá často nahrazována veličinou zvanou pseudorapidita  $\eta$ . Ta je definovaná pomocí pouze jedné proměnné - úhlu výletu, vzorcem

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]. \quad (1.7)$$

Luminozita [18] je veličinou nezáviselící na typu interakce částic, jen na vlastnostech svazku a urychlovače

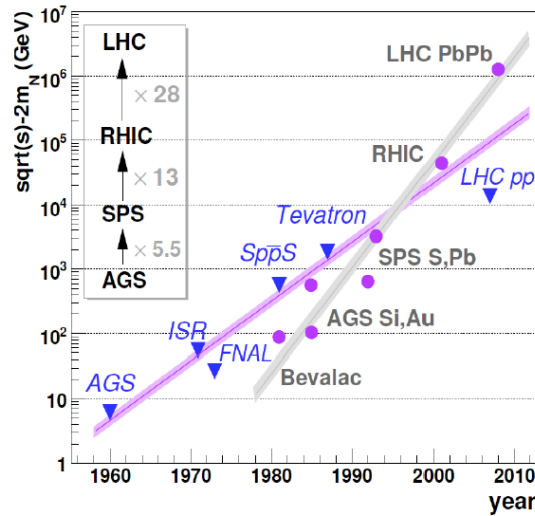
$$L = f \frac{N_1 N_2}{A}, \quad (1.8)$$

kde  $f$  je frekvence srážek,  $N_i$  jsou počty částic v jednotlivých svazcích a  $A$  je plocha příčného průřezu svazků. Celková luminozita za daný čas je pak definovaná pomocí veličiny zvané integrovaná luminozita, pro kterou platí  $L_{int} = \int L dt$ . Při znalosti

luminozity a účinného průřezu interakce lze získat počet interakcí za sekundu jako  $R = \sigma L$ .

## 1.6 Popis srážky těžkých jader

Po představení potřebných veličin následuje popis srážek těžkých jader a jejich fází. Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [12, 16], pokud není uvedeno jinak. Srážkový režim začal být používán na urychlovačích částic po režimu experimentů s pevnými terči, protože umožňuje dosáhnout vyšších hodnot energií. Na urychlovači RHIC v BNL se v něm začalo měřit v roce 2000 a na urychlovači LHC CERN v roce 2010. Na obou se měří při odlišných energiích: až 510 GeV ve srážkách protonů a až 200 GeV ve srážkách jader zlata na RHIC a až 5,5 TeV ve srážkách jader olova na LHC. Srážky protonů a jader urychlených na ultra-relativistické hodnoty začaly být možné v posledních šedesáti letech a s postupem času jsou možné čím dál vyšší energie srážky. Tento vývoj je zobrazený na Obr. 1.7, kde jsou navíc barevně rozlišeny hodnoty odpovídající proton-protonovým  $pp$  srážkám a srážkám těžkých jader  $AA$ .

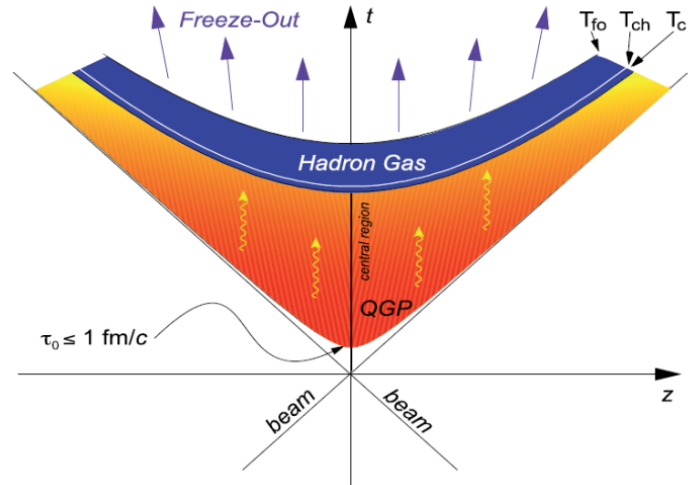


Obrázek 1.7: Vývoj dostupných energií srážky v čase. Modré trojúhelníky odpovídají  $pp$  srážkám a růžové kruhy  $AA$  srážkám. Převzato z Ref. [15].

Časový vývoj centrální srážky těžkých jader bude popsán v těžiškové soustavě, která odpovídá laboratorní soustavě vztahované k detektoru. Prostorovo-časový vývoj srážky je graficky zobrazen na Obr. 1.8. Osa  $z$  odpovídá směru letu svazku. Svislá osa odpovídá času, kdy ve spodní části je stav před srážkou a v horní části je stav po srážce. Zakřivené čáry oddělující barevná pole odpovídají vlastnímu času vyvíjejícího se systému  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$  [11].

Při zjednodušeném pohledu a prozatímním předpokladu centrality (úplného překrytí srážených jader) lze vývoj rozdělit do čtyř kroků:





Obrázek 1.8: Schéma vývoje srážky v čase a prostoru popisující vývoj systému po srážce. Převzato z Ref. [11].

1. V prvním kroku se tyto ionty, které jsou kvůli urychlení na ultra-relativistické energie zploštělé z koulí na tvar palačinek, srazí.

Typické rozměry disků jak pro zlato, tak pro olovo jsou  $14 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$  průměr a  $14/\gamma \text{ fm}^{-1}$  tloušťka pro největší možné energie na RHIC i LHC. Zde  $\gamma$  je relativistický faktor  $= 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$  a nabývá hodnot 100 a 2500 opět pro RHIC a LHC a odpovídají mu hodnoty rapidity svazku nabývající  $y = 5,3$  a  $8,5$ .

Obě zploštělá jádra jsou komplexní systémy. Obsahují mnoho kvarků i antikvarků a gluonů, které nesou barevné náboje. Protože jsou kvarky nositeli barevného náboje, jsou i zdroji polí barevného náboje. Zároveň jsou zdroji gluonů, které také nesou barvu. Plošná hustota kvarků a gluonů roste s mírou urychlení jader, není uniformní a také fluktuuje jádro od jádra.

2. Ve druhém kroku, během prvních chvil srážky, při překryvu disků dochází k interakcím mezi kvarky a gluony obsaženými v jádrech. Právě ve chvíli srážky je dosaženo nejvyšších hodnot hustoty energií. Vznikající systém ani zdaleka není v rovnováze.

Malá část nukleonů podléhá tvrdým interakcím. Ty jsou relativně nepravděpodobné, ale velmi důležité. Jsou v nich produkovány částice s velkou příčnou hybností. Ty jsou pak používány jako sondy k informacím o vlastnostech média, kterým prochází.

Dále jsou probíhající interakce převážně měkké a lze je popsat jako interakce polí barevného náboje. Srážka se tedy dá považovat za překrytí a interakci dvou disků silně interagujících polí a v nich obsažených barevných nábojů. Následně dojde k výměně barevných nábojů mezi disky a vytvoření nových

podélných barevných polí, které vyplňují oblast mezi odlétávajícími jádry.

3. Ve třetím kroku vzniklý objem dosahuje termální rovnováhy v rozvolněném stavu, kdy kvarky a gluony nejsou uvězněny v hadronech - QGP. Dochází k ochlazení a současnému rozpínání média.

Často se zaměřuje na stav v čase 1 fm/c po srážce, kdy jsou disky 2 fm daleko od sebe. Mezi vzdalujícími se jádry vzniká QGP. Potvrzení informace o rozvolnění dává porovnání hustoty energie typické pro hadrony s hrubým odhadem založeným na experimentálních datech z LHC. Odhad pro data ze srážek o energiích 2,76 TeV dává hodnotu  $\epsilon = 12 \text{ GeV/fm}^3$ , která je přibližně 20 krát větší než hodnoty typické pro hadron. Dále lze hodnotu porovnat s výpočty lQCD pro hmotu v termální rovnováze při teplotě 300 MeV. Ty dávají výsledek  $12,7 \text{ GeV/fm}^3$ , což potvrzuje předpoklad rozvolnění hadronů.

Rozvolněné kvarky a gluony se nechovají nezávisle. Naopak jsou navzájem svázány do kolektivního média, které se rozpíná a proudí. Médium se chová jako relativistická hydrodynamická tekutina s extrémně malou hodnotou poměru smykové viskozity ku entropii  $\eta/s \sim 1/(4\pi)$ . Tato veličina charakterizuje „dokonalost“ tekutin. Porovnání pro různé tekutiny je v tabulce na Obr. 1.1 a lze pozorovat, že QGP má z uvedených tekutin nejnižší hodnotu tohoto poměru [15].

tekutina	$p$ [Pa]	$T$ [K]	$\eta$ [Pa·s]	$\eta/n$ [ $\hbar$ ]	$\eta/s$ [ $\hbar/k_B$ ]
H <sub>2</sub> O	$0,1 \cdot 10^6$	370	$2,9 \cdot 10^{-4}$	85	8,2
<sup>4</sup> He	$0,1 \cdot 10^6$	2,0	$1,2 \cdot 10^{-6}$	0,5	1,9
H <sub>2</sub> O	$22,6 \cdot 10^6$	650	$6,0 \cdot 10^{-5}$	32	2,0
<sup>4</sup> He	$0,22 \cdot 10^6$	5,1	$1,7 \cdot 10^{-6}$	1,7	0,7
<sup>6</sup> Li (a=∞)	$12 \cdot 10^{-9}$	$23 \cdot 10^{-6}$	$\leq 1,7 \cdot 10^{-15}$	$\leq 1$	$\leq 0,5$
QGP	$88 \cdot 10^{33}$	$2 \cdot 10^{12}$	$\leq 5 \cdot 10^{11}$		$\leq 0,4$

Tabulka 1.1: Hodnoty viskozity  $\eta$ , poměru viskozity ku hustotě  $\eta/n$  a poměru viskozity ku entropii  $\eta/s$  pro různé tekutiny při daných hodnotách tlaku  $p$  a teploty  $T$ . [15]

QGP vzniká mezi odlétávajícími jádry průběžně. Během produkce se v QGP tvoří partony s postupně vyšší a vyšší rapiditou beroucí diskům energii. Částice s velkou příčnou energií, vznikají jen občas a to v rozptylech do velkých úhlů od osy  $z$  v raných okamžicích srážky. Říká se jim „tvrdé“ sondy a pozorováním jejich vlastností a způsobu interakcí v průběhu doby života je možné získávat informace o médiu, kterým procházejí.

4. Poté co teplota média klesne na kritickou teplotu  $T_C$  zvanou QCD teplota (fázového přechodu) dojde k hadronizaci kvarků a gluonů. Systém se dále může rozpínat a ochlazovat [11, 19]. Při dosažení teploty chemického vymrznutí  $T_{ch}$  přestávají probíhat neelastické procesy. Složení hadronů se už nemění. Systém je označován za hadronový plyn a je dominován piony. Následuje další

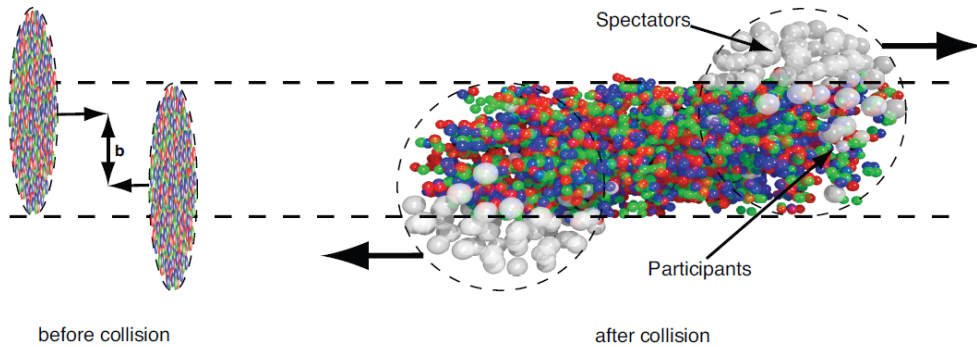
rozpínání a chladnutí. Když střední volné dráhy začnou být srovnatelné se vzdálenostmi mezi částicemi hadronového plynu, dochází k tzv. kinetickému vymrznutí při teplotě  $T_{fo}$ . Přestávají probíhat elastické procesy. Hadrony přestávají interagovat a volně vylétávají z místa vzniku do detektoru, nebo se v mezičase rozpadnou na lehčí částice.

Během doby existence QGP dochází k interakcím produkovaných tvrdých kvarků a gluonů s rozvolněnými barevnými náboji v médiu. Ty pak vedou ke ztrátám energie skrz srážky a vyzářování – zhašení spršek (jet quenching), které je vysvětleno v sekci 1.7.2.

Ve srážce jsou produkovány ohromné hodnoty entropie. Ze stavu před srážkou s entropií fakticky nulovou vzniká finální stav po srážce obsahující až 30 000 částic s obrovskou entropií.

### 1.6.1 Necentrální srážky

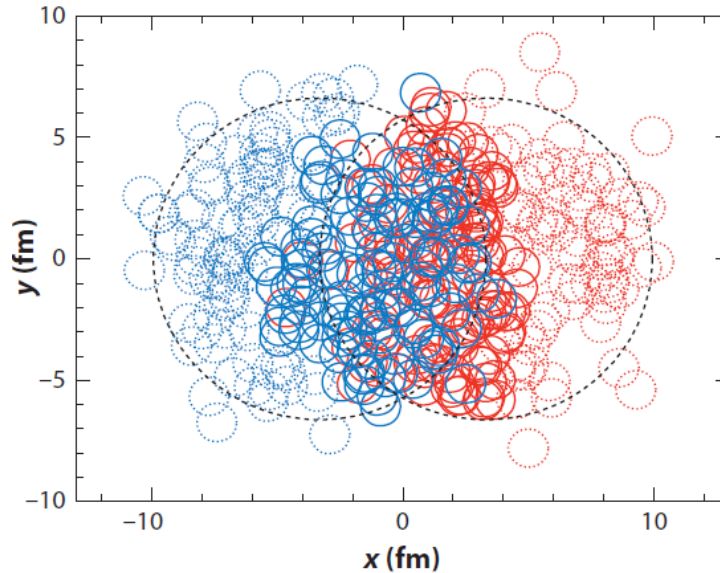
Doposud byly brány v potaz jen srážky centrální, kdy se jádra v okamžiku srážky zcela překryjí. Tato vlastnost ale v praxi nemůže být zaručena a je proto třeba zabývat se i necentrálními případy. Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [16]. Při necentrálních srážkách je v oblasti překryvu stejný vývoj událostí, jako popsany v předchozích sekcích. Vzniká kapka QGP mandlového (čočkového) tvaru z pohledu roviny kolmé na směr letu srážených jader. Ani v centrálních srážkách však není tvar vzniklé kapky dokonale kruhového tvaru, což je způsobeno tím, že jádra jsou složena z nukleonu a hustota kapky QGP je hrbolatá.



Obrázek 1.9: Schéma dvou fází necentrální srážky těžkých jader při srážkovém parametru  $b$ . Nalevo zploštělá jádra těsně před srážkou. Napravo jádra těsně po srážce, kdy barevně jsou vyznačeni účastníci a šedě pozorovatelé srážky. Převzato z Ref. [14].

Míra překrytí (centrality) se dá teoreticky pomocí veličiny nazvané srážkový parametr  $b$ , který je zobrazený na Obr. 1.9. Jde o vzdálenost středu jader ve chvíli srážky. Části jader a obsažené nukleony, které se při srážce nachází mimo oblast překryvu a neinteragují s žádným jiným nuklidem jsou označovány jako pozorovatelé srážky – spectators. V raných stádiích srážky vytváří v oblasti srážky magnetické pole, které může ovlivňovat vývoj srážky. Naopak nukleony v části překryvu, které

interagují alespoň s jedním dalším nukleonem jsou označovány jako účastníci srážky – participants. Schéma rozložení pozorovatelů a účastníků v jádrech z příčného pohledu je na Obr. 1.10.

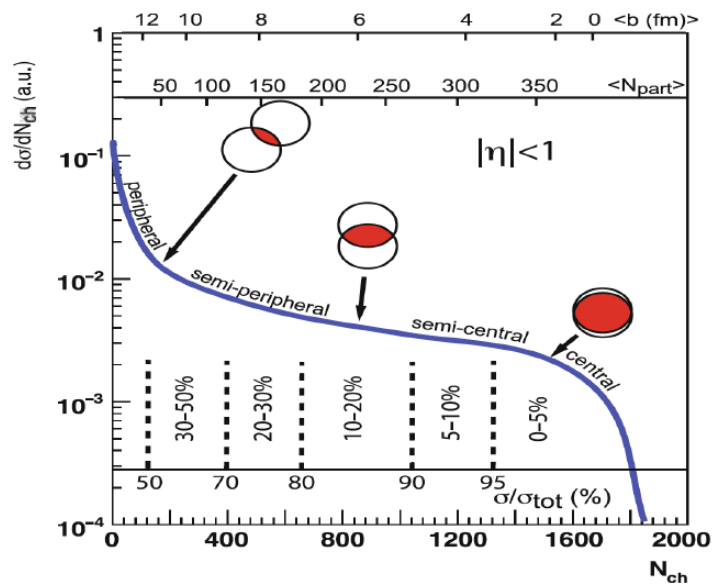


Obrázek 1.10: Schéma srážky olovo-olovo na LHC se srážkovým parametrem  $b \approx 7$  fm. Černé kružnice představují přibližné okraje srážejících se zploštělých jader. Barevné plné kružnice znázorňují účastníky srážky a přerušované barevné kružnice pozorovatele srážky. Převzato z Ref. [16].

Limitní případy necentrální srážky, jsou označovány jako ultra-periferální srážky, kdy se jádra zcela minou. Dochází při nich k interakcím zploštělých disků elektromagnetického pole, které obklopují jádra. V hojné míře pak probíhají interakce fotonů  $\gamma\gamma$  a fotonů s jádrem  $\gamma A$ . Účinné průřezy těchto interakcí pak dominují v celkovém účinném průřezu jádro-jaderných srážek.

Protože srážkový parametr nelze pozorovat přímo, zjišťuje se experimentálně centralita pomocí měření množství produkovaných částic. Dále lze centralitu charakterizovat podle množství účastníků, kdy experimentálně je zjištěna lineární závislost celkového množství produkovaných částic na počtu účastníků. Velikost srážkového parametru se dá spojit s dalšími parametry srážky a vzniklých částic. Na diagramu na Obr. 1.11 je zobrazen diferenciální účinný průřez nabitých částic vznikajících ve srážce v závislosti na počtu nabitých částic. Dále jsou vykresleny hodnoty srážkového parametru, počtu účastníků se nukleonů, centralita ve třídách podle procent a poměr účinného průřezu nabitých ku všem částicím. Lze pozorovat, že centralita 5 % odpovídá 5 % nejcentrálnějších srážek, které tedy mají největší multiplicitu a nejmenší srážkový parametr [15].

Odchytky od kruhové symetrie nebo fluktuace ve tvaru a hustotě srážených jader jsou důvodem pro existenci anizotropií tlaku hydrodynamické tekutiny. Nastávají pak anizotropie v rychlosti rozpínání v závislosti na směru a tedy i v rozložení azimutální hybnosti částic finálního stavu. Tyto fenomény jsou probrány v následujících sekcích.



Obrázek 1.11: Zobrazení definice centrality založené na četnosti nabitých částic finálního stavu  $N_{\text{ch}}$ . Zobrazena souvislost se srážkovým parametrem  $b$  a počtem účastnicích se nukleonů  $N_{\text{part}}$ . Převzato z Ref. [15].

## 1.7 Vlastnosti QGP

Důvodů ke studiu ultrarelativistických srážek těžkých jader a zkoumání vlastností vznikajícího média je mnoho. Mezi ty nejdůležitější a nejvíce sledované patří: objasnění stavů QCD hmoty z kosmologického pohledu, objasnění fázového diagramu QCD a popis vzniku a vlastností QGP.

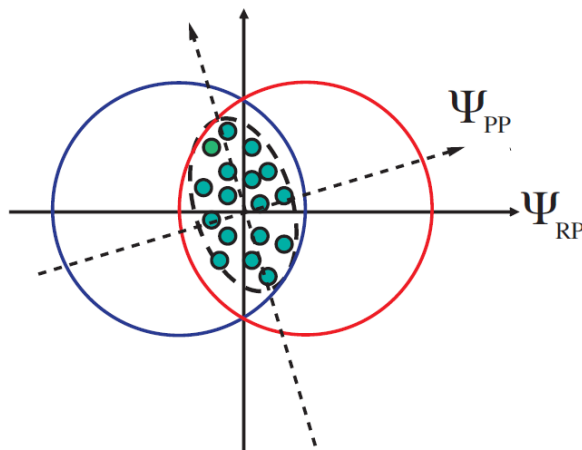
Při zaznamenávání informací ze srážek těžkých iontů jsou zároveň získávány informace o vlastnostech vznikajícího média. V této kapitole následuje souhrn nejzajímavějších a nejdůležitějších z nich. Zajímavé jsou hlavně vlastnosti související s necentrálními srážkami a vznikajícími anizotropiemi.

### 1.7.1 Kolektivní chování

Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [14, 16]. Ve srážkách těžkých jader jsou pozorovány korelace mezi částicemi o mnohem větších intenzitách než bylo předpokládáno ze superpozice hodnot  $pp$  srážek na množství nukleonů. Tato vlastnost má původ v raných stádiích srážky a zpřístupňuje proto informace o korelacích v prvotním stavu.

Srážená jádra mají hrbolaté rozložení hustot, které se přenesou do nerovnoměrného rozložení energetické hustoty ve vzniklém médiu. Anizotropie by vymizely v případě, že by se médium chovalo jako plazma s vlastnostmi plynu. V případě hydrodynamické tekutiny dochází na základě nerovnoměrností prvotních rozložení hustot ke vzniku gradientů tlaku. Ty způsobují anizotropní tok tekutiny. V případě,

že by šlo o tekutinu s vysokou viskozitou, byl by tok tlumen. Tlumení nenastává a proto lze vyvodit závěr, že ve srážkách vzniká silně interagující médium s nízkou hodnotu viskozity, které se rozpíná a teče jako hydrodynamická tekutina. Celý proces lze pozorovat na značných anizotropiích v azimutálních distribucích hybností částic finálního stavu v reakční rovině. Reakční rovina orientovaná ve srážce podél osy  $z$  a také rovina účastníků srážky náhodně vytvářena pro každou srážku v oblasti překryvu jader jsou zobrazeny na Obr. 1.12.



Obrázek 1.12: Schéma příčného pohledu na srážku těžkých jader s vyznačenou reakční rovinou RP a rovinou účastníků se nukleonů PP. Převzato z Ref. [14].

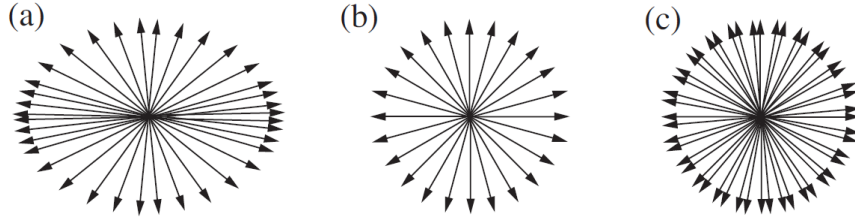
Kolektivní tok, zvaný anizotropní je popisován koeficienty Fourierova rozvoje, které parametrizují úhlovou distribuci vznikajících částic a jsou definované jako

$$E \frac{d^3 N}{d^3 \vec{p}} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{p_T dy} \left( 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\varphi - \Psi_{RP})] \right), \quad (1.9)$$

kde  $E$  je energie částic,  $\vec{p}$  hybnost částic,  $p_T$  jejich příčná hybnost,  $\varphi$  azimutální úhel,  $y$  rapidita a  $\Psi_{RP}$  úhel sklonu reakční roviny vůči ose  $z$ . Pro koeficienty pak platí vztah  $v_n(p_T, y) = \langle \cos[n(\varphi - \Psi_{RP})] \rangle$ . Závisí na příčné hybnosti a rapiditě a jsou definované pomocí střední hodnoty všech částic ve všech událostech s danými hodnotami  $(p_T, y)$ .

První dva koeficienty  $v_1$  a  $v_2$  se označují jako přímý a eliptický tok. Na Obr. 1.13 jsou schémata rozložení částic finálního stavu v příčné rovině a vliv veličin  $v_2$  a  $v_2\{2\}$ . Zobrazené jsou tři kombinace hodnot eliptického toku a eliptického toku získaného se započtením dvou-částicových korelací  $v_2\{2\}$ . Pro obě veličiny nenulové (a) je vykreslena odpovídající anizotropní distribuce. Pro obě veličiny nulové (b) nejsou zřetelné žádné anizotropie a vykreslena je symetrická distribuce. Nenulové pouze veličině  $v_2\{2\}$  (c) odpovídají dvě symetrická vzájemně pootočené distribuce.

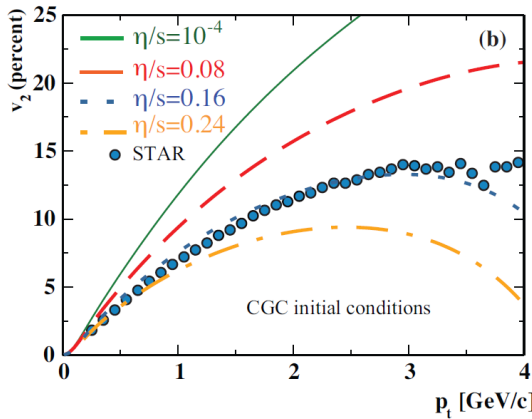
Pozorováním anizotropního toku lze získat bližší informace o hodnotě poměru viskozity ku entropii média  $\eta/s$  popisující míru dokonalosti tekutiny. Tekutiny s hodnotou  $\eta/s = 1/(4\pi)$  v přirozených jednotkách jsou označovány jako dokonalé tekutiny. Na Obr. 1.14 je s tímto účelem zobrazen eliptický tok v závislosti na příčné



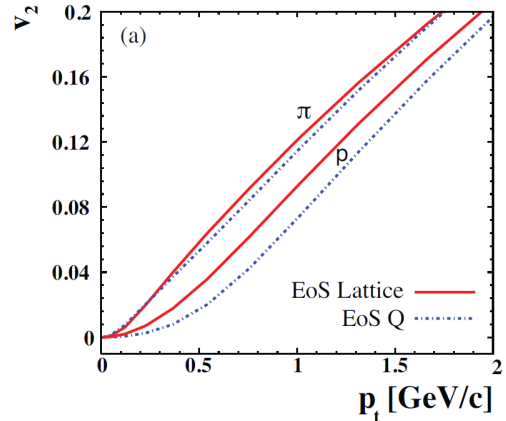
Obrázek 1.13: Schémata rozložení částic v příčné rovině. a)  $v_2 > 0$ ,  $v_2\{2\} > 0$  b)  $v_2 = 0$ ,  $v_2\{2\} = 0$  c)  $v_2 = 0$ ,  $v_2\{2\} > 0$ . Převzato z Ref. [14].

hybnosti vykreslený pro experimentálně získaná data ze STARu a předpovědi pro různé hodnoty parametru poměru  $\eta/s$ . Lze pozorovat jasný souhlas dat s předpovědí poměru velikosti  $\eta/s = 0,16$ . Ideální hodnota v rámci hydrodynamiky je nulová, vyznačená v grafu zelenou čarou.

Eliptický tok je citlivý konkrétní stavové rovnici (EoS). Tato závislost je zobrazena na Obr. 1.15. Vykresleny jsou závislosti eliptického toku na příčné hybnosti pro piony a protony, kdy jsou porovnávány výsledky pro dvě různé stavové rovnice. Plná červená čára odpovídá stavové rovnici lQCD a přerušovaná modrá čára odpovídá EoS zahrnující fázový přechod prvního stupně. Pro malé hodnoty příčné hybnosti lze pozorovat závislost na hmotnosti pro obě stavové rovnice, kdy pro lehčí pion jsou získány vyšší hodnoty eliptického toku. V případě pionů se závislost značně nemění při změně EoS. Naopak v případě protonů dochází k větší změně v závislosti na výběru EoS, protože těžší částice jsou citlivější na změny v kolektivním toku.

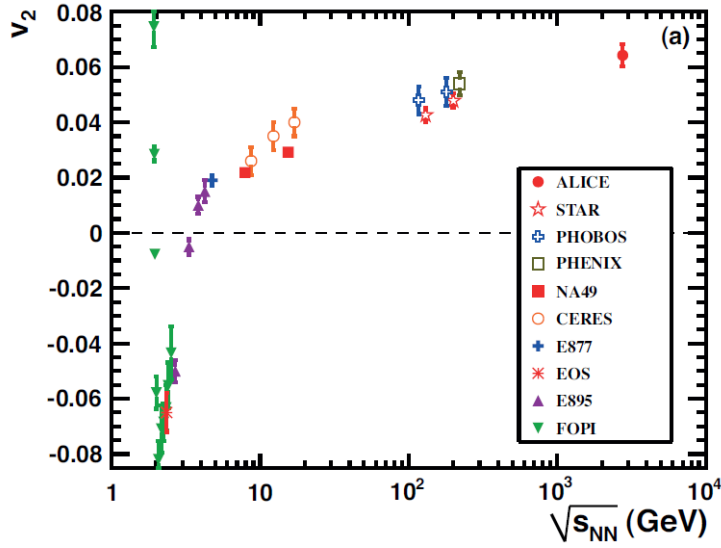


Obrázek 1.14: Eliptický tok  $v_2$  v závislosti na příčné hybnosti  $p_T$  vykreslený pro experimentální data ze STAR porovnaný s výpočty viskózního hydrodynamického modelu s různými hodnotami parametru poměru  $\eta/s$ . Převzato z Ref. [14].



Obrázek 1.15: Závislosti eliptického toku  $v_2$  na příčné hybnosti  $p_T$  vykreslené pro piony a protony. Porovnání výsledků pro dvě různé stavové rovnice. Převzato z [14].

Závislost eliptického toku na energii srážky je vykreslen na Obr. 1.16. Před měřením nebylo jasné, jestli dojde ke zvýšení, nebo snížení naměřeného eliptického toku při přechodu od energií dostupných na RHIC ( $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV ve srážkách zlato



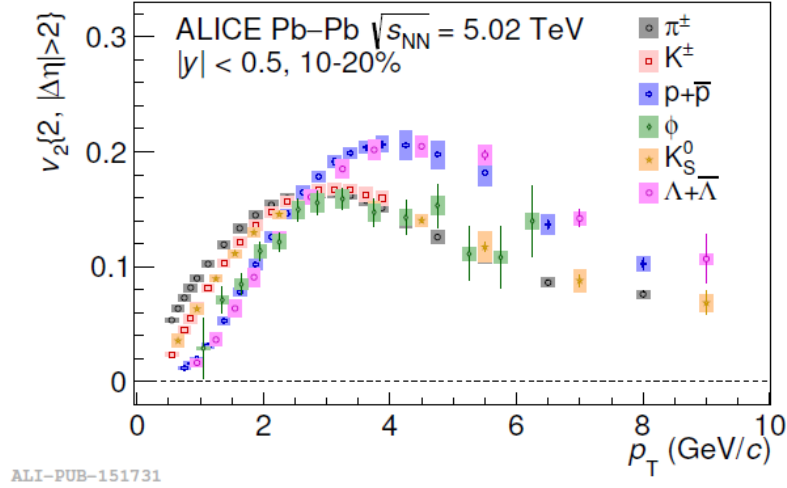
Obrázek 1.16: Závislost eliptického toku  $v_2$  na energii srážky  $\sqrt{s_{NN}}$  pro srážky o centralitě  $\sim 20 - 30\%$  získané z různých experimentů. Převzato z Ref. [14].

zlato) k energiím dostupným na LHC ( $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV ve srážkách olovo-olovo). Hydrodynamické modely úspěšně popisující eliptický tok na RHIC předpokládali zvýšení naměřených hodnot o  $\sim 10 - 30\%$ . Jak lze pozorovat na obrázku, došlo ke zvýšení podle předpokladů, a to o  $30\%$ .

Na Obr. 1.17 je zobrazený eliptický tok získaný z dvou-částicových korelací  $v_2\{2\}$  v závislosti na příčné hybnosti vykreslený pro různé hadrony ze semi-centrálních srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV. Pro malé příčné hybnosti je zřetelné řazení velikosti eliptického toku podle hmotnosti hadronu, kdy u nejlehčího pionu je nejvyšší. Pro hodnoty příčné hybnosti  $2,5 - 6,0$  GeV se oddělují hodnoty baryonů a mezonů. Pro příčné hybnosti vyšší než 6 GeV se jakékoli škálování vytrácí kvůli dominanci energetických ztrát partonů. [20]

Na Obr. 1.18 nahoře je zobrazen tok  $v_n$  ( $v_2$ ,  $v_3$  a  $v_4$ ) získaný z dvou-částicových korelací v závislosti na multiplicitě nabitých částic  $N_{ch}$  pro různé srážené systémy z dat z ALICE, hydrodynamický model a  $pp$  výsledky z PYTHIA 8. Pro  $pp$  srážky je očekávána nulová hodnota toku, nenulová ukazuje na přítomnost daleko dosahujících více-částicových korelací i v malých systémech. Řazení toku  $v_2$ ,  $v_3$  a  $v_4$  je stejné bez závislosti na sráženém systému. Pro nízké multiplicity jsou hodnoty toků kvantitativně srovnatelné i mezi sráženými systémy. Pro vyšší multiplicity se eliptický tok neškáluje s multiplicitou nabitých částic  $N_{ch}$ , což ukazuje na rozdíly v počátečních geometriích v malých a velkých systémech. Na stejném obrázku na grafu dole je zobrazený eliptický tok  $v_2$  získaný z více-částicových korelací v závislosti na multiplicitě nabitých částic  $N_{ch}$  pro různé srážené systémy z dat ALICE a hydrodynamický model. Z obou grafů je zřejmé, že zatím neexistují modely, které by dokázali popsat tuto závislost [20].





Obrázek 1.17: Eliptický tok získaný z dvou-částicových korelací  $v_2\{2\}$  v závislosti na příčné hybnosti vykreslený pro různé hadrony ze semi-centrálních srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV. Převzato z Ref. [20].

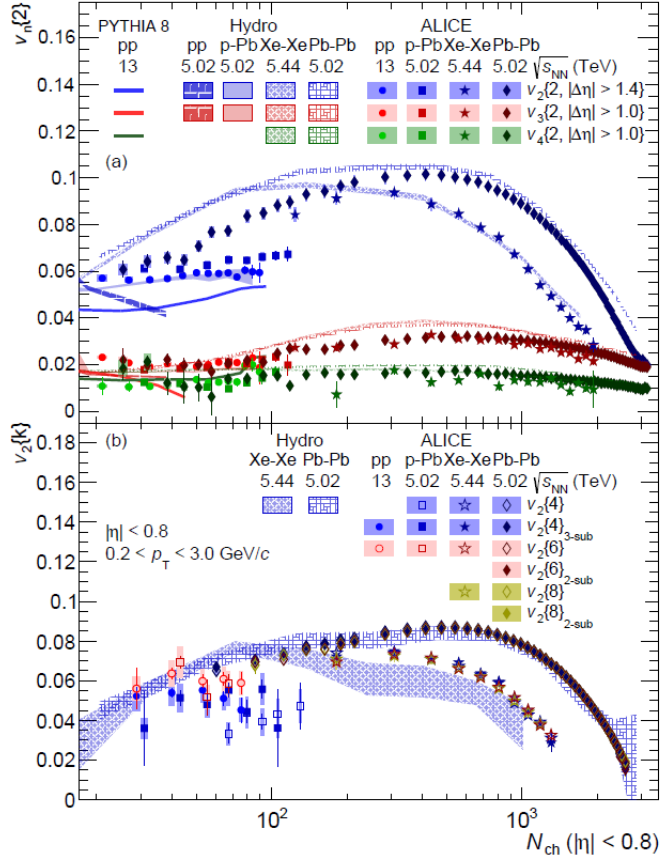
### 1.7.2 Zhášení jetů

Dalším jevem, který umožňuje získat informace o médiu vznikajícím po srážce těžkých iontů je tzv. zhášení jetů. Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [16, 19]. Jety jsou označení pro soubor částic (spršek) vzniklých rozpadu a radiací jednoho kvarku nebo gluonu v médiu. Při průchodu silně interagujícím médiem dochází k jejich modifikaci. Partony vznikající po srážce při průchodu médiem ztrácí energii srážkami a vyzařováním gluonů. Lze proto usuzovat, že po srážce vzniká ne vakuum, ale silně interagující médium - QGP. Pro identifikaci jetů v datech se používají různé rekonstrukční algoritmy, kdy za nejvíce přesný je považován tzv. Anti- $k_t$  [21]. Zhášení jetů lze pozorovat na Obr. 1.19, kde je zobrazeno měření jednoho z detektorů na Velkém hadronovém urychlovači v CERNu, CMS. V grafu je vykreslena příčná energie z elektromagnetických a hadronových kalorimetrů v rovině pseudorapidit  $\eta$  vůči azimutálnímu úhlu  $\phi$ . Je jasně znatelné potlačení jednoho ze dvou jetů, které vznikly na stejném místě. Jety odlétají od sebe a ten, který urazí v médiu větší vzdálenost je více modifikován na menší výslednou pozorovanou energii jetu.

Experimentálním projevem tohoto faktu je například potlačení produkce jetů s určitou příčnou hybností v porovnání s měřeními z  $pp$  srážek. Veličina vyjadřující poměr multiplicity částic z  $AA$  v porovnání s  $pp$  srážkami se nazývá jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  a je definovaná vzorcem

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{d^2 N_{AA}/dp_T dy}{d^2 N_{pp}/dp_T dy}, \quad (1.10)$$

kde  $N_x$  jsou počty vyprodukovaných částic v daném typu srážky jako funkce příčné hybnosti a rapidity. Poměr výtěžků je škálován průměrným počtem binárních nukleon-nukleonových srážek  $N_{coll}$ . Kdyby srážky jader odpovídaly prosté superpozici  $pp$  srážek na počet nukleonů, jaderný modifikační faktor by nabýval hodnoty  $R_{AA} \approx 1$ .

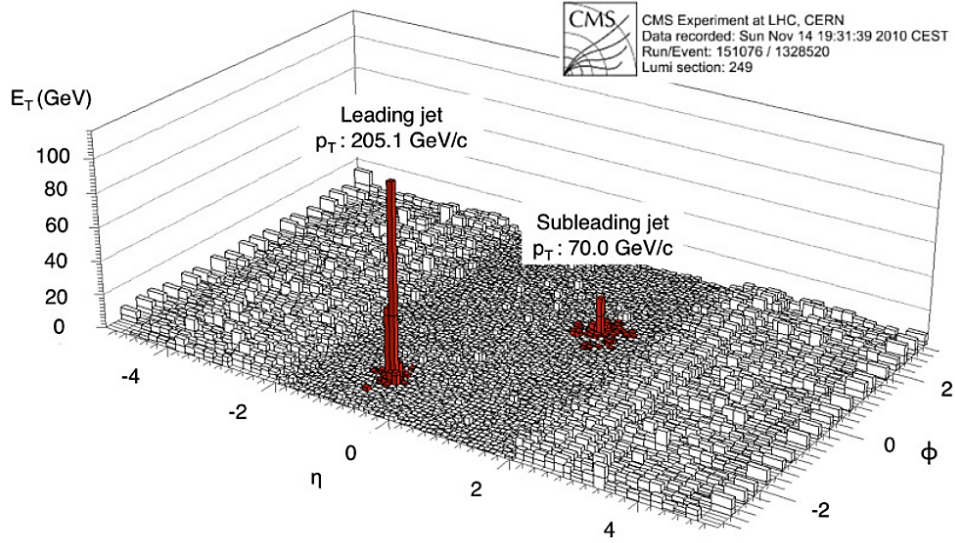


Obrázek 1.18: Nahoře: Závislost toku  $v_n$  získaného z dvou-částicových korelací na multiplicitě nabitých částic  $N_{ch}$  pro různé srážené systémy ( $pp$  při  $\sqrt{s_{NN}} = 13$  TeV,  $pPb$  a  $PbPb$  při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV a  $XeXe$  při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,44$  TeV) pro data z ALICE, hydrodynamický model a  $pp$  výsledky z PYTHIA 8.

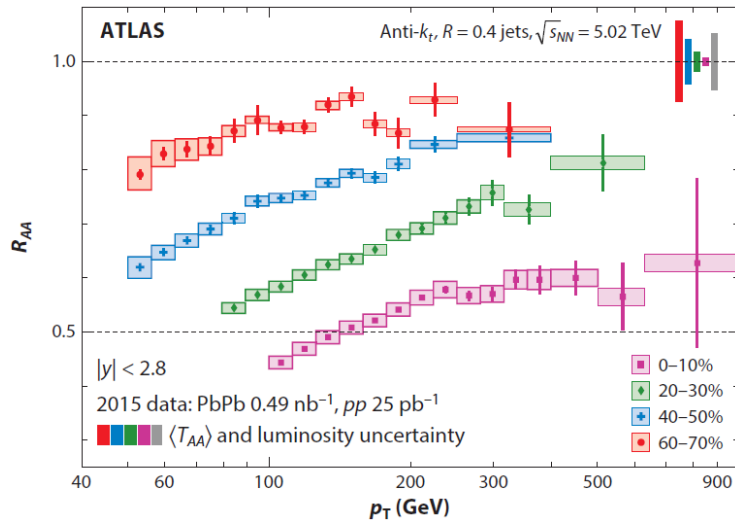
Dole: Závislost eliptického toku  $v_2$  získaného z více-částicových korelací na multiplicitě nabitých částic  $N_{ch}$  pro různé srážené systémy ( $pp$  při  $\sqrt{s_{NN}} = 13$  TeV,  $pPb$  a  $PbPb$  při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV a  $XeXe$  při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,44$  TeV) pro data z ALICE a předpovědi hydrodynamického modelu. Převzato z Ref. [20].

Na Obr. 1.20 je zobrazený naměřený jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  jako funkce příčné hybnosti jetů  $p_T$  vykreslený pro čtyři rozsahy centrality. Lze pozorovat, že hodnota  $R_{AA}$  je ve všech případech  $< 1$ , což potvrzuje domněnku vzniku silně interagujícího média v  $AA$  srážkách. Zároveň dochází k mírnému zmenšení potlačení s rostoucí příčnou hybností. Největší potlačení je zaznamenáno pro rozsah centrality 10-20 %.

Na Obr. 1.21 je zobrazen naměřený jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  jako funkce příčné hybnosti  $p_T$  pro různé nabitě hadrony, rozdělený do šesti rozsahů centrality. Lze pozorovat, že potlačení částic je stejné pro všechny měřené hadrony pro příčné hybnosti větší než 10 GeV/c. Pro vyšší třídy centrality je potlačení větší pro všechny měřené částice. [23]



Obrázek 1.19: Příčná energie hlavního a druhého hlavního jetu v rovině pseudo-rapidity  $\eta$  vůči azimutálnímu úhlu  $\phi$  změřena na CMS ve srážkách olovo-olovi při  $\sqrt{s_{NN}} = 2,67$  TeV. Převzato z Ref. [22].

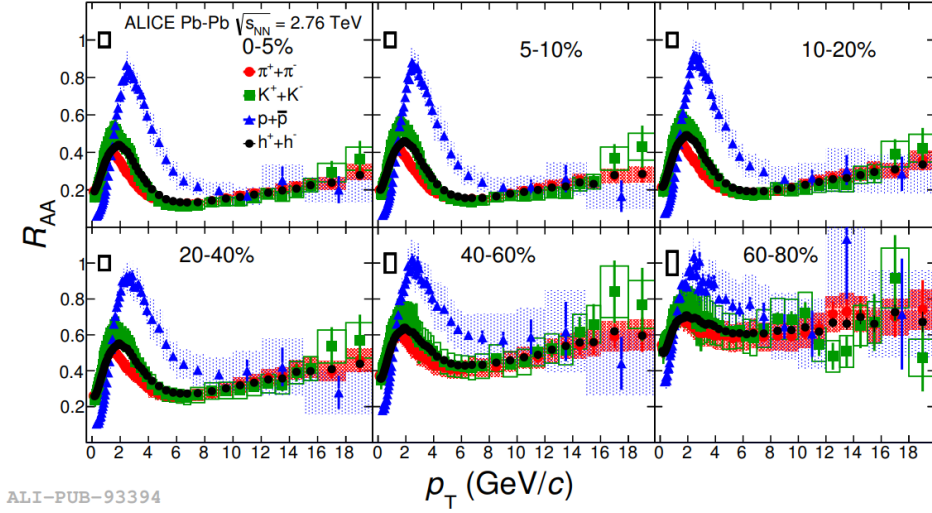


Obrázek 1.20: Jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  jako funkce příčné hybnosti jetů  $p_T$  vykreslený pro čtyři rozsahy centrality. Data ze srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV. Převzato z Ref. [16].

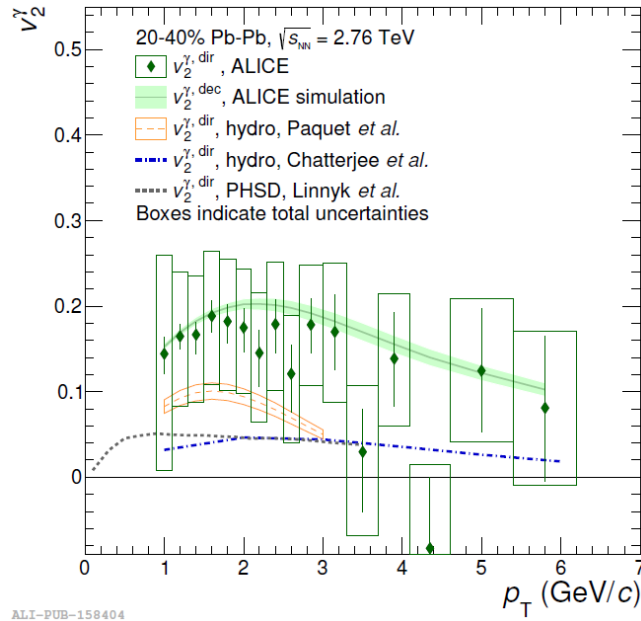
### 1.7.3 Přímé fotony

Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [20]. Protože je rozvolněná hmota vznikající po srážkách silně interagující, je průhledná pro elektromagnetické částice. Fotony nevznikající z rozpadů hadronů, které se nazývají přímé fotony, jsou použitelnými sondami pro získání informací ze všech stádií srážky.

Experimentálně bylo zjištěno, že jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  při měření výtěžku přímých fotonů ve srážkách těžkých jader oproti proto-protonových je přibližně jedna. Pozorováním výtěžku přímých fotonů byla určena prvotní teplota QGP jako 300 – 600 MeV ve srážkách olovo-olovo při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV. Aktuální



Obrázek 1.21: Jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  jako funkce příčné hybnosti  $p_T$  pro různé nabitě hadrony vykreslený pro šest tříd centrality. Data ze srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV. Převzato z Ref. [23].



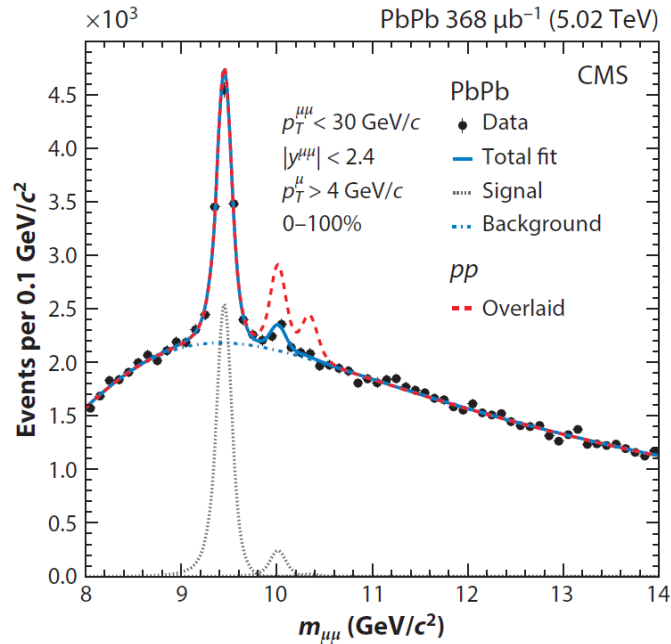
Obrázek 1.22: Eliptický tok přímých fotonů naměřený ve srážkách olovo-olovo při  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV (zelené body) je porovnán s předpokládaným tokem fotonů vznikajících rozpady ze simulací (zelená čára) a s různými výpočty modelů. V centralitě 20 – 40%. Převzato z Ref. [20].

modely předpovídají nižší než naměřený eliptický tok přímých fotonů jak je pozorovatelné na Obr. 1.22, kde je vykreslený eliptický tok přímých fotonů naměřený ve srážkách olovo-olovo při  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV porovnáný s různými modelovými výpočty.

## 1.7.4 Kvarkonia

Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [16, 19]. Kvarkonia je označení pro mezony složené z dvojice těžkého kvarku a antikvarku. Charmonium, které je složené z dvojice kvarků  $c\bar{c}$  se nazývá  $J/\psi$ . Bottomium, které je složené z dvojice kvarků  $b\bar{b}$  se nazývá  $\Upsilon$ . Tyto částice vznikají v raných fázích srážky. Sledována je míra produkce těchto kvarkonií a rozdíly mezi nimi.

Pro  $\Upsilon$  jsou často rozlišovány různé stavy  $\Upsilon$  (1S),  $\Upsilon$  (2S) atd. charakterizované velikostí a velikostí vazebné síly držící kvarkový pár pohromadě. Jednotlivé stavy  $\Upsilon$  jsou různé excitované stavy systému  $b\bar{b}$ , tedy jeho rezonance, kdy stav  $\Upsilon$  (1S) je základní a nejsilněji svázaný. Udrží se proto pohromadě od svého vzniku i během průletu silně svázaným médiem. Poté se rozpadá a jeho dceřiné částice jsou detekovány. Stav  $\Upsilon$  (3S) je naopak mnohem větší s rozměry srovnatelnými s hadrony. Jeho kvarky jsou slaběji svázané a během průletu médiem dojde k jejich rozdělení. Stav  $\Upsilon$  (2S) leží vlastnostmi mezi stavy (1S) a (3S). Na Obr. 1.23 je vykreslena distribuce invariantní hmotnosti mionových párů vznikajících rozpadem ze tří různých stavů  $\Upsilon$ . Vrcholy odpovídající vyšším stavů jsou v datech z AA srážek (černé body) znatelně potlačeny v porovnání s daty z  $pp$  srážek (přerušovaná červená čára). Tento výsledek potvrzuje předpoklad, že různé stavy mezonu  $\Upsilon$  mají v závislosti na své velikosti různé šance na přežití při průchodu silně interagujícím médiem QGP, které stíní sílu vazby držící kvarky v částici pohromadě.

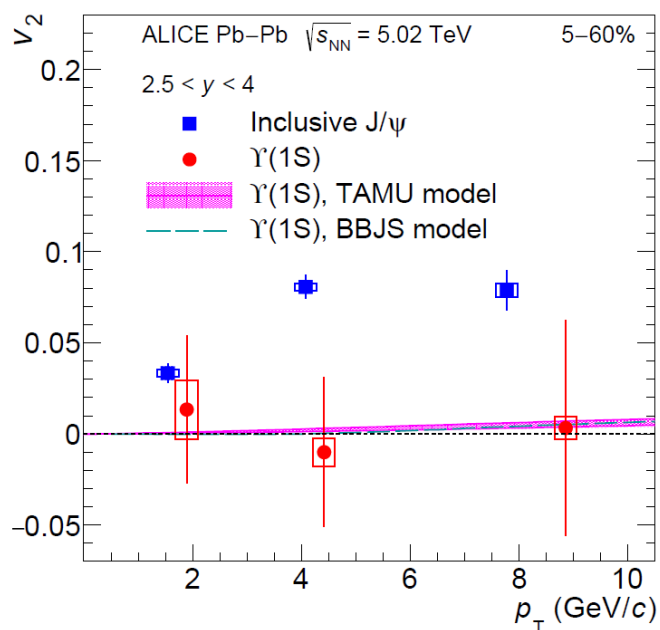


Obrázek 1.23: Distribuce invariantní hmotnosti mionových párů pro stavy  $\Upsilon$  (1S),  $\Upsilon$  (2S) a  $\Upsilon$  (3S). Data ze srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV (černé body) jsou porovnána s výsledky z proton-protonových srážek přidaných k pozadí dat a normalizovaných k stavu (1S) (červená přerušovaná čára). Převzato z Ref. [16].

Mezon  $J/\psi$  je produkován ve větší míře než  $\Upsilon$  při vysoce energetických srážkách na LHC, v jedné srážce těžkých iontů vzniká průměrně 30  $J/\psi$ . V  $pp$  srážkách odpovídá jeden vzniklý mezon  $J/\psi$  jednomu tvrdému rozptylu. Ve srážkách těžkých jader

může nastat situace, kdy se mezon vytvořený v raném stádiu rozpadne, kvůli přítomnosti okolního barevného média odstiňujícího slabou vazbu částice. Samostatné  $c$  kvarky se ale mohou stihnout před detekcí spojit s jiným volně se pohybujícím  $c$  kvarkem. Tento proces se nazývá regenerace charmonií. Vyšší míra detekovaných mezonů tedy ukazuje na volný pohyb kvarků v médiu produkovaném po srážce a tedy na stav rozvolnění [16].

Jak lze pozorovat na Obr. 1.24 z vykresleného eliptického toku v závislosti na příčné hybnosti pro mezony  $J/\psi$  a  $\Upsilon$ , mezon složený z  $c$  kvarků vykazuje značně větší eliptický tok a tedy i kolektivní chování. Naopak  $\Upsilon$  je jediným zatím změřeným hadronem na LHC s nulovým eliptickým tokem. Tento fakt potvrzuje domněnku o brzkém vzniku a o slabším efektu rekombinace [20].



Obrázek 1.24: Eliptický tok  $v_2$  v závislosti na příčné hybnosti  $p_T$  ze srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV. Zobrazeny jsou naměřené hodnoty pro  $J/\psi$  a  $\Upsilon$  (1S). Hodnoty pro  $\Upsilon$  jsou porovnány s výsledky dvou modelů. Převzato z Ref. [20].

# Kapitola 2

## Experimentální program ALICE na LHC

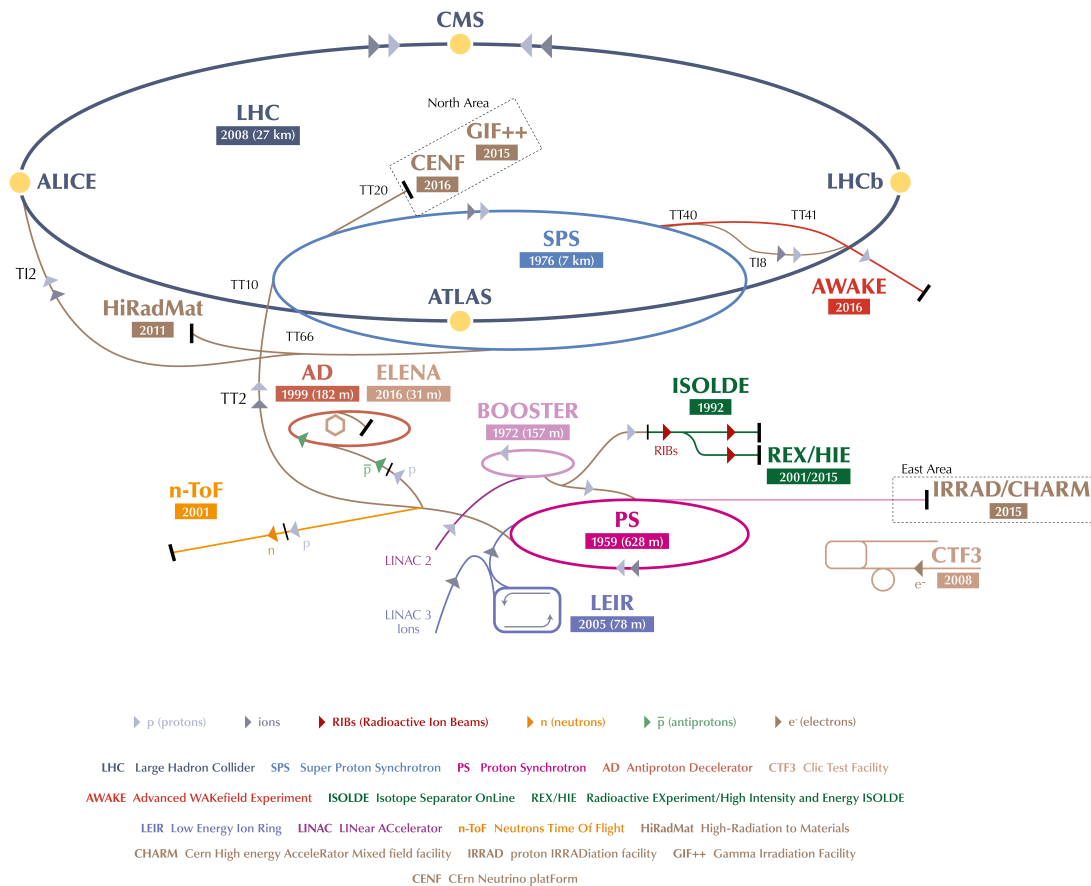
V této kapitole následuje popis největšího urychlovače částic na světě se zaměřením na experiment ALICE, který je součástí Evropské organizace pro jaderný výzkum (CERN). Mnoho informací o srážkách těžkých jader a v nich vznikajícím médiu, které byly popsány v předchozí kapitole, pochází právě odtud. Díky na něm probíhajícím experimentům jsou získávány i mnohé další poznatky o vlastnostech mikrosvěta.

### 2.1 CERN

Evropská organizace pro jaderný výzkum (CERN – Conseil Européen pour la recherche nucléaire) byla založena brzy po druhé světové válce. Přední evropští vědci a mnozí další cítili potřebu pro existenci organizace spojující evropské vědce, pro znovu-upevnění pozice Evropy ve světě. Tato myšlenka zaujala především vědce zabývající se jaderným výzkumem, pro které bylo nemožné vybudovat dostatečně velké a výkonné urychlovače z financování jedním státem. Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [24, 25].

V roce 1950 byla podpisem v Ženevě založena provizorní organizace CERN a byl představen návrh na vybudování synchrotronu dosahujícího až 15 GeV (pro převýšení možností BNL v té době). Oficiální organizace, dnes známá jako CERN, byla založena v roce 1954. Jedním z prvních úspěchů bylo dokončení výstavby protonového synchrotronu umožňujícího hodnoty energií až 28 GeV v roce 1959. Dnes na projektech v této laboratoři poblíž Ženevy, na Švýcarsko Francouzské hranici, spolupracují pracovníci z více než 70 zemí. Česká republika se zařadila mezi členské země v roce 1993.

Jak areál, tak i používané přístroje a zkoumané jevy prošly od začátku existence laboratoře mnoha vylepšeními a co začalo zkoumáním jádra se vyvinulo na mnoho experimentů zkoumajících nejrůznější procesy. Aktuální podoba celého komplexu je zobrazena na Obr. 2.1. Dominuje na něm Velký hadronový urychlovač, který je blíže popsán v následující sekci. Dále jsou zde vykresleny polohy experimentů a různých menších urychlovačů.



Obrázek 2.1: Přehled zařízení, které jsou součástí areálu CERNu s vyznačenými urychlovači a experimenty. Převzato z Ref. [26].

## 2.2 LHC

Velký hadronový urychlovač (LHC – Large Hadron Collider) je jakousi vlajkovou lodí CERNu již od roku 2009, kdy na něm proběhly první srážky. Jak již bylo zmíněno, je jak největším urychlovačem v CERNu, tak na světě a je na něm možné dosáhnout nejvyšších energií srážek. Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [25, 27].

Je navržen pro srážení protonových svazků při energiích až 14 TeV a těžkých iontů (olovo, xenon) při energiích až 5 TeV. Srážky těžkých jader umožňují zkoumat vlastnosti QGP. Mnohá měření představená v první kapitole této práce byla provedena na LHC. Srážky protonů umožňují zkoumat interakce elementárních částic a hledání nové fyziky za Standardním modelem částic.

Na Obr. 2.1 je vidět jak LHC, tak i systém urychlovačů, které slouží k přípravě částic před jejich vstříknutím do okruhů LHC. Částice seskupené to tzv. svazků jsou nejdříve v přípravném systému urychlovačů předurychleny na energii 0,45 TeV. Poté jsou vstříkovány do trubic svazku LHC, které tvoří kruhy o délce 27 km skryté 50 – 174 cm pod zemí. Okruhy jsou dva a svazky v nich krouží opačnými směry. Kruhová dráha urychlovaných svazků je zajišťována supravodivými magnety, které pracují při teplotách 1,9 K a které generují magnetické pole až 8 T. Magnetické



pole slouží také k zaostřování svazků, tedy k zhuštění částic svazku na co nejmenší objem. Postupným obíháním jsou částice dále urychlovány elektrickým polem, dokud nejsou na požadovaném místě sraženy. Pro zaznamenávání výsledků srážek je po jeho obvodu umístěno těchto 8 experimentů:

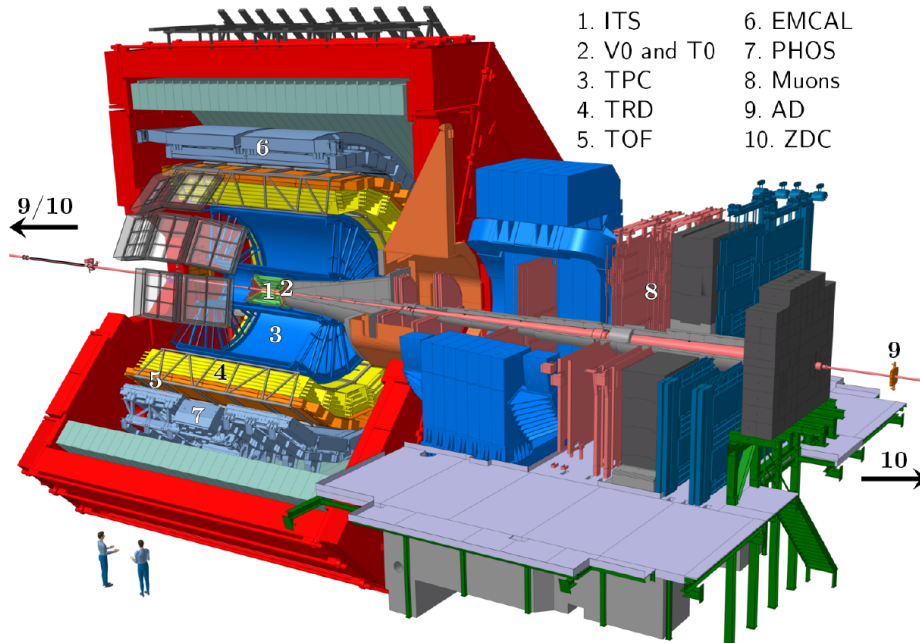
- Experiment srážek těžkých jader (ALICE): Tento experiment je podrobněji popsán v následující sekci.
- Toroidní LHC aparát (ATLAS): Je víceúčelový detektor. Využívá ohromných energií dosažitelných na LHC pro zkoumání jevů obsahujících masivní částice. V roce 2012 byl s jeho pomocí objeven nový bozon – Higgsův boson.
- Kompaktní mionový solenoid (CMS): Je víceúčelový detektor. Zabývá se zkoumáním Standardního modelu, vlastností Higgsova bosonu, objevováním dalších dimenzí a částic tvořících temnou hmotu.
- LHC-půvab (LHCb): Zaměřuje se na zkoumání interakcí  $b$  kvarků a vysvětlení nerovnoměrného zastoupení hmoty a antihmoty ve vesmíru.
- LHC-dopředný (LHCf): Zaměřuje se na astročásticovou fyziku, a vysvětlení ultra-relativistických kosmických spršek. Využívá k tomu částice vyletující po srážce dopředně, tedy s malou odchylkou trajektorie od osy  $z$ .
- Detektor monopolů a exotických částic (MoEDAL): Hlavním cílem je hledání magnetického monopolu a zkoumání vlastností exotických částic.
- Detektor zkoumající celkový účinný průřez, elastický rozptyl a difrakční štěpení (TOTEM): Zaměřuje se na částice vyletující po srážce dopředně.
- Experiment dopředného výzkumu (FASER): Jeho měření bude zahájeno během Run 3 na LHC. Zaměří se na lehké a velmi málo interagující částice. Existence takových částic je předpovězena mnoha modely mimo Standardní model, které se pokoušely vysvětlit například původ hmotností neutrin, nebo důvod nerovnoměrného zastoupení hmoty a antihmoty ve vesmíru.

## 2.3 ALICE

Experiment srážek těžkých jader ALICE (A Large Ion Collider Experiment) je jeden z experimentů probíhajících na LHC se stejnojmenným detektorem. Zabývá se studiem silných interakcí a vlastností QGP na základě informací ze srážek těžkých jader, převážně srážek olovo-olovo. Detektor je umístěn v „jeskyni“ 56 m pod zemí. Jeho rozměry jsou  $26 \times 16 \times 16$  m<sup>3</sup> a váha 10 000 tun. Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [28, 29].

Detektory, které jsou součástí experimentu ALICE jsou zobrazeny na Obr. 2.2. Jejich účely jsou shrnuty níže.

Po proběhnutí srážky je nejdříve nutné získat informace o její energii a síle. Jsou k tomu používány tyto detektory:



Obrázek 2.2: Systém detektorů, které jsou součástí experimentu ALICE na LHC v CERN. Převzato z Ref. [31].

- Kalorimetr nulového stupně (ZDC) vyrobený z velmi hustého materiálu, které se nachází  $\sim 110$  m na obou stranách od středu ALICE a měří pozůstatky jader po srážce. [32]
- Detektor dopředné četnosti částic (FMD) a dopředné detektory V0 a T0, které měří počet částic vyprodukovaných ve srážce a jejich prostorové rozložení. T0 také měří čas srážky s velkou přesností. [33]

Následně jsou zkoumány dráhy částic vyprodukovaných ve srážce. Jejich rekonstrukce je prováděna za použití těchto detektorů: Vnitřní sledovací systém (ITS), Časově projekční komora (TPC), Detektor procházející radiace (TRD). Ty dohromady tvoří systém válcových detektorů, které měří průchod nabitě částice. Detektory se nachází v magnetickém poli, které je produkováno ohromným červeným solenoidálním magnetem. Ze zahnutí drah částic vlivem magnetického pole je získávána jejich hybnost. ITS dosahuje přesností měření až na desetiny milimetru, kdy je schopno rozlišit místo vzniku částic a tím pádem určit, jestli dráha dané částice počíná v primárním vrcholu (místě srážky).

- ITS - Obklopuje nejbližší trubici svazku a je složený ze šesti vrstev křemíkových detektorů citlivých na pozitrony. [34]
- TPC - Složena z vnitřního a vnějšího válce a centrální elektrody umístěné v polovině jejich délky, které tvoří elektrické pole. Konce (podstavy) válce jsou rozděleny na 18 vnitřních a vnějších sektorů, které obsahují proporční detektory částic. Maximální čas letu elektronů vlivem elektrického pole je  $90 \mu\text{s}$ . Celý systém je uzavřen v nádobě s atmosférou oxidu uhličitého. Je používán mimo jiné k rekonstrukci drah nabitých částic a měřením jejich hybností. [35]
- TRD - Systém je rozložený na válci obklopujícím TPC a je rozdělen na 18 sektorů. Měří prostorové vyzařování velmi rychlých částic při jejich přechodu do nového materiálu. [36]

Pro následnou identifikaci částic jsou používány, s pomocí informací z TPC tyto detektory:

- Detektor času letu (TOF) měří s přesností na  $10^{-7}$  s čas letu částice od vzniku po zaznamenání detektorem. Odtud lze získávat rychlost produkovaných částic. [37]
- Detektor částic s velkými hybnostmi (HMPID) měří Čerenkovovo záření zanechávané rychlými částicemi. [38]
- TRD dovoluje identifikovat elektrony.
- Dopředný mionový sledovač drah (MFT) je mionový spektrometr, který využívá faktu, že miony procházejí hmotou snadněji než ostatní částice. Nachází se v dopředném směru letu jader a je před ním umístěn velmi silný a účinný absorbent, který zastaví všechny nabitě částice kromě mionů.

Pro zachytávání fotonů jsou používány:

- Fotonový spektrometr (PHOS) obsahující krystaly o hustotách podobných olovu, které jsou zároveň průhledné jako sklo. Tyto krystaly měří fotony s velkou přesností v omezeném regionu. [39]
- PMD speciálně pak elektromagnetický kalorimetr (EMCal) je měří na široké oblasti. Zároveň je používán k měření jetů. [40]

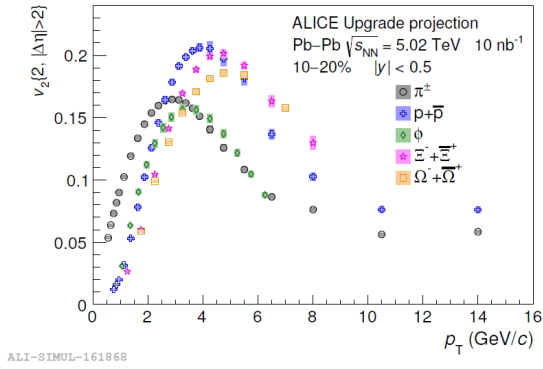
### 2.3.1 Výsledky a plánovaná vylepšení

Detektor ALICE procházel během posledních tří let různými vylepšeními. Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [41]. V letošním roce od 22. dubna 2022 začalo měření dat v rámci období zvaného Run 3 [42]. Po vylepšení z Run 2 nasbívá až stokrát více dat. Zvýšení luminozity ve srážkách olovo-olovo je o faktor 5 – 6. Plánována je 50 krát větší míra interakce (interaction rate). Nové instalované detektory jsou například ITS a MFT.

Následuje výčet několika simulací plánovaných vylepšení, které jsou součástí Run 3. Tyto simulace jsou porovnány s měřeními představenými v předchozí kapitole.

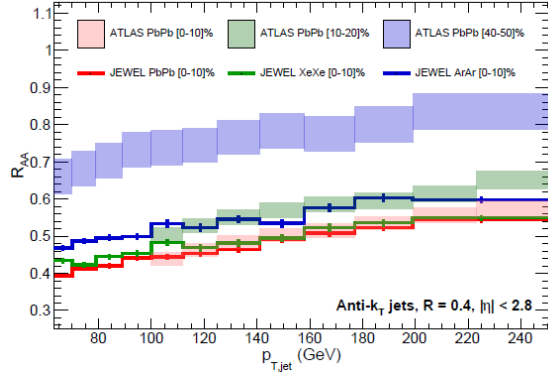
Na Obr. 2.3 je zobrazena projekce měření eliptického toku získaného z dvoučásticových korelací  $v_2\{2\}$  v závislosti na příčné hybnosti vykreslená pro různé hadrony ze semi-centrálních srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV. Lze pozorovat rozdíl s dosavadním měřením na Obr. 1.17. Znatelná je hlavně vyšší přesnost měření a rozšíření zkoumaných hodnot příčné hybnosti.

Na Obr. 2.4 je zobrazena projekce měření jaderného modifikačního faktoru  $R_{AA}$  jako funkce příčné hybnosti spršek částic  $p_T$  vykreslená pro čtyři rozsahy centrality, pro data ze srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV. Znovu lze pozorovat zvětšení přesnosti v porovnání s měřením představeným na Obr. 1.20. Zároveň je znatelná neshoda dat s předpověďmi simulací JEWEL pro dvojité spršky a spršky ze  $Z^+$  bosonu. Tento rozdíl bude také dále zkoumán.



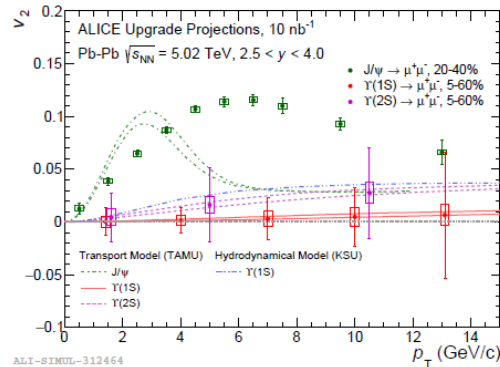
ALI-SIMUL-161868

Obrázek 2.3: Simulace měření pro eliptický tok získaný z dvoučásticových korelací  $v_2\{2\}$  v závislosti na příčné hybnosti vykreslený pro různé hadrony ze semi-centrálních srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV. Predikce pro Run 3. Převzato z Ref. [41].



Obrázek 2.4: Simulace měření pro jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  jako funkce příčné hybnosti spršek částic  $p_T$  vykreslený pro čtyři rozsahy centrality. Data ze srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV. Predikce pro Run 3. Převzato z Ref. [41].

Na Obr. 2.5 je představena simulace vylepšení měření pro eliptický tok  $v_2$  v závislosti na příčné hybnosti  $p_T$  ze srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV. Zobrazeny jsou naměřené hodnoty pro  $J/\psi$  a  $\Upsilon$  (1S) a (2S). Hodnoty jsou porovnávány s transportním a hydrodynamickým modelem. Při porovnání s měřením představeným na Obr. 1.24 je v projekci rozšířen rozsah sledovaných příčných hybností což umožňuje lépe sledovat trend dat, nově jsou měřeny i hodnoty pro  $\Upsilon$  (2S) a data mají vyšší přesnost.



ALI-SIMUL-312464

Obrázek 2.5: Simulace měření pro eliptický tok  $v_2$  v závislosti na příčné hybnosti  $p_T$  ze srážek olovo-olovo při  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV. Zobrazeny jsou naměřené hodnoty pro  $J/\psi$  a  $\Upsilon$  (1S) a (2S). Predikce pro Run 3. Převzato z Ref. [41].

# Kapitola 3

## Experimentální program na RHIC na EIC

V této kapitole je popsána Brookhavenská národní laboratoř. První část je věnována jednomu ze dvou existujících urychlovačů hadronů – relativistickému urychlovači těžkých iontů (RHIC), kdy druhým je výše popsáný LHC. Důraz je kladen především na experiment STAR. Druhá část je věnována připravovanému Elektron-iontovému urychlovači (EIC).

Stejně jako v předchozí kapitole i zde platí, že díky této laboratoři jsou získávány nové informace o srážkách těžkých jader a v nich vznikajícím médiu popsané v dřívějších kapitolách a mnoho dalších poznatků částicové fyziky. Samotná existence QGP byla potvrzena pomocí dat získaných na RHICu v roce 2004 [43]. Data, která jsou použita pro analýzu v poslední kapitole, byla také naměřena v této laboratoři experimentem STAR.

### 3.1 BNL

Brookhavenská národní laboratoř (BNL) byla založena v roce 1947 na bývalém místě vojenské základny Upton na ostrově Long Island ve státě New York a to jen rok poté, co byla vojenská základna uzavřena. Podobně jako v případě CERNu i zde měl vliv stav světa po druhé světové válce. Skupina Amerických univerzit cítila potřebu vytvoření instituce pro výrobu a provozování velkých vědeckých přístrojů, které by si samostatné univerzity nemohly dovolit financovat. Cílem byl také provoz jaderného reaktoru pro mírové účely, konkrétně pro výzkum. Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref.[44, 45].

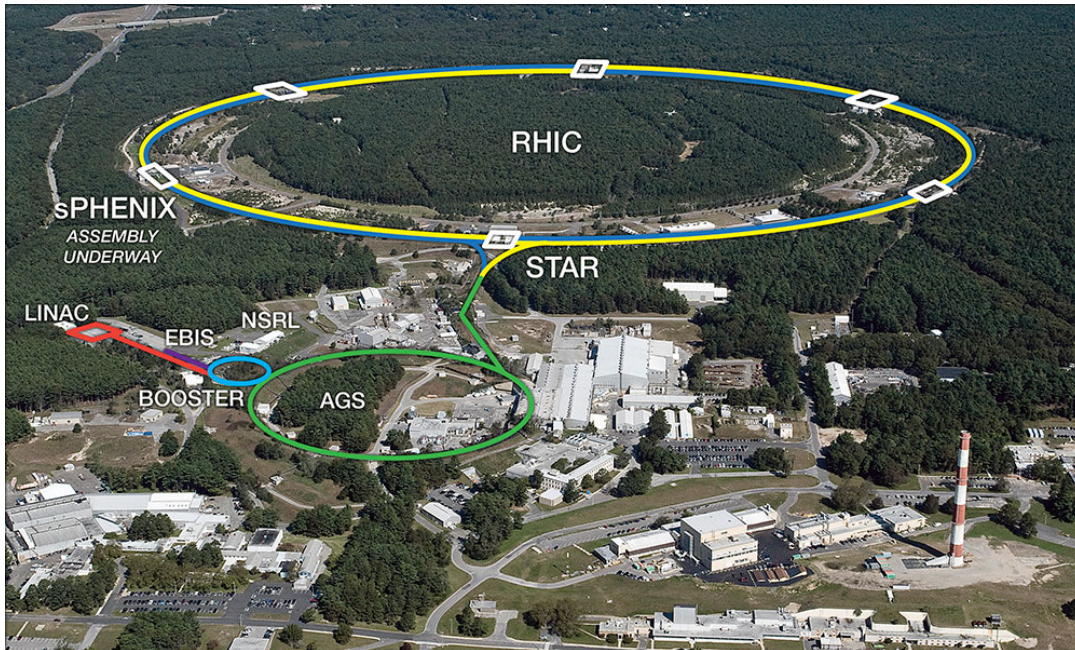
Postupem času se zaměření laboratoře rozšiřovalo od návrhů a výroby velkých vědeckých přístrojů pro menší vědecké instituce k výzkumu jaderné a vysokoenergetické fyziky, přes nanofyziku až po neurovědy. Dnes jde o jednu ze dvou zbývajících institucí s fungujícím urychlovačem hadronů, a o jedinou instituci schopnou srážet vzájemně polarizované protony.

Součástí areálu BNL jsou po mnoha historických změnách a inovacích různé instituce, mezi které patří například:

- Urychlovací komplex BNL - RHIC a jeho systém předurychlovačů vyznače-

ných na Obr. 3.1, který je podrobněji popsán v následující sekci. Synchrotron s alternujícími gradienty (AGS) byl dříve samostatný urychlovač. [46]

- Laboratoř kosmického záření NASA (NSRL), která zkoumá účinky kosmického záření na biologické vzorky a průmyslové materiály. Pro program NASA - Člověk ve vesmíru má laboratoř za úkol měřit rizika a zlepšovat ochranu před kosmickým zářením. Svým výzkumem tato laboratoř také přispívá k výzkumu radioterapie s použitím těžkých iontů. K výzkumu jsou používány svazky urychlených částic z RHICu. [47]
- Národní synchrotronový světelný zdroj II (NSLS-II) je jedním z nejpokročilejších existujících zdrojů rentgenového záření. Zařízení je tvořeno okruhem pro urychlování elektronů s energií 3 GeV. Produkováno je rentgenové záření až 10000 krát jasnější než původní NSLS s hodnotami jasu dosahujícími až  $10^{22}$  fotonů·s<sup>-1</sup>mm<sup>-2</sup>mrad<sup>-2</sup>. Je na něm prováděn například výzkum energetické bezpečnosti, syntézy a výroby materiálů a životního prostředí. [48]



Obrázek 3.1: Znárodnění urychlovacího komplexu BNL - RHIC a jeho předurychlovačů. Převzato z Ref. [49].

## 3.2 RHIC

Relativistický urychlovač těžkých jader (RHIC) je, jak již bylo zmíněno, druhý největší urychlovač částic na světě z pohledu dostupných energií. Jeho stavba začala v roce 1991. Využito bylo zařízení z dřívějšího projektu ISABELLE [50], který fungoval v letech 1971 – 1983, a který přinesl inovaci pro srážky částic v podobě dvou okruhů pro uchování obíhajících urychlovaných svazků částic před jejich srážkou v bodě překryvu okruhů. ISABELLE byl urychlovač zaměřený na proton-protonové srážky, který využíval supravodivé magnety pro zakřivení drah částic. Z důvodu problému se spolehlivostí vybraných magnetů a nepotřebnosti tohoto urychlovače

kvůli výsledkům z jiných laboratoří, musel projekt skončit. Plán na projekt RHIC byl představen brzy poté, v roce 1984. Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [49, 51].

RHIC umožňuje srážet protony nebo ionty. Maximální dosažitelné energie srážky v proton-protonových srážkách jsou až 510 GeV a v jádro-jaderných srážkách jsou až 200 GeV na nukleonový pár. K dispozici jsou srážky různých jader, mimo jiné: deuterium, zlato, měď, ruthenium, zirkonium a uran. Navíc má možnost srážet polarizované protony a to se spiny příčně či podélně srovnanými, což umožňuje zkoumat spinové efekty v interakcích částic.

Svazky těžkých jader nejprve projdou Urychlovačem těžkých iontů pomocí paprsků elektronů (EBIS). Dále jsou urychlovány při průchodu do Posilovače (Booster) a AGS, odkud jsou vstříknuty do tzv úložných okruhů RHIC (storage rings). Svazky jsou zde urychleny na finální požadované energie pomocí radiových vln. Cesta svazků polarizovaných protonů začíná v Lineárním urychlovači (Linac), kde jsou urychleny na 200 MeV a dále pokračuje přes Booster a AGS také do okruhů RHIC.

Rozmístění jednotlivých částí RHICu je zobrazeno na Obr. 3.1. Urychlovač je složen ze dvou okruhů o délce 3834 m. Jedním okruhem krouží svazky po směru hodinových ručiček (modrý) a druhým v opačném směru (žlutý). Zakřivení dráhy urychlovaných částic zajišťuje 1740 supravodivých magnetů s niobovo-titanovými kondenzátory, které operují při 3,45 T.

První srážky na RHIC proběhly v roce 2000, kdy fungovaly na jeho obvodu čtyři experimenty: PHOBOS, BRAHMS, PHENIX a STAR. V roce 2002 byl přidán experiment PP2PP a nyní je připravován nový experiment sPHENIX.

- PHOBOS měl za úkol měřit velké množství srážek. Vycházel z předpokladu, že nové jevy se vyskytují ve srážkách vzácně. Pomocí křemíkových detektorů, které obklopovali místo interakce měřil množství a rozložení příčných hybností částic produkovaných ve srážkách. Odchytky těchto veličin od hodnot v průměrných srážkách naznačují fázový přechod. Dále byly měřeny veličiny jako teplota, velikost a hustota hmoty vznikající po srážce. Tyto informace umožňují bližší zkoumání fázového přechodu mezi QGP a hadronovým plynem. [52, 44]
- Široko-rozsahový magnetický spektrometr hadronů (BRAHMS): Experiment byl v provozu v letech 2000 – 2006. Umožňoval měření nabitých hadronů ve velkém rozsahu rapidity ( $y \approx 0$  až  $y \approx 4$ ) a příčných hybností ( $p_T \approx 3 - 4$  GeV/c pro  $y \approx 2 - 3$ ). Za cíl měl zkoumání vysoce excitované jaderné hmoty vznikající ve srážkách těžkých jader. [53]
- Průkopnický experiment vysokoenergetických jaderných interakcí (PHENIX): Jedním z bodů zájmu bylo zkoumání různých fází hmoty, kterými prochází médium vznikající v jádro-jaderných srážkách, tedy od QGP po hadrony. Využíval k tomu měření přímých fotonů, kvarkonií, elektronů a mionů a také produkci hadronů. Druhým bodem zájmu bylo měření vnitřní spinové struktury nukleonů ze srážek polarizovaných protonů. Tento experiment byl ukončen v roce

2016. [54]

- STAR je experiment blíže popsáný v následující sekci.
- PP2PP byl zpočátku samostatný experiment umožňující sledování dopředných protonů po elastickém rozptylu při energiích srážky  $\sqrt{s} = 510$  GeV. Později byly detektory tohoto experimentu, tzv. Římské nádoby popsané v následující sekci, přesunuty a staly se součástí systému detektorů experimentu STAR. [55]
- sPHENIX (super PHENIX) je nový připravovaný experiment, kdy první měření dat je plánováno na rok 2023. Půjde o zdokonalení experimentu PHENIX. Mezi zdokonalení patří instalace válcového supravodivého magnetu do centra původního detektoru. Cílem vylepšení je možnost bližší zkoumání vlastností hmoty přítomné v průběhu srážky jader od nukleonů po QGP. Měření se bude zaměřovat na vzácné procesy vznikající v tvrdých rozptylech, tedy na měření vlastností spršek částic a kvarkonií. [56]

### 3.3 STAR

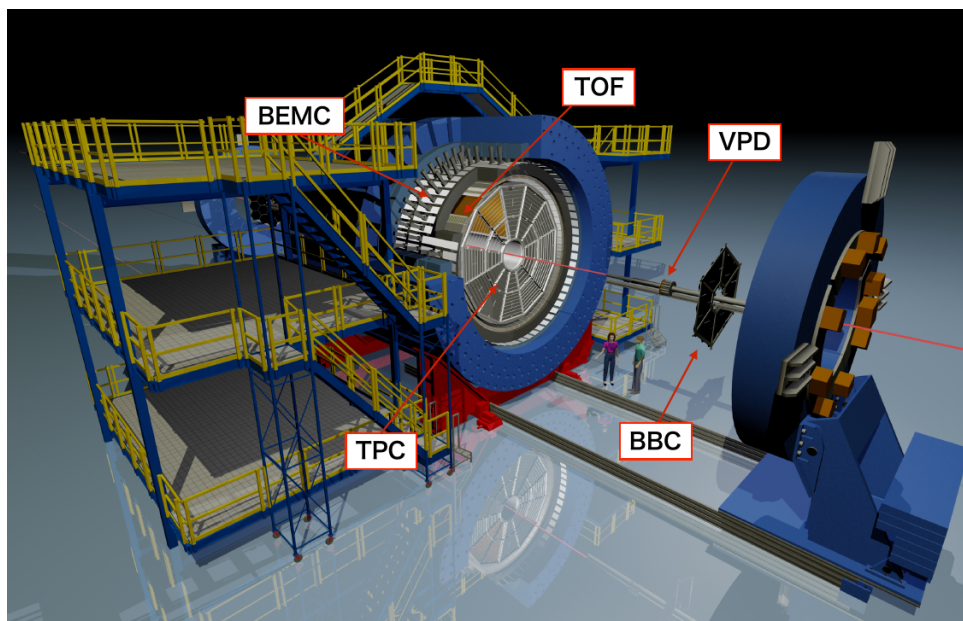
Informace zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [57]. Solenoidální zaznamenávač částic na RHICu (STAR – solenoidal tracker at RHIC) je detektor umístěný na šesté hodině okruhu RHIC, jak je znázorněno na Obr. 3.1. Byl vytvořen za účelem zkoumání vlastností srážek těžkých jader a QGP. Po průběžných vylepšeních je na něm nyní možné měřit i vlastnosti proton-protonových srážek, nebo srážek s pevným cílem. V roce 2009 na něm byly nainstalovány dopředné detektory PP2PP pro sledování protonů odlétávajících ze srážky s malou odchylkou od osy  $z$ .

Centrální detektor přibližně válcového tvaru o hmotnosti 1200 tun je umístěn s hlavní osou  $z$ , paralelně s západo-východním směrem (západ=W:  $z > 0$  a východ=E:  $z < 0$ ). Osa  $x$  míří kolmo na kruhovou dráhu svazku radiálně směrem ven. Osa  $y$  míří kolmo na kruhovou dráhu směrem vzhůru. Detektor je uzavřen v solenoidálním magnetickém poli velikosti 0,5 T.

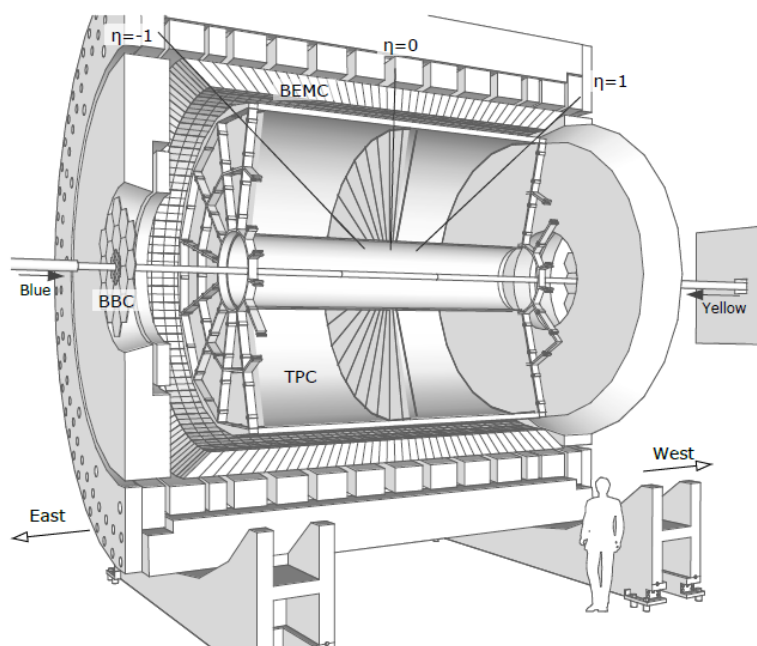
Následuje základní popis jednotlivých detektorů tvořících STAR. Jejich rozmístění z roku 2017, které bylo aktuální v době nasbírání dat pro mou analýzu, je zobrazeno na Obr. 3.2 a v podélném průřezu pro zobrazení jednotlivých detektorů na Obr. 3.3.

- Časově projekční komora (TPC): Detektor tvaru cylindru s poloměry 0,5 m a 2,0 m a délkou 4,2 m je určen na detekci drah nabitých částic. Jeho průřez je vykreslený na Obr. 3.3. Pokrytí pseudorapidity pro centrální trasování je přibližně tři jednotky. Na vnitřní membráně uprostřed detektoru je negativní napětí  $-28$  kV a podél osy  $z$  je tedy elektrické pole. Cylindr je vyplněn plynem. Nabitá částice procházející detektorem ionizuje plyn. Kladné ionty putují k vnitřní membráně a rychlejší elektrony k anodám na koncích válce. Multi-proporcionální komory na koncích válce elektrony detekují a určují bod průchodu částice v transverzální rovině. Z doby letu elektronu je určena pozice  $z$  jeho vzniku. Detekce nabitých částic je možná v celém rozsahu azimutálních úhlů. [59]



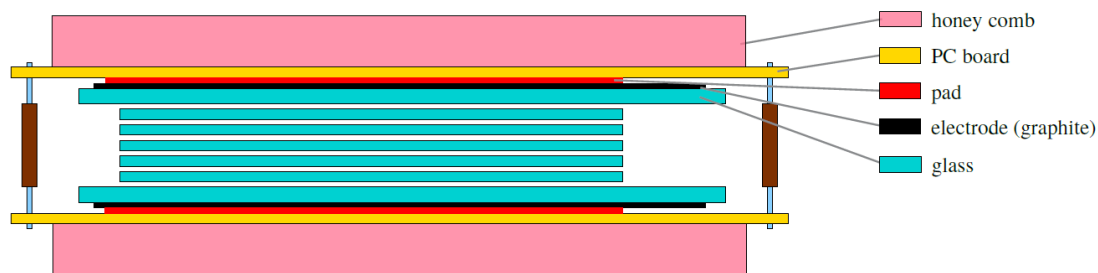


Obrázek 3.2: Schéma rozmístění detektorů experimentu STAR. Převzato z Ref. [58].



Obrázek 3.3: Podélný průřez centrálním detektorem experimentu STAR. Převzato z Ref. [49].

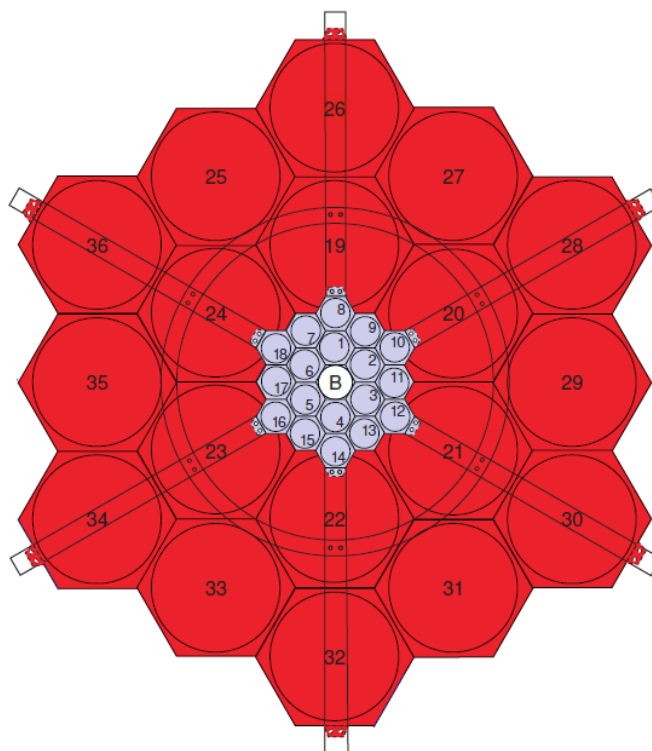
- Válcový elektromagnetický kalorimetr (BEMC): Umožňuje elektromagnetickou kalorimetrii v rozsahu  $|\eta| < 1$ . [60]
- Postranní elektromagnetický kalorimetr (EEMC): Zvyšuje akceptanci kalorimetru až k  $\eta \approx 2$ . [61]
- Detektor doby letu (TOF): Detektor je tvořen systémem komor restriktivních desek s více vrstvami (MRPC), které jsou oddělené střídajícími se vrstvami skla a plynu. Detail MRPC modulu je na Obr. 3.4. Je umístěn na vnějším plášti válce TPC na deskách o polovině délky válce TPC. Na každé ze 120 těchto



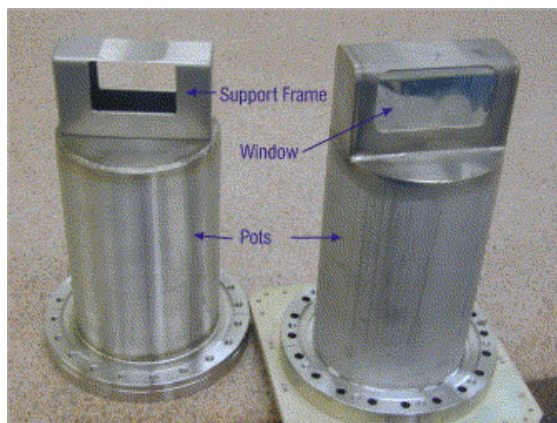
Obrázek 3.4: Detail částí modulu MRPC, který tvoří detektor TOF na STAR. Převzato z Ref. [62].

desek je umístěno 32 MRPC modulů. Na deskách je velké napětí ( $> 10$  kV). Nabitá částice procházející MRPC uvolňuje elektrony z elektrody způsobující lavinu radiace, která je detekována na druhé elektrodě. Geometrické pokrytí je  $< 0,9$  a detektor je přesný v určování času s rozlišením 60 – 100 ps. Pomáhá s identifikací částic a určováním dráhy příslušející k dané srážce ve svazku a omezuje špatné přiřazení částic k jednotlivým srážkám (out-of-time pile-up). [63, 62]

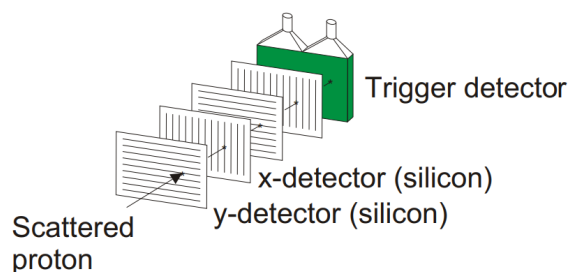
- Čítač svazků (BBC): Plastový scintilační detektor je umístěn na koncích válce centrálního detektoru STAR, tedy  $\pm 3,7$  m od vnitřní membrány TPC. Je složen z šestihelných dlaždic, kdy na každé straně je 18 malých a 18 velkých. Tyto šestiúhelníky jsou zobrazeny na Obr. 3.5. Na dlaždicích jsou umístěny fotonásobičové trubice. Detektor pokrývá rapiditu 2,1 – 3,3 pomocí velkých dlaždic a 3,3–5,0 pomocí malých dlaždic. Je používán pro vybírání událostí s minimálním zkreslením (MBT - minimum bias trigger) a monitorování míry srážek (IR). [64, 65]
- Kalorimetr nulového stupně (ZDC): Je sestaven ze tří kalorimetrických modulů se scintilačními vlákny a je umístěn na koncích válce centrálního detektoru z vnější strany BBC detektorů. Využívá se na označování neutrálních částic vznikajících ve srážkách, které vylétávají ve směru s malou odchylkou od osy z. Také měří okamžitou luminozitu a dává informace o štěpení jader. [66]
- Římské nádoby (RP): Tento systém detektorů složený ze čtyř stanic, kdy dvě jsou umístěné na každé straně od centrálního detektoru STAR ve vzdálenosti 15,8 m a 17,6 m. Na každé stanici jsou dvě římské nádoby, vždy jedna nad a pod linií svazku. Každá RP je složena ze čtyř křemíkových páskových detektorů, kdy dva jsou orientovány horizontálně a dva vertikálně. V RP se střídají a tvoří mřížku, pomocí které je měřena poloha procházejícího protonu v transverzální rovině. V RP je dále umístěn jeden plastový scintilátor, který slouží jako trigger a k získávání informace o času letu dopředných protonů. Detail jedné RP a její vnitřní rozložení je zobrazeno na Obr. 3.6 a Obr. 3.7. [55]
- Sledovač těžkých vůní (HFT): Tvořený systémem křemíkových pixelových a páskových detektorů umístěných blízko bodu interakce. Byl používán pro zlepšení rozlišení sledování srážek v  $z < 10$  cm. Dále rekonstruoval sekundární body rozpadu hadronů s otevřenou těžkou vůní. Doba provozu byla 2014-2016. [68]



Obrázek 3.5: Schéma rozložení velkých a malých dlaždic, které tvoří detektor BBC na STAR. Převzato z Ref. [62].



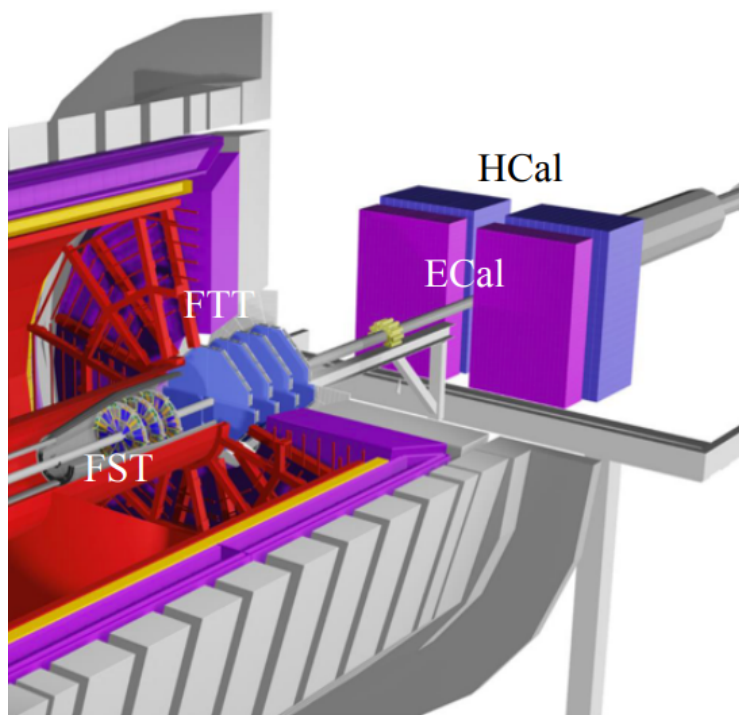
Obrázek 3.6: Detail Římské nádoby. Převzato z Ref. [55].



Obrázek 3.7: Schéma křemíkových detektorů tvořících RP. Převzato z Ref. [67].

- Systém dopředných detektorů (FDS) je nově vylepšenou částí experimentu STAR. Informace o FDS byly čerpány z Ref. [69]. Je umístěn na západní straně centrálního detektoru. Pokrývá centralitu  $2,5 < \eta < 4,0$ . Skládá se ze dvou částí: Dopředného sledovacího systému (FTS) a Dopředného systému kalorimetrů (FCS). Rozmístění jednotlivých dílčích detektorů je na Obr. 3.8.

FTS zahrnuje Dopředný křemíkový sledovač (FST) a Dopředný malo-pásový sledovač a Dopředný komorový sledovač: Forward Small-strip Thin Gap Chambers Tracker (FTT). FCS zahrnuje Elektromagnetický kalorimetr (ECal) a Hadronový kalorimetr (HCal).



Obrázek 3.8: Schéma umístění systému dopředných detektorů FDS experimentu STAR. Převzato z Ref. [69].

FST je umístěn uvnitř válce TPC a skládá se ze tří kruhových křemíkových desek ve vzdálenostech 152, 165 a 197 cm od středu TPC, kdy jejich středem prochází hlavní osa detektoru. Na každé desce je umístěno 12 modulů se křemíkovými senzory. Instalace byla dokončena 13. srpna 2021.

FTT, nebo také FsTGCT je umístěn na konci válce TPC a skládá se ze čtyř disků ve vzdálenostech 325, 343 a 361 cm od středu TPC, kdy jejich středem prochází hlavní osa detektoru. Kvůli svému umístění na hranici magnetického pole STARu se nachází v nehomogenním magnetickém poli. Poskytuje rozlišení menší než  $100 \mu\text{m}$  pro sledování a polohu při vysoké luminozitě. Tento detektor již nasbírává data v rámci Run22.

ECal a HCal jsou umístěny ve vzdálenosti 7 m od středu TPC. Oba detektory byly nainstalovány v roce 2020, testovány v rámci Run21 a jsou již plně v provozu pro Run22.

### 3.4 Výsledky a plánovaná vylepšení

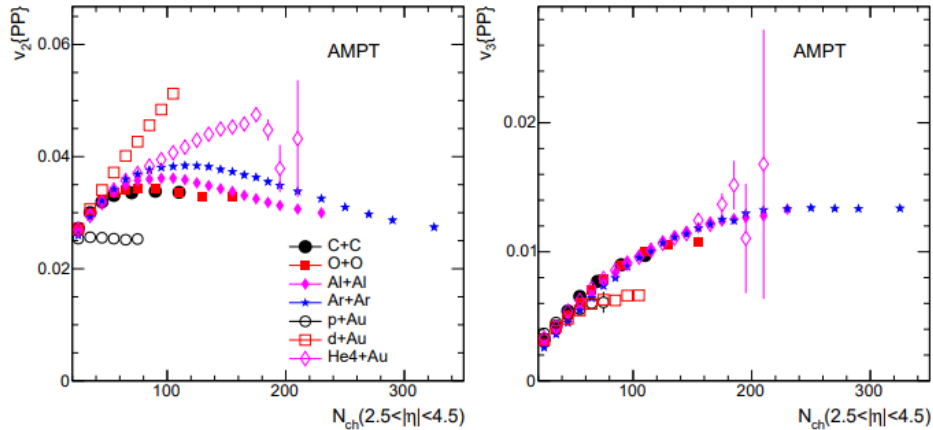
Pomocí dat naměřených na RHIC byly představeny mnohé nové jevy a vlastnosti vyskytující se v průběhu srážek částic. Některé klíčové objevy RHICu jsou například:

- objev QGP jako nového stavu hmoty představený v 19. 4. 2005 [43] a oprava jeho klasifikace z plynu volných kvarků a gluonů na silně interagující dokonalou tekutinu. Šlo o potvrzení dřívějších zpráv o existenci tohoto média z CERNu. [70]

- potlačování hadronů s velkou příčnou hybností, které vznikají ve tvrdých rozptylech hadronů v prvotních momentech po srážce jader [71]
- QCD tvrdé fotony vznikající brzy po srážce nejsou potlačeny a nejsou ovlivněny tokem média [72, 73]
- úměrnost eliptického toku částic k počtu obsažených kvarků [74]
- stejná míra potlačení toku těžkých a lehkých kvarků [75]
- produkce a kolektivní tok měkkých fotonů vzniklých vyzařováním [73, 76]

Následuje představení simulací plánovaných měření v následujících letech jak na STAR, tak na sPHENIX. Tyto simulace jsou porovnány s měřeními představenými v první kapitole.

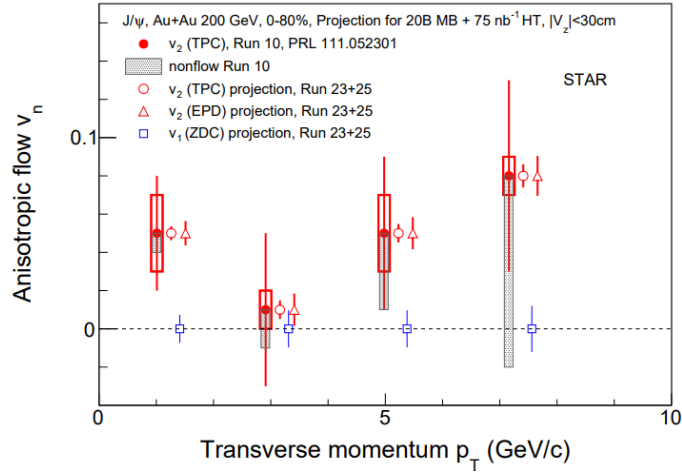
Na Obr. 3.9 je zobrazena projekce měření toků  $v_2$  (vlevo) a  $v_3$  (vpravo) jako funkce multiplicity nabitých částic  $N_{ch}$  pro různé malé srážené systémy. Tento graf lze porovnávat s představeným měřením na Obr. 1.18, oproti kterému dojde k měření dalšího systému v obdobném rozsahu  $N_{ch}$  z důvodu zkoumání toku v nových systémech, kdy čtyři jsou symetrické a tři asymetrické. [77]



Obrázek 3.9: Simulace měření toků  $v_2$  (vlevo) a  $v_3$  (vpravo) jako funkce multiplicity nabitých částic  $N_{ch}$  pro různé malé srážené systémy (C+C, O+O, Al+Al, Ar+Ar, p+Au, d+Au a  $^4\text{He}+\text{Au}$ ). Převzato z Ref. [77].

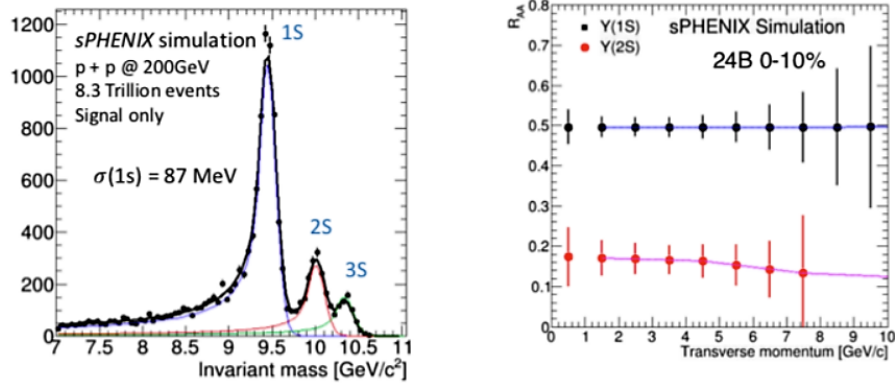
Na Obr. 3.10 je zobrazena projekce měření anizotropického toku  $v_n$  ( $v_2$  a  $v_3$ ) jako funkce příčné hybnosti  $p_T$  pro  $J/\psi$  ve srážkách zlato-zlato při  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV při centralitách 0 – 80%. Důležitou částí měření je velká přesnost pro malé hodnoty  $p_T$ , která bude možná na STARu díky velmi dobré identifikaci částic. Toto měření bude vylepšením přestavených výsledků ALICE na Obr. 1.24. [77]

Na Obr. 3.11 je zobrazena projekce měření distribuce invariantní hmotnosti elektronových párů vznikajících rozpadem z  $\Upsilon$  (vlevo) a jaderného modifikačního faktoru  $R_{AA}$  jako funkce příčné hybnosti  $p_T$  (vpravo) pro  $\Upsilon$  ve srážkách proton-proton na experimentu sPHENIX při  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV při centralitách 0 – 10%. Toto měření bude první, ve kterém bude možné přesné rozlišení jednotlivých stavů



Obrázek 3.10: Simulace měření anizotropického toku  $v_n$  ( $v_2$  a  $v_3$ ) jako funkce příčné hybnosti  $p_T$  pro  $J/\psi$ . Převzato z Ref. [77].

$\Upsilon$  (1S),  $\Upsilon$  (2S) a  $\Upsilon$  (3S) díky výbornému rozlišení hmotností na sPHENIX. Měření zle porovnat s Obr. 1.23. [78]

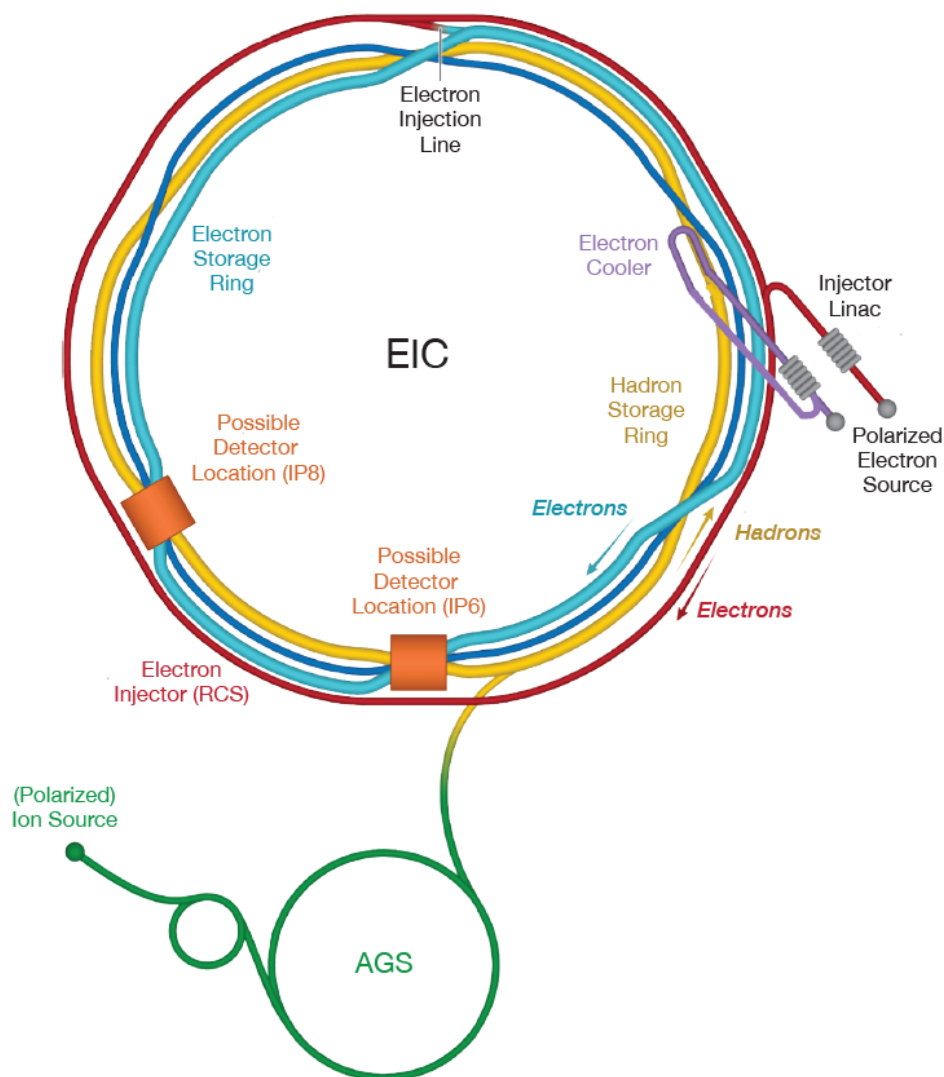


Obrázek 3.11: Simulace měření distribuce invariantní hmotnosti elektronových párů vznikajících rozpadem z  $\Upsilon$  (vlevo) a jaderného modifikačního faktoru  $R_{AA}$  jako funkce příčné hybnosti  $p_T$  pro  $\Upsilon$  ve srážkách proton-proton na experimentu sPHENIX při  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV při centralitách 0 – 10% experimentem sPHENIX. Převzato z Ref. [78].

Významnost BNL se brzy ještě zvýší po dostavbě nového projektu na urychlovač, který je popsán v následující sekci.

## 3.5 EIC

Elektronový-iontový urychlovač (EIC) je nový plánovaný projekt na výstavbu urychlovače. Zařízení vznikne v areálu BNL a využívá stávajících částí urychlovače RHIC. Informace o EIC, jeho podobě a fyzikální motivaci jsou čerpané z Ref. [79, 80]. Na Obr. 3.12 je jeho plánovaná podoba.



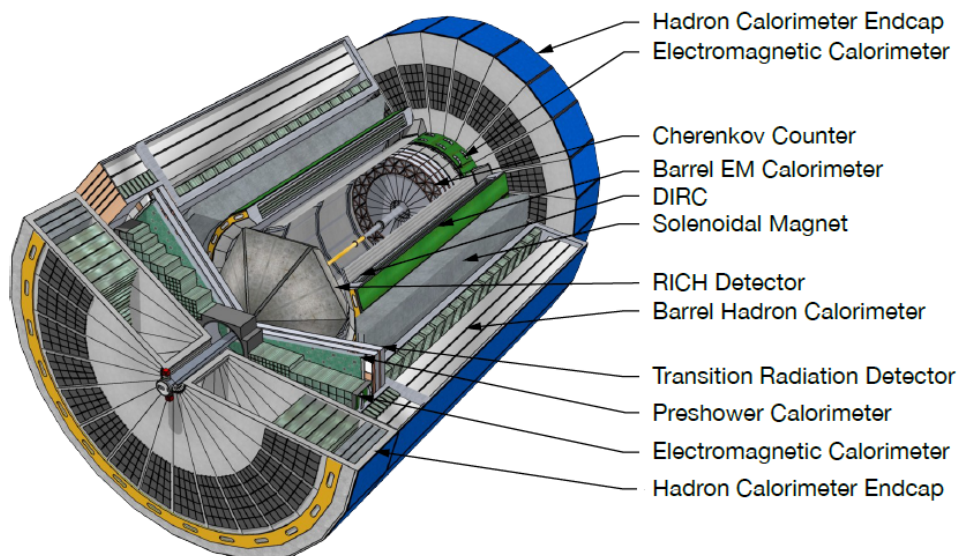
Obrázek 3.12: Přehled plánované podoby komplexu EIC. Převzato z Ref. [79].

### 3.5.1 Podoba projektu

K měření bude využívat srážky svazků vysokoenergetických elektronů s vysoce energetickými protony nebo jádry. Mnohé parametry srážek, které jsou plánovány, budou poprvé zrealizované v módu srážek. Svazky budou polarizované až na 70 %. Návrh zahrnuje požadavek na možnost srážení různých jader; od lehkých deuteronů po těžká jako zlato, olovo nebo uran. Dále je požadován velký rozsah energií srážek a to 20-100 GeV a velká luminozita  $10^{33} - 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Do primárního plánu na výstavbu komplexu je zahrnuta finanční podpora pro jednu interakční oblast s jedním příslušejícím detektorem. V plánech na další vylepšení je počítáno s přístavbou druhého detektoru. O finální podobu prvního detektoru soupeřili tři návrhy; ATHENA, CORE, ECCE.

Všechny návrhy mají stejný základ a zahrnují použití solenoidálního magnetu. Součástí jsou křemíkové detektory pro získávání drah částic. Zahrnuty jsou i detektory pro identifikaci částic – Detektor Čerenkovova záření s dvojitými kruhy (dRICH), Modulární RICH, Detektor vnitřně odraženého Čerenkovova záření (DIRC) a Elektromagnetické a Hadronové kalorimetry. Model možného detektoru vytvořený s pomocí AI a machine learningu, tzv. CAD model (computer-aided design), je na Obr. 3.13. Dále od místa interakce je plánováno umístění pomocných detektorů. Ve směru letu hadronového svazku detektory hadronů a mezonů vylétávajících pod malým úhlem od osy svazku, ve směru letu elektronového svazku detektory měřící tyto elektrony pro přesné určování přenesené čtyřhybnosti a detektory pro zaznamenávání luminozity.



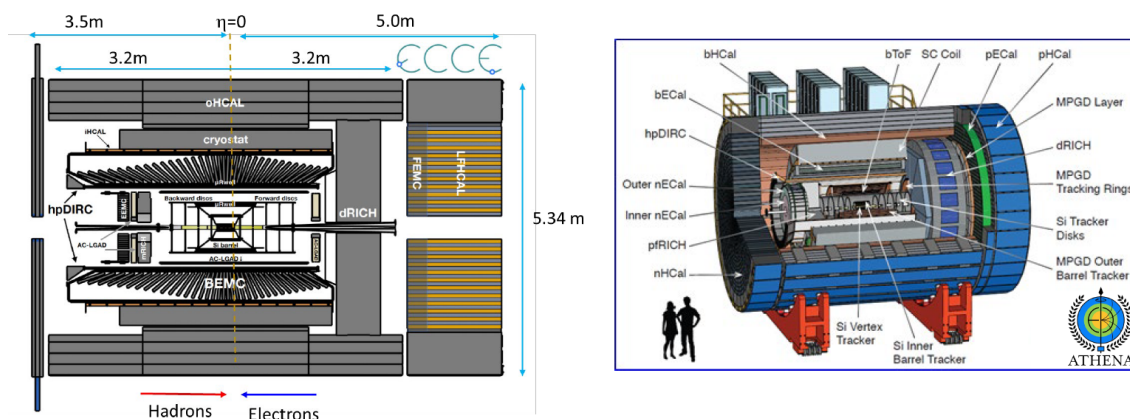
Obrázek 3.13: CAD model detektoru pro EIC. Převzato z Ref. [79].

K 26. červnu 2022 platí, že byl vybrán návrh ECCE jako hlavní podklad pro finální podobu detektoru, kdy bude přihlíženo i k návrhu ATHENA. Tyto dva plány jsou zobrazeny na Obr. 3.14. Tvorba technického plánu a vytvoření skupin pro EIC detektoru je naplánováno na červenec 2022. Dalším krokem v plánu projektu (CDP – critical decision plan) je fáze CD-2/3a, která zahrnuje dokončení předběžné podoby detektoru. Ve fázi CD-3 ( $\approx 2025$ ) by mělo dojít k jeho schválení a začátku výstavby. Fáze CD-4 ( $\approx 2033$ ) zahrnuje schválení projektů a začátek fungování. [81, 82]

### 3.5.2 Fyzikální motivace

Fyzikální motivací projektu je zkoumání vlastností nukleonu jako hmotnost a spin a jejich původ v partonech, rozložení partonů v nukleonu a vliv jaderného prostředí na dynamiku kvarků a gluonů. Následuje podrobnější představení těchto





Obrázek 3.14: Schéma dvou návrhů pro detektory EIC: ECCE a ATHENA, které budou spojeny ve finální podobu detektoru. Převzato z Ref. [81].

otázek a způsobu jejich objasnění.

Vysvětlení původu spinu nukleonu je jedním z dlouhodobých cílů částicové fyziky. Spin nukleonu lze rozepsat jako superpozici příspěvků kvarků (antikvarků), gluonů a orbitálních úhlových momentů partonů. Příspěvky partonů vznikají z projekcí jednotlivých spinů do směru hybnosti. Část tvořená kvarky objasňuje jen malý zlomek spinu nukleonu. Dále je potvrzeno, že příspěvek gluonů není dost velký na doplnění spinů nukleonu do pozorovaných hodnot. Příspěvek orbitálního úhlového momentu tedy musí být nenulový. Číselné hodnoty příspěvků kvarků a gluonů mají velké nejistoty, které budou výrazně zmenšeny pomocí měření hadronového štěpení podélně polarizovaných proton-elektronových srážek na EIC na velkém rozsahu energií srážky. Důležitá je velká přesnost měření hybností a v kalorimetrech v dopředném směru.

Porozumění původu hmotnosti nukleonu v silných interakcích je důležitým krokem pro porozumění původu hmotnosti protonu. Přes 99% hmotnosti viditelného vesmíru je uložena v jádrech atomů, jejichž hmotnost je primárně tvořena hmotnostmi protonu a neutronu. Změřené hodnoty hmotností protonu nejsou ani vzdáleně srovnatelné se součtem hmotností jeho složek (tvoří 1%). EIC pomůže objasnit tento jev pomocí měření exkluzivní produkce kvarkonií a jejich účinného průřezu díky dostupnosti velké luminozity.

Zkoumání vývoje partonových distribucí v závislosti na příčných hybnostech (TMD) je nástroj pro získání informací o 3D uspořádání partonů v hadronu. TMD odkývají informace o dynamice nukleonů a lze je měřit pomocí některých semi-inkluzivních procesů hadronového štěpení, kdy jsou změřeny vlastnosti konkrétních částic finálního stavu srážky, ne všech. K tomu bude využito srážek nepolarizovaných i polarizovaných svazků hadronů s elektrony.

Zobrazování příčného prostorového rozložení partonů v hadronu je důležitým bodem zájmu výzkumu, vzhledem k dosavadním malým znalostem prostorového rozložení valenčních kvarků, mořských kvarků a gluonů v partonech. Informace o tomto jevu jsou získávány z exkluzivního měření reakcí, kdy jsou získávány informace o všech částicích finálního stavu srážky. Pro získání informací o těchto

vlastnostech je potřebná velmi vysoká luminozita pro různé energie srážek a přesné dopředné detektory, které EIC umožňuje.

Zkoumání fyziky vysoko-energetických svazků jader umožní blíže nahlédnout na komplexní strukturu atomového jádra. Jedním z dlouhodobých cílů částicové fyziky je porozumět složení jádra ve smyslu QCD stupňů volnosti. EIC bude schopný dodat bližší informace o vnitřním 3D rozložení mořských kvarků a gluonů v jádrech a původu krátkého dosahu nukleon-nukleonových sil v jádře. Měření při nejvyšších dosažitelných energiích srážek nejtěžších možných jader bude na EIC možné objevit tzv. gluonové nasycení. Důležitými nároky pro toto měření je dobrý výkon sledování částic a dopředné kalorimetrie a použití RP.

Změna partonových distribučních funkcí v jádrech v porovnání s partonovými distribučními funkcemi v protonu zatím není objasněno. EIC umožní dosud nemožné měření těchto funkcí díky jádro-jaderným srážkám o vysokých energiích.

Procházení barevného náboje skrz studenou QCD hmotu je jev, který vzniká po interakci virtuálního fotonu s kvarkem v nukleonu v jádře. Zasažený kvark se po srážce pohybuje jádrem, interaguje s barevnými náboji a ztrácí energii. Proces končí hadronizací kvarku a vytvořením neutrálního hadronu buď uvnitř nebo mimo jádro v závislosti na energii kvarku a atomovém čísle jádra. Při dostatečně velké energii virtuálního fotonu se zasažený kvark dostane mimo jádro a vznikne z něj jet. EIC bude měřit jety pro získání informací mimo jiné o polarizovaných a nepolarizovaných podobách partonových distribučních funkcí. Využity k tomu budou dostupné vysoké energie srážky a velký rozsah hmotností srážených jader.

Díky velkým přesnostem měření, velkému rozsahu možných energií srážky, množství dostupných srážených jader od lehkým po těžké a možnosti příčné i podélné polarizace srážených částic bude možné EIC využívat i k mnoha dalším měřením.

# Kapitola 4

## Identifikace částic v datech experimentu STAR

Cílem této kapitoly bylo seznámení se se způsoby a prostředky používanými pro analýzu dat z experimentu STAR. Fyzikální motivací bylo zkoumání centrální inkluzivní produkce ze srážek dvou příčně polarizovaných protonů při energii  $\sqrt{s} = 510$  GeV z Run17, kde Run je označení pro období, kdy byla data měřena. Run17 odpovídá 21 týdnům v kalendářních rocích 2016-2017. Konkrétním cílem bylo zrekonstruovat  $K_S^0$  za využití hlavního rozpadového kanálu na dva piony  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Níže je souhrn základní teorie potřebné k porozumění centrální inkluzivní produkci a dále jsou prezentovány výsledky mé práce, které jsou v grafech označené popisem „This thesis“.

### 4.1 Teoretický rámec - hadronová difrakce

Informace o teorii zpracované v této podkapitole jsou čerpané z Ref. [17, 83]. Centrální inkluzivní produkce (CIP), jejíž zkoumání bylo cílem této části mé bakalářské práce, se v mnohém podobá centrální exkluzivní produkci (CEP). Rozdílem je, že u CEP jsou měřeny všechny částice finálního stavu a jejich vlastnosti a u CIP ne. Obě produkce se řadí mezi difrakční jevy ze třídy měkkých hadronových procesů.

Tradiční rozdělení hadronových procesů je do dvou základních tříd: tvrdé a měkké. U tvrdých hadronových procesů se energie pohybuje na dvou a více možných škálách. Jedna je v řádu hodnot shodných s velikostí hadronu, tedy  $\sim 1$  fm a druhá tvz. tvrdá škála vyšších energií. Tyto procesy tedy probíhají za velkých energií a za velkého přenosu hybnosti řádově většího než GeV. Pro jejich popis lze použít poruchovou kvantovou chromodynamiku (pQCD). Mezi tvrdé hadronové procesy patří například neelastický rozptyl a produkce jetů s velkou příčnou hybností. Měkké hadronové procesy probíhají při energiích řádu velikosti hadronu a za malého přenosu hybnosti. Kvůli vnitřnímu neporuchovému charakteru, který je způsobený existencí vzdáleností na velkých škálách, je nelze popsat pomocí pQCD. Jako solidní nástroj pro výpočty a popis dat ze srážek při vysokých energiích se používá Reggeova teorie. Mezi měkké hadronové procesy patří například elastický rozptyl a difrakční jevy.

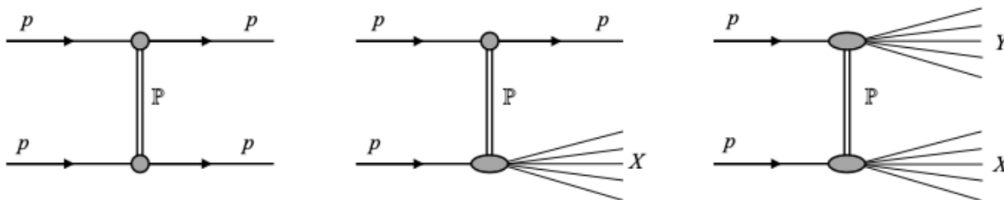
Pojem difrakce, použitý v kontextu částicové fyziky poprvé Landauem v 50. letech minulého století, je brán jako přímá analogie s optikou. Interakce hadronů je

připodobňována k difrakci svazku světla na překážce nebo díře s rozměry srovnatelnými s jeho vlnovou délkou. Hadronová difrakce je pak kvantově mechanický proces způsobený různými hodnotami pravděpodobnosti interakce různých složek vlnových funkcí srážených hadronů. Jinými slovy se dá přeformulovat, že difrakce je způsobena absorpcí vlnových funkcí v nějaké oblasti srážkového parametru  $b$  způsobená mnohými neelastickými kanály, které se otevírají při vysokých energiích.

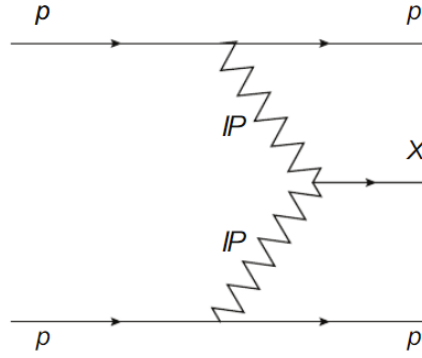
Difrakční hadronové procesy lze charakterizovat velkým intervalem rapidity, v němž je není žádná hadronová aktivita. Tento interval bývá velikosti větší než čtyři jednotky a nazývá se velká mezera v rapiditě (LRG – large rapidity gap). Pomocí existence LRG nebo vlastnosti, kdy jedna nebo obě srážené částice zůstanou po interakci neporušené dochází také k výběru difrakčních procesů. Další možnou definicí je, že jde o procesy, kdy si srážené částice nevymění žádná kvantová čísla. Experimentálními projevy difrakce jsou specifické kinematické konfigurace finálního stavu.

Jak již bylo zmíněno, pro popis difrakčních procesů a tedy amplitud rozptylu při vysokých energiích a malých přenosech hybnosti je používána Reggeova teorie. Ta popisuje tyto reakce hadronů jako výměnu rezonancí tzv. Reggeových trajektorií; objektů zvaných reggeony. Asymptoticky dominující reggeon v difrakčním štěpení pro energie na RHICu je Pomeron pojmenovaný po ruském fyziku Pomerančukovi. V jazyce Reggeovy teorie se pak difrakci přezdívá pomeronová fyzika. Konkrétní vlastnosti Pomeronu, ale zatím nejsou známy. Trajektorie Pomeronu neodpovídá žádné známé částici. Ví se, že jde o barevný singlet, a že má vnitřní kvantová čísla vakua. V pQCD je reprezentován dvojicí gluonů, protože to je jejich minimální počet pro získání kvantových čísel Pomeronu.

Mezi difrakční procesy v proton protonových srážkách patří: elastický rozptyl  $a+b \rightarrow a'+b'$ , jednonásobné difrakční štěpení  $a+b \rightarrow a'+X_b$ , dvojnásobné difrakční štěpení  $a+b \rightarrow X_a+X_b$  a centrální difrakce  $a+b \rightarrow a'+X+b'$ . Zde  $X_a$  a  $X_b$  vyjadřují stavy vzniklé štěpením částic  $a$  a  $b$ , „+“ vyjadřuje přítomnost LRG a  $X$  vyjadřuje dodatečný vzniklý stav s kvantovými čísly vakua. Schéma prvních tří jmenovaných procesů je na Obr. 4.1. Dvojitá čára reprezentuje výměnu Pomeronu. Na Obr. 4.2 je zobrazen Feynmanův diagram centrální difrakce. Zde je dvojitá výměna Pomeronu reprezentovaná lomenou čarou. Právě tento proces, centrální difrakce, je předmětem zkoumání v následujících kapitolách.



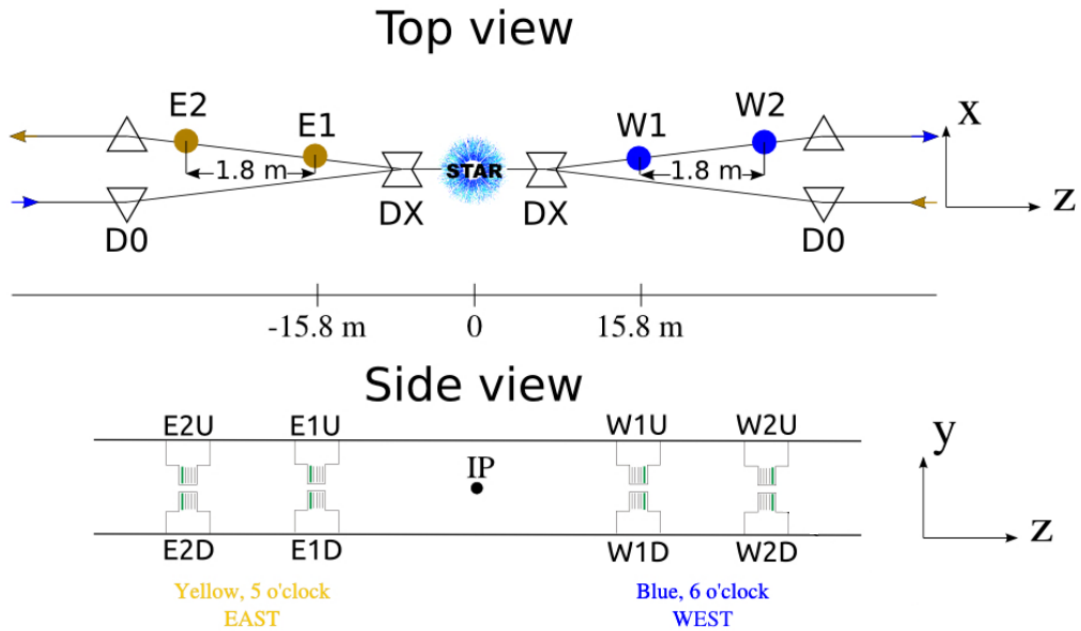
Obrázek 4.1: Schéma tří druhů měkkých procesů při srážkách dvou protonů: elastický rozptyl, difrakční štěpení jednoho protonu a dvojité difrakční štěpení. Převzato z Ref. [83].



Obrázek 4.2: Schéma centrálního difrakčního procesu. Lomená čára reprezentuje výměnu Pomeronu. Převzato z Ref. [84].

## 4.2 Analýza CIP $pp$ srážek $\sqrt{s} = 510$ GeV

Schématické vyobrazení experimentálního uspořádání používaného pro měření srážek příčně polarizovaných protonů na experimentu STAR se zahrnutými RP, které fungují jako detektory protonů vylétujících po srážce, je na Obr. 4.3. Hlavními detektory použitými pro rekonstrukci drah částic jsou TPC, TOF a RP a pro ověření LRG detektor BBC.



Obrázek 4.3: Schéma experimentálního uspořádání používaného pro měření srážek příčně polarizovaných protonů na experimentu STAR se zahrnutými RP. Nahoře vykreslen pohled shora s vyznačenými stanicemi RP označenými E1, E2, W1, W2 a dipólovými magnety označenými D0 a DX. Dole vykreslen pohled z boku, kde jsou viditelné horní a dolní části jednotlivých RP stanic. Převzato z Ref. [85].

## 4.2.1 Formát dat a přístup

Data pro tuto analýzu jsou uchovávána ve formátu star-upcDst (formát pro analýzy zabývající se centrálními a ultra-periferálními srážkami), vytvořeným mými staršími kolegy z fakulty, Ing. Jaroslavem Adamem, Ph.D. a Ing. Tomášem Truhlářem. Jde o alternativu formátu picoDst, kdy jsou navíc zahrnuty informace z dopředných detektorů, které obsahují údaje o protonech vyletujících po srážce. Formát vzniká výběrem potřebných informací ze souborů dat formátu MuDst. Ty obsahují výstupy ze všech dostupných detektorů STAR a informace o zrekonstruovaných trajektoriích produkovaných částic, a jsou pro specifickou analýzu nevhodné kvůli své velikosti přesahující 600 TB. Soubory picoDst jsou řádově až 100 krát menší.

Data mi byla nejdříve zpřístupněna lokálně na mém počítači. Byl mi poskytnut menší vzorek dat, na kterém bylo možné kontrolovat funkčnost psaného programu. Po získání účtu pro vzdálený přístup SDCC BNL, bylo možné program aplikovat na data z Run17 dostupná z databáze STAR. Konkrétně se jedná o 2261 ROOT souborů a výsledkem analýzy je jeden sloučený soubor ROOT obsahující informace ze všech jednotlivých souborů najednou.

## 4.2.2 Popis analýzy dat

Prvním krokem bylo seznámení se s používaným softwarem. Tradiční framework (aplikační rámec) používaný pro analýzu dat ze srážek částic je program ROOT [86]; objektově orientovaný program a knihovna vyvinutá CERNem.

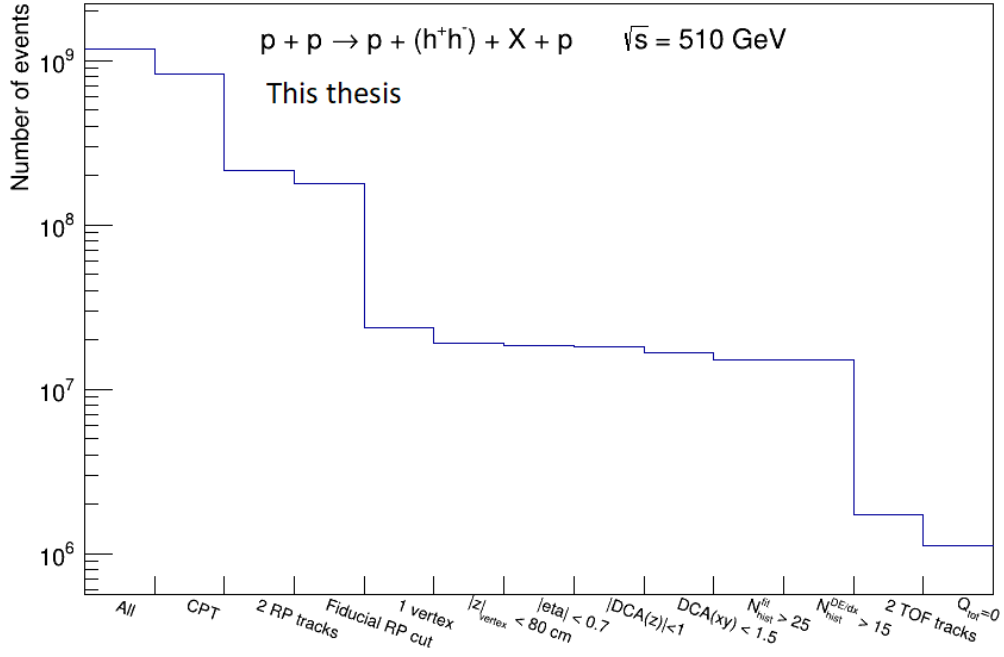
Má práce vycházela ze základu C++ programu, který mi byl přidělen. Mým úkolem bylo do tohoto makra postupně přidávat části potřebné pro moji analýzu. Hlavně šlo o implementaci výběrových pravidel (cuts) na události, definování potřebných distribucí a zpracování distribuce invariantní hmotnosti pro získání výtěžku  $K_S^0$ .

Vývoj procesu odstraňování nevhodných událostí pomocí aplikace výběrových pravidel lze pozorovat na Obr. 4.4, kde dochází zleva doprava k postupnému ubývání počtu zkoumaných událostí. Následuje soupis aplikovaných selekčních kritérií v pořadí, ve kterém byly aplikovány a jejich odůvodnění.

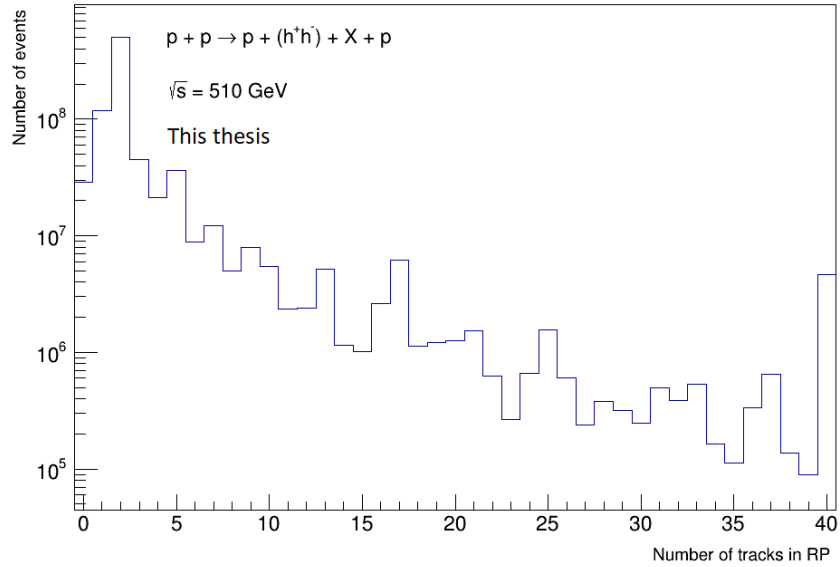
- CPT (Central production trigger): Cílem je zkoumat události centrální produkce. První podmínkou je tedy, aby šlo o událost spadající do kategorie centrálních produkcí. Touto první podmínkou prošlo 830,167 milionu událostí.
- 2 RP tracks: Další podmínkou je zaznamenání právě dvou drah v RP. Tím dostaneme události, kdy po srážce vyletuje na opačné strany interakční oblasti vždy jeden dopředný proton. V tomto kritériu je současně zahrnuta podmínka, že proton musí být zaznamenán alespoň třemi ze čtyř křemíkových deskových detektorů v každé RP.

Na Obr. 4.5 je vykreslen histogram počtu zaznamenaných drah v RP, kde lze pozorovat, že události odpovídající podmínce mají největší zastoupení.

- Fiducial RP cut: Pro zajištění vysoké účinnosti rekonstrukce drah je požadováno, aby protony zaznamenané v RP měly hybnosti v tzv. fiduciálním regionu,



Obrázek 4.4: Histogram zobrazující proces získání událostí vhodných pro další analýzu. Každý sloupec představuje nové selekční kritérium.

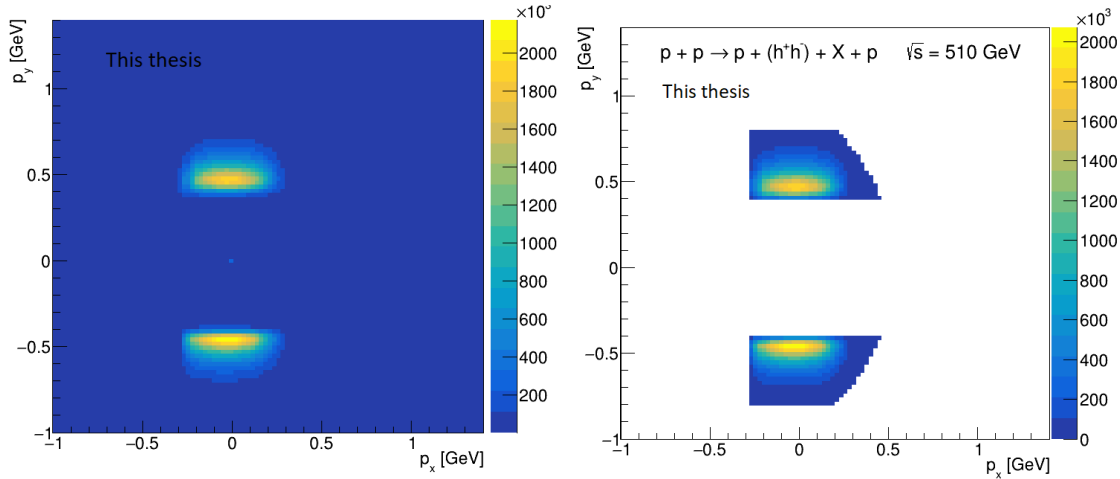


Obrázek 4.5: Histogram zobrazující počet drah zaznamenaných v RP.

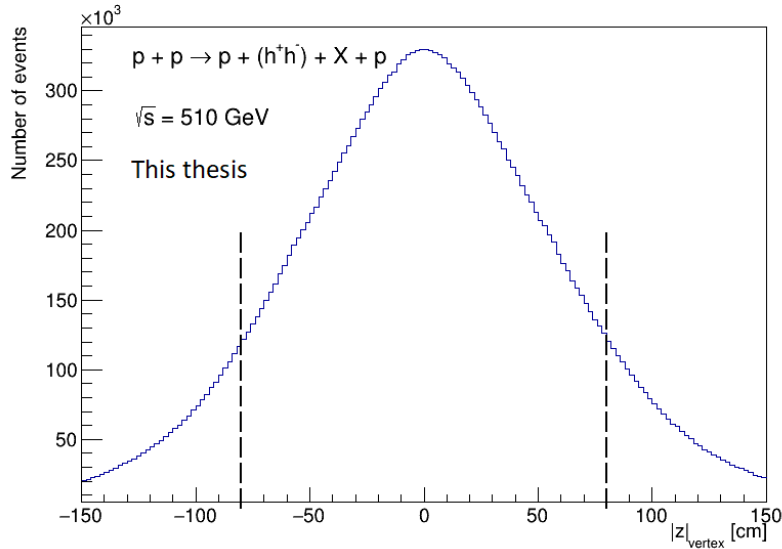
který definuje oblast vysoké geometrické akceptance. Tato oblast je popsána s použitím hybností dopředných protonů  $p_x$  a  $p_y$  rovnicemi

$$\begin{aligned}
 (p_x + 0.6 \text{ GeV}/c)^2 + p_y^2 &< 1.25 \text{ GeV}^2/c^2 \\
 0.4 \text{ GeV}/c &< |p_y| < 0.8 \text{ GeV}/c \\
 p_x &> -0.27 \text{ GeV}/c
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Na Obr. 4.6 a Obr. 4.7 je zobrazení hybností protonů v rovině  $p_x p_y$  před a po aplikování kritéria s barvou binů odpovídající počtu událostí.



Obrázek 4.6: Rovina hybností  $p_x$  vs.  $p_y$  dopředných protonů zaznamenaných zbylých po aplikování kritéria na hybnosti dopředných protonů. Obrázek 4.7: Hybnostní rovina událostí dopředných protonů.



Obrázek 4.8: Vzdálenost primárního vrcholu událostí v ose  $z$  od středu detektoru. Přerušované černé čáry představují hraniční hodnoty vzdálenosti podle aplikované podmínky.

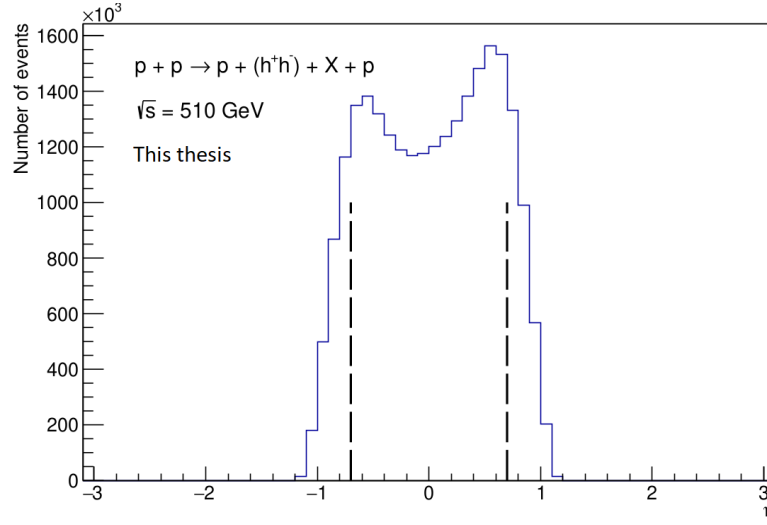
- 1 vertex: Je vyžadováno, aby částice po srážce vyletovali z jednoho vrcholu, což zajistí jejich příslušnost ke srážce konkrétních dvou protonů ze svazku a vyloučí náhodné dráhy částic z jiných srážek.
- $|z_{\text{vertex}}| < 80$  cm: u vrcholu je dále požadováno, aby se nacházel maximálně 80 cm od středu detektoru z důvodu zajištění vysoké geometrické akceptance.

Na Obr. 4.8 je zobrazen histogram vzdálenosti polohy vrcholu událostí v ose  $z$  od středu detektoru, kde přerušovaná černá čára představuje hraniční hodnotu vzdálenosti podle aplikované podmínky.

- $|\eta| < 0.7$ : Z důvodů zajištění drah v oblasti s dostatečnou akceptancí TOF je také omezena maximální hodnota pseudorapidity vyletujících částic.



Na Obr. 4.9 je zobrazen histogram pseudorapidity událostí, kde přerušovaná černá čára představuje hraniční hodnotu podle aplikované podmínky.

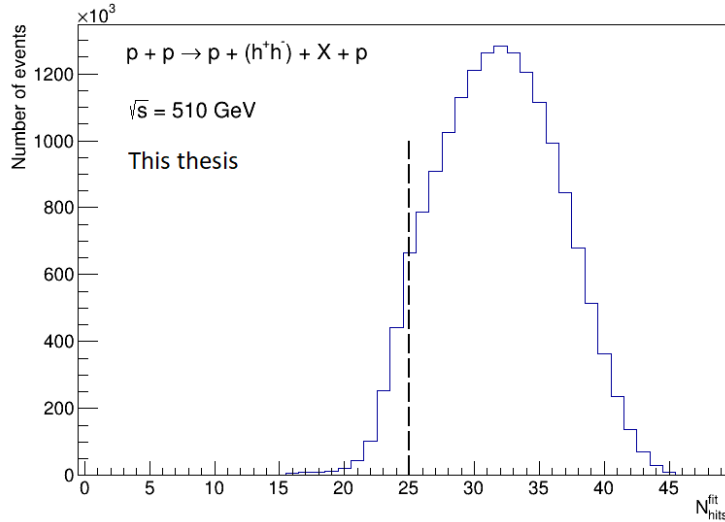


Obrázek 4.9: Distribuce pseudorapidity událostí. Přerušované černé čáry představují hraniční hodnoty podle aplikované podmínky.

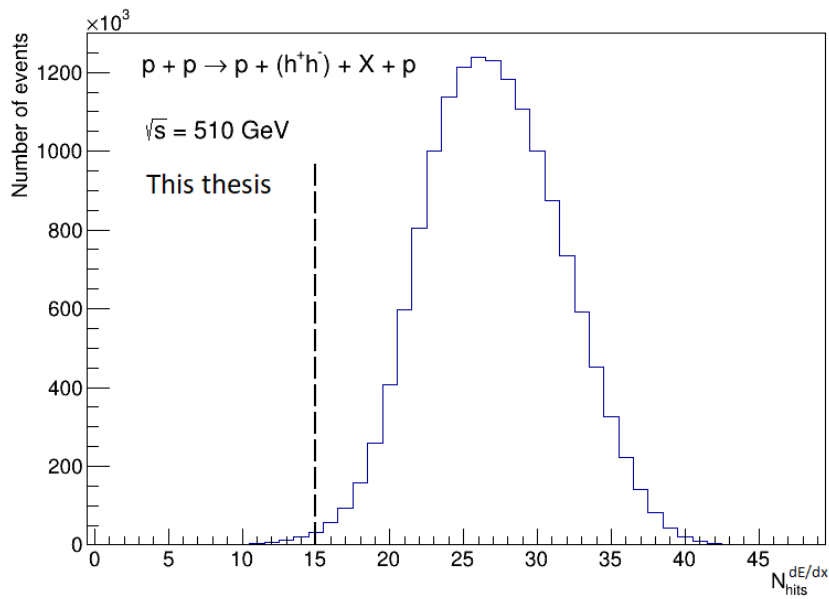
- Good tracks: Následují čtyři standardní podmínky používané při rekonstrukci drah pro identifikaci správně zrekonstruovaných drah
  - $N_{\text{hits}}^{\text{fit}} > 25$ : Podmínka na minimální počet bodů zaznamenaných v TPC použitých na zrekonstruování trajektorie částice.
  - $N_{\text{hits}}^{\text{dE/dx}} > 15$ : Podmínka na minimální počet bodů použitých pro zjištění ztráty energie na jednotku vzdálenosti  $dE/dx$  částice.
  - $|DCA(z)| < 1$  cm: Podmínka na maximální hodnotu vzdálenosti nejbližšího přiblížení (distance of closest approach) drah k primárního vrcholu z pohledu osy  $z$ .
  - $DCA(xy) < 1,5$  cm: Podmínka na maximální hodnotu vzdálenosti nejbližšího přiblížení drah k primárního vrcholu v transverzální rovině  $xy$ .

Na obrázcích Obr. 4.10, 4.11, 4.12, 4.13 jsou zobrazeny čtyři histogramy odpovídající těmto čtyřem podmínkám v pořadí: počet bodů použitých na rekonstrukci dráhy nabitě částice, počet bodů použitých na zjištění ztráty energie na jednotku vzdálenosti  $dE/dx$  částice, vzdálenosti nejbližšího přiblížení začátku drah k primárnímu vrcholu z pohledu osy  $z$  a v rovině  $xy$ . Přerušovaná černá čára vždy představuje hraniční hodnotu podle aplikované podmínky.

- 2 TOF tracks: Dále je pro tuto konkrétní analýzu požadováno vyřazení událostí, které nemají právě dvě dráhy vzniklých nabitých částic v TPC s přiřazenými záznamy v TOF. Pokud by bylo připuštěno dvě a více takovýchto drah, bylo by nutné zabývat se jejich různými kombinacemi pro nalezení vhodného páru, pro který je pozorovatelný v datech vrchol odpovídající  $K_S^0$ . Z časových důvodů a pro zjednodušení byla proto podmínka omezena na události v nichž se vyskytují přesně dvě dráhy.



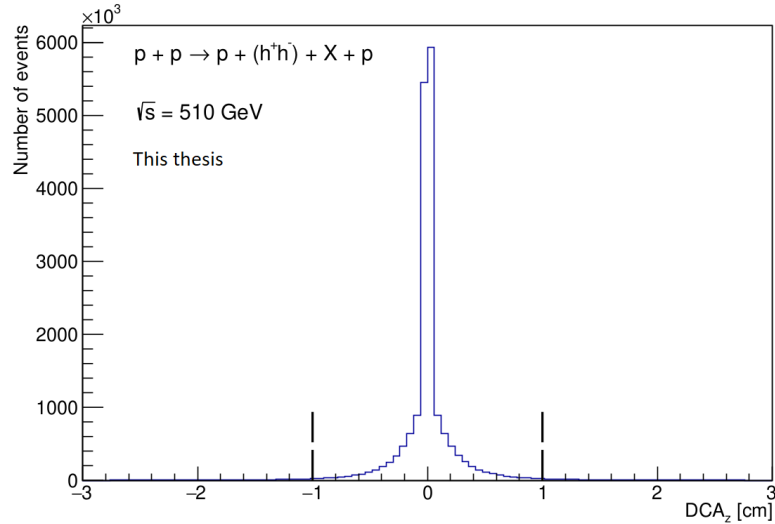
Obrázek 4.10: Distribuce počtu bodů použitých při rekonstrukci dráhy nabité částice v TPC. Přerušovaná černá čára představuje hraniční hodnotu podle aplikované podmínky.



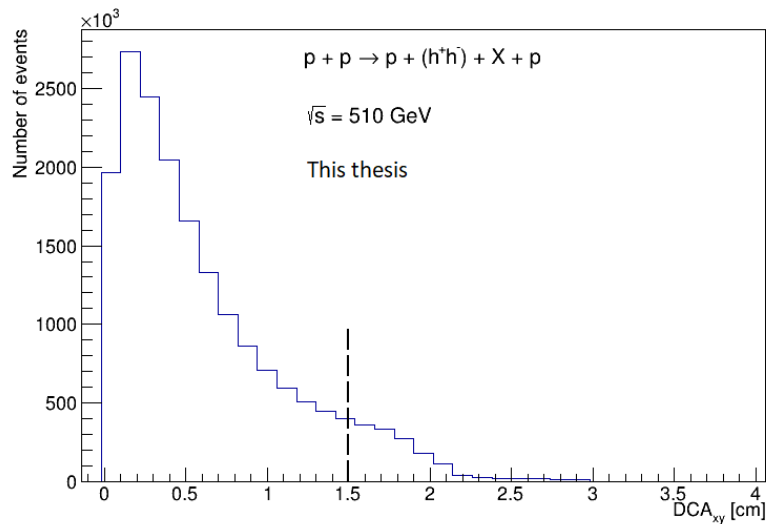
Obrázek 4.11: Distribuce počtu bodů použitých při ztráty energie na jednotku vzdálenosti nabitě částice. Přerušovaná černá čára představuje hraniční hodnotu podle aplikované podmínky.

- $\text{totQ} = 0$ : Poslední podmínkou je požadavek na nulový celkový náboj dvou nabitých částic a to z důvodu předpokladu vzniku hadronového páru  $h^+h^-$ .

Aplikací popsaných selekčních kritérií byla získána sada událostí pro další kroky analýzy. Vybráno bylo 1,122 milionu kandidátů pro rekonstrukci  $K_s^0$ . Vybrané události tedy tvoří 0,14 % z událostí centrální produkce z daného datasetu.



Obrázek 4.12: Distribuce vzdálenosti nejbližšího přiblížení drah částic z pohledu osy  $z$ . Přerušované černé čáry představují hraniční hodnoty podle aplikované podmínky.

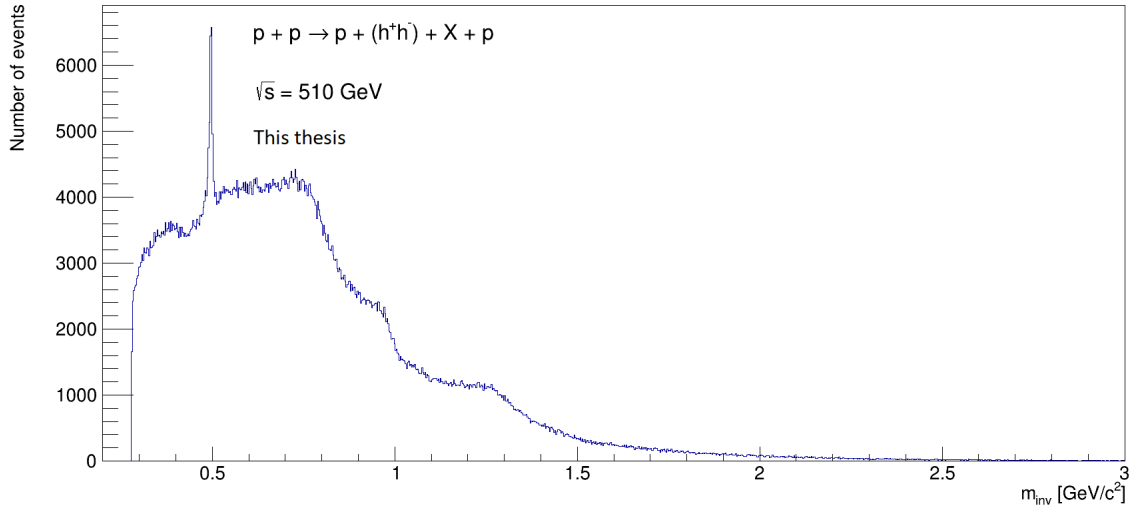


Obrázek 4.13: Distribuce vzdálenosti nejbližšího přiblížení drah částic v rovině  $xy$ . Přerušovaná černá čára představuje hraniční hodnotu podle aplikované podmínky.

### 4.2.3 Invariantní hmotnost a výtěžek $K_S^0$

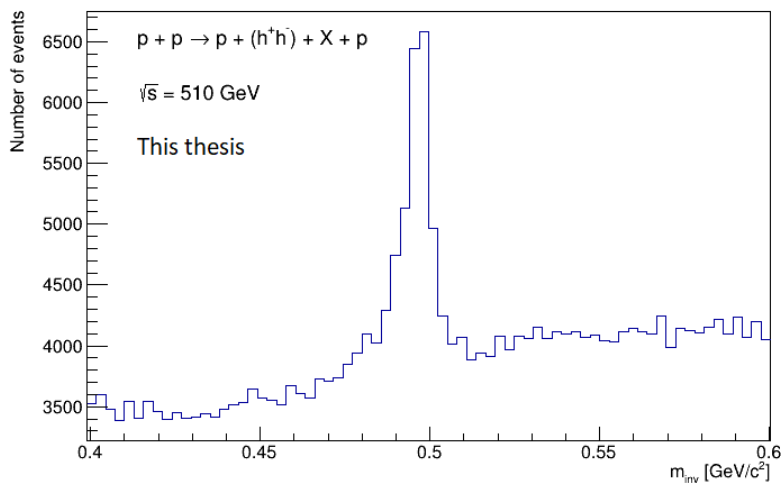
Dalším krokem analýzy bylo vykreslení distribuce invariantní hmotnosti<sup>1</sup> dvojice vzniklých částic, která je na Obr. 4.14 v rozsahu hmotností  $0,2 - 3,0 \text{ GeV}/c^2$ . Pro výpočet vykreslené invariantní hmotnosti byly použity invariantní hmotnosti pionu. Tento předpoklad je založen na výsledcích z prací zabývajících se CEP stejné sady dat. V nich bylo pomocí identifikace částic zjištěno, že pionové páry tvoří 97 % rozpadů. Případnou špatnou identifikaci párů  $K^+K^-$  a  $p\bar{p}$  lze proto brát jako systematickou chybu, která je na úrovni statistické chyby a může být v rámci rozsahu této práce zanedbána. Šířka sloupců  $3 \text{ MeV}/c^2$  byla zvolena na základě jiných analýz

<sup>1</sup>Invariantní hmotnost částice nebo systému částic je hmotnost nezávislá na pohybu systému. Je definovaná vzorcem  $m_0 = \sqrt{E^2 - \|p\|^2}$ , který je použit i v rámci kódů pro tuto analýzu.



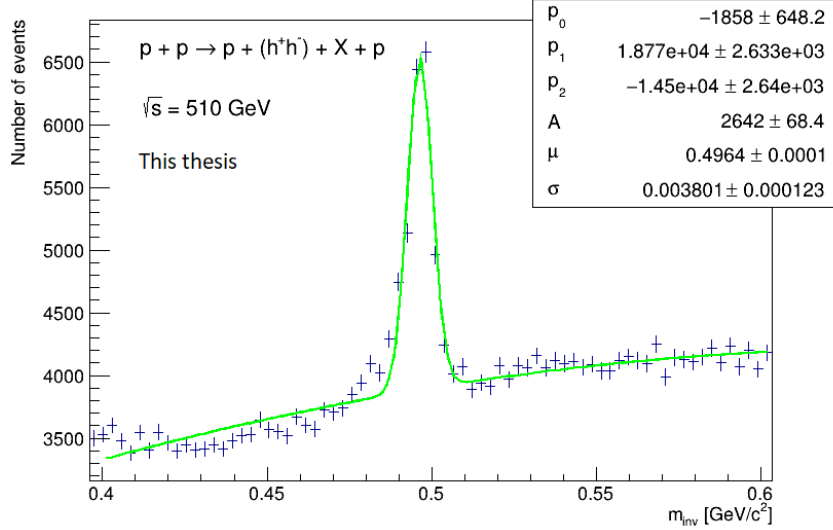
Obrázek 4.14: Distribuce invariantní hmotnosti dvojice pionů z událostí vybraných popsány selekčními kritérii. Zároveň lze distribuci považovat za hmotnostní spektrum kandidátů na  $K_S^0$  mezon.

Na Obr. 4.15 je vykreslena stejná distribuce invariantní hmotnosti pionových párů přibližně na rozsah hmotností  $0,4 - 0,6 \text{ GeV}/c^2$ . Kolem hodnoty středu vrcholu ztelného v distribuci, se dá očekávat vrchol tvořený rozpadem  $K_S^0$  mezonu. Rozpadový kanál neutrálního kaonu na pionový pár  $\pi^+\pi^-$  tvoří 69 % rozpadů. Invariantní hmotnost této rychle se rozpadající varianty neutrálního mezonu je podle dostupných databází  $m_{K_S^0} = 497,614 \pm 0,024 \text{ MeV}/c^2$ . [88]



Obrázek 4.15: Distribuce invariantní hmotnosti pionových párů z událostí vybraných selekčními kritérii přibližně na oblasti  $0,4 - 0,6 \text{ GeV}/c^2$ , kde je zřetelný vrchol.

Pro zjištění invariantní hmotnosti  $K_S^0$  mezonu z dat, tedy hodnoty ve středu vrcholu, byla distribuce invariantní hmotnosti proložena funkcí složenou z Gaussovy



Obrázek 4.16: Distribuce invariantní hmotnosti pionových párů přiblížená na oblasti 0,4–0,6 GeV/c<sup>2</sup>. Zelená křivka představuje funkci použitou k proložení dat v oblasti vrcholu.

funkce<sup>2</sup> a polynomu druhého stupně na oblasti 0,4 – 0,6 GeV/c<sup>2</sup>. Toto proložení dat je zobrazeno na Obr. 4.16. Hodnoty získané proložení jsou vypsané v Tab. 4.1, kde první tři parametry přísluší k polynomu druhého stupně a zbylé tři ke Gaussově funkci. Střed vrcholu byl určen jako mean =  $m = 496,4 \pm 0,1$  MeV/c<sup>2</sup>. Tato hodnota invariantní hmotnosti  $K_S^0$  mezonu leží v okolí 3 $\sigma$  od hodnoty dané databází. Aktuální chyba fitu je ovšem velmi podhodnocena kvůli použitým zjednodušením v rámci této práce, kterými jsou například zanedbání systematických chyb dat a neupravení dat na efektivitu detektorů.

$p_0$	$-1800 \pm 700$
$p_1$	$19000 \pm 3000$
$p_2$	$1500 \pm 3000$
$A$	$2780 \pm 70$
$\mu$	$0,4964 \pm 0,0001$
$\sigma$	$0,0040 \pm 0,0001$

Tabulka 4.1: Tabulka hodnot parametrů získaných z proložení dat invariantní hmotnosti funkcí složené z Gaussovy funkce a polynomu druhého stupně (zaokrouhleno). Parametry  $p_0$ ,  $p_1$  a  $p_2$  náležejí polynomu druhého stupně a parametry  $A$  (konstanta),  $\mu$  (střed) a  $\sigma$  náležejí Gaussově funkci.

Pro zjištění výtěžku  $K_S^0$  bylo třeba zjistit události ležící v pozadí, tedy dvojice nabitých částic nevznikající rozpadem  $K_S^0$  mezonu a odečíst je. Distribuce byla proložena polynomem druhého stupně s parametry získanými z fitu oblasti vrcholu složenou funkcí, které jsou vypsané v Tab. 4.1. Tento krok je zobrazen na Obr. 4.17.

<sup>2</sup>Gaussova funkce je definovaná jako  $f(x) = ae^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$ , kde  $A$  je parametr odpovídající výšce vrcholu funkce,  $\mu$  odpovídá pozici středu vrcholu funkce a  $\sigma$  odpovídá šířce vrcholu funkce a je také jinak nazývaný směrodatná odchylka.

Zelená křivka je funkce prokládající data v oblasti vrcholu z předchozího kroku analýzy a červená křivka je polynomičká funkce prokládající události pozadí, tedy mimo vrchol.

Dále byly obě funkce použité k prokládání integrovány na oblasti středu vrcholu  $\pm 3\sigma$  : (0,4844; 0,5084)  $\text{GeV}/c^2$ , toto rozmezí je vyznačeno přerušovanými černými čarami na Obr. 4.17. Získané hodnoty integrálů jsou:

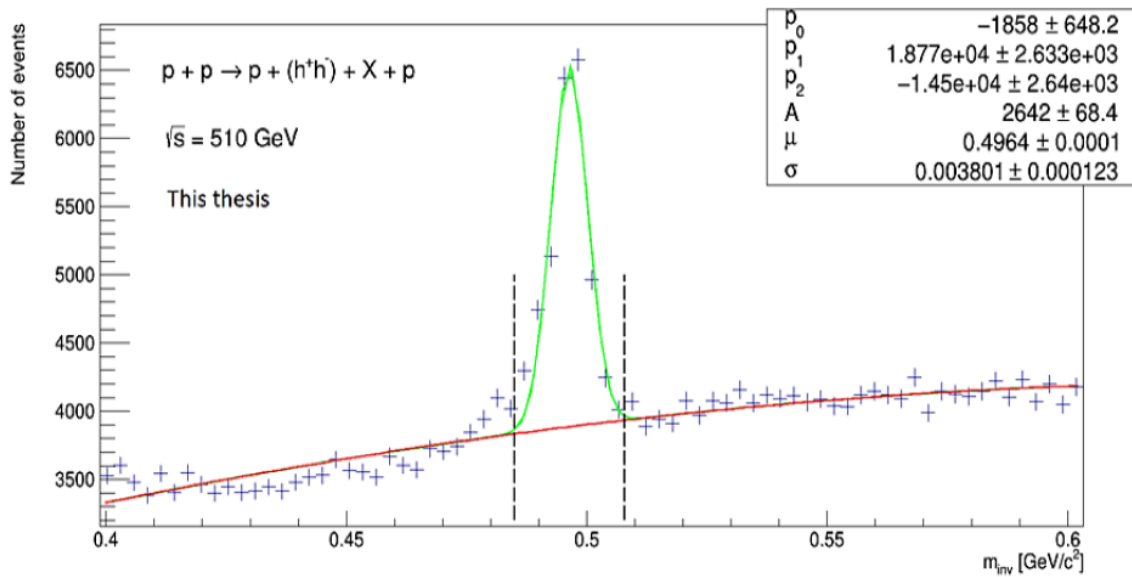
$I_S = 113,694$  [počet událostí· $\text{GeV}/c^2$ ] pro signál (integrací složené funkce),

$I_B = 88,597$  [počet událostí· $\text{GeV}/c^2$ ] pro pozadí (integrací polynomičké funkce).

Integrováním funkcí dochází k zanedbání jednotek osy  $y$ , která počet událostí vztahuje na šířku sloupce: [počet událostí/šířka binu = počet událostí/3  $\text{MeV}/c^2$ ]. Protože šířka sloupce je 3  $\text{MeV}$  je třeba výsledek rozdílů integrace vydělit touto hodnotou.

$$I_S - I_B = 25,097 \text{ [počet událostí} \cdot \text{GeV}/c^2] / 3 \text{ [MeV}/c^2] = 25,097 \cdot 3 \cdot 10^3 \text{ [počet událostí]} \quad (4.2)$$

Výsledná hodnota výtěžku je tedy 75 291 událostí, ve kterých dvojice  $\pi^+\pi^-$  vzniká po srážce dvou protonů z rozpadu  $K_S^0$ .



Obrázek 4.17: Distribuce invariantní hmotnosti pionových párů z událostí vybraných pomocí popsanych selekčních kritérii proložena funkcí složenou z Gaussovy funkce a polynomu druhého stupně (zelená) a polynomem druhého stupně s parametry získanými z fitu složenou funkcí (červená). Přerušované černé čáry vyznačují hranice oblasti integrace pro získání výtěžku  $K_S^0$ .

# Závěr

Cílem teoretické části této práce bylo představení aktuálních informací o kvark-gluonovém plazmatu jako extrémním stavu hmoty, který lze pozorovat díky ultra-relativistickým srážkám těžkých iontů. Stejný stav hmoty vyplňoval vesmír pár mikrosekund po Velkém třesku. Byl popsán průběh takovéto srážky, probíhající fázové přechody a důvody pro zkoumání. Dále byl zmíněn fázový diagram kvantové chromodynamiky a možné způsoby hledání kritického bodu pomocí sledování srážek při různých energiích  $\sqrt{s_{NN}}$ . Vysvětleny byly různé jevy využívané k získávání informací o kvark-gluonovém plazmatu a jeho vlastnostech. Tyto projevy jsou kolektivní chování média pozorovatelné měřením eliptického toku částic finálního stavu, zhášení jetů, vlastnosti přímých fotonů a modifikace množství detekovaných kvarkonií v závislosti na jejich vazebné energii.

Dále byly představeny tři urychlovače částic: LHC v CERNu a RHIC a EIC v BNL. Pro EIC byla uvedena plánovaná podoba projektu a fyzikální motivace pro jeho výstavbu. Byla shrnuta jejich historie, popis urychlovacích komplexů, přítomné experimenty a popis jejich detektorů, dosavadní úspěchy a plány na budoucí vylepšení měření.

Závěrečná kapitola obsahovala praktickou část práce zabývající se centrální inkluzivní produkcí mezonu  $K_S^0$  v proton-protonových srážkách při energii  $\sqrt{s} = 510$  GeV na RHICu v roce 2017. Cílem bylo z dat zrekonstruovat  $K_S^0$  pomocí jeho hlavního rozpadového kanálu  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Byla představena hadronová difrakce a centrální inkluzivní produkce a Reggeova teorie, která je popisuje. Proces samotné analýzy dat po seznámení se s používaným aplikačním rámcem začal sepsáním programu pro potřeby analýzy. Konkrétně byla implementována výběrová pravidla na události, která zajistila soubor událostí vhodných pro další analýzu. Popsanými selekčními kritérii bylo takto vybráno 0,14 % událostí z událostí centrální produkce v daném datasetu. Dále byla proložením dat distribuce invariantní hmotnosti pionových párů z vybraných událostí v oblasti znatelného vrcholu (Obr. 4.15) získána invariantní hmotnost  $m_{K_S^0} = 496,4 \pm 0,1$  MeV/c<sup>2</sup>. Dále byl proložením dat mimo oblast vrcholu, integrací a odečtením pozadí získán výtěžek  $K_S^0$  jako 75 291 událostí, v nichž detekovaný pionový pár vzniká rozpadem  $K_S^0$ . Určení chyby tohoto údaje bude další náplní mé práce.

Dalším možným krokem ve zpracování dat by bylo zmírnění selekčních pravidel. Konkrétně dosavadní podmínku na právě dvě dráhy vznikajících částic v TPC s přiřazenými záznamy v TOF zmírnit na alespoň dvě takovéto dráhy. Bylo by nutné se zabývat nalezením vhodné kombinace pionového páru vznikajícího rozpadem z  $K_S^0$ , pro který je tedy znatelný vrchol v distribuci invariantní hmotnosti pionových párů.

Dále se naskýtá možnost provést identifikaci vznikajících částic, která je s ohledem na časové omezení pro tuto práci vynechána. Všechny vznikající částice jsou zde brány jako piony s ohledem výsledky z jiných analýz, kde tvoří 97 % rozpadů.

Tato práce a výsledky analýzy v podobě invariantní hmotnosti  $K_S^0$  a jeho vý-  
těžku v datech byla prezentována na mezinárodním kole soutěže studentských prací:  
12. Česko-slovenské studentské vědecké konferenci (CSSVK) v oboru fyzika v Bra-  
tislavě v termínu 26. - 27. května 2022. Dále byly výsledky analýzy prezentovány  
na Workshopu JČF 2022 v Bílém Potoce v termínu 11. - 18. června 2022 a v rámci  
poster session na konferenci Indian-Summer School 2022: Workshop on heavy ion  
physics for young researchers v Praze v termínu 24. - 26. června 2022.



# Bibliografie

1. PETRÁČEK, V. *Subatomová fyzika I. Skriptum k přednášce SF1*. 2009.
2. ALDEBARAN. Částice a interakce, Standardní model. 2022. Dostupné také z: <https://www.aldebaran.cz/astrofyzika/interakce/standardmodel.php>.
3. AAD, Georges; ABAJYAN, Tatevik; ABBOTT, B; ABDALLAH, J; KHALEK, S Abdel; ABDELALIM, Ahmed Ali; ABEN, R; ABI, B; ABOLINS, M; ABOUZEID, OS et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*. 2012, roč. 716, č. 1, s. 1–29.
4. OFF, CERN Press. *CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson*. 2012. Dostupné také z: <https://home.cern/news/press-release/cern/cern-experiments-observe-particle-consistent-long-sought-higgs-boson>.
5. ZYLA, P. A. et al. The Review of Particle Physics. 2021. Dostupné také z: <https://pdg.lbl.gov/>.
6. AKER, Max; ALTENMÜLLER, K; ARENZ, M; BABUTZKA, M; BARRETT, J; BAUER, S; BECK, M; BEGLARIAN, A; BEHRENS, J; BERGMANN, T et al. Improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN. *Physical review letters*. 2019, roč. 123, č. 22, s. 221802.
7. RICHARD, J-M. Exotic hadrons: review and perspectives. *Few-Body Systems*. 2016, roč. 57, č. 12, s. 1185–1212.
8. LHCb COLLABORATION. List of hadrons observed at the LHC. 2021.
9. JOHN, E. Limits of the standard model. *ArXiv preprint hep-ph/0211168*. 2022.
10. BETHKE, S. Experimental tests of asymptotic freedom. *Progress in particle and Nuclear Physics*. 2007, roč. 58, č. 2, s. 351–386.
11. SARKAR, S. et al. *The physics of the quark-gluon plasma: introductory lectures*. Sv. 785. Springer, 2009.
12. ROSNET, P. Quark-Gluon Plasma: from accelerator experiments to early Universe. *arXiv preprint arXiv:1510.04200*. 2015.
13. WILSON, R. W. The cosmic microwave background radiation. *Science*. 1979, roč. 205, č. 4409, s. 866–874.
14. SNELLINGS, R. Elliptic flow: a brief review. *New Journal of Physics*. 2011, roč. 13, č. 5, s. 055008.
15. PASECHNIK, R.; ŠUMBERA, M. Phenomenological review on quark–gluon plasma: concepts vs. observations. *Universe*. 2017, roč. 3, č. 1, s. 7.

16. BUSZA, W. et al. Heavy ion collisions: the big picture and the big questions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. 2018, roč. 68, s. 339–376.
17. BARONE, V.; PREDAZZI, E. *High-energy particle diffraction*. Springer Science & Business Media, 2002.
18. VOGT, R. *Ultrarelativistic heavy-ion collisions*. Elsevier, 2007.
19. SHURYAK, E. Strongly coupled quark-gluon plasma in heavy ion collisions. *Reviews of Modern Physics*. 2017, roč. 89, č. 3, s. 035001.
20. VÉRTESI, R. Overview of recent ALICE results. *arXiv preprint arXiv:1910.01981*. 2019.
21. CACCIARI, Matteo; SALAM, Gavin P; SOYEZ, Gregory. The anti-kt jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*. 2008, roč. 2008, č. 04, s. 063.
22. CHATRCHYAN, S. et al. Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Physical Review C*. 2011, roč. 84, č. 2, s. 024906.
23. BENCEDI, G. Nuclear modification factor of charged particles and light-flavour hadrons in pPb collisions measured by ALICE. *arXiv preprint arXiv:1609.05665*. 2016.
24. STEERENBERG, R. et al. *Fifty years of the CERN Proton Synchrotron: Volume 1*. 2011. Tech. zpr. CERN.
25. CERN COLLABORATION. Annual report 2020. 2021.
26. The CERN accelerator complex. 2022. Dostupné také z: <https://cds.cern.ch/record/2197559>.
27. EVANS, L.; BRYANT, P. LHC machine. *Journal of instrumentation*. 2008, roč. 3, č. 08, S08001.
28. ALICE COLLABORATION et al. ALICE: physics performance report, volume II. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 2006, roč. 32, s. 1295–2040.
29. The ALICE detectors, CERN Alice. 2020. Dostupné také z: <https://alice.cern/node/5511>.
30. AAMODT, K. et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*. 2008, roč. 3, č. 08, S08002.
31. ALICE COLLABORATION et al. Real-time data processing in the ALICE High Level Trigger at the LHC. *Computer Physics Communications*. 2019, roč. 242, s. 25–48.
32. GEMME, R. *Study of the ALICE ZDC detector performance*. 2006. Dis. pr. Turin U.
33. ALICE COLLABORATION et al. *Forward Detectors: FMD, T0 and V0*. Technical Design Report, CERN-LHCC-2004-025, ALICE-TDR-011, 2004.
34. REIDT, F. et al. Upgrade of the ALICE ITS detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2022, s. 166632.
35. GARABATOS, C. The Alice TPC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2004, roč. 535, č. 1-2, s. 197–200.

36. ALICE COLLABORATION et al. The ALICE Transition Radiation Detector: construction, operation, and performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2018, roč. 881, s. 88–127.
37. ALICI, A. et al. Particle identification with the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2014, roč. 766, s. 288–291.
38. VOLPE, G. et al. Pattern recognition and PID procedure with the ALICE-HMPID. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2014, roč. 766, s. 259–262.
39. ZHOU, D. C. et al. PHOS, the ALICE-Photon spectrometer. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 2007, roč. 34, č. 8, S719.
40. GROOT, H. de; FABJAN, C. W. *ALICE Photon Multiplicity Detector (PMD): addendum to the Technical Design Report*. 2003. Tech. zpr. ALICE-TDR-006-add-1.
41. CITRON, Z. et al. Future physics opportunities for high-density QCD at the LHC with heavy-ion and proton beams. *arXiv preprint arXiv:1812.06772*. 2018.
42. TRZASKA, W. H. et al. New ALICE detectors for Run 3 and 4 at the CERN LHC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2020, roč. 958, s. 162116.
43. ADCOX, K. et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: experimental evaluation by the PHENIX collaboration. *Nuclear Physics A*. 2005, roč. 757, č. 1-2, s. 184–283.
44. TANNENBAUM, M. J. Highlights from BNL and RHIC 2015. In: *The Future of our Physics Including New Frontiers: Proceedings of the 53rd Course of the International School of Subnuclear Physics*. 2017, s. 393–412.
45. CREASE, R. P. Recombinant science: The birth of the relativistic heavy ion collider (RHIC). *Historical studies in the natural sciences*. 2008, roč. 38, č. 4, s. 535–568.
46. CHRIEN, R. E. *The past, present, and future of hypernuclear physics at the BNL-AGS*. 1995. Tech. zpr. Brookhaven National Lab.(BNL), Upton, NY (United States).
47. LA TESSA, C. et al. Overview of the NASA space radiation laboratory. *Life sciences in space research*. 2016, roč. 11, s. 18–23.
48. WILLEKE, F. Commissioning of NSLS-II. 2015. Dostupné také z: <https://www.osti.gov/biblio/1193203>.
49. BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY. Relativistic Heavy Ion Collider. 2022. Dostupné také z: "<https://www.bnl.gov/rhic/>".
50. CREASE, R. P. Quenched! The ISABELLE Saga, I. *Physics in perspective*. 2005, roč. 7, č. 3, s. 330–376.

51. TANNENBAUM, M. J. Highlights from BNL-RHIC. *arXiv preprint arXiv:1201.5900*. 2012.
52. BACK, B. B. et al. The PHOBOS detector at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003, roč. 499, č. 2-3, s. 603–623.
53. ADAMCZYK, M. et al. The BRAHMS experiment at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003, roč. 499, č. 2-3, s. 437–468.
54. ADCOX, K. et al. PHENIX detector overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003, roč. 499, č. 2-3, s. 469–479.
55. BÜLTMANN, S. et al. The PP2PP experiment at RHIC: silicon detectors installed in Roman Pots for forward proton detection close to the beam. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2004, roč. 535, č. 1-2, s. 415–420.
56. AIDALA, C. A. et al. Design and Beam Test Results for the sPHENIX Electromagnetic and Hadronic Calorimeter Prototypes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 2018, roč. 65, č. 12, s. 2901–2919. Dostupné z DOI: 10.1109/TNS.2018.2879047.
57. ACKERMANN, K. H. et al. STAR detector overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003, roč. 499, č. 2-3, s. 624–632.
58. SUGIURA, T. *Exploring the QCD phase diagram measured by cumulants of net-charge distributions in Au+ Au collisions at the STAR experiment*. 2019. Dis. pr. University of Tsukuba.
59. ANDERSON, M. et al. The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003, roč. 499, č. 2-3, s. 659–678.
60. BEDDO, M. et al. The STAR barrel electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003, roč. 499, č. 2-3, s. 725–739.
61. ALLGOWER, C. E. et al. The STAR endcap electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003, roč. 499, č. 2-3, s. 740–750.
62. STAR COLLABORATION. The Large-Area Time-Of-Flight (TOF) Upgrade for the STAR Detector. In: *AIP Conference Proceedings*. American Institute of Physics, 2009, sv. 1099, s. 778–781. Č. 1.
63. WU, J. et al. The performance of the TOF tray in STAR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2005, roč. 538, č. 1-3, s. 243–248.

64. STAR COLLABORATION. The Beam-Beam Counter: A Local Polarimeter at STAR. In: *AIP Conference Proceedings*. American Institute of Physics, 2008, sv. 980, s. 390–396. Č. 1.
65. STAR COLLABORATION. Relative luminosity measurement in STAR and implications for spin asymmetry determinations. In: *AIP Conference Proceedings*. American Institute of Physics, 2003, sv. 675, s. 424–428. Č. 1.
66. ADLER, C. et al. The RHIC zero degree calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2001, roč. 470, č. 3, s. 488–499.
67. ADAMCZYK, L. et al. Single spin asymmetry AN in polarized proton-proton elastic scattering at  $\sqrt{s} = 200$  GeV. *Physics Letters B*. 2013, roč. 719, č. 1-3, s. 62–69.
68. CONTIN, G. et al. The STAR heavy flavor tracker and upgrade plan. *Nuclear Physics A*. 2016, roč. 956, s. 858–861.
69. SUN, Xu. The STAR Forward Detector System Upgrade Status. 2022. Dostupné také z: [https://indico.cern.ch/event/895086/contributions/4717146/attachments/2422102/4145886/ForwardUpgradeStatus\\_QM2022.pdf](https://indico.cern.ch/event/895086/contributions/4717146/attachments/2422102/4145886/ForwardUpgradeStatus_QM2022.pdf).
70. ARSENE, I. et al. Quark-gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment. *Nuclear Physics A*. 2005, roč. 757, č. 1-2, s. 1–27.
71. ADCOX, K. et al. Suppression of Hadrons with Large Transverse Momentum in Central Au+Au Collisions at  $\sqrt{s} = 130$  GeV. *Physical Review Letters*. 2001, roč. 88, č. 2, s. 022301.
72. ADLER, S. et al. Centrality dependence of direct photon production in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV Au+Au collisions. *Physical review letters*. 2005, roč. 94, č. 23, s. 232301.
73. ADARE, A. et al. Observation of direct-photon collective flow in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Physical review letters*. 2012, roč. 109, č. 12, s. 122302.
74. ADARE, A. et al. Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au+Au and Cu + Cu collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV. *Physical review letters*. 2007, roč. 98, č. 16, s. 162301.
75. ADARE, A. et al. Energy loss and flow of heavy quarks in Au+Au collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV. *Physical review letters*. 2007, roč. 98, č. 17, s. 172301.
76. ADARE, A. et al. Enhanced production of direct photons in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and implications for the initial temperature. *Physical review letters*. 2010, roč. 104, č. 13, s. 132301.
77. STAR COLLABORATION. The STAR Beam Use Request for Run-21, Run-22 and data taking in 2023-25. 2020. Dostupné také z: [https://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/BUR2020\\_final.pdf](https://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/BUR2020_final.pdf).
78. JI, Y. J. Precision Upsilon spectrometry. 2022. Dostupné také z: [https://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/sPHENIX\\_Upsilon.png](https://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/sPHENIX_Upsilon.png).
79. KHALEK, R. A. et al. Science requirements and detector concepts for the electron-ion collider: EIC yellow report. *arXiv preprint arXiv:2103.05419*. 2021.

80. HIGINBOTHAM, D. W. EIC detector overview. *Journal of Instrumentation*. 2022, roč. 17, č. 02, s. C02018.
81. HEN, O. et al. *Update on Project Detector / Detector 1*. 2022. Tech. zpr. EIC User Group.
82. YECK, J. et al. *EIC Project Update*. 2022. Tech. zpr. EIC User Group.
83. PARTICLE DATA GROUP et al. 20. High Energy Soft QCD and Diffraction; Review of particle physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. 2020, roč. 2020, č. 8, s. 1–2093.
84. GURYN, W. Central Exclusive Production in Proton-Proton Collisions with the STAR Experiment at RHIC. In: *EPJ Web of Conferences*. EDP Sciences, 2016, sv. 120, s. 02008.
85. GURYN, W.; PAWLIK, B. Results on Total and Elastic Cross Sections in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV Obtained with the STAR Detector at RHIC. *arXiv preprint arXiv:2005.00776*. 2020.
86. RADEMAKERS, Fons; GOTO, Masaharu; CANAL, Philippe; BRUN, Rene. Root status and future developments. *arXiv preprint cs/0306078*. 2003.
87. TRUHLAR, T. Study of the central exclusive production of  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$  and  $p\bar{p}$  pairs in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 510$  GeV with the STAR detector at RHIC. *arXiv preprint arXiv:2012.06295*. 2020.
88. OLIVE, K. A. et al. Review of particle physics. *Chinese physics C*. 2014, roč. 38, č. 9, s. 090001.

# Přílohy

## A Anglicko-český slovník použitých pojmů

Tento slovník byl vytvořen pro nové a málo používané pojmy z oblasti částicové fyziky, které byly použity v této práci a nemají zažité české překlady.

### A

**a Large Ion Collider Experiment (ALICE)** • Experiment srážek těžkých jader  
**a Toroidal LHC Apparatus (ATLAS)** • Toroidní LHC aparát  
**Alternating Gradient Synchrotron (AGS)** • Synchrotron s alternujícími gradienty

### B

**Barrel Electromagnetic Calorimeter (BEMC)** • Válcový elektromagnetický kalorimetr  
**beam** • svazek  
**Beam Beam Counter (BBC)** • Čítač svazků  
**Big-Bang Nucleosynthesis (BBN)** • syntéza jader po Velkém třesku  
**Booster** • Posilovač  
**Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers (BRAHMS)** • Široko-rozsahový magnetický spektrometr hadronů  
**Brookhaven National Laboratory (BNL)** • Brookhavenská národní laboratoř

### C

**central exclusive production (CEP)** • centrální exkluzivní produkce  
**central inclusive production (CIP)** • centrální inkluzivní produkce  
**Central Production Trigger (CTP)** • spouštěč pro události centrální produkce  
**cold dark matter (CDM)** • studená temná hmota  
**colour confinement** • barevné uvěznění kvarků  
**Colour Super-Conductor (CSC)** • Barevný supravodič  
**Compact Muon Solenoid (CMS)** • Kompaktní mionový solenoid  
**computer-aided design model (CAD model)** • model vytvořený pomocí počítače (AI a machine learning)  
**Cosmic Microwave Background (CMB)** • kosmické mikrovlnné pozadí  
**critical decision plan (CDP)** • plán kritických rozhodnutí projektu  
**crossover** • rychlý hladký fázový přechod  
**cuts** • výběrová pravidla

## D

**Detector of Internally Reflected Cherenkov Light (DIRC)** • Detektor vnitřně odraženého Čerenkovova záření

**direct photon** • přímý foton

**distance of closest approach (CDA)** • vzdálenost nejbližšího přiblížení

**Dual Ring Imaging Cherenkov Detector (dRich)** • Detektor Čerenkovova záření s dvojitými kruhy

## E

**Electromagnetic Calorimeter (EMCal)** • Elektromagnetický kalorimetr

**Electron Beam Ion Source (EBIS)** • Zdroj iontů pomocí paprsků elektronů

**Electron-Ion Collider (EIC)** • Elektron-iontový urychlovač

**electroweak (EW)** • elektroslabý

**Endcap Electromagnetic Calorimeter (EEMC)** • Postranní elektromagnetický kalorimetr

**equation of state (EoS)** • stavová rovnice

**European Organization for Nuclear Research** • Evropská organizace pro jaderný výzkum

**event plane** • rovina událostí

## F

**fitting function** • funkce použitá k prokládání dat

**flavour** • vůně

**flow** • tok

**Forward Calorimeter System (FCS)** • Dopředný systém kalorimetrů

**Forward Detector System (FDS)** • Systém dopředných detektorů

**Forward Multiplicity Detector (FMD)** • Detektor dopředné četnosti částic

**Forward Search Experiment (FASER)** • Experiment dopředného výzkumu

**Forward Silicon Tracker (FST)** • Dopředný křemíkový sledovač

**Forward Small-Strip Thin Gap Chambers Tracker (FTT)** • Dopředný komorový sledovač

**Forward Tracking System (FTS)** • Dopředný sledovací systém

**framework** • aplikační rámec

**freeze-out** • vymrznutí

## G

**Grand Unifying Theory (GUT)** • Velká sjednocující teorie interakcí částic

## H

**hadron relativistic gas (HRG)** • hadronový relativistický plyn

**Hadronic Calorimeter (HCal)** • Hadronový kalorimetr

**Heavy Flavour Tracker (HFT)** • Sledovač těžkých vůní

**High Momentum Particle Identification Detector (HMPID)** • Detektor částic s velkými hybnostmi

## I

**impact parameter** • srážkový parametr

**Inner Tracking System (ITS)** • Vnitřní sledovací systém

**interaction rate** • míra interakce



## J

**jet** • sprška částic  
**jet quenching** • zhášení spršek částic

## L

**Large Hadron Collider (LHC)** • Velký hadronový urychlovač  
**lattice quantum chromodynamics (lQCD)** • kvantová chromodynamika na mřížce  
**LHC-beauty (LHCb)** • LHC-půvab  
**LHC-forward (LHCf)** • LHC-dopředný  
**Linear Accelerator (Linac)** • Lineární urychlovač

## M

**Minimum Bias Trigger (MBT)** • Spouštěč minimálního zkreslení  
**momentum transfer** • přenesená hybnost  
**Monopole and Exotics Detector at the LHC (MoEDAL)** • Detektor monopolů a exotických částic  
**Multi-Gap Resistive Plate Chamber (MRPC)** • Komory restriktivních desek s více vrstvami  
**Muon Forward Tracker (MFT)** • Dopředný mionový sledovač drah

## N

**NASA Space Radiation Laboratory (NSRL)** • Laboratoř kosmického záření NASA  
**National Synchrotron Light Source II (NSLS-II)** • Národní synchrotronový světelný zdroj II

## O

**out-of-time pile-up** • nahromadění opožděných událostí

## P

**peripheral collision** • periferální srážka  
**perturbative quantum chromodynamics (pQCD)** • poruchová kvantová chromodynamika  
**Photon Spectrometer (PHOS)** • Fotonový spektrometr  
**Pioneering High Energy Nuclear Interaction Experiment (PHENIX)** • Průkopnický experiment vysokoenergetických jaderných interakcí

## Q

**Quantum Chromodynamics (QCD)** • kvantová chromodynamika  
**quark-gluon plasma (QGP)** • kvark-gluonové plazma

## R

**reaction plane** • reakční rovina  
**Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC)** • Relativistický urychlovač těžkých jader  
**Roman Pot (RP)** • Římské nádoby

## S

**Solenoidal Tracker at RHIC (STAR)** • Solenoidální zaznamenávač částic na RHICu

**storage ring** • úložný okruh

**Super Pioneering High Energy Nuclear Interaction Experiment (sPHENIX)** • Super PHENIX

**Super Proton Synchrotron (SPS)** • Super protonový synchrotron

## T

**Theory of Everything (TOE)** • Teorie všeho

**Time of Flight (TOF)** • Detektor času letu

**Time Projection Chamber (TPC)** • časově projekční komora

**Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation (TOTEM)** • Detektor zkoumající účinný průřez, elastický rozptyl a difrakční štěpení track • dráha

**Transition Radiation Detector (TRD)** • Detektor procházející radiace

**transverse momentum distribution (TMD)** • distribuce příčných rozhodnutí

**transverse plane** • příčná rovina

**trigger** • spouštěč

## V

**vertex** • vrchol

## Y

**yield** • výtěžek

## Z

**Zero Degree Calorimeter (ZDC)** • Kalorimetr nulového stupně