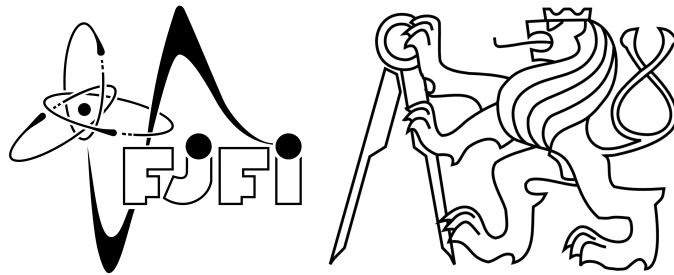


České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Jaderná a částicová fyzika



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Měření půvabných mezonů
v experimentu ALICE

Measurement of charm mesons
in ALICE

Praha 2023

Karla Žertová

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
KATEDRA FYZIKY

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Akademický rok: 2022/2023



Student: Karla Žertová

Studijní program: Jaderná a částicová fyzika

Název práce: Měření půvabných mezonů v experimentu ALICE
(česky)

Název práce: Measurement of charm mesons in ALICE
(anglicky)

Jazyk práce: Čeština

Pokyny pro vypracování:

- 1) Fyzika jádro-jaderných srážek
- 2) Experiment ALICE na urychlovači LHC
- 3) Přehled aktuálních měření půvabných mezonů
- 4) Seznámení se s analýzou dat pomocí softvéru O2

Doporučená literatura:

- [1] A. Andronic et al., Eur.Phys.J.C 76 (2016)
- [2] R. Rapp et al., Nucl.Phys.A 979 (2018)
- [3] S. Acharya et al., JHEP 01 (2022) 174
- [4] S. Acharya et al., arXiv:2112.08156
- [5] S. Acharya et al., Phys.Lett.B 827 (2022)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

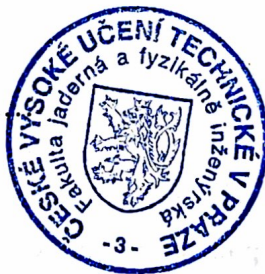
Datum zadání bakalářské práce: 20.10.2022

Termín odevzdání bakalářské práce: 02.08.2023

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



.....
garant studijního programu



.....
vedoucí katedry



.....
děkan

V Praze dne 20.10.2022



PROHLÁŠENÍ

Já, níže podepsaná

Jméno a příjmení studenta: Karla Žertová
Osobní číslo: 502580
Název studijního programu (oboru): Jaderná a částicová fyzika

prohlašuji, že jsem bakalářskou práci s názvem:

Měření půvabných mezonů v experimentu ALICE

vypracovala samostatně a uvedla veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

V Praze dne 23.7.2023

podpis

Poděkování

V první řadě bych ráda poděkovala doc. Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi, Ph.D, za vedení mé bakalářské práce, především pak za jeho trpělivost a pomoc v průběhu jak samotného bakalářského studia, tak i při dokončování závěrečné práce. Dále bych také ráda poděkovala Mgr. Jánmu Mušínskému, PhD. za jeho nedocenitelnou odbornou pomoc. V neposlední řadě děkuji celé své rodině a přátelům za jejich podporu a na závěr mému příteli za jeho nekonečnou trpělivost a oporu.

Karla Žertová

Bibliografický záznam

<i>Název práce:</i>	Měření půvabných mezonů v experimentu ALICE
<i>Autor:</i>	Karla Žertová České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyziky
<i>Studijní program:</i>	Jaderná a částicová fyzika
<i>Vedoucí práce:</i>	doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyziky
<i>Akademický rok:</i>	2022/2023
<i>Počet stran:</i>	56
<i>Klíčová slova:</i>	Kvantová chromodynamika (QCD), kvark-gluonové plazma (QGP), D mezon, ALICE, softwarový framework O ²

Abstrakt

Silná interakce mezi kvarky a gluony je ve standardním modelu popsána pomocí kvantové chromodynamiky (QCD), jejíž fázový diagram je předmětem zkoumání již řadu let. Tento výzkum se zaměřuje zejména na přechod mezi hadrony při nízkých teplotách a kvark-gluonovým plazmatem (QGP) při vysokých teplotách. Ke studiu QGP jsou vhodné tzv. tvrdé sondy, například půvabný kvark, který vzniká v QGP a nese informaci o tomto prostředí. Půvabné kvarky hadronizují na D mezony, jejichž produkty lze detekovat a rekonstruovat. Experiment ALICE umístěný na urychlovači LHC v CERN představil při upgradu v letech 2018 až 2022 spolu s energií $\sqrt{s_{NN}} = 13,6$ TeV také nový softwarový framework O², který je určen k efektivnější analýze dat z Run 3. V této práci se zaměříme na seznámení s tímto novým softwarem a jeho aplikací na aktuální data z Run 3.

Bibliographic entry

Title: **Measurement of charm mesons in ALICE**
Author: Karla Žertová
Czech Technical University in Prague,
Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering,
Department of Physics
Degree programme: Nuclear and Particle Physics
Supervisor: doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.
České vysoké učení technické v Praze,
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská,
Katedra fyziky
Academic year: 2022/2023
Number of pages: 56
Keywords: Quantum chromodynamics (QCD),
quark-gluon plasma (QGP), D meson,
ALICE, software framework O²

Abstract

The strong interaction between quarks and gluons is described in the Standard Model by quantum chromodynamics (QCD), whose phase diagram has been studied for many years. In particular, the research focuses on the transition between hadrons at low temperatures and the quark-gluon plasma (QGP) at high temperatures. Studying the QGP, so-called hard probes can be used. Such a probe is the charm quark that is produced in the QGP and carry information about this environment. The charm quarks hadronize to D mesons, whose products can be detected and reconstructed. The ALICE experiment, located at the LHC accelerator at CERN, has introduced a new software framework O² for more efficient analysis of Run 3 data after its upgrade between 2018 and 2022, along with a energy $\sqrt{s_{NN}} = 13,6$ TeV. In this thesis, we focus on introducing this new software and its application to the latest Run 3 data.

Obsah

Úvod	10
1 Ultra relativistické srážky těžkých iontů	11
1.1 Standardní model	11
1.1.1 Fermiony	11
1.1.2 Vektorové bosony	13
1.1.3 Skalární boson	13
1.2 Kvantová chromodynamika	14
1.2.1 Barevné uvěznění	15
1.2.2 Asymptotická volnost	15
1.3 Kvark-gluonové plasma	16
1.3.1 Fázový diagram QCD	16
1.4 Srážky částic	17
1.4.1 Srážkové systémy	18
1.4.2 Časoprostorový vývoj	18
1.4.3 Klíčové veličiny pro srážky těžkých iontů	19
1.5 Experimentální pozorování QGP	20
1.5.1 Zhášení jetů	21
1.5.2 Eliptický tok	23
1.5.3 Potlačení kvarkonia	23
2 Aktuální měření půvabných mezonů	25
2.1 Objev	25
2.2 Aktuální ALICE výsledky	26
2.2.1 Promptní D mezony	26

2.2.2	Nepromptní D mezony	28
2.2.3	Fragmentace c kvarku	28
3	Urychlovač LHC a experiment ALICE	31
3.1	Urychlovač LHC	31
3.1.1	Princip a struktura	31
3.1.2	Svítivost	33
3.2	Experiment ALICE	33
3.2.1	Vnitřní dráhový systém 2 (ITS2)	34
3.2.2	Časová projekční komora (TPC)	35
3.2.3	Detektor doby letu (TOF)	36
3.2.4	Online-Offline (O^2) framework	37
4	Softwarový framework O^2	39
4.1	Uspořádání datové struktury	39
4.2	Filtrování a dělení dat	41
4.3	Formát analyzační úlohy	41
4.4	Spuštění analyzační úlohy	42
4.5	Analýza půvabných mezonů	43
5	Analýza MonteCarlo dat z Run 3	44
5.1	Rekonstrukce D^0 mezonu	44
	Závěr	48
	Literatura	49
	Příloha - Anglicko-český slovník pojmů z částicové fyziky	54

Úvod

Při ultra relativistických srážkách těžkých iontů vzniká nový stav hmoty zvaný kvark-gluonové plazma (QGP). Za běžných podmínek je hmota vázána v barevně neutrálních hadronech, což neplatí v případě QGP, kde se kvarky a gluony vyskytují volně. K vytvoření QGP je zapotřebí překonat kritickou teplotu $T_c \approx 150$ MeV, což umožňují jádro-jaderné srážky, při kterých dochází k fázovému přechodu z hadronové hmoty na volný stav kvarků a gluonů. V závislosti na typu použité sondy lze QGP blíže zkoumat několika způsoby, například pomocí těžkých kvarků. V této práci se zabýváme využitím sondy ve formě půvabného kvarku a způsobem jeho rekonstrukce z naměřených dat.

První kapitola představuje stručný úvod do problematiky částicové fyziky. Cílíme především na ultra relativistické jádro-jaderné srážky, jejich průběh, způsob popisu a metody jejich zkoumání.

V druhé kapitole jsou shrnuty aktuální měření půvabných mezonů na experimentu ALICE a jejich výsledky. Pozornost je upřena na měření D mezonů.

Třetí kapitola obsahuje popis Velkého hadronového urychlovače (LHC) jako celku, experimentu ALICE a hlavních detektorů na něm umístěných. LHC reprezentuje největší urychlovač částic na světě a je součástí laboratoře CERN ve švýcarské Ženevě. Na jádro-jaderné srážky, konkrétně srážky dvou iontů olova, se specializuje právě experiment ALICE.

Ve čtvrté kapitole představujeme nový framework O2Physics, který nahradil dosavadní analyzační software AliPhysics. Detailněji zde popisujeme framework O^2 , jeho datové uspořádání, zápis analyzační úlohy, její samotné spuštění a konkrétně metodiku analýzy půvabných kvarků.

V poslední páté kapitole aplikujeme analyzační úlohu na konkrétní MonteCarlo data simulována pro Run 3. Navíc zde uvádíme výsledky rekonstrukce D^0 mezonu pomocí dané úlohy.

Vzhledem ke skutečnosti, že v této práci využíváme téměř výhradně odbornou literaturu psanou v anglickém jazyce, uvádíme v příloze z důvodu kompaktnosti také autorský anglicko-český slovník pojmů z částicové fyziky.

Kapitola 1

Ultra relativistické srážky těžkých iontů

Ultra relativistické srážky těžkých iontů představují zásadní prostředek pro zkoumání jaderné hmoty. V této kapitole představujeme základní pojmy, které jsou zásadní pro pochopení tématu ultra relativistických srážek, motivace zkoumání těchto procesů a některé základní fyzikální veličiny.

1.1 Standardní model

Standardní model je aktuálně nejúspěšnější teoretický model objasňující chování našeho vesmíru na elementární úrovni. Jeho významnost spočívá ve schopnosti konzistentně popisovat pozorované jevy matematickými rovnicemi pro určenou energetickou škálu. Těmito jevy jsou slabá, silná a elektromagnetická interakce, společně s částicemi tvořícími hmotu [1, 2]. Gravitační interakci tento model nepopisuje. Na subatomové úrovni tato interakce působí, ovšem její síla je tak malá, že jí můžeme na takto malých škálách zanedbat. Model dělí částice na fermiony a bosony, přičemž bosony se dále dělí na vektorové (polní) a skalární bosony, viz Obr. 1.1.

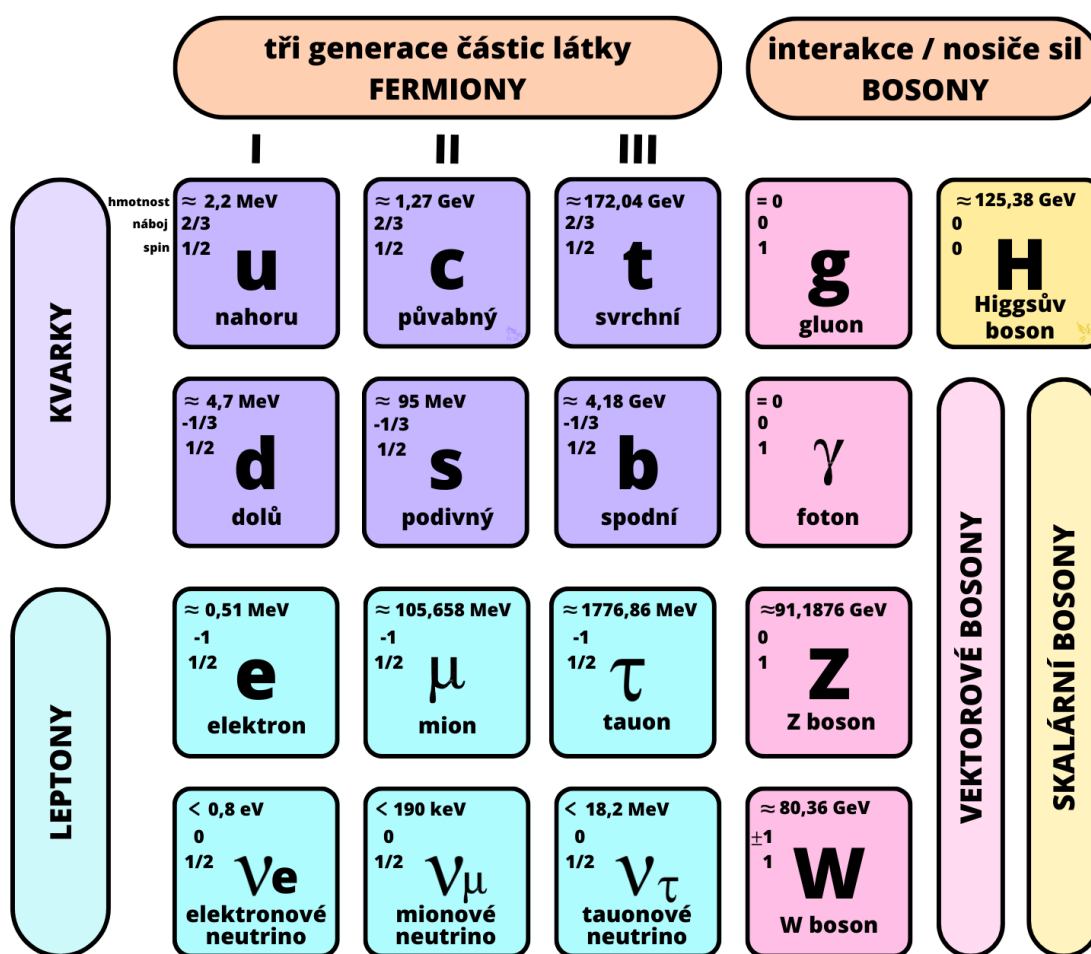
1.1.1 Fermiony

Fermiony jsou částice se spinem $\frac{1}{2}\hbar$ a skládá se z nich veškerá námi známá hmota.¹ Dělí se na dvě kategorie, jmenovitě na kvarky a leptony, z nichž každá kategorie se skládá z šesti částic a jejich příslušných šesti antičástic. Fermiony dále dělíme na tři generace.

První generace je tvořena nejlehčími a nejstabilnějšími částicemi, zatímco částice druhé a třetí generace se díky slabé interakci rychle rozpadají. První generace obsahuje elektron (e^-), jemu příslušné elektronové neutrino (ν_e) a kvark nahoru (up - u)

¹V následujícím textu bude spin uveden již bez redukované Planckovy konstanty, tj. klademe formálně $\hbar = 1$, jak je ve většině variant soustavy přirozených jednotek zvykem. Připomeňme, že v soustavě jednotek SI je $\hbar = 1,054571817 \cdot 10^{-34}$ J · s.

Standardní model elementárních částic



Obrázek 1.1: Standardní model částicové fyziky.

a dolů (down - d). Tyto částice tvoří hmotu ve vesmíru při nízkých energiích. Druhou generaci tvoří mion (μ^-), jemu příslušné mionové neutrino (ν_μ) a půvabný (charm - c) a podivný (strange - s) kvark. Třetí generaci tvoří tauon (τ^-), jemu příslušné tauonové neutrino (ν_τ) a spodní (bottom - b) a svrchní (top - t) kvark. Druhou a třetí generaci částic, které se standardně v nízko-energetickém vesmíru nevyskytují, jsme schopni uměle vytvořit pomocí urychlovače částic. Obě generace jsou ekvivalentní té první. Odpovídající elementární částice mají stejné náboje a podléhají stejným základním interakcím, ale mají různé hmotnosti.

Částice mohou nabývat různých nábojů (elektrický, slabý a barevný náboj pro elektromagnetickou, slabou a silnou interakci) podle kterých je dělíme. Slabá interakce působí na všechny levotočivé fermiony a pravotočivé antifermiony. Kvarky mají elektrický náboj $q = +\frac{2}{3}e$ pro (u, c, t) a $q = -\frac{1}{3}e$ pro (d, s, b). Elementární náboj $e = 1,602176634 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ je základní konstanta, jejíž hodnota odpovídá velikosti elektrického náboje protonu (p), resp. absolutní hodnotě náboje elektronu [3].² Jejich příslušné antikvarky, mají opačný elektrický náboj. Kvarky jsou fermiony s barevným nábojem, a proto jsou jediné citlivé na silnou interakci. Navíc se shlukují do bezbarvých složených částic, tzv. hadronů, které se dělí na baryony (složené ze tří kvarků) a mezony (složené z kvarku a antikvarku). Leptony e^-, μ^-, τ^- mají záporný elektrický náboj, zatímco antileptony mají elektrický náboj kladný. Neutrína ν_e, ν_μ a ν_τ (a jim odpovídající antineutrína) mají nulový elektrický náboj [4, 5].

1.1.2 Vektorové bosony

Vektorové bosony představují nositele interakcí ve smyslu kvantové teorie pole (QFT) a mají spin roven 1. Zahrnují intermediální elementární částice, které jsou foton γ , bosony W^\pm, Z^0 a gluon g .

Fotony jako nosiče elektromagnetické interakce jsou vyměňovány mezi elementárními částicemi, které mají elektrický náboj. Mezi fotony neprobíhá žádná přímá interakce, protože jsou elektricky neutrální. Bosony W^\pm a Z^0 jsou nosiči slabé interakce a fermiony jsou schopny si bosony vyměňovat. Umožňují změnu vůně částic, a to jak v dubletu každé generace, tak i mezi generacemi. Gluony jako nosiče silné interakce mohou být vyměňovány mezi elementárními částicemi s barevným nábojem. Samy o sobě nesou čistý barevný náboj, a proto jsou také citlivé na silnou interakci [6].

1.1.3 Skalární boson

Velmi důležitým bosonem standardního modelu je Higgsův boson (H). Byl objeven v roce 2012 kolaboracemi CMS a ATLAS na LHC. Higgsův boson je elementární částice se spinem 0, bez barevného a elektrického náboje s invariantní hmotností $M(H) = 125,86 \pm 0,27 \text{ GeV}/c^2$ [7]. Částice interagující s jeho polem získávají hmotnost, která závisí na odpovídajících vazbových konstantách. Čím vyšší jsou tyto konstanty, tím těžší jsou částice.

²Dále bude elektrický náboj uveden již bez elementárního náboje, tj. klademe formálně $e = 1$.

Absence gravitace ve standardním modelu není zásadní problém, jelikož ji lze v měřítku elementárních částic zanedbat. Gravitace je totiž vůči slabé interakci ještě 10^{25} krát menší. Standardní model je konstruován na principech symetrie v rámci kalibrační teorie pole. Interakce ve standardním modelu jsou popsány pomocí kalibrační Lieovy grupy symetrií

$$U(1)_{\text{elmg.}} \times SU(2)_{\text{slabá}} \times SU(3)_{\text{silná}}. \quad (1.1)$$

1.2 Kvantová chromodynamika

Kvantová chromodynamika (QCD) je základní teorií popisující silnou interakci jako důsledek výměny gluonů. Jedná se o neabelovskou (nekomutující) kvantovou teorii pole invariantní vzhledem ke kalibrační Lieově grupě $SU(3)$. Kvůli povaze silné interakce nebyly kvarky nikdy pozorovány jako volné elementární částice. Místo toho jsou vždy vázány do hadronů.

Dynamika silné interakce mezi kvarky a gluony je v rámci QCD popsána pomocí hustoty Lagrangeovy funkce (lagrangiánu) ve tvaru

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_f \bar{\psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi_f, \quad (1.2)$$

kde $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g\varepsilon^{abc}A_\mu^b A_\nu^c$ je tenzor gluonového pole s prostoročasovými indexy $\mu, \nu \in \{0, 1, 2, 3\}$ a barevným indexem $a \in \{1, \dots, 8\}$, $\psi_f = (\psi_f^R, \psi_f^B, \psi_f^G)^T$ je Diracův spinor kvarkového pole s vůní $f \in \{u, d, c, s, t, b\}$, barvou (R, B, G) a invariantní hmotností m_f , γ^μ jsou Diracovy matice, $D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a T^a$ je kovariantní derivace, přičemž A_μ^a je barevný oktet Yang-Millsova $SU(3)$ kalibračního pole, T^a jsou Gell-Mannovy matice 3×3 jako generátory barevné kalibrační grupy $SU(3)$ splňující komutační relace $[T^a, T^b] = i\varepsilon^{abc}T^c$ a g je kalibrační parametr [8].

Barevné náboje, tvořící fundamentální reprezentaci grupy symetrie $SU(3)$, se označují podle tří základních barev, jmenovitě červené, modré a zelené (R, B, G) a jejich příslušných antibarev, azurové, žluté a purpurové $(\bar{R}, \bar{B}, \bar{G})$. Tato kvantová proměnná je považována za nezbytnou pro vytvoření kvarkového modelu, aby byl dodržen Pauliho vylučovací princip. Ten by byl porušen při zavedení kvarkového schématu pro Δ^{++} baryon ($\Delta^{++} = uuu$). Barevný náboj tedy umožňuje přepsat jeho vlnovou funkci jako $u_R u_G u_B$, což zabraňuje porušení Pauliho vylučovacího principu.

Interakce mezi barevnými náboji je zprostředkována osmi dvoubarevnými gluony, které tvoří $SU(3)$ oktet ve tvaru

$$R\bar{G}, G\bar{R}, R\bar{B}, B\bar{R}, G\bar{B}, B\bar{G}, \frac{1}{\sqrt{2}}(R\bar{R} - G\bar{G}), \frac{1}{\sqrt{6}}(R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}). \quad (1.3)$$

Gluony, které jsou barevné, spolu mohou interagovat. Stav $R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$, který je bezbarvý (nebo také bílý), nemá žádnou interakci, a tudíž neexistuje [8].

1.2.1 Barevné uvěznění

Existence kvarků je experimentálně potvrzena, ale doposud nebyly nikdy samostatně pozorovány. Experimenty podporující kvarkový model jsou například anihilace elektronů a pozitronů při vysokých energiích. Při anihilaci mohou vznikat mionové-antimionové nebo kvarkové-antikvarkové páry, které následně produkují hadrony. Tyto události jsou důkazem produkce kvarků.

Absence pozorování volných kvarků lze vysvětlit hypotézou barevného uvěznění, ve smyslu, že kvarky musí zůstat uzavřeny v bezbarvých objektech a nemohou se vyskytovat samostatně v barevném stavu. Příčinou je pravděpodobně vlastní gluon-gluon interakce, která je sama barevně nabitá. V současné době neexistuje žádný analytický důkaz konceptu barevného uvěznění, ačkoli nedávno došlo k pokroku pomocí technik výpočtu QCD na mřížce (lQCD). Pokud se dva kvarky budou snažit od sebe odtrhnout, bude mezi nimi probíhat výměna virtuálních gluonů, které mezi sebou interagují. Výsledkem těchto interakcí je stlačení barevného pole mezi kvarky do trubice. Při relativně velkých vzdálenostech je hustota energie v trubci mezi kvarky obsahující gluonové pole konstantní. Proto je energie uložená v poli úměrná vzdálenosti kvarků, což dává v potenciálu člen tvaru

$$V(r) \approx \kappa r, \quad (1.4)$$

kde $\kappa \approx 1 \text{ GeV/fm}$. Z toho důvodu síla mezi kvarky lineárně roste a bylo by zapotřebí nekonečného množství energie, aby bylo možné kvarky oddělit. Dalším následkem barevného uvěznění je vázání gluonů do bezbarvých objektů a gluony tedy nemohou cestovat na makroskopické vzdálenosti [8].

1.2.2 Asymptotická volnost

Silná vazebná konstanta α_s je číslo určující sílu vynaloženou při interakci. Při nízko-energetickém měřítku je konstanta velmi silná a má hodnotu $\alpha_s \approx 1$. Ve skutečnosti ovšem α_s není konstantní a pro vysoko-energetické měřítko se stává dostatečně malou, aby bylo možné využít poruchovou teorii. V tomto případě se kvarky vzájemně silně neovlivňují a lze je považovat za kvazi-volné částice, což vede k pojmu asymptotické volnosti.

V QCD má interakce mezi kvarkem a gluonem efektivní sílu α_s získanou součtem přes všechny korekční QCD diagramy vyššího řádu. Součet těchto diagramů vede k divergenci, proto je zapotřebí renormalizovat nekonečna v gluonových propagátorech a příchozích/odchozích prouděch. Vazebná konstanta silné interakce tedy závisí na energetické škále Q^2 jako

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \quad \beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f, \quad (1.5)$$

kde n_f je počet aktivních kvarkových vůní v dané smyčce, Q je přenos čtyřhybnosti a Λ je QCD škála udávající limit, pro který lze α_s považováno za malé, resp. velké [8, 9].

1.3 Kvark-gluonové plasma

Standardní model částicové fyziky předpovídá, že po velkém třesku byl náš vesmír velmi hustý, horký a měl nulový celkový baryon-chemický potenciál. Kvarky a gluony tedy nebyly omezeny v hadronech, ale nacházely se ve stavu zvaném kvark-gluonové plasma (QGP). Tento pohled na raný vesmír je výsledkem více než třiceti let nepřetržitých simulací relativistických těžkých iontů (RHI) a mřížkového modelu v QCD. Výsledky těchto simulací jsou jednotné a ukazují, že při expanzi vesmíru přetrvávala existence QGP až do teploty $T_c \approx 150$ MeV. Vzhledem k dnešním poznatkům se jedná o nejlepší představu popisující vesmír před vznikem hmoty [10].

Postupem času jak se vesmír rozpínal, tak i chladl. Po dosažení kritické teploty T_c došlo k hadronizaci a vznikla hmota v podobě, jak ji známe dnes. Jelikož v našem světě nikde nenajdeme takto se volně pohybující kvarky a gluony, existuje domněnka, že změna vlastností vakua v horkém vesmíru vedla ke změně struktury hmoty. V QGP se částice rozpadají na své konstituenty.

Pro simulaci raného vesmíru lze v kolizních laboratořích na Zemi vytvořit kapku QGP v malých třescích prostřednictvím srážek urychlených těžkých jader při relativistických energiích, kdy lze dosáhnout extrémních teplot a hustoty energie. Tyto srážky poskytují extrémní podmínky vhodné pro studium vlastností silné interakce v tomto stavu hmoty [11, 12]. Kapka vzniklá srážkou na urychlovači částic se nicméně v některých vlastnostech stále liší od QGP v raném vesmíru.

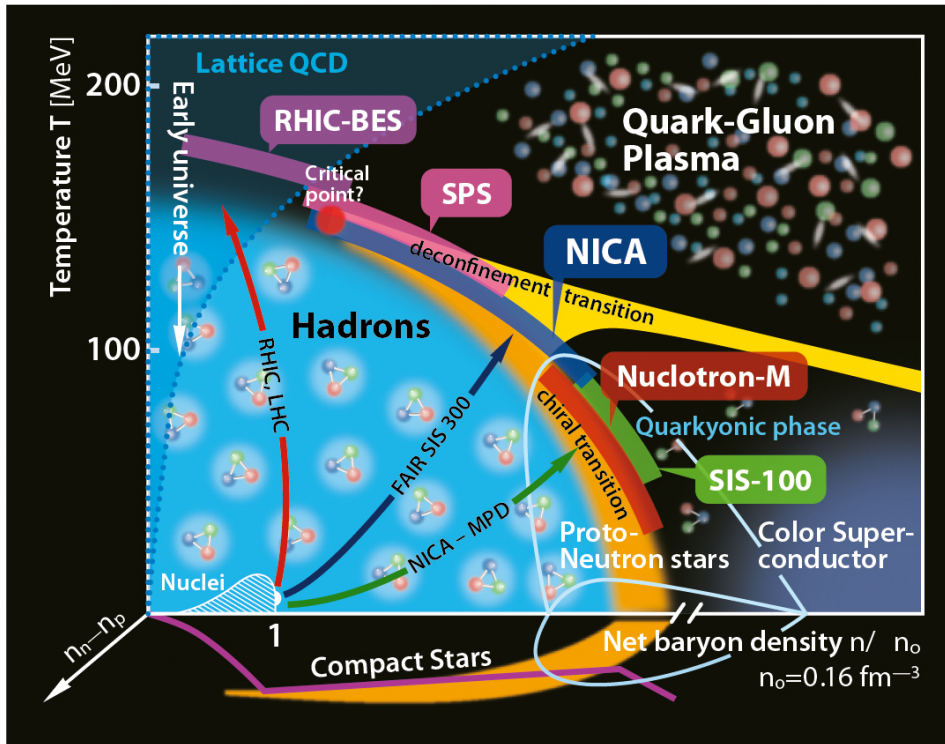
První důkazy o produkci QGP byly naměřeny v experimentu SPS (CERN) při energii $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV [13], ve srážkách olova s pevným terčem a v RHIC (BNL) ve srážkách Au-Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, kde byly poprvé stanoveny některé kvantitativní vlastnosti této hmoty [14].

1.3.1 Fázový diagram QCD

Fázový diagram QCD popisuje závislost teploty na celkové baryonové hustotě $\frac{n}{n_0}$. Jeho pochopení by umožnilo odhalit informace o raném vesmíru a je cílem řady experimentů. K pokroku dochází výsledkem teoretického a experimentálního výzkumu na různých energetických škálách a podílí se na něm několik světových pracovišť. Pochopení tohoto fázového diagramu je klíčové nejen v oblasti částicové fyziky, ale také například v astrofyzice. Z fázového diagramu na Obr. 1.2 lze vypožorovat, že vytvořená dekonfinovaná hmota při nejvyšších energiích LHC i RHIC se vyznačuje vysokými teplotami a téměř nulovou celkovou hustotou baryonů.

Z výpočtů lQCD vyplývá, že fázový přechod je typu "cross-over" při nulové celkové hustotě baryonů $\frac{n}{n_0}$ (nebo nulovém celkovém baryonchemickém potenciálu), kritické teplotě $T_c \approx 150$ MeV a hustotě energie blízké $0,7$ GeV/fm³. V tomto bodě očekáváme pokles hmotnosti kvarků z efektivní na malou. Dochází k fázovému přechodu z jaderné hmoty do stavu, kdy jsou kvarky a gluony dekonfinovány [16].

Předpokládá se, že v jádru neutronových hvězd vznikajících při explozích supernov jsou ideální podmínky pro existenci QGP nebo alespoň prostředí, jehož vlast-



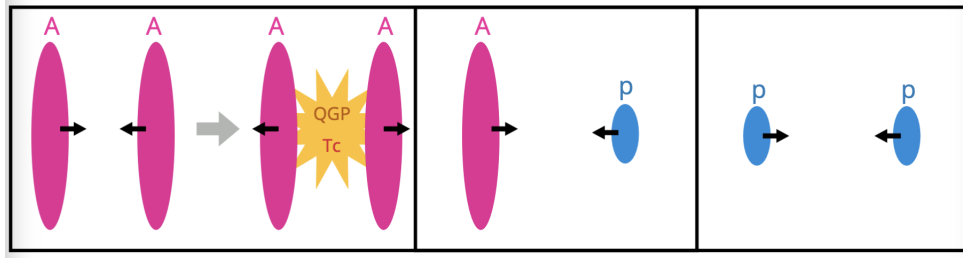
Obrázek 1.2: Fázový diagram QGP popisující vývoj hmoty v závislosti na celkové hustotě baryonů $\frac{n}{n_0}$ a teplotě T [15].

nosti odpovídají hmotě s vysokou hustotou. Tlak v těchto astronomických objektech výrazně roste směrem dovnitř. Teplota jádra je 1000 krát nižší ve srovnání s očekávanou teplotou QGP vytvořeného v urychlovačích. Předpokládá se, že hustota ρ_N uvnitř jádra je větší než hustota jader, takže může vzniknout stav tzv. kondenzátu. Za těchto okolností (nízká teplota a vysoký tlak/hustota baryonů) je pravděpodobné, že se může jednat o QGP. Při nízkých teplotách a vyšších hustotách baryonů se očekává existence silně interagující exotické hmoty, jako je například supravodivá hmota.

Při extrémních podmínkách teploty a hustoty energie prochází hadronová hmota fázovým přechodem a stává se z ní kvarková a gluonová polévka neboli QGP. Při nízké teplotě a vysoké hustotě sítě baryonů se očekává, že vznikne exotická hmota, jako je ta v neutronových hvězdách. Ke zkoumání této hmoty (při nízkých teplotách a vysokých hustotách síťových baryonů) byly vybudovány speciální experimenty, jako jsou FAIR a NICA. Pro vytvoření vysoké teploty a nízké hustoty energie jsou dostatečně účinné současné urychlovače částic [17, 18, 19].

1.4 Srážky částic

Za pomoci ultra-relativistických srážek těžkých iontů lze dosáhnout velkých hustot energie v konečných objemech hmoty. Pokud je při tomto procesu dosaženo přechodové teploty, lze vytvořit kapku QGP. Ke studiu QGP je zapotřebí několik



Obrázek 1.3: Schéma srážek A-A, p-A a p-p popisující rozložení hmoty před a po srážce.

srážkových systémů. Na Obr. 1.3 jsou znázorněny iont-iontové (A-A), proton-iontové (p-A), proton-protonové (p-p) srážky, kde při A-A srážkách vzniká samotné QGP a srážky p-A a p-p slouží na oddělení efektů QGP od efektů hmoty s nižší teplotou.

1.4.1 Srážkové systémy

Při srážkách těžkých iontů (A-A) vzniká velké množství částic. Tento systém částic se může termalizovat a vytvořit nové prostředí, potenciálně QGP. Pro pochopení tohoto prostředí lze studovat vlastnosti, jako je proces termalizace, hydrodynamická expanze, transportní koeficienty a hadronizace.

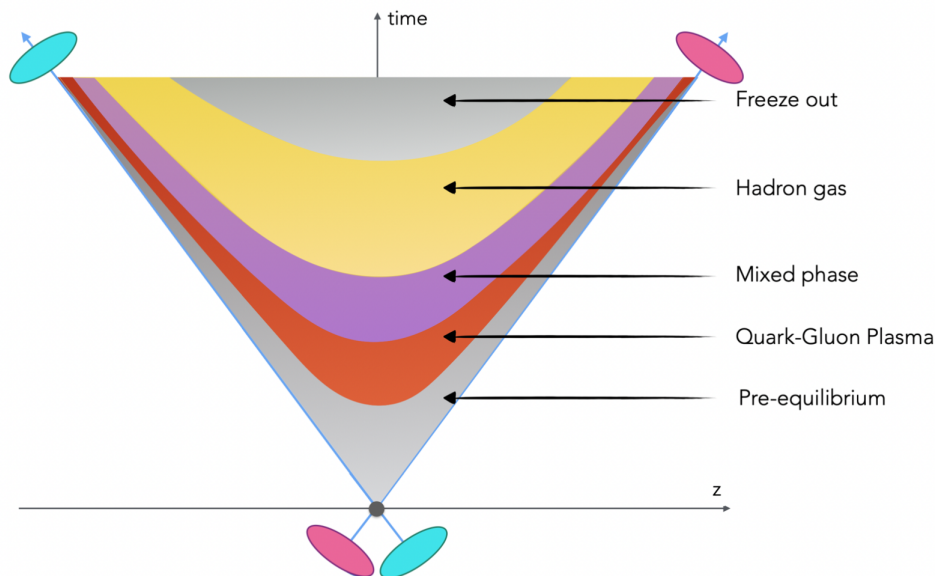
Srážkové systémy složené z protonu a těžkého iontu (p-A) umožňují oddělit efekty QGP od tzv. efektů studené jaderné hmoty (CNM), jelikož při těchto srážkách nevzniká hustá a horká jaderná hmota. Kvůli jaderným interakcím v jádrech se partonové distribuční funkce mezi protonem a jádrem liší a označují se jako PDF, resp. nPDF. Vytvořené částice navíc mohou interagovat s jádry, což vyvolává modifikace jejich produkčních rychlostí a distribucí. Kromě toho mohou vznikat koherentní energetické ztráty mezi počátečním a konečným stavem.

Srážky malých systémů umožňují studovat vlastnosti QCD ve vakuu. Měření v p-p srážkách jsou referenčními hodnotami pro p-A a A-A srážky [20].

1.4.2 Časoprostorový vývoj

Vývoj srážek těžkých iontů lze v rámci Bjorkenova modelu při energiích LHC shrnout do pěti fází vývoje znázorněných na Obr. 1.4.

Před-rovnovážná fáze (pre-equilibrium) nastává již v průběhu srážky, kdy dochází v oblasti překryvu dvou srážejících se jader k tvrdému rozptylu partonů při vysokých energiích vyvolávající tvrdé procesy. Příkladem je produkce těžkých kvarků a částic s vysokou hybností. Při dostatečně velké hustotě energie nastane další fáze, tj. QGP. V ní dochází k tepelné rovnováze mezi vytvořenými partony. Ta se v okolním vakuu rychle rozpíná, čímž se snižuje její teplota a hustota energie. Při ochlazování prostředí začnou partony hadronizovat, což vede ke smíšené fázi (Mixed phase) QGP a hadronového plynu. Jak se systém stále rozpíná a ochlazuje, nastává fáze hadronového plynu (Hadron gas), kdy všechny partony hadronizují. Prostředí je tedy



Obrázek 1.4: Časoprostorový diagram srážky dvou jader těžkých iontů.

tvořeno pouze hadronovým plynem, v němž probíhají nepružné a pružné interakce. K chemickému vymrznutí (Freeze out) dochází po ustanutí všech nepružných interakcí. Při dostatečně nízkých energiích ustávají i pružné srážky. To vede ke kinetickému zamrznutí, po němž hadrony volně proudí do detektorů. Experimentální měření jsou tedy obrazy této poslední fáze [21].

U malých systémů se nepředpokládá, že by došlo k vytvoření QGP kvůli malému počtu produkovaných částic a nízké hustotě barevného náboje. Pro tento případ tedy platí, že okamžitě po srážce nastane před-hadronová fáze, následně tvorba hadronů a na konci opět fáze vymrznutí [8].

1.4.3 Klíčové veličiny pro srážky těžkých iontů

Při srážkách těžkých iontů je rozložení hybnosti a energie částic zásadní pro charakterizaci prostředí vzniklého během srážky. V této části jsou uvedeny příslušné kinematické veličiny a parametry nárazu. V následujících rovnicích budeme používat přirozené jednotky, tj. $c = \hbar = 1$.

Kinematika

Geometrie popisující srážky je stručně popsána v této části v laboratorní soustavě. Osa směru dopadajícího paprsku se nazývá podélná osa (konvenčně osa z). Rovina kolmá na podélnou osu, tedy (x, y) , tvoří příčnou rovinu, v níž je definována příčná hybnost částic jako

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (1.6)$$

jejíž hodnota je invariantní vůči Lorentzově transformaci podél osy paprsku. Příčná energie částice se dále vypočítá pomocí

$$E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}, \quad (1.7)$$

kde m označuje invariantní hmotnost částice.

Celková energie srážky v těžišti je dána Mandelstamovou veličinou $\sqrt{s_{NN}}$, která je invariantní vůči všem Lorentzovským transformacím. Snadno ji spočítáme ze čtyřhybnosti srážejících se částic p_1 a p_2 jako

$$s = (p_1 + p_2)^2. \quad (1.8)$$

Rapidita částice popisující směr jejího šíření podél osy paprsku je definována vztahem

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (1.9)$$

kde energie částice E a její podélná hybnost $p_z = p \cos \theta$ jsou složky vektoru čtyřhybnosti $p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)$ a θ je polární úhel.

Další základní veličinou je pseudorapidita, která je čistě geometrická a jejím účelem je popsat úhel trajektorie částice vzhledem ke svazku. Je definována vztahem

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (1.10)$$

Na relativistické energetické škále ($p \gg m$) pak platí, že $\eta \simeq y$.

Parametry srážky

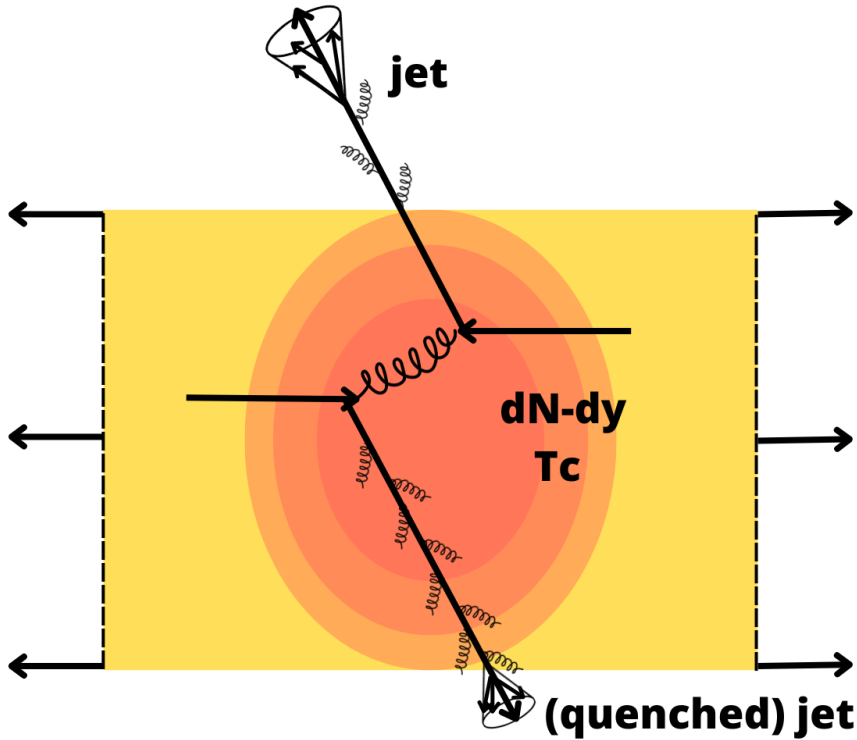
Dalšími základními parametry nárazu těžkých iontů je parametr srážky b , počet nukleonů účastnících se srážky N_{part} a počet binárních srážek nukleon-jádro N_{coll} .³

Srážkový parametr b je vzdálenost mezi středy dvou srážejících se jader. Při malém b dochází k centrální srážce, kde je velká interakční plocha s četným množstvím účastníků N_{part} . Periferní srážky jsou naopak charakterizované velkými hodnotami b s menší interakční plochou a velkým počtem diváckých nukleonů N_{spect} [8].

1.5 Experimentální pozorování QGP

Informace o vlastnostech tohoto média lze získat pomocí sond, které dělíme na měkké pro $Q \gtrsim \Lambda_{\text{QCD}}$ a na tvrdé pro $Q \gg \Lambda_{\text{QCD}}$. První z nich umožňuje přístup k počátečním podmínkám, kolektivním efektům a termalizaci. Druhý ke ztrátě partonové energie, teplotě média a hadronizaci těžkých kvarků v QGP.

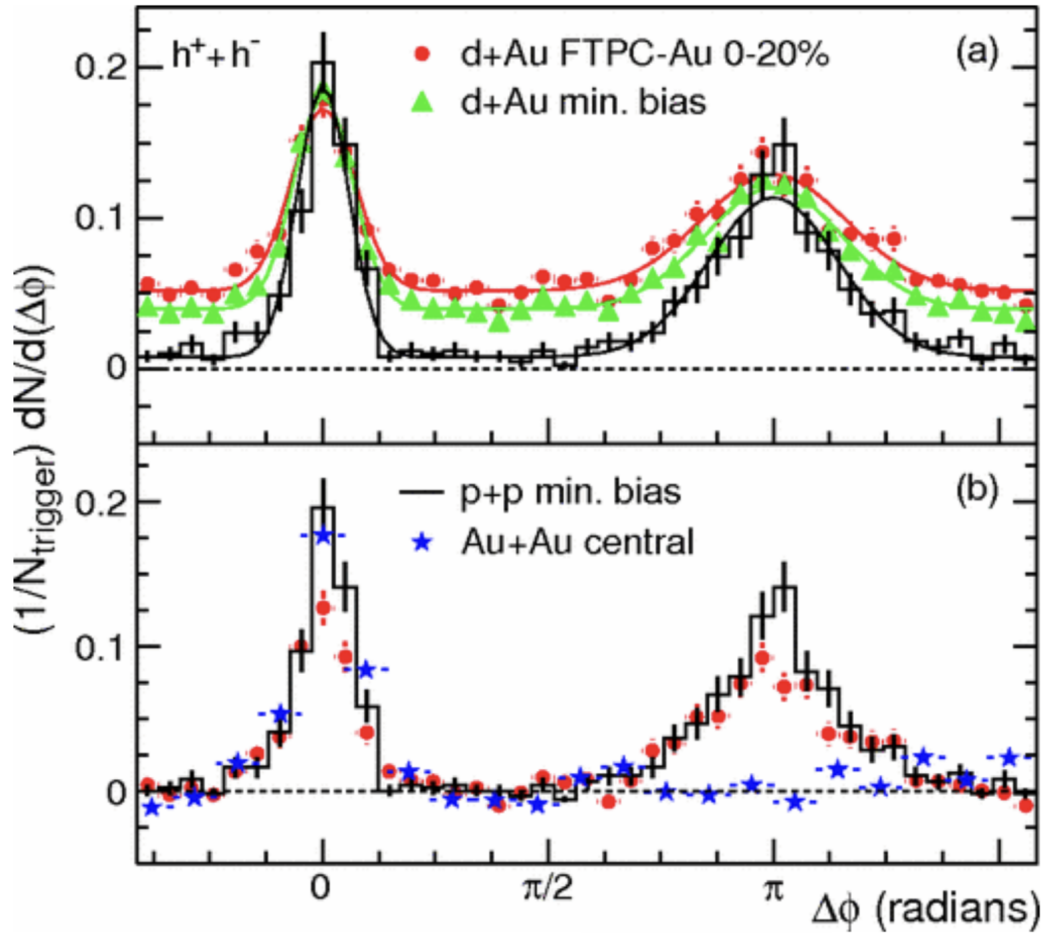
³Poznamenejme, že v částicové fyzice často dochází z důvodu konvence ke kolizi značení, jako je tomu zde pro symbol b v případě spodního kvarku a parametru srážky. Nicméně vždy lze tyto symboly z kontextu rozlišit.



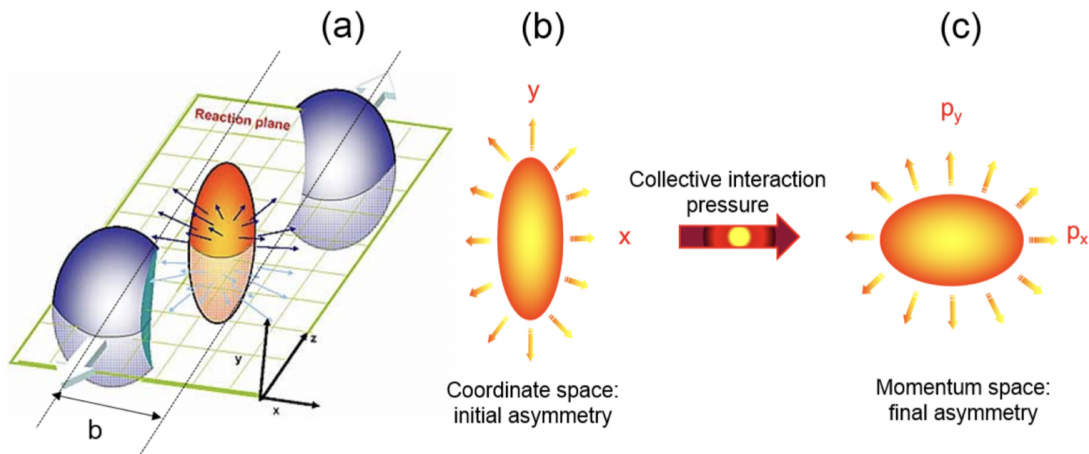
Obrázek 1.5: Proces zhášení jetů

1.5.1 Zhášení jetů

Jetý jsou kaskáda kolimovaných hadronů, které vznikají z partonů v QGP ve fázi fragmentace a hadronizace. Jejich existence je přímým důsledkem QCD uvěznění, protože po vysokém přenosu hybnosti mezi částicemi vzniká v procesu hadronizace kolimovaný sprej hadronů, tedy jetů. Zhášení jetů je způsobeno mechanismem ztráty energie partonů, k níž dochází při jejich šíření v QGP. Tvrdé partony vznikají převážně v opačných směrech (back-to-back) během tvrdých procesů. Tento proces se dá pozorovat v p-p srážkách při pohledu na azimutální korelaci nabitých hadronů vzhledem k jetu. Mechanismus zhášení jetu lze pozorovat na Obr. 1.5. V centru srážky s kritickou teplotou T_c dochází ke vzniku jetů. Pozorujeme, že čím více horké hmoty má jet v cestě, tím více je potlačen. Na Obr. 1.6 je zobrazena distribuce účinnosti azimutální korelace, kde částice jsou nabitě hadrony. Pro získání výsledku bylo stanoveno rozmezí hybnosti spouštěcích částic v rozsahu $4 < p_T^{\text{trig}} < 6$ GeV/c. Rozdělení je výsledkem korelace každé spouštěcí částice se všemi přidruženými částicemi v téže události splňující $2 < p_T < p_T^{\text{trig}}$ GeV/c. Na tomto grafu lze pozorovat potlačení produkce pro jeden z back-to-back jetů [22].



Obrázek 1.6: (a) Účinnost azimutální korelace dvou částic pro srážky s minimální odchylkou pro centrální srážky d-Au a pro srážky p-p. (b) Srovnání azimutální korelace nabitých hadronů dvou částic pro centrální srážky d-Au s rozděleními pozorovanými ve srážkách p-p a centrálních srážkách Au-Au [22].



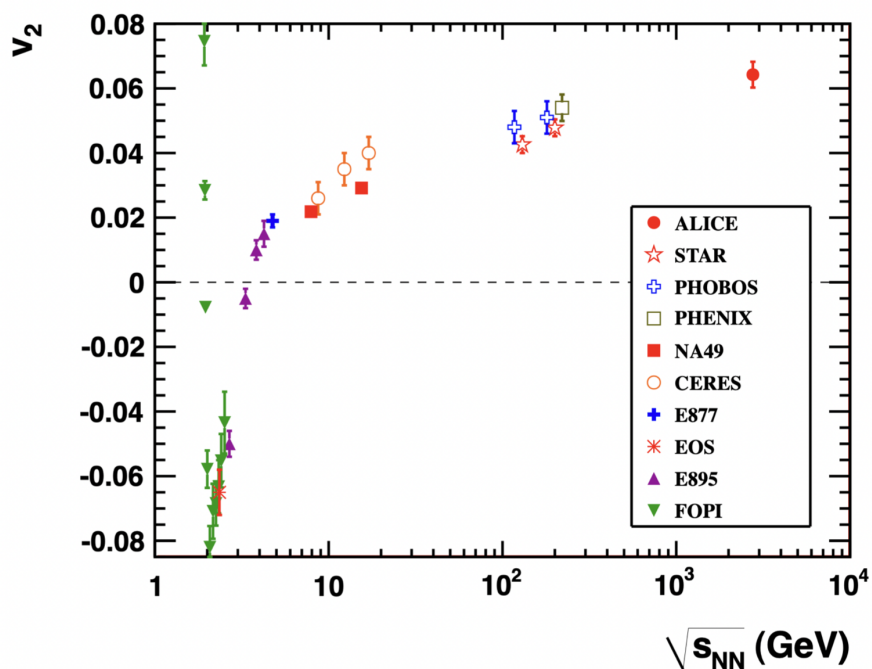
Obrázek 1.7: (a) Schéma zóny srážky mezi dvěma vstupujícími jádry pro necentrální srážky. (b) Znázornění anizotropie počátečního stavu v zóně srážky a její změny na eliptický tok v konečném stavu. (c) Zobrazení finální asymetrie hybnosti systému [24].

1.5.2 Eliptický tok

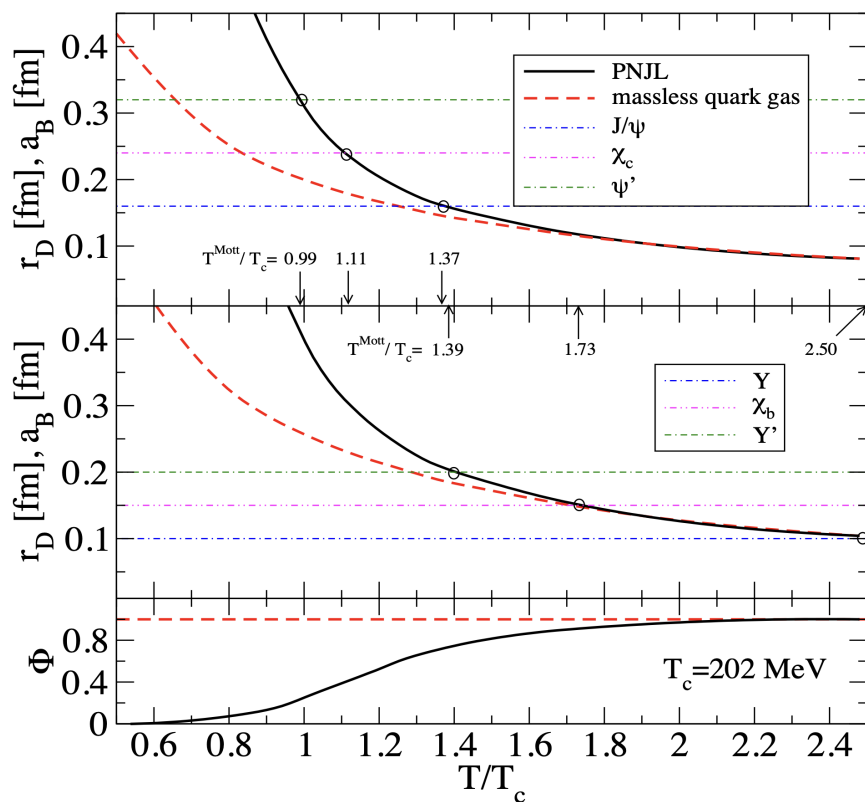
Eliptický tok je měřítkem nerovnoměrnosti toku ve všech směrech při pohledu podél linie svazku. Je základním znakem QGP, protože umožňuje studium hydrodynamických vlastností rozpínání prostředí (teplota a viskozita). Toto měření vypovídá o rozložení částic podle azimutálního úhlu ϕ vyhledem k reakční rovině a tím popisuje počáteční stav srážek. Partony jsou citlivé na prostředí a vypovídají tak o existenci QGP. U necentrálních srážek těžkých iontů je rozložení hmoty asymetrické, čímž vzniká gradient tlaku vedoucí k anizotropnímu rozložení hybnosti částic [23]. Schématický náčrt vývoje eliptického toku je zobrazen na Obr. 1.7, přičemž jeho závislost na $\sqrt{s_{NN}}$ je ukázána na Obr. 1.8.

1.5.3 Potlačení kvarkonia

Kvarkonia jsou bezvonné, pevně vázané mezony, jejichž složkami je jeden těžký kvark a jeho antikvark. Často produkováno kvarkonium je například J/ψ , které se skládá z c a \bar{c} kvarků. V QGP nastává barevné stínění potenciálem mezi dvěma kvarky, které zabraňuje prvotně vzniklým c a \bar{c} k vytvoření J/ψ . Následkem tohoto procesu je potlačení produkce J/ψ . Pro studium tohoto efektu se měří teplotní závislost Debyeova poloměru získaná z IQCD. Potlačení produkce J/ψ v jaderných srážkách by mělo poskytnout jednoznačnou indikaci vzniku QGP [25]. Toto měření je ukázáno na Obr. 1.9. Podle očekávání dochází ke stabilizaci vázaných stavů v blízkosti kritické teploty pro $T > T_c$.



Obrázek 1.8: Integrovaný eliptický tok v_2 nabitých částic jako funkce $\sqrt{s_{NN}}$ [24].



Obrázek 1.9: Teplotní závislost Debyeova stínícího poloměru r_D pro charmonium (horní panel) a bottonium (dolní panel) [26].

Kapitola 2

Aktuální měření půvabných mezonů

V částicové fyzice je mezon typ hadronu složeného z kvarku a antikvarku vázaných silnou interakcí. Všechny mezony jsou velmi nestabilní a žijí v průměru pouze několik nanosekund. Těžké mezony se rozpadají na lehčí a následně se mohou rozpadnout i na elektrony, fotony a neutrina. V této kapitole se zaměřujeme na D mezony, které obsahují vždy jeden c kvark/antikvark a jiný antikvark/kvark. Pokud neuvažujeme příslušné antimezony, pak existují tři základní D mezony, jmenovitě

$$D^+ (c\bar{d}), \quad D^0 (c\bar{u}), \quad D_s^+ (c\bar{s}), \quad (2.1)$$

které mají podle [27] tabulkové invariantní hmotnosti

$$\begin{aligned} M(D^0) &= 1864,75 \pm 0,15 \pm 0,11 \text{ MeV}/c^2, \\ M(D^+) &= 1869,51 \pm 0,12 \pm 0,07 \text{ MeV}/c^2, \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$M(D_s^+) = 1968,19 \pm 0,20 \pm 0,14 \pm 0,08 \text{ MeV}/c^2.$$

2.1 Objev

První zmínky o mezonech sahají do roku 1964, kdy Hideki Yukawa předpověděl existenci další těžké částice mimo proton a neutron, aby vyřešil problematiku β -rozpadu. Ve stejném roce byl zaveden kvarkový model obsahující u , d a s kvarky. Rok poté došlo k rozšíření modelu o c kvark. Za jeho pomoci bylo možné lépe popsat slabou interakci, vyrovnat počet známých kvarků a fermionů a korektně predikovat hmotnosti již známých mezonů. Výzkum elementárních částic pokračoval a konečně v roce 1976 byl objeven mezon obsahující c kvark na detektoru MARK I na urychlovači SLAC v USA. Tato částice se původně nazývala F mezon a až v roce 1986 byla přejmenována na D mezon [28, 29].

2.2 Aktuální ALICE výsledky

Výhodou rekonstrukce D mezonů na experimentu ALICE je jeho dobrá výbava pro měření těžkých kvarků. Například umožňuje měřit vlastnosti částice až do nízkého p_T (100 MeV/c), má vynikající identifikace hadronů a elektronů a přesné měření primárních a sekundárních vertexů. D mezony rozdělujeme na promptní a nepromptní. Promptní vznikají z fragmentace c kvarku při srážce a vylétají z primárního vertexu. Nepromptní mezony jsou produkty rozpadu, např. $B^+ \rightarrow D^- \pi^+ \pi^+$. Jelikož doba života B mezonu je relativně dlouhá rozpadá se mimo primární vertex srážky.

2.2.1 Promptní D mezony

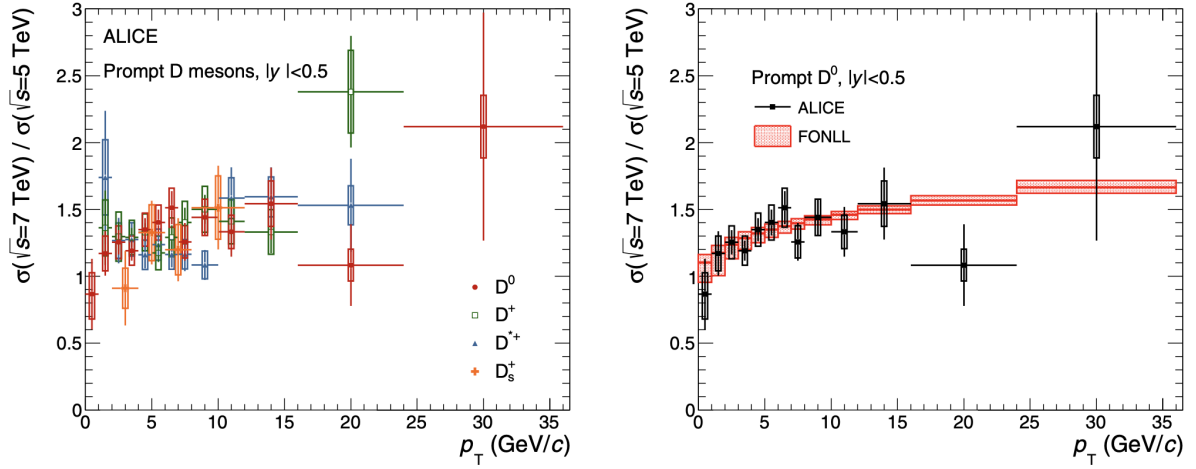
Zkoumání produkce hadronů obsahujících těžké kvarky (c , b) v p-p srážkách při energiích LHC je citlivým testem výpočtů QCD s faktorizačním přístupem. Toto měření je možné skrze rekonstrukci promptních D mezonů. Při LHC energiích existují výpočetní modely GM-VFNS, FONLL (next-to-leading-order s next-to-leading logaritmičným resumováním) a k_T -faktorizace (next-to-leading-order).¹ S experimentálními výsledky jsou porovnávány teoretické modely, které stojí na základě faktorizačního přístupu, který je popisuje jako konvoluci partonových distribučních funkcí (PDF), partonového průřezu vypočteného pomocí perturbativních výpočtů QCD (pQCD) a fragmentačních funkcí (FF) popisující příčný průřez D a B mezonů v p-p kolizích při $\sqrt{s_{NN}} = 0,2 - 13,0$ TeV. Přesné měření příčného průřezu D mezonů až do $p_T = 0$ může poskytnout důležitá omezení pro pQCD. Měření D mezonů ve srážkách p-p navíc představuje zásadní referenci pro studium efektů vyvolaných studenou a horkou silně interagující hmotou v případě srážek proton-jádro a jádro-jádro.

Studie z [30, 31] na experimentu ALICE ukazují závislost příčného průřezu na p_T pro D^0 , D^+ , D^{*+} mezony s energií $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV a $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV při p-p srážkách. Výsledky při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV se v porovnání s předchozími měřeními při $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV měří v jemnějších p_T binech, což poskytuje podrobnější popis tvaru p_T v závislosti na účinném průřezu produkce σ . Dále je s poměry naměřených σ porovnán model FONLL, viz Obr. 2.1.

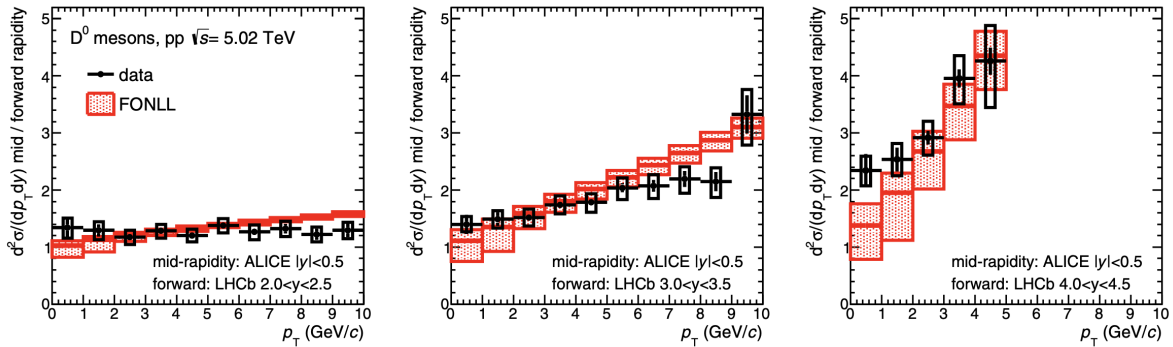
S výsledky byly porovnány a shledány kompatibilními různými modely pQCD provedenými pomocí různých schémat, jmenovitě FONLL, dva výpočty s využitím rámce modelu GM-VFNS s různými parametry a výpočet založený na k_T -faktorizaci. Dále byly s účinností produkce D^0 mezonů naměřených pomocí experimentu ALICE v různých intervalech rapidity (Obr. 2.2) kompatibilní výpočty FONLL, což naznačuje mírně menší sklon dat vzhledem k teoretickým předpovědím. V kombinaci s dalšími výsledky měření je možné poskytnout citlivost na gluonové PDF při malých hodnotách Bjorken- x ($10^{-4} - 10^{-5}$). Bjorken- x je škálovací proměnná při hluboce nepružném rozptylu udávající zlomek celkové hybnosti nesený pozorovanou částicí [32].

FONLL výpočty jsou kompatibilní s poměry mezonů D^0 naměřených pomocí ALICE a LHCb v různých intervalech rapidity, což naznačuje mírně menší sklon

¹V této práci se blíže modely nezabýváme a uvádíme je zde za účelem kompaktnosti práce.



Obrázek 2.1: Poměry účinného průřezu produkce D^0 , D^+ , D^{*+} a D_s^+ mezonů v p-p srážkách při $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV [30] a $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV v závislosti na p_T (levý panel). Poměr D^0 ve srovnání s výpočty FONLL pQCD (pravý panel) [31].



Obrázek 2.2: Poměry průřezu produkce D^0 mezonu na jednotku rychlosti při střední rapiditě ($|y| < 0,5$) k průřezům naměřeným v LHCb kolaboraci ve třech rychlostních rozsazích, $2 < y < 2,5$ (levý panel), $3 < y < 3,5$ (střední panel) a $4 < y < 4,5$ (pravý panel), v závislosti na p_T [30].

v datech vzhledem k teoretickým předpovědím. Bylo zjištěno, že poměry p_T -diferenciálních průřezů D mezonů jsou v rámci nejistot kompatibilní s poměry průřezů D mezonů naměřených ve srážkách p-p při $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV. Nové měření umožní přesnější určení jaderného modifikačního faktoru R_{pA} ve srážkách p-Pb a R_{AA} ve srážkách Pb-Pb při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV, a to v důsledku dostupnosti většího souboru dat.

2.2.2 Nepromptní D mezony

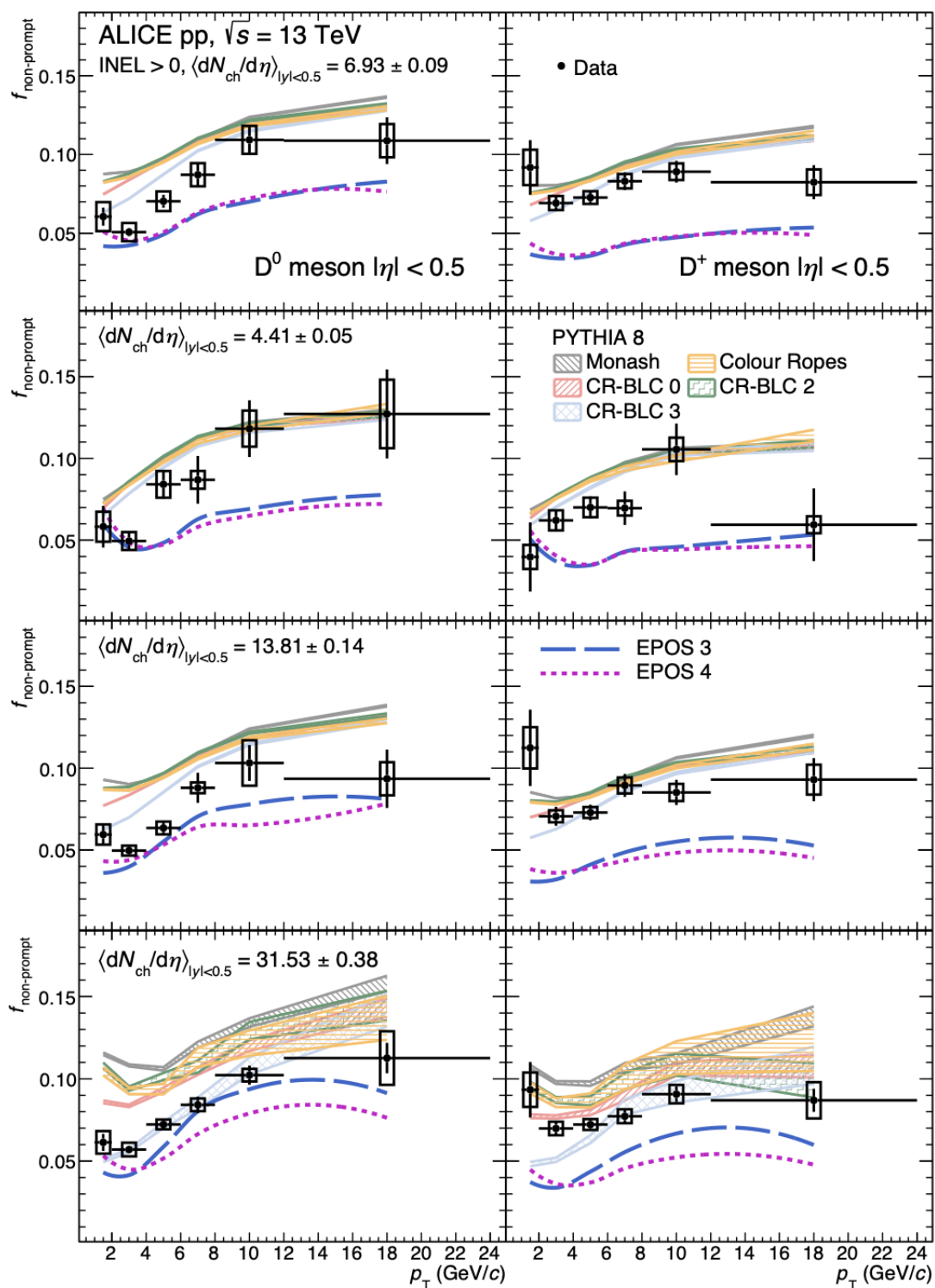
Další způsob jak zkoumat interakci těžkých kvarků je pomocí nepromptních D mezonů, které vznikají rozpadem B mezonů. Měření produkce hadronů s těžkými kvarky v závislosti na násobnosti nabitých částic má potenciál umožnit náhled do vzájemného působení měkkých a tvrdých mechanismů při produkci částic. Události s vysokou multiplicitou navíc umožňují testovat produkci hadronů s těžkými kvarky při malém Bjorken- x , tj. v kinematické oblasti, kde je hustota gluonů s nízkou hybností ve srážejících se protonech velmi vysoká a očekává se, že dosáhne nasycení, které by jinak vyžadovalo výrazně větší energie [33]. Pro simulaci prostředí srážky se používá MonteCarlo generátor PYTHIA, který zavádí nové topologie barevného propojení fragmentující se na baryony.

Studie z [34] uvádí první měření podílu f mezonů D^0 a D^+ pocházejících z rozpadů b hadronů při střední rapiditě ($|y| < 0,5$) v závislosti na násobnosti nabitých částic ve srážkách p-p při $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV. Poskytuje důležitý test pro modely produkce a hadronizace v odvětví c a b hadronů. Výsledná závislost podílu f na příčné hybnosti je zobrazena na Obr. 2.3. Bylo pozorováno mírné zvýšení f z přibližně 5 – 7 % pro $1 < p_T < 3$ GeV/ c na přibližně 10 % pro $8 < p_T < 24$ GeV/ c . Toto zvýšení je trend očekávaný od pQCD výpočtů. Pozorujeme naznačení podobného mechanismu produkce c a b kvarků v závislosti na jejich multiplicitě. Modely EPOS3 a EPOS4 mají tendenci data podhodnocovat a model PYTHIA 8 má naopak tendenci data nadhodnocovat.

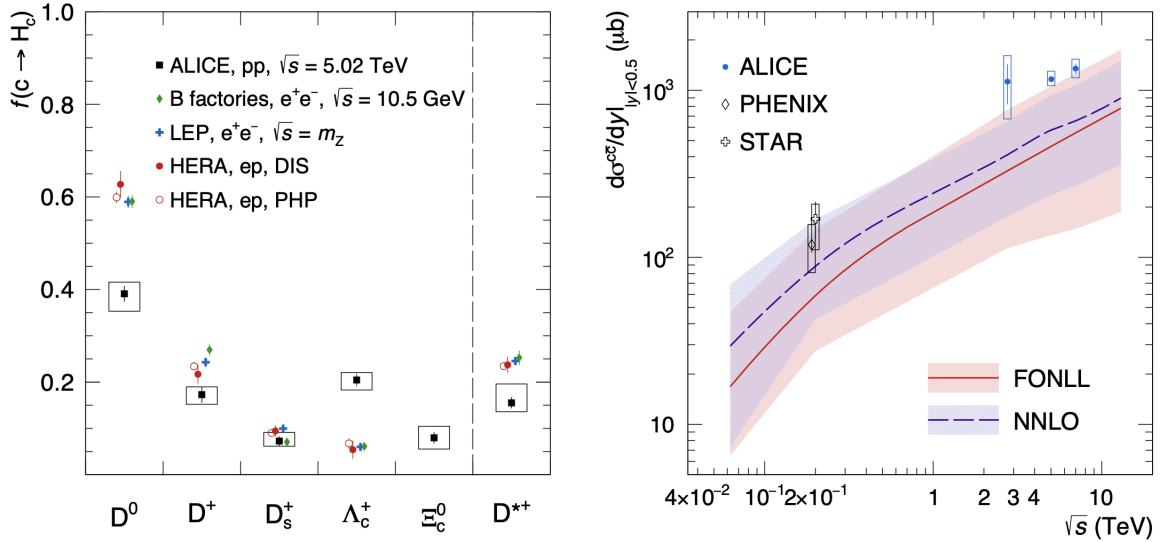
2.2.3 Fragmentace c kvarku

Současná měření naznačují významný rozdíl fragmentačních podílů půvabných kvarků a půvabných baryonů v hadronových srážkách při energiích LHC ve srovnání s podíly naměřenými ve srážkách e^+e^- a e^-p . Původně se předpokládalo, že fragmentační podíly jsou univerzální. Výsledek experimentu ukázal překvapivé výsledky, že tento podíl není univerzální proces mezi různými srážkovými systémy. Tato měření poskytují nejen omezení pro výpočty pQCD, ale jsou také důležitá jako reference pro výzkum interakce c kvarku s prostředím vznikajícím při srážkách těžkých iontů.

Studie z [35] uvádí fragmentační podíly a průřez produkce c kvarku na jednotku rychlosti při střední rapiditě ($|y| < 0,5$) ve srážkách p-p při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Naměřené fragmentační podíly zobrazené na Obr. 2.4 byly použity k aktualizaci příčného průřezu $c\bar{c}$ na jednotku rychlosti při $|y| < 0,5$, $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ a 7 TeV, které jsou přibližně o 40 % vyšší než dříve publikované výsledky. V porovnání s výpočtem pQCD leží data na horní hranici teoretických pásem.



Obrázek 2.3: Podíly nepromptních mezonů D^0 (levý sloupec) a D^+ (pravý sloupec) v závislosti na p_T pro $INEL > 0$ a pro tři třídy multiplicity událostí ve srážkách p-p při $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV. Měření jsou porovnána s předpověďmi získanými pomocí modelů PYTHIA 8 a EPOS [34].



Obrázek 2.4: Vlevo: Podíly fragmentace c kvarku na c hadrony naměřené ve srážkách p-p při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV v porovnání s experimentálními měřeními provedených ve srážkách e^+e^- na LEPu v B-továrnách a ve srážkách e^-p na HERA. D^{*+} mezon je zobrazen samostatně, protože jeho příspěvek je také zahrnut do půvabných mezonů v základním stavu. Vpravo: Průřez produkce půvabných mezonů při střední rychlosti na jednotku rapidity jako funkce energie srážky. Jsou uvedeny výsledky z kolaborace STAR a PHENIX, mírně posunutě v horizontálním směru pro lepší přehlednost. Jsou také zobrazena srovnání výpočtů pQCD FONLL (červený pás) a NNLO (fialový pás) [35].

Fragmentační podíly půvabu $f(c \rightarrow H_c)$ popisují pravděpodobnost hadronizace c kvarku na konkrétní půvabný hadron H_c . Jejich výpočty byly poprvé provedeny ve srážkách hadronů na LHC z měření půvabných baryonů při střední rapiditě. Bylo zjištěno, že se liší od hodnot naměřených ve srážkách e^+e^- a e^-p což naznačuje, že hadronizace půvabných kvarků na půvabné hadrony nejspíše není univerzální proces mezi různými srážkovými systémy.

Kapitola 3

Urychlovač LHC a experiment ALICE

Tato kapitola se zabývá popisem Experimentu na velkém urychlovači iontů (**A Large Ion Collider Experiment – ALICE**) umístěném na Velkém hadronovém urychlovači (**Large Hadron Collider – LHC**), který je provozován Evropskou organizací pro jaderný výzkum (**Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire – CERN**). Tento experiment představuje jeden ze čtyř největších experimentů v CERN, viz Obr. 3.1.

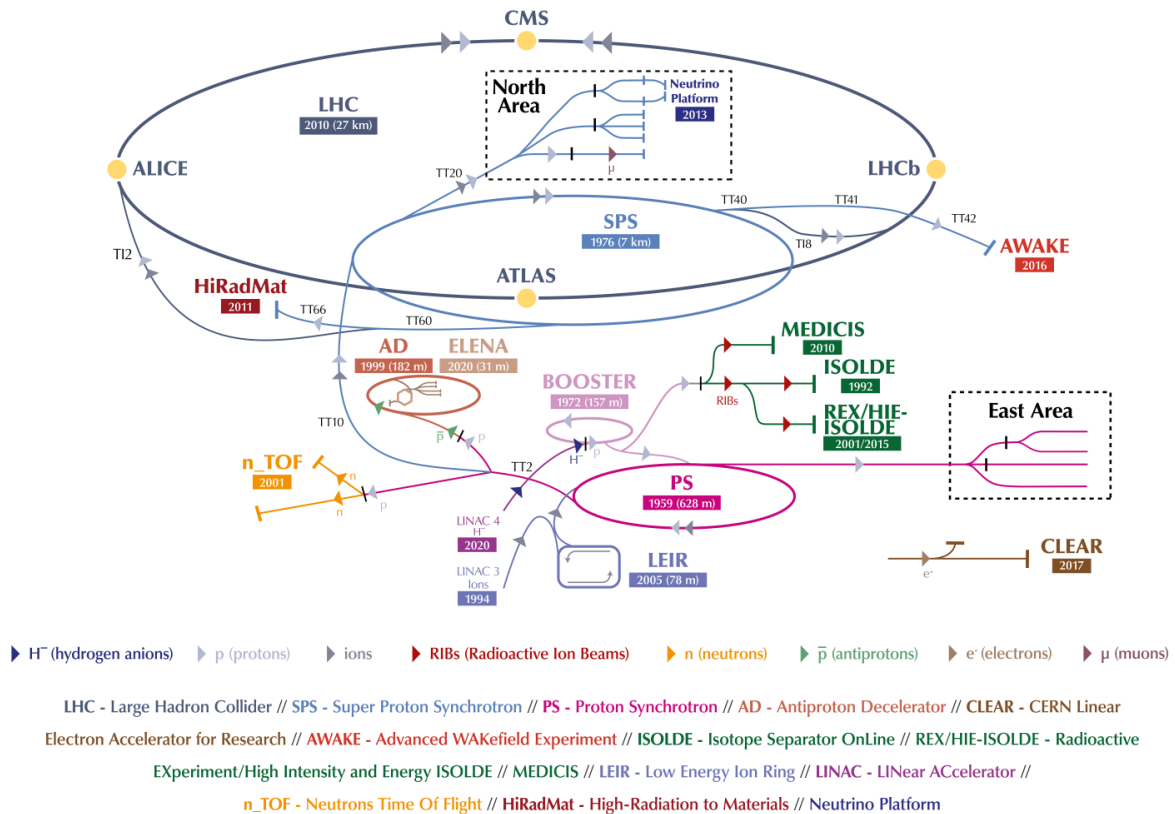
3.1 Urychlovač LHC

Urychlovač LHC je umístěn v blízkosti Ženevy, na hranicích Švýcarska a Francie. Nachází se 100 m pod zemí a se svým obvodem 27 km je největší hadronový urychlovač na světě. Po celém jeho obvodu je umístěno celkem 1 232 supra-
divých dipólových magnetů. Tyto magnety ohýbají svazky protonů a iontů ve dvou oddělených svazkových liniích, ve kterých dochází k jejich srážení. Možné kombinace srážek jader jsou p-p (proton-proton), p-Pb (proton-olovo), Pb-Pb (olovo-olovo) a nově i p-O (proton-kyslík) a O-O (kyslík-kyslík) při center-of-mass energiích na nukleonový pár $\sqrt{s_{NN}} = 13,6$ TeV, 8,79 TeV, 5,52 TeV, 9,9 TeV a 7 TeV (nebo 5,52 TeV, 5,02 TeV). Kyslíkové srážky budou probíhat pouze několik dnů z celkového Run 3. Svazky jsou postupně urychlovány v několika krocích, aby získaly maximální energii potřebnou pro srážku, čehož je dosaženo za pomoci několika urychlovačů, viz Obr. 3.1.

3.1.1 Princip a struktura

Od roku 2020 je pro LHC zdrojem protonů Lineární urychlovač 4 (Linac4), který urychluje záporný vodík (H^-) na energii 160 MeV. Dále pokračuje svazek iontů do Urychlovače protonového synchrotronu (PSB). Ionty jsou při vstříkovaní z Linacu4 do PSB zbaveny dvou elektronů a zůstávají pouze protony. Ty jsou urychleny na 2 GeV pro vstup do Protonového synchrotronu (PS), který svazek dále

The CERN accelerator complex *Complexe des accélérateurs du CERN*



Obrázek 3.1: Aktuální komplex urychlovačů v CERN k roku 2023 [36].

urychlí na 26 GeV. Protony jsou poté poslány do Superprotonového sychrotronu (SPS), kde jsou urychleny až na 450 GeV. Protony jsou nakonec poslány do dvou svazkových trubic urychlovače LHC. Svazek v jednom potrubí obíhá ve směru hodinových ručiček, zatímco svazek v druhém potrubí obíhá proti směru hodinových ručiček. Naplnění každého prstence LHC trvá 4 minuty, 20 sekund. Další 20 minut trvá protonům dosáhnout maximální energie. Za normálních provozních podmínek cirkulují svazky v trubicích LHC mnoho hodin. Oba svazky se sráží převážně uvnitř čtyř různých experimentů - ALICE, ATLAS, CMS a LHCb.

Ionty olova pro LHC vycházejí ze zdroje odpařeného olova a vstupují do Linac3, kde jsou shromážděny a urychleny v Nízkoenergetickém iontovém kruhu (LEIR). Poté absolvují stejnou cestu k maximální energii jako protony [37].

Provoz LHC se rozděluje na období Run a období odstávky, přičemž se v období Run sbírají data a při odstávce dochází k opravám a aktualizacím jak samotného urychlovače, tak i všech experimentů na něm umístěných. Aktuálně se nachází urychlovač v Run 3, který začal v červenci 2022 a bude pokračovat až do konce roku 2025. Při druhé velké odstávce (LS2) došlo k několika zásadním změnám. Jednou z hlavních změn je výrazné zvýšení svítivosti.

3.1.2 Svítivost

Srážku dvou svazků ve smyslu rychlosti nepružných srážek v jednotkách $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ lze popsat pomocí tzv. okamžité svítivosti podle vztahu

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma_p} \frac{dR}{dt}, \quad (3.1)$$

kde σ_p je průřez produkce daných procesů a $\frac{dR}{dt}$ je jejich počet za jednotku času.

V kruhového urychlovače LHC lze jeho svítivost spočítat vzorcem

$$\mathcal{L} = \sum_{i,j} \frac{N_i N_j f_{\text{rev}}}{I_{\text{overlap}}}, \quad (3.2)$$

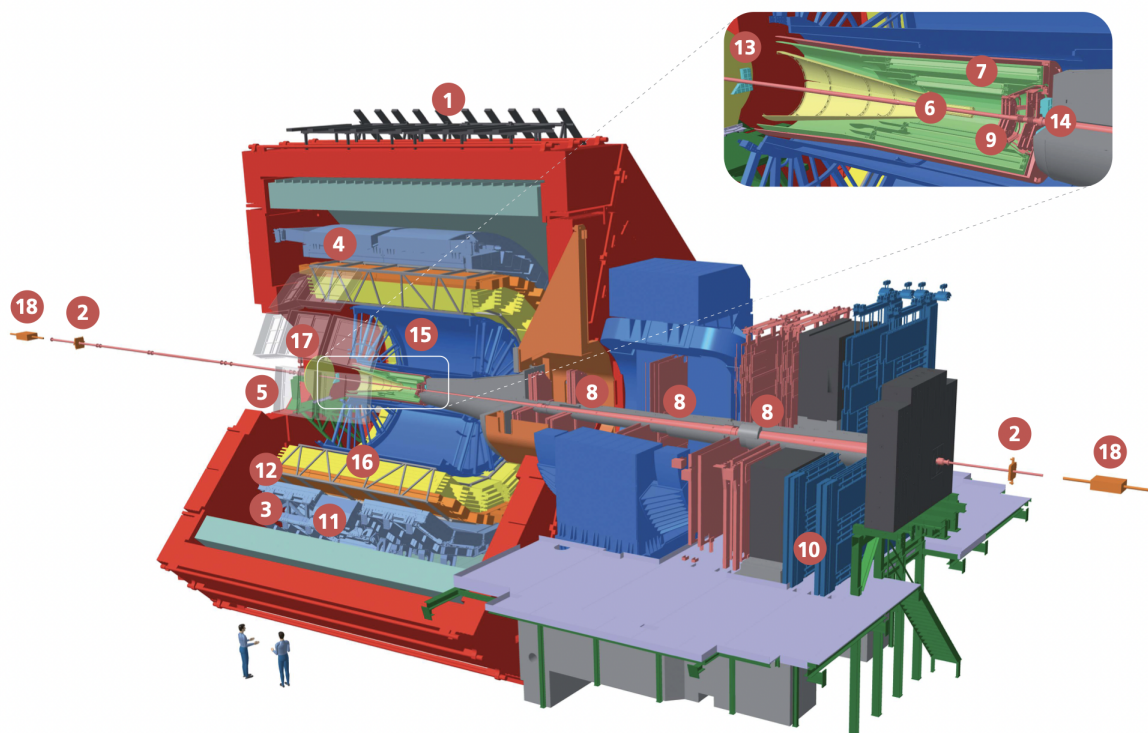
kde f_{rev} je frekvence oběhu, $N_{i/j}$ je počet srážejících se částic, i, j jsou indexy svazků na paprsek a I_{overlap} je integrál plochy překrytí mezi dvěma svazky. Jeden paprsek na LHC obsahuje 2 808 svazků a každý svazek obsahuje $1,2 \cdot 10^{11}$ protonů, přičemž svítivost LHC při Run 3 dosahuje hodnoty $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [38].

3.2 Experiment ALICE

Experiment ALICE je detektor dedikovaný fyzice těžkých iontů nacházející se na LHC. Jeho cílem je studie struktury diagramu QGP při extrémních teplotách a velmi vysokých hustotách energie. To je možné zejména díky unikátním měřením nízkých hodnot p_T . Tyto podmínky jsou vytvářeny při ultra-relativistických srážkách těžkých iontů [39]. Pro novou verzi LHC bylo potřeba provést několik úprav na experimentu ALICE. Při LS2 došlo k vylepšení a instalaci nových detektorů. Z důvodu většího množství dat byl vyvinut nový software z názvem Online-Offline (O^2) framework.

Na experimentu se nachází několik nezávislých detektorů pracujících synchronně. Lze je rozdělit do tří kategorií. První jsou globální detektory umístěné kolem interakčního bodu (IP). Poskytují měření obecných veličin jako centralitu srážky, dobu srážky a multiplicitu částic. Další jsou centrální válcové detektory, které jsou nezbytné pro identifikaci a trasování nabitých částic a fotonů. Třetí kategorii představuje mionový spektrometr umístěný v dopředné oblasti rapidity $-4 < \eta < -2,5$ a určený pro měření mionů.

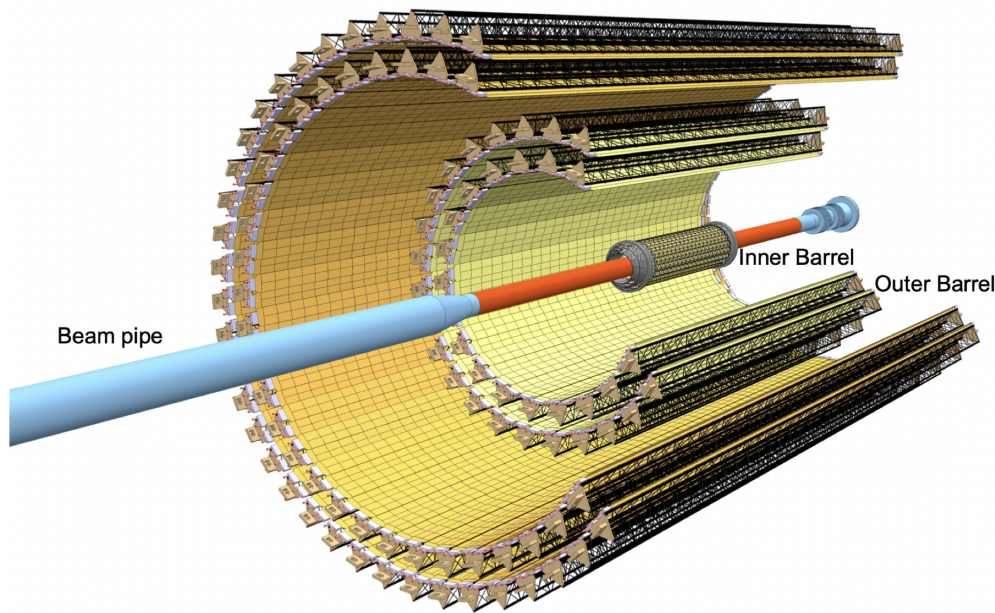
Na Obr. 3.2 je zobrazen popis experimentu ALICE po modernizaci LS2. Nejdůležitější detektory pro tuto práci jsou vnitřní dráhový systém (ITS), časová projekční komora (TPC) a detektor doby letu (TOF). Cílem experimentu ALICE pro Run 3 je studium vzácných událostí při nízkém p_T , jako jsou hadrony s otevřenými vůněmi, pro které se těžko definuje spouštěč. Pro tento cíl byla vylepšena elektronika detektoru, aby bylo možné provádět nepřetržitý výčet. Tím nevzniká při sběru dat mrtvý čas, a to vede ke zvýšení statistiky a výkonu vzácných událostí. Kromě toho se zvýšila rychlost přenosu dat, a to až na 50 kHz pro srážky Pb-Pb (v Run 2 byla pouze jednotky kHz). Finální nárůst statistik je přibližně 100krát větší než u Run 1. V několika detektorech došlo ke zlepšení rozlišení rekonstrukce drah a měření při nízkém p_T .



Obrázek 3.2: Komplex urychlovačů v CERN aktuální k roku 2023 [40]. 1 - ACORDE (Detektor kosmického záření ALICE), 2 - AD (Difrakční detektor ALICE), 3 - DCal (Di-jet kalorimetr), 4 - EMCal (Elektromagnetický kalorimetr), 5 - HMPID (Detektor identifikace částic s vysokou hybností), 6 - ITS-IB (Vnitřní dráhový systém - vnitřní barel), 7 - ITS-OB (Vnitřní dráhový systém - vnější barel), 8 - MCH (Mionové komory), 9 - MFT (Mionový dopředný detektor), 10 - MID (Identifikátor mionů), 11 - PHOS / CPV (Fotonový spektrometr / Veto nabitých částic), 12 - TOF (Detektor doby letu), 13 - Detektor T0+A, 14 - Detektor T0+C, 15 - TPC (Časová projekční komora), 16 - TRD (Detektor přechodového záření), 17 - Detektor V0+, 18 - ZDC (Kalorimetr pro nulový stupeň).

3.2.1 Vnitřní dráhový systém 2 (ITS2)

Detektor ITS2 zaujímá ústřední roli na experimentu ALICE. Umožňuje určit polohu primárních vertexů srážek a sekundárních vertexů rozpadu těžkých hadronů. Zajišťuje také měření p_T až do nízkých hodnot a zlepšuje momentové a úhlové rozlišení pro TPC. Během Run 1 a Run 2 se ITS skládal ze šesti válcových vrstev. Dvě nevnitřnější vrstvy tvoří křemíkový pixelový detektor (SPD), následující dvě vrstvy tvoří křemíkový driftový detektor (SDD) a nejvzdálenější vrstvy tvoří křemíkový proužkový detektor (SSD). Během LS2 byl pro Run 3 plně modernizován detektor ITS (Obr. 3.3) a upgradován do nové verze ITS2. Skládá se nově ze sedmi křemíkových vrstev a poskytuje celé azimutální rozložení od 2,2 cm do 40 cm radiálně kolem IP s oblastí pseudorapidity $|\eta| < 1,3$. Je založen na čípech ALPIDE, technologii monolitických aktivních pixelových sensorů (MAPS). Aktivní křemíková plocha detektoru je přibližně 10 m² a je rozdělena na 12,5 miliardy pi-



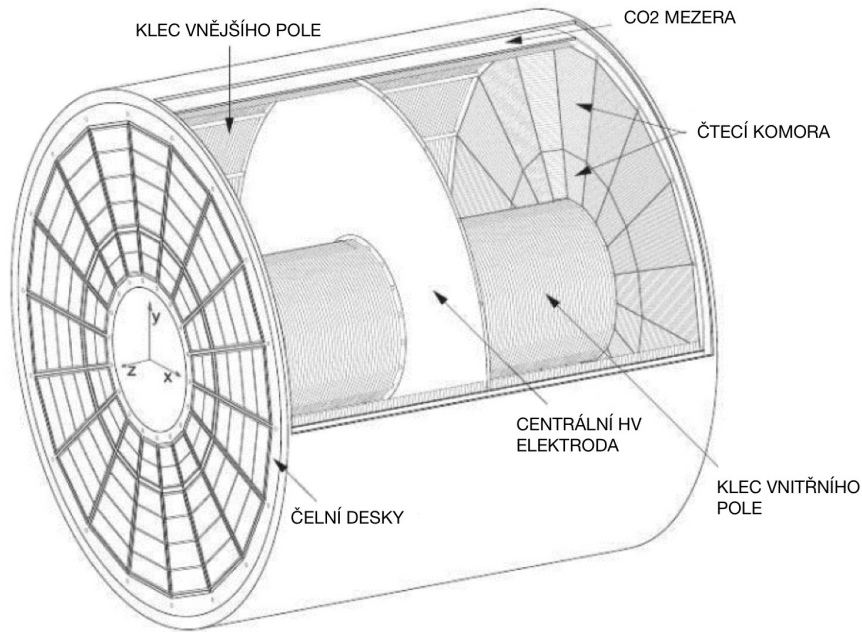
Obrázek 3.3: Schéma detektoru ITS2 na experimentu ALICE [41].

xelů. Rozlišení parametru dopadu je zlepšeno přibližně trojnásobně v souřadnici ϕ a přibližně pětinasobně v souřadnici z při $p_T = 0,5$ GeV/c. Toto zlepšení je způsobeno především umístěním ITS2 blíže k IP z 39 mm na 21 mm, zmenšením velikosti pixelů a snížením rozpočtu na materiál pro vnitřní barel. Kromě toho se očekává lepší účinnost sledování díky větší granularitě. Na závěr byla zlepšena rychlost výčtu, pro zvládnutí 50 kHz ve srážkách Pb-Pb a 500 kHz ve srážkách p-p.

Samotný princip detektoru je následující. Sledovací zařízení odhaluje dráhy elektricky nabitých částic při jejich průchodu a interakci s křemíkovými vrstvami. Zařízení nezobrazuje stopy částic přímo, ale zaznamenává drobné elektrické signály vyvolané částicemi při průchodu zařízením. Počítačový program pak rekonstruuje zaznamenané vzory stop [41].

3.2.2 Časová projekční komora (TPC)

Časová projekční komora (TPC) je plynový detektor, určený k identifikaci druhu částic a určení drah nabitých částic na experimentu ALICE. Má válcový tvar s délkou 5 m podél trajektorie svazku a objemem plynu 90 m^3 (Obr. 3.4). Jeho objem vyplňují plyny Ne - CO₂ a nově i N₂ pokrývající celý azimutální úhel se střední pseudorapiditou $|\eta| < 0,9$. Na obou koncích jsou umístěny čelní desky držící válce komor pohromadě a nesoucí čtecí zařízení. Procházející nabitá částice plyn ionizují, čímž vznikají páry elektron-iont. Díky elektrickému poli budou uvolněné elektrony driftovat směrem ke koncovým destičkám TPC, které jsou založené na plynových elektro-
nových násobičích (GEM), a budou tak shromažďovat informace o dráze pro úlohu identifikace částic, sledování a měření hybnosti nabitých částic.



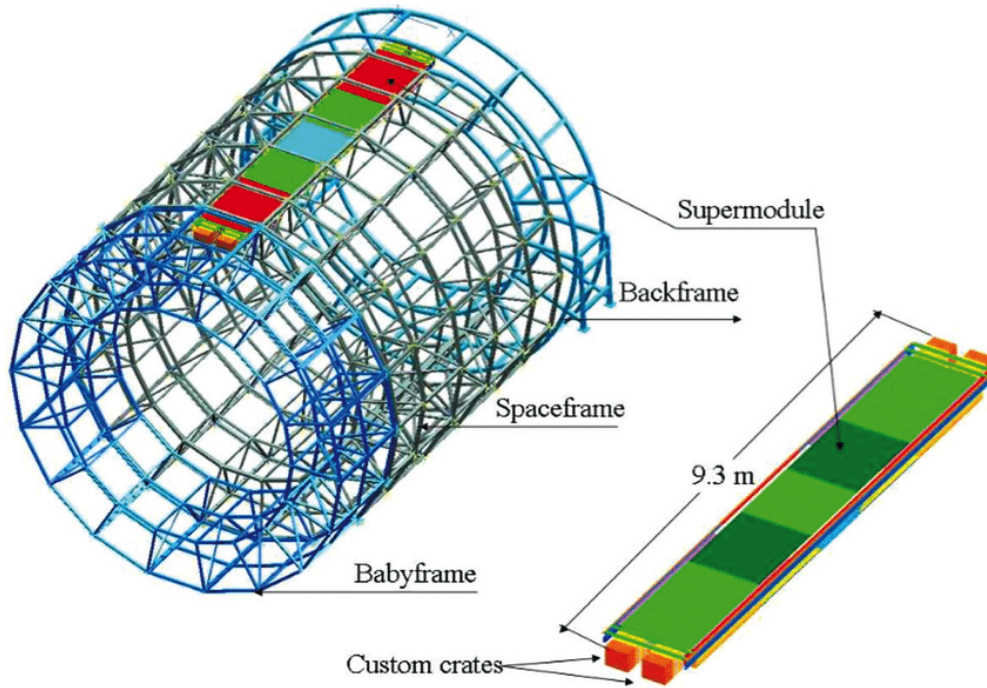
Obrázek 3.4: Časová projekční komora na experimentu ALICE [42].

Předchozí čtecí komory založené na MWPC (během Run 1 a Run 2) používaly rovinu anodových drátů, katodových drátů a hradlovací mřížky (GG). Ta po spuštění umožňovala průchod ionizačním elektronům do aktivní oblasti. Pro zajištění účinného blokování iontů musela být GG uzavřena po maximální dobu jejich driftu ($180 \mu\text{s}$) se střídavým potenciálem. Ponechání GG nepřetržitě otevřené by vedlo k masivnímu narušení prostorového náboje v driftovém objemu v důsledku zpětného toku iontů. Na druhou stranu tato střídavá operace nastavuje omezení maximálního odečtu na přibližně 3,5 kHz.

V Run 1 a Run 2 to dobře odpovídalo rychlostem srážek Pb-Pb. V Run 3 se zvýšenou svítivostí však již není možné použít GG a TPC musí pracovat nepřetržitě s novými čtecími komorami obsahujícími vnitřní blokování iontů. Polní klec a většina funkcí předchozího TPC zůstane stejná, ačkoli pro provoz v režimu bez stínění budou čtecí komory na bázi MWPC nahrazeny GEM v zásobnících po čtyřech [42].

3.2.3 Detektor doby letu (TOF)

Detektor TOF, umístěný radiálně ve vzdálenosti 3,7 m od IP, se skládá z válcového pole s aktivní plochou 141 m^2 uspořádaného do 18 sektorů na bázi víceúrovňových odporových deskových komor (MRPC). Pokrývají celý azimutální úhel v centrální oblasti pseudorapidity $|\eta| < 0,9$. Rozložení TOF je zobrazeno na Obr. 3.5. Měří čas, za který částice doletí do detektoru. Rozdíl tohoto času a času srážky, poskytnutý detektorem FT0, umožňuje určit rychlost částice. Detektor identifikuje protony s $p_T < 4 \text{ GeV}/c$, piony a kaony s $p_T < 2,5 \text{ GeV}/c$. Dráhy v TOF jsou porovnány s dráhami v ITS a TPC za účelem rekonstrukce drah, vertexů a provedení identifikace částic (PID) [43].



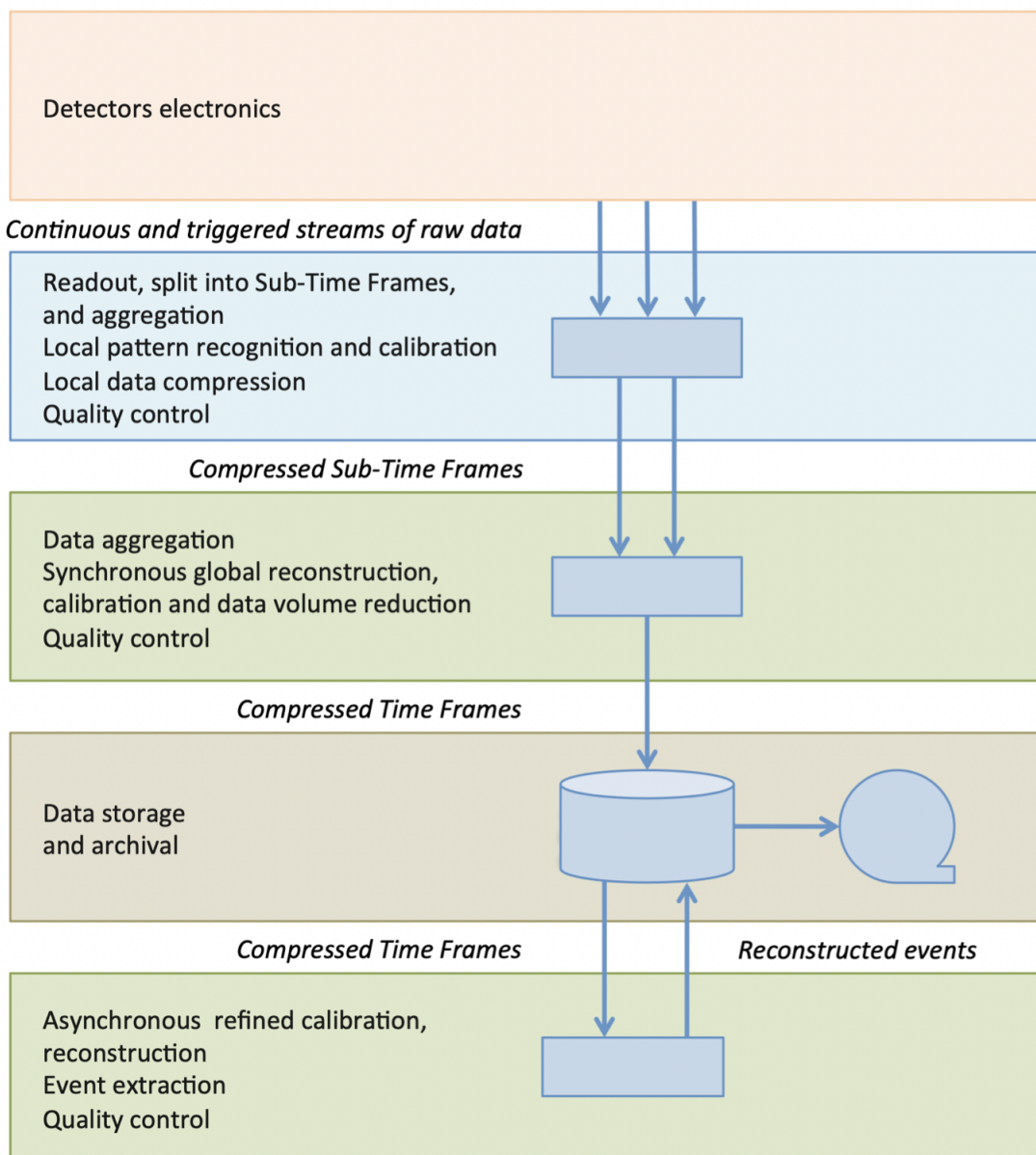
Obrázek 3.5: Detektor doby letu na experimentu ALICE [43].

3.2.4 Online-Offline (O^2) framework

Aby bylo možné vyhovět potřebám Run 3 a Run 4, došlo v průběhu LS2 k zásadnímu upgradu, kterým je nový výpočetní systém O^2 . Obecný průběh pracovního postupu v rámci tohoto softwaru je uveden na Obr. 3.6 popisující zpracování hrubých dat z detektorů do analytických objektů (AOD). S nimi dále probíhá fyzikální analýza.

Tato aktualizace je zásadní pro přizpůsobení kontinuálnímu výčtu a zvýšené svítivosti. Výpočetní systém se bude skládat z přibližně 100 000 procesů rozdělených na přibližně 1 000 uzlů pracujících na dvou datově řízených pracovních postupech v rámci synchronních a asynchronních operací. Synchronní postup se skládá z nepřetržitého příjmu nezpracovaných dat z detektoru do uzlů první úrovně procesoru (FLP), kde se nejprve provede komprese dat ve společné čtecí jednotce (CRU), FPGA založeném na čtecích kartách nebo společné čtecí kartě přijímače (C-RORC). Volba závisí na druhu detektoru, což umožní obousměrnou komunikaci mezi elektronikou přední části detektorů a softwarem O^2 .

Data jsou dále rozdělena do dílčích časových rámců (STF) a přicházejí z FLP do uzlů pro zpracování událostí (EPNs), kde jsou STF sloučeny do kompletních časových rámců (TF). Zde je provedena kalibrace a další komprese dat odpovídající kompresnímu faktoru s hodnotou 35. Zkomprimované TF jsou pak uloženy na 60 PB disk. Po těchto synchronních operacích bude následovat asynchronní proces, kdy se na EPN a v prostředí podobném celosvětové výpočetní síti LHC provede rekonstrukce dat a závěrečná kalibrace z databáze stavových a kalibračních dat (CCDB), aby se nakonec trvale uložily jako komprese časových snímků (CTF) a AOD. Následně může být provedena analýza AOD v rámci O^2 pro účely fyzikálních měření a analýz [44].



Obrázek 3.6: Schéma procesu analýzy dat pomocí frameworku O² [44].

Kapitola 4

Softwarový framework O²

V této kapitole je představen nový softwarový framework O², který se začal od roku 2022 používat na experimentu ALICE. V rámci upgradu byl dosavadní framework AliPhysics nahrazen frameworkem O2Physics. Podstatné změny v jeho samotném principu vyžadují jeho hlubší porozumění.¹

Tento framework je napsán převážně v programovacím jazyce C++ ve standardu C++17, ačkoliv v blízké době se plánuje přechod na C++20. Pro ALICE O² je primárně podporovanou platformou CERN CentOS 7 (CC7). Další podporované platformy jsou CentOS 8, macOS, Ubuntu a Fedora. Jelikož brzy skončí desetiletá podpora CC7, očekává se v létě roku 2024 přechod na novou platformu.

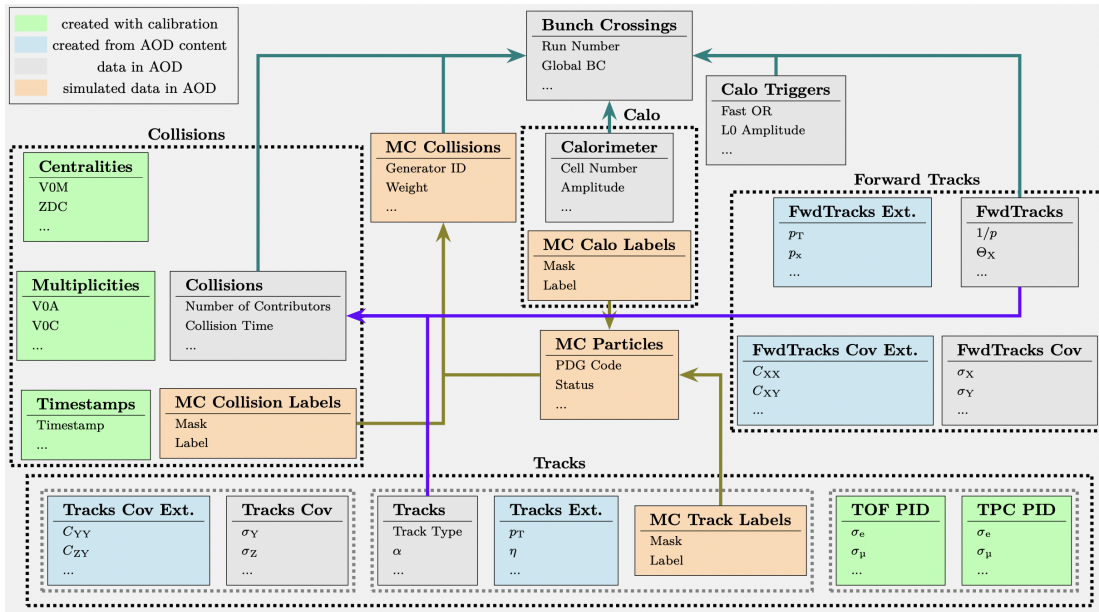
V porovnání s dřívějším AliPhysics došlo ve frameworku k mnoha zásadním změnám. AliPhysics je objektově orientované a struktura dat je ve formátu pole struktury. Naproti tomu data v O2Physics jsou Apache Arrow neboli struktury polí, což lze také interpretovat následovně. Dříve jsme měli kolize obsahující dráhy, ale dnes jsou dráhy následně přiřazené ke kolizím. Hlavní výhodou tohoto systému je velká úspora paměti. Všechna data jsou uložena do oddělených tabulek, které obsahují pouze základní parametry. Zbylé veličiny potřebné pro analýzu se neukládají a lze je používat „on-the-fly“, tj. vypočítat ve chvíli, kdy jsou potřeba, a následně zase odstranit z paměti. Tímto dochází k přídatné kompresi dat a úspoře paměti.

Data jsou sbírána v časových rámcích, které obsahují rámec s několika srážkami. Při rekonstrukci se přiřadí jednotlivé dráhy ke kolizím a výsledná data se uloží do jednoho ROOT TFile souboru ve formě TTree, který se označuje jako AO2D [44].

4.1 Uspořádání datové struktury

Veškerá data jsou ukládána ve formě tabulek. Každý řádek tabulky odpovídá veličině (srážka, dráha, atd.) a každý sloupec odpovídá fyzikálnímu parametru. Tabulky se mohou referovat na jiné tabulky prostřednictvím indexových sloupců za pomoci

¹Dále jsme se také v rámci přípravy této práce detailněji seznámili s dalšími funkcemi, které s frameworkem O² nepřímo souvisejí, jako certifikáty, knihovny, ssh klíče, atd.



Obrázek 4.1: Logické uspořádání a závislosti AOD tabulek v rámci softwaru O² [45].

odkazu na konkrétní čísla řádků. Příkladem je tabulka kolizí odkazující se na jednotlivé tabulky s dráhami. Tabulky se stejným i rozdílným počtem řádků můžeme spojit, pomocí funkce `Join` nebo `index table`.

Každá tabulka se skládá z několika sloupců, přičemž existují čtyři základní druhy, jmenovitě statický, dynamický, indexový a výrazový sloupec. Statický sloupec je základní datový kontejner, který lze použít v definicích výrazových sloupců. Dynamický sloupec obsahuje zcela obecnou metodu a nelze jej použít v definicích výrazových sloupců. Indexový sloupec se používá k odkazům na jiné tabulky. Výrazový sloupec je jakákoli odvozená veličina přímo vypočitatelná ze statického obsahu sloupce. Následně se tento sloupec chová jako statický.

Kromě deklarovaných sloupců je možné vytvořit i vlastní sloupce pro libovolnou veličinu. Takovéto operace se nazývají BULK operace a výrazně zvyšují rychlost zpracování dat. Takto vytvořené sloupce, popřípadě tabulky, není vhodné ukládat do paměti, jelikož se zabírá místo údají, které je mnohem efektivnější znovu v případě potřeby vypočítat.

Stejně jako u sloupců, existují různé druhy tabulek. Jejich přehled je zobrazen na Obr. 4.1. Tabulky vyznačené šedou barvou jsou tabulky obsažené již v souboru AOD. Modré tabulky jsou automaticky vypočítány z šedých tabulek při spuštění analýzy. Dráhy (Tracks) se vztahují ke kolizím (Collisions) a kolize se vztahují ke křížení svazků (Bunch Crossing). Tabulky obsahující informace o simulovaných MonteCarlo datech jsou oranžové. Zelené tabulky nejsou automaticky vypočteny při spuštění analýzy a je zapotřebí vnějších kalibračních dat [44].

Pro efektivní procházení skrze všechny dráhy, kolize atd. je na místo `loop` operace ve frameworku již zabudovaný iterátor, který bere postupně každou dráhu, kolizi z tabulky a provede s ní implementované operace. Používá se ve tvaru `(auto const& <entity> : <iteratorName>)`, kde `<entity> = track, collision`.

4.2 Filtrování a dělení dat

Na dané veličiny jsou kladeny různé požadavky, které musí pro danou analýzu splňovat. Pokud jsou tyto požadavky obecné a aplikují se na všechny entity stejného druhu, potom používáme filtrování (**Filter**) nebo rozdělení (**Partition**) tabulek.

Nejdříve se deklarují všechny filtry, které se mají aplikovat. Poté se provede samotná filtrace tabulek pomocí `Filter<Tables>`. Filtry jsou automaticky spojeny a aplikovány na kompatibilní tabulky. Po filtrování již není možný přístup k původní tabulce dat a dále se pracuje pouze s filtrovanými daty [45].

V případě, že je potřeba entity rozdělit do více kategorií, je vhodné použít funkci **Partition**. Ty se deklarují stejně jako filtry s tím rozdílem, že se požadavky aplikují nezávisle. Po rozdělení je možný přístup jak k rozděleným tabulkám, tak těm původním.

4.3 Formát analyzační úlohy

V rámci analýzy jsou všechny analyzační úlohy zapsány ve specifickém formátu, který je poté převeden do procesoru v rámci vrstvy zpracování dat (DPL). To umožňuje účinně využívat funkce DPL, aniž by bylo nutné psát celý proces ručně. Jediným požadavkem je dodržení předpisu pro zápis úlohy, podobně jako tomu bylo v AliPhysics.

Každá analyzační úloha má na začátku deklarované požadované hlavičkové soubory. Přesný seznam hlavičkových souborů, které je třeba do úlohy zahrnout, závisí na obsahu úlohy. V každém případě je však nutné přidat dva soubory s následující deklarací.

```
#include "Framework/runDataProcessing.h"
#include "Framework/AnalysisTask.h"
```

Další součástí každého kódu je **namespace**. Všechny tabulky analyzačního datového modelu ALICE O2 se nacházejí ve jmenném prostoru `o2::aod`. Například úplný specifikátor tabulky `Tracks` je `o2::aod::Tracks`. V rámci **namespace** `o2` je pro deklaraci drah postačující příkaz `aod::Tracks`. Poznamenejme, že **namespace** nám poskytuje metodu, jak zabránit konfliktům v názvech ve velkých projektech. Základní deklarace jsou následující.

```
using namespace o2;
using namespace o2::framework;
```

Úloha je základním blokem analyzačního programu a je tvořena blokem kódu v **struct**. Ten obsahuje `produces<something> name;` deklarující tabulky, které byly touto úlohou vytvořeny. Dále následuje deklarace **Partition**, **Filter**, výstup-

ních objektů, jako například `Histograms` nebo `HistogramRegistry` a konfigurovatelných hodnot, které uživatel může nastavit. Aby byla úloha kompletní, musí být definována jedna ze dvou funkcí, jmenovitě `init()`, která udává nastavení před zpracováním dat, nebo funkce `process()`, která se přihlašuje k odběru dat a zpracovává je.

Na konci analýzy musí být `WorkflowSpec`, ve kterém lze několik úloh spojit dohromady a vytvořit tak pracovní postup (pomocí `defineDataProcessing()`).

Formát popsané analyzační úlohy může tedy vypadat následovně.

```
#include "Framework/runDataProcessing.h"
#include "Framework/AnalysisTask.h"

using namespace o2;
using namespace o2::framework;

struct ATask {
  init() {};
  process() {};};

struct BTask {
  init() {};
  process() {};};

WorkflowSpec defineDataProcessing(ConfigContext const& cfgc)
{
  return WorkflowSpec{
    adaptAnalysisTask<ATask>(cfgc),
    adaptAnalysisTask<BTask>(cfgc)};
}
```

Do úlohy lze přidat mnoho dalších funkcí, jako třeba přepínače (`PROCESS_SWITCH`). To je konfigurovatelná logická funkce, díky které lze zapínat, resp. vypínat procesní funkci. Pracovní postupy lze naopak řetězit, tj. výstup jednoho pracovního postupu je přiveden na vstup jiného pracovního postupu.

4.4 Spuštění analyzační úlohy

Ke spuštění úlohy, jako programu napsaném v C++, je potřebná jeho kompilace. Přidáním souboru se zdrojovým kódem naší úlohy do souboru `CMakeLists` dosáhneme vytvoření spustitelné úlohy. Poté je možné úlohu poprvé spustit pomocí následujícího příkazu v terminálu.

```
o2-analysis-my-analysis --aod-file A02D.root
```

Toto první spuštění vytvoří JSON soubor, skrze který je možné nadále úlohu spouštět, a to následujícím příkazem, kde je možné specifikovat jaká data použít, nastavovat přepínače a mnoho dalšího.

```
o2-analysis-my-analysis --configuration=json://file.json
```

Kromě samotné analyzační úlohy potřebují různé analýzy také další pomocné úlohy. Příkladem jsou úlohy výběru událostí a drah, identifikace částic (PID) atd., které definují odpovídající tabulky. Pro použití jejich výstupů je třeba tyto úlohy zařadit do pracovního postupu (workflow) přidáním binárního souboru úlohy k příkazu pomocí `|` (tzv. „pipe“), čímž lze několik úloh spojit dohromady do jednoho „potrubí“. V takovém případě je vhodné si vytvořit bash (.sh) soubor, ve kterém budou všechny tyto pracovní postupy vypsány. Další podrobnosti ohledně zápisu analýz a speciálních funkcí lze nalézt v [45].

4.5 Analýza půvabných mezonů

Na experimentu ALICE existuje několik pracovních fyzikálních skupin (Physics Working Groups – PWG) zaměřujících se na různé fyzikální jevy. Jednou z nich je skupina zkoumající Heavy-Flavor (HF) kvarky. Pro každou skupinu existuje v O^2 frameworku speciální postup tvorby analýz pro rekonstrukci hledaného signálu.

Obecný postup pro rekonstrukci půvabných mezonů je následující. Nejprve dojde k dělení a filtrování drah, které následně projdou PID s pomocí centrálních detektorů (TOF, TPC). Po identifikaci částic se vyberou kandidáti na dceřiné částice hledaného půvabného mezonu pomocí filtrace a rekonstrukce sekundárního vertexu. Dále se na kandidáty aplikují selekční kritéria za pomoci topologické proměnné a traťový PID. V případě MonteCarlo dat proběhne kontrola, zda jejich výběr odpovídá generovaným částicím. Po rekonstrukci a selekci se kandidátů zkombinují dohromady. Tímto získáme informace o hledaných půvabných mezonech, které se ukládají do histogramů, a lze je dále statisticky analyzovat, tj. fitovat, korigovat, hledat systematické chyby a určovat finální výsledky rekonstrukční analýzy [45].

Kapitola 5

Analýza MonteCarlo dat z Run 3

V této kapitole detailněji popisujeme princip a vlastní aplikaci analyzační úlohy na konkrétní data z Run 3, přičemž je použito 51 souborů dat z MonteCarlo (MC) simulátoru s cestou

$$\text{/alice/sim/2022/LHC22b1b/302008/AOD/001-051} \quad (5.1)$$

obsahujících 4 300 436 kolizí. Jedná se o simulace p-p srážek při $\sqrt{s_{NN}} = 13,6$ TeV se zvýšenou koncentrací HF spouštěčů, tj. obsahují větší počet D^0 mezonů v porovnání s reálnými srážkami. Samotná analýza dat probíhá kvůli velkému objemu na počítačovém clusteru Sunrise lokalizovaném na FJFI, ČVUT v Praze. Zdůrazněme, že tato kapitola představuje vlastní výsledky autora a lze ji tak společně s kapitolou předešlou považovat za vrchol této práce.

5.1 Rekonstrukce D^0 mezonu

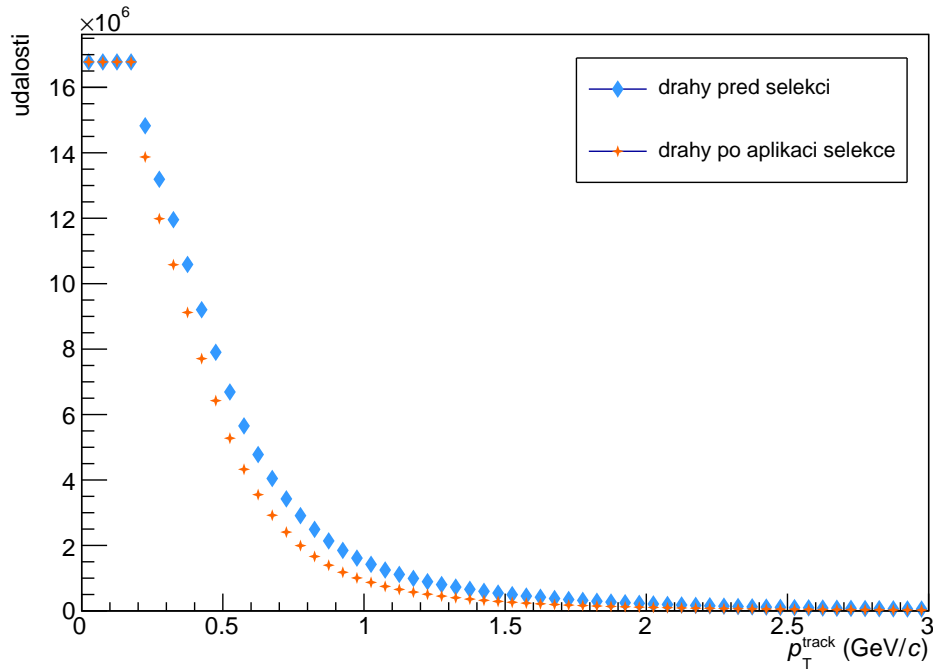
V této části je popsána rekonstrukce D^0 mezonu z rozpadového kanálu

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad (5.2)$$

na základě analyzační úlohy [46], kterou pro tyto účely modifikujeme s využitím tutoriálu [47].

Původní úloha byla vytvořena na analýzu dat z Run 2 a bylo tedy zapotřebí ji upravit pro data z Run 3. V MC datech z Run 2 se údaje o drahách ukládají do tabulek `Tracks` a `TracksCov`. V Run 3 se uspořádání informací v tabulkách změnilo, `TracksIU` a `TracksCovIU` obsahuje většinu původních údajů o drahách a tabulky `Tracks` a `TracksCov` již obsaženy nejsou. Další změna nastala při použití pomocných úloh vypsanych ve skriptu [48]. Místo úlohy `trackextension` je použita `track-propagation` a byla přidána pomocná úloha `collision-converter`. Nová analyzační úloha je postavena na principu analýzy těžkých kvarků, který je obecně popsán sekci 4.5.

V první části volíme selekční dráhová kritéria tak, aby potenciální částice vznikaly až v sekundárním vertexu jako dceřiné částice z pozdější doby kolize. Konkrétní



Obrázek 5.1: Distribuce příčné hybnosti p_T drah částic před a následně po aplikaci selekčních kritérií (5.3).

výběrové proměnné jsou vybrány za účelem zisku optimální statistické významnosti signálů D^0 mezonů a maximální účinnosti výběru. Filtry pro jednotlivé dráhy částic jsou nastaveny jako

$$p_T \geq 0 \text{ GeV}/c, \quad |\eta| \leq 4, \quad D_{CA} \geq 0,0025 \text{ cm}, \quad (5.3)$$

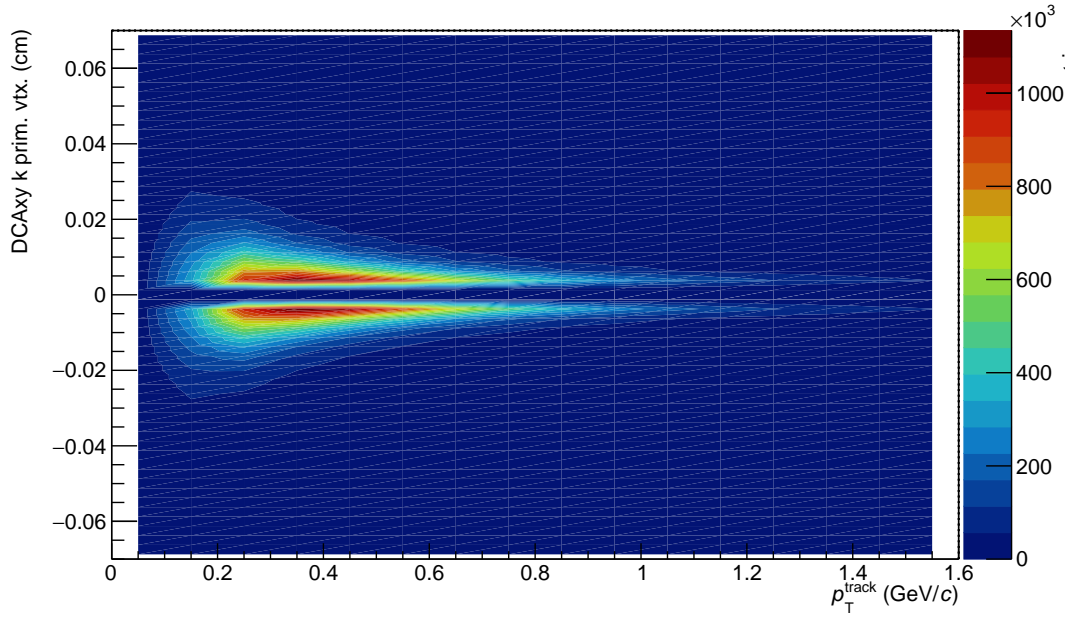
kde p_T je příčná hybnost, η je pseudorapidita a D_{CA} je vzdálenost maximálního přiblížení. Takto jsou vybrány pouze kvalitní dráhy z hlediska jejich vypovídající hodnoty. Porovnání příčné hybnosti p_T před a po aplikaci selekčních kritérií je zobrazeno na Obr. 5.1. Koncentrace částic v závislosti na D_{CA} a p_T je vykreslena na Obr. 5.2. Zde pozorujeme, že největší koncentrace částic odpovídá hodnotám $p_T = 0, 2 - 0, 6 \text{ GeV}/c$.

V další fázi úlohy dochází k rekonstrukci sekundárního vertexu pomocí algoritmu `DCAFitterN`, do kterého vkládáme počáteční podmínky a požadavky. Povolujeme použití metody analýzy hlavních komponent (PCA), přičemž je preferována minimalizace D_{CA} před minimalizací Pearsonova rozdělení χ^2 a volíme

$$H = 5 \text{ kG}, \quad R < 200 \text{ cm}, \quad dx_{\max} > 10^{-3} \text{ cm}, \quad \frac{\chi^2}{\chi_{\text{old}}^2} < 0,9, \quad (5.4)$$

kde H je intenzita magnetického pole, R je poloměr PCA, dx_{\max} je maximální změna polohy x a $\frac{\chi^2}{\chi_{\text{old}}^2}$ je poměr nového a původního Pearsonova rozdělení.

Dále přistupujeme k rozdělení drah podle signatury výrazu $\frac{q}{p_T}$, kde q je elektrický náboj částic. Pokud je jejich kombinace po dosažení do algoritmu `DCAFitterN`



Obrázek 5.2: Koncentrace částic v závislosti na vzdálenosti jejich maximálního přiblížení k primárnímu vertexu D_{CA} a příčné hybnosti jejich drah p_T po aplikaci selekčních kritérií (5.3).

úspěšná, považujeme tyto dráhy za kandidáty dceřiných částic D^0 mezonu. Následně provedeme kombinaci těchto všech dceřiných kandidátů, čímž získáme kandidáty na D^0 mezonu. Jejich invariantní hmotnosti jsou znázorněny na Obr. 5.3 společně s lineárním fitem pozadí $g(x) = a + bx$ s parametry $a = (1,800 \pm 0,002) \cdot 10^6$ a $b = (-7,737 \pm 0,008) \cdot 10^5$, resp. fitem signálu pomocí Gaussovy funkce

$$f(x) = N \exp \left[-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (5.5)$$

s parametrem $N = (3,896 \pm 0,002) \cdot 10^5$, střední hodnotou $\mu = 1,8356 \pm 0,0008$ a směrodatnou odchylkou $\sigma = (1,14 \pm 0,01) \cdot 10^{-1}$. Pozorujeme tedy mírný nárůst událostí kolem hodnoty mezi $1,8 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2$.

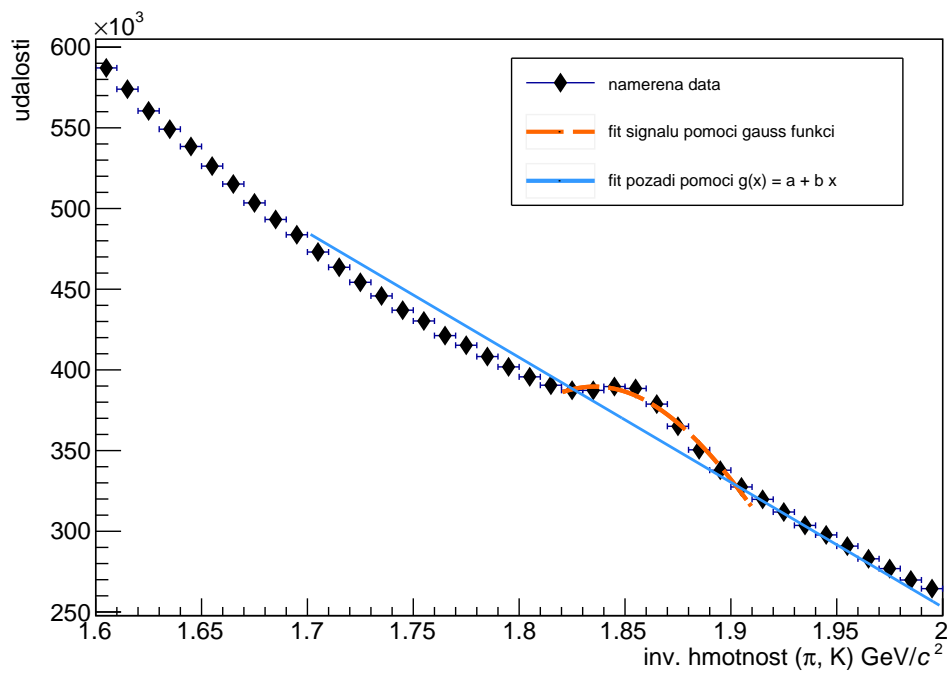
Nakonec aplikujeme filtry na samotné kandidáty D^0 mezonů, pro které požadujeme

$$0 < p_T < 50 \text{ GeV}/c, \quad 0,15 < p_T^{\text{TPC-PID}} < 5 \text{ GeV}/c \quad (5.6)$$

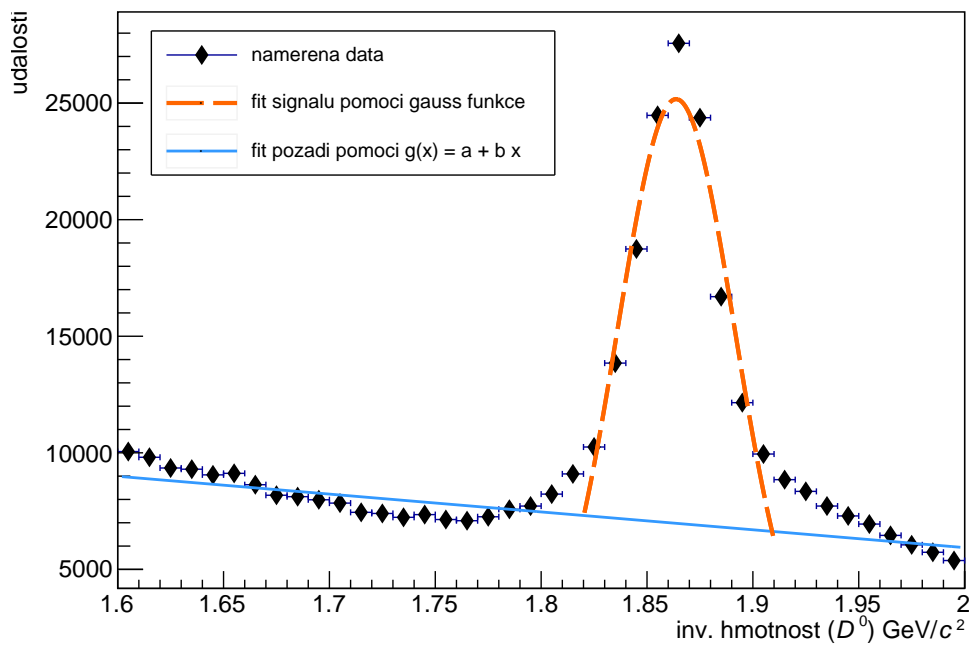
se směrodatnou odchylkou $|\sigma| < 3$ a topologickými selekcemi. Histogram invariantní hmotnosti D^0 kandidátů při $\sqrt{s_{NN}} = 13,6 \text{ TeV}$ je po aplikaci závěrečných selekčních kritérií vykreslen na Obr. 5.4 s lineárním fitem pozadí s parametry $a = (2,28 \pm 0,02) \cdot 10^4$, $b = (-8,6 \pm 0,1) \cdot 10^3$ a Gaussovým fitem signálu s parametrem $N = (2,517 \pm 0,002) \cdot 10^4$, střední hodnotou $\mu = 1,86376 \pm 0,00009$ a směrodatnou odchylkou $\sigma = (2,77 \pm 0,01) \cdot 10^{-2}$.

Odtud získáme invariantní hmotnost mezonu jako

$$M(D^0) = 1,86 \pm 0,03 \text{ GeV}/c^2. \quad (5.7)$$



Obrázek 5.3: Distribuce invariantní hmotnosti zkombinovaných dceřiných kandidátů π, K spolu s fitem pozadí a signálu.



Obrázek 5.4: Distribuce invariantní hmotnosti vyfiltrovaných D^0 mezonů spolu s fitem pozadí a signálu.

Závěr

Cílem této práce bylo seznámit se s fyzikou jádro-jaderných srážek, aktuálními způsoby měření půvabných mezonů, experimentem ALICE na urychlovači LHC a analýzou dat pomocí softwaru O².

V první kapitole tak byla stručně shrnuta fyzika mikrosvěta a téma kvark-gluonového plazmatu (QGP), přičemž jsme se úspěšně seznámili s jádro-jadernou srážkou, jejím průběhem a souvisejícím fázovým diagramem jaderné hmoty. Následně jsme představili veličiny, které jsou důležité pro popis QGP a příslušné sondy, pomocí nichž jej můžeme zkoumat.

V druhé kapitole jsme se podrobně seznámili s aktuálními experimentálními výsledky měření D mezonů a jejich významem pro budoucí výzkum.

Třetí kapitola byla věnována popisu urychlovače LHC a experimentu ALICE. Úspěšně jsme zde nastudovali strukturu LHC, způsob urychlování částic, upgrady pro Run 3 a popsali hlavní detektory umístěné na ALICE.

Ve čtvrté a páté kapitole jsme se seznámili se softwarem O² a s jeho pomocí provedli vlastní analýzu dat. Pro tyto účely se nám podařilo nainstalovat framework O², a to jak na přenosný počítač, tak i na počítačový cluster Sunrise, zapsat v něm analyzační úlohu pro rekonstrukci D^0 mezonu a úspěšně ji spustit. Tuto úlohu jsme aplikovali na MonteCarlo data z Run 3 s cestou (5.1). Výsledky jsme poté statisticky zpracovali v programu ROOT. V rámci optimalizace selekčních filtrů se nám podařilo získat distribuci znázorněnou na Obr. 5.4, na kterou jsme použili lineární a Gaussovu fitovací funkci pro pozadí a signál. Odtud jsme získali experimentální hodnotu pro invariantní hmotnost D^0 mezonu (5.7), resp. v odpovídajících jednotkách jako

$$M(D^0)_{\text{exp}} = 1860 \pm 30 \text{ MeV}/c^2.$$

Vzhledem k (2.2) s tabulkovou hodnotou

$$M(D^0)_{\text{tab}} = 1864,75 \pm 0,15 \pm 0,11 \text{ MeV}/c^2$$

je v rámci chyby získaná experimentální hodnota ve shodě.

Výstupem této práce je spustitelný program v O² fungující pro MonteCarlo data z Run 3, která jsme zpracovali a vykreslili do grafů v programu ROOT, přičemž jsme úspěšně pozorovali signál D^0 mezonů. Předmětem dalšího výzkumu nezahrnutém v této práci by mohla být úprava analyzační úlohy pro reálná data z Run 3 a jejich následné statistické zpracování.

Literatura

- [1] P. D. Group and Workman, “Review of Particle Physics,” *PTEP*, vol. 2022, no. 8, p. 083C01, 08 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>
- [2] F. Halzen and A. D. Martin, “Quarks and leptons: An introductory course in modern particle physics,” *Wiley & Sons*, 1984.
- [3] NIST, “Fundamental physics constants,” 2019. [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>
- [4] Encyclopaedia Britannica, “Fermion,” May 2017. [Online]. Available: <https://www.britannica.com/science/fermion>
- [5] V. B. Beresteckij, E. M. Lifšic, L. P. Pitaevskij, and V. B. Beresteckij, *Quantum electrodynamics*. Per. Press, 1982.
- [6] G. M. K. Ellis, J. and et al., “Physics of intermediate vector bosons,” *Annu. Rev. Nucl. Part.*, vol. 32, no. 1, pp. 443–497, 1982. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.32.120182.002303>
- [7] A. Collaboration, “Measurement of the higgs boson mass in the $h \rightarrow zz_* \rightarrow 4l$ and $h \rightarrow \gamma\gamma$ channels with $\sqrt{s} = 13$ tev pp collisions using the atlas detector,” *Phys. Lett. B*, vol. 784, 09 2018.
- [8] M. Thomson, “Modern particle physics,” *Camb. Uni. Press*, 2013.
- [9] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An introduction to quantum field theory*. Coll. Press, 1998.
- [10] J. Rafelski, “Connecting qgp-heavy ion physics to the early universe,” *Nuc. Phys. B - Proc. Sup.*, vol. 243-244, pp. 155–162, 2013. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563213005410>
- [11] N. R. Council, *Connecting Quarks with the Cosmos: Eleven Science Questions for the New Century*. The Nat. Aca. Press, 2003. [Online]. Available: <https://nap.nationalacademies.org/catalog/10079/connecting-quarks-with-the-cosmos-eleven-science-questions-for-the>
- [12] D. H. Perkins, “Particle astrophysics (oxford master series in physics. particle physics, astrophysics, and cosmology),” *Oxf. Uni. Press*, 2009.

- [13] U. Heinz and M. Jacob, “Evidence for a new state of matter: An assessment of the results from the cern lead beam programme,” *CERN*, 2000.
- [14] R. Averbeck, “Heavy-flavor production in heavy-ion collisions and implications for the properties of hot QCD matter,” *Prog. Part. Nucl. Phys.*, vol. 70, pp. 159–209, 2013.
- [15] “Compact stars in the qcd phase diagram v,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 861, no. 1, p. 011001, jun 2017. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/861/1/011001>
- [16] K. G. Wilson, “Confinement of Quarks,” *Phys. Rev. D*, vol. 10, pp. 2445–2459, 1974.
- [17] H.-T. D. A. Bazavov and et al., “Chiral crossover in qcd at zero and non-zero chemical potentials,” *Phys. Lett. B*, vol. 795, pp. 15–21, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.05.013>
- [18] F.-Z. Borsanyi, Szabolcs and et al., “Is there still any T_c mystery in lattice QCD? Results with physical masses in the continuum limit III,” *JHEP*, vol. 09, p. 073, 2010.
- [19] Y. Aoki, Z. Fodor, S. Katz, and K. Szabó, “The qcd transition temperature: Results with physical masses in the continuum limit,” *Phys. Lett. B*, vol. 643, no. 1, pp. 46–54, 2006. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.10.021>
- [20] J. D. Bjorken, “Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region,” *Phys. Rev. D*, vol. 27, pp. 140–151, Jan 1983. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.27.140>
- [21] P. Foka and M. A. Janik, “An overview of experimental results from ultra-relativistic heavy-ion collisions at the cern lhc: Bulk properties and dynamical evolution,” *Rev. Phys.*, vol. 1, pp. 154–171, 2016.
- [22] A.-C. Adams, J. and et al., “Evidence from $d + Au$ measurements for final-state suppression of high- p_T hadrons in Au + Au collisions at rhic,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 072304, Aug 2003. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.072304>
- [23] K. Aamodt, “Elliptic flow of charged particles in pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 252302, Dec 2010. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.252302>
- [24] R. Nouicer, “New State of Nuclear Matter: Nearly Perfect Fluid of Quarks and Gluons in Heavy Ion Collisions at RHIC Energies,” *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 131, no. 3, p. 70, 2016.
- [25] T. Matsui and H. Satz, “ j/ψ suppression by quark-gluon plasma formation,” *Phys. Lett.*, vol. 178, no. 4, pp. 416–422, 1986. [Online]. Available: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)91404-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91404-8)

- [26] J. Jankowski and D. Blaschke, “Quarkonium dissociation in a thermal medium,” *HEP - Phenomenology*, 2009. [Online]. Available: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:15455533>
- [27] R. Aaij and et al., “Precision measurement of D meson mass differences,” *JHEP*, vol. 06, p. 065, 2013.
- [28] H. Yukawa, “On the Interaction of Elementary Particles I,” *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.*, vol. 17, pp. 48–57, 1935.
- [29] J. E. Augustin and et al., “Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 33, pp. 1406–1408, Dec 1974. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1406>
- [30] S. Acharya and et al., “Measurement of D-meson production at mid-rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 77, no. 8, p. 550, 2017.
- [31] S. Acharya, M. Bonora, and et al., “Measurement of D^0 , D^+ , D^{*+} and D_s^+ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TEV with alice,” *The European Physical Journal C*, vol. 79, no. 5, 2019.
- [32] R. K. Bock, “Bjorken x,” 1998. [Online]. Available: http://arpg-serv.ing2.uniroma1.it/patera/didattica/fis_mod/trasp_riv/Glossario/node13.html
- [33] I. Schmidt and M. Siddikov, “Production mechanisms of open-heavy flavor mesons,” *Phys. Rev. D*, vol. 101, p. 094020, May 2020. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.101.094020>
- [34] ALICE, “Measurement of the non-prompt D-meson fraction as a function of multiplicity in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,” *CERN*, 2023.
- [35] S. Acharya and et al., “Measurement of beauty and charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV via non-prompt and prompt D mesons,” *JHEP*, vol. 05, p. 220, 2021.
- [36] E. Lopienska, *The CERN accelerator complex, layout in 2022*, Feb 2022.
- [37] “Cern accelerating science - complex.” [Online]. Available: <https://home.cern/science/accelerators/accelerator-complex>
- [38] “Cern accelerating science,” *CERN*. [Online]. Available: <https://home.cern/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc>
- [39] E. Garcia-Solis, “Perspectives of the alice experiment and detector upgrade,” *Nuc. and Part. Phys. Proc.*, vol. 267-269, pp. 382–391, 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.10.134>
- [40] A. Tauro, *ALICE Schematics as during RUN3 (after upgrade)*, 2017. [Online]. Available: <https://cds.cern.ch/record/2263642>
- [41] B. Abelev and et al., “Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System,” *J. Phys. G*, vol. 41, p. 087002, 2014.

- [42] A. L. Gera, “Upgrade of the alice time projection chamber for the lhc run3,” *Proc. of Eur. Phys. Soc. Conf. on HEP*, 2020.
- [43] J. Adam and et al., “Determination of the event collision time with the ALICE detector at the LHC,” *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 132, no. 2, p. 99, 2017.
- [44] AliceO2Group, “Analysis task - alice o2 documentation,” Jun 2023. [Online]. Available: <https://aliceo2group.github.io/analysis-framework/docs/tutorials/analysistask.html>
- [45] A. Alkin, *Data Model visualized*, Oct 2021. [Online]. Available: <https://indico.cern.ch/event/1200252/contributions/5047244/attachments/2527588/4347946/alkin-O2-intro-131022.pdf>
- [46] V. Kucera, “taskmini,” Apr 2023. [Online]. Available: <https://github.com/AliceO2Group/O2Physics/blob/master/Tutorials/PWGHF/taskMini.cxx>
- [47] V.Kucera, “Hf o2 hands-on session,” Apr 2023. [Online]. Available: https://indico.cern.ch/event/1267433/contributions/5367343/attachments/2636795/4561996/2023-04-27_O2AT-2_PWGHF-hands-on.pdf
- [48] V.Kucera, “script_o2,” Apr 2023. [Online]. Available: https://github.com/AliceO2Group/O2Physics/blob/master/Tutorials/PWGHF/script_o2.sh

Příloha

Anglicko-český slovník pojmů z částicové fyziky

Převážná většina odborné literatury týkající se tématu částicové fyziky je v současné době publikována v anglickém jazyce. Z tohoto důvodu jsme pro tuto práci vytvořili anglicko-český slovník pojmů, ve kterém se snažíme být konzistentní s oficiálními překlady. Pořadí ve slovníku je určeno abecedně.

Anglicky	Česky
A Large Ion Collider Experiment (ALICE)	Experiment na velkém urychlovači iontů
ALICE Cosmic Rays Detector (ACORDE)	Detektor kosmického záření ALICE
ALICE Diffractive Detector (AD)	Difrakční detektor ALICE
analysis task	analyzační úloha
asymptotic freedom	asymptotická volnost
background	pozadí
beam	paprsek
beam pipe	trubice paprsku
bottom (beauty) quark b	spodní (krásný) kvark
Brookhaven National Laboratory (BNL)	Brookhavenská národní laboratoř
bunch	svazek
charm quark c	půvabný kvark
chemical freeze-out	chemické vymrznutí
Cold Nuclear Matter effects (CNM)	efekty studené jaderné hmoty
collisions	kolize
color confinement	barevné uvěznění
color screening	barevné stínění
Compressed Time Frames (CTF)	komprese časových snímků
Condition and Calibration Data Base (CCDB)	databáze stavových a kalibračních dat
continuos readout	nepřetržitý výčet
critical temperature	kritická teplota
cross section	účinný průřez
D^0 meson	D^0 mezon
Data Processing Layer (DPL)	vrstva zpracování dat
Di-jet Calorimeter (DCal)	di-jetový kalorimetr
down quark d	kvark dolů

Anglicky	Česky
Electromagnetic Calorimeter (EMCal)	elektromagnetický kalorimetr
electron e^-	elektron
elliptic flow	eliptický tok
enhancement	obohacení
event	událost
Event Processing Nodes (EPNs)	uzly pro zpracování událostí
flavour	vůně
Fragmentation function (FF)	Fragmentační funkce
Gas Electron Multiplier (GEM)	plynový elektronový násobič
gating grid (GG)	hradlovací mřížka
hadron gas	hadronový plyn
hard processes	tvrdé procesy
High Momentum Particle Identification Detector (HMPID)	detektor identifikace částic s vysokou hybností
impact parameter	srážkový parametr
Inner Tracking System	vnitřní dráhový systém - vnitřní barel
- Inner Barrel (ITS-IB)	
Inner Tracking System	vnitřní dráhový systém - vnější barel
- Outer Barrel (ITS-OB)	
Inner Tracking System (ITS)	vnitřní dráhový systém
interaction point	interakční bod
jet quenching	zhášení jetů
kinetic freeze-out	kinetické vymrznutí
Large Hadron Collider (LHC)	Velký hadronový urychlovač
lattice QCD (lQCD)	QCD na mřížce
Linear Accelerator 4 (Linac4)	Lineární urychlovač 4
Long Shutdown 2	velká druhá odstávka
Low Energy Ion Ring (LEIR)	nízkoenergetický iontový kruh
luminosity	svítivost
mixed phase	smíšená fáze
Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS)	Monolitické aktivní pixelové senzory
Multigap Resistive Plate Chambers (MRPC)	víceúrovňové odporové deskové komory
muon μ^-	mion
Muon Chambers (MCH)	mionové komory
Muon Forward Tracker (MFT)	mionový dopředný detektor
Muon Identifier (MID)	identifikátor mionů
net baryon density	celková baryonová hustota
nuclear modification factor	jaderný modifikační faktor
open flavour	otevřená vůně
participant	účastník
Particle Identification (PID)	identifikace částic
Parton Distribution Function (PDF)	partonová distribuční funkce

Anglicky	Česky
perturbative QCD (pQCD)	poruchová QCD
perturbative theory	poruchová teorie
phase diagram QCD	fázový diagram QCD
Photon Spectrometer	fotonový spektrometr / veto nabitých částic
/ Charged Particle Veto (PHOS / CPV)	
pre-equilibrium	před-rovnovážná fáze
Principal Components Analysis (PCA)	analýza hlavních komponent
Proton Synchrotron (PS)	Protonový synchrotron
Proton Synchrotron Booster (PSB)	Urychlovač protonového synchrotronu
QGP droplets	kapičky QGP
Quantum Chromodynamics (QCD)	kvantová chromodynamika
quantum field theory (QFT)	kvantová teorie pole
quark-gluon plasma (QGP)	kvark-gluonové plazma
quarkonium suppression	potlačení kvarkonia
rate	četnost
relativistic heavy ions	relativistické těžké ionty
Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)	Relativistický urychlovač těžkých jader
scattering	rozptyl
Silicon Drift Detector (SDD)	křemíkový driftový detektor
Silicon Pixel Detector (SPD)	křemíkový pixelový detektor
Silicon Strip Detector (SSD)	křemíkový proužkový detektor
spectator	pozorovatel
strange quark s	podivný kvark
Sub-Time Frames (STF)	dílčí časové rámce
Super Proton Synchrotron (SPS)	Superprotonový synchrotron
suppression	potlačení
tauon τ^-	tauon
Time-Of-Flight (TOF)	detektor doby letu
Time-Projection Chamber (TPC)	časová projekční komora
top (truth) quark t	svrchní (pravdivý) kvark
Transition Radiation Detector (TRD)	detektor přechodového záření
transverse momentum	příčná hybnost
track	dráha
up quark u	nahoru kvark
Zero Degree Calorimeter (ZDC)	kalorimetr pro nulový stupeň