České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



Studium vlastností horké a studené jaderné hmoty na experimentu STAR

Study of hot and cold nuclear matter effects with the STAR experiment

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Jakub Kubát Vedoucí práce: Ing. Olga Rusňáková, Ph.D. Rok: 2018



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ VPRAZE FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ PRAHA 1 - STARÉ MĚSTO, BŘEHOVÁ 7 - PSČ 115 19



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2017/18

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student:	Jakub Kubát
Studijní program:	Aplikace přírodních věd
Obor:	Experimentální jaderná a částicová fyzika
Název práce: (česky)	Studium vlastností horké a studené jaderné hmoty na experimentu STAR

Název práce: Study of hot and cold nuclear matter effects with the STAR experiment (*anglicky*)

Pokyny pro vypracování:

Osnova:

1. Úvod do fyziky ultrarelativistických srážek

2. Úvod do fyziky těžkých kvarků

3. Efekty horké a studené jaderné hmoty

4. Urychlovač RHIC a detektor STAR

5. Přehled aktuálních výsledků měření mesonu Upsilon z urychlovačů LHC a RHIC, s důrazem na výsledky z experimentu STAR

Doporučená literatura:

[1] R. Vogt: Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions, Elsevier, 2007

[2] T. Matsui and H. Satz: J/psi suppression by quark-gluon plasma formation, Phys. Lett. B 592 (1986)

[3] C. Wong: Introduction to High-Energy Heavy Ion collisions, Utopia Press, 1994[4] S. Sarkar, et al.: The Physics of the Quark-Gluon Plasma A: Introductory Lectures, Springer, 2010

[5] J. Adams, et al.: Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions, Nucl. Phys. A 757 (2005)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Olga Rusňáková, PhD., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Datum zadání bakalářské práce: 25.10.2017 Termín odevzdání bakalářské práce: 09.07.2018

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

TE So vedoucí katedry děkan

V Praze dne 25.10.2017

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v přiloženém 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

..... Jakub Kubát

Poděkování

Můj dík patří Ing. Olze Rusňákové, Ph.D. za vedení této práce. Děkuji jí za cenné rady a zkušenosti, které mi předala, za její trpělivost a za to, že si na mě našla čas, i když to zrovna neměla snadné. Děkuji také Ing. Oliveru Matonohovi, který mi rovněž věnoval velkou porci svého času, odpovídal ochotně na mé dotazy a jeho rady mi velmi pomohly především s analýzou dat. V neposlední řadě děkuji své rodině za podporu a samozřejmě za to, že vůbec mám možnost studovat.

Jakub Kubát

Název práce: Studium vlastností horké a studené jaderné hmoty na experimentu STAR

Autor:	Jakub Kubát
Obor: Druh práce:	Experimentální jaderná a částicová fyzika Bakalářská práce
Vedoucí práce:	Ing. Olga Rusňáková, Ph.D.
	Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vy- soké učení technické v Praze
Konzultant:	Ing. Oliver Matonoha
	Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vy-
	soké učení technické v Praze

Abstrakt: Relativistický srážeč těžkých iontů (RHIC) v americké Brookhavenské národní laboratoři (BNL) je navržen pro srážení těžkých iontů při velmi vysokých energiích. To umožňuje pomocí detektorů, jako je například STAR, studovat exotickou formu jaderné hmoty nazývanou kvark-gluonové plazma (QGP). Mezi jevy, které potvrzují přítomnost horké jaderné hmoty v jádro-jaderných srážkách, patří mimo jiné například potlačení produkce kvarkonií. Tato práce je koncipována jako rešerše základních fyzikálních jevů doprovázejících vznik QGP v jádro-jaderných srážkách a jejich měření s podrobnějším zaměřením právě na potlačení produkce kvarkonií. Dále se věnuje efektům studené jaderné hmoty. Porozumění těmto efektům je nutné pro správnou interpretaci výsledků z měření jádro-jaderných srážek. V neposlední řadě se také práce zaměřuje na samotná experimentální zařízení, která tato měření umožňují, tedy urychlovač RHIC a detektor STAR. Obsahem práce je také jednoduchá analýza dat ze srážek Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV z roku 2016.

Klíčová slova: STAR, srážky těžkých i
ontů, kvark-gluonové plazma, kvarkonia, efekty studené jaderné hmoty

Title:

Study of hot and cold nuclear matter effects with the STAR experiment

Author: Jakub Kubát

Abstract: Relativistic Heavy Ion Collider at Brookhaven National Laboratory is built to collide heavy ions at very high energies. Using detectors such as STAR this allows us to study an exotic form of nuclear matter called quark-gluon plasma. Amongst phenomena which confirm the presence of hot nuclear matter in collisions of heavy nuclei is for example the suppression of quarkonia. This thesis is outlined to research basic physical effects accompanying the formation of QGP in heavy ion collisions and their measurements with more detailed focus on suppression of quarkonia. Next it covers effects of cold nuclear matter. Understanding of these effects is needed to correctly interpret results of measurements done in heavy ion collisions. Last but not least, the thesis covers the collider RHIC and detector STAR, which allow these kinds of measurements. The thesis also contains a simple analysis of data from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV from 2016.

Key words: STAR, heavy ion collisions, quark-gluon plasma, quarkonia, cold nuclear matter effects

Obsah

Ú	vod	11
1	Úvod do Standardního modelu částicové fyziky 1.1 Relativistická kvantová mechanika a antičástice	13 13 14 15
2	Fyzikální popis vysokoenergetických srážek 2.1 Kinematické proměnné 2.1.1 Čtyřvektory a invarianty 2.1.2 Proměnné světelného kužele 2.1.3 Rapidita a pseudorapidita 2.2 Účinné průřezy a luminozita 2.3 Centralita srážek	 19 19 20 21 22 23
3	Těžké kvarky 3.1 Hmotnost kvarku . 3.2 Kvarkonia a jejich objevy . 3.3 Kvarkonia jako sondy QGP .	25 25 25 27
4	Fyzika kvark-gluonového plazmatu 4.1 Termodynamika 4.2 Jaderný modifikační faktor 4.3 Potlačení jetů 4.4 Hydrodynamika a časový vývoj 4.5 Potlačení produkce kvarkonií ve vysokoenergetických srážkách 4.6 Efekty studené jaderné hmoty 4.6.1 Nukleární absorpce 4.6.2 Interakce se spoluhybateli 4.6.3 Modifikace partonové distribuční funkce 4.6.4 Croninův efekt 4.7 Další efekty ovlivňující produkci kvarkonií	$29 \\ 32 \\ 34 \\ 36 \\ 38 \\ 40 \\ 41 \\ 41 \\ 42 \\ 42$
5	Urychlovač RHIC a experiment STAR 5.1 Urychlovač RHIC 5.2 Detektor STAR 5.2.1 Time Projection Chamber 5.2.2 Time of Flight	45 45 47 48 50

	5.2.3 Barrel Electromagnetic Calorimeter	51
6	Aktuální výsledky ze STAR	55
7	Analýza dat ze srážek Au+Au	63
Zá	Závěr	
Li	Závěr 7 Literatura 7	

Úvod

Jaké je nejteplejší místo v pozorovatelném vesmíru? Ukazuje se, že je u nás na Zemi. Tedy alespoň ve chvíli, kdy se na urychlovači LHC v ženevském CERN srazí dvě jádra atomů olova urychlená na rychlost velmi blízkou rychlosti světla. Jedná se o teplotu asi $5.5 \cdot 10^{12}$ °C, což odpovídá stotisícinásobku teploty v jádru Slunce. O moc chladněji není ani v místě srážky jader zlata nebo jiných těžkých iontů na urychlovači RHIC, který byl za účelem srážení jader vybudován v roce 1999 a držel prvenství v pomyslné soutěži o dosažení nejvyšší teploty, než byl překonán LHC.

Za extrémních podmínek, kterých nám urychlovače jako je LHC nebo RHIC umožňují dosáhnout, přechází hmota do formy, v jaké byla jen asi miliardtinu sekundy po velkém třesku. Nukleony, které běžně tvoří jádra atomů, z nichž se skládá nám dobře známá hmota, se při vysokých teplotách *rozpouštějí*, a vzniká tak médium nazývané kvark-gluonové plazma, ve kterém se kvarky a gluony pohybují téměř jako volné částice, ačkoliv jim to za všedních podmínek znemožňují vlastnosti silné interakce, která je váže v hadrony.

Volnost kvarků je omezená tím, že spolu mezi sebou stále silně interagují, a proto se kvark-gluonové plazma chová spíše jako kapalina než jako plyn, jak se původně předpokládalo. Výzkumem kvark-gluonového plazmatu se zjistilo, že je to kapalina téměř dokonalá, neboť má extrémně nízkou viskozitu. Analýza dat z RHIC ukázala, že je tato kapalina také extrémně vířivá a překonává rotaci nejrychlejších tornád na Zemi nebo velké rudé skvrny na Jupiteru [1, 2].

Obsahem této bakalářské práce je rešerše fyziky vysokých energií, vlastností kvarkgluonového plazmatu a experimentálních metod užívaných k jeho studiu. Blíže se zaměřuje na potlačení produkce kvarkonií jako sondu přítomnosti kvark-gluonového plazmatu v jádro-jaderných srážkách a také na efekty studené jaderné hmoty, které produkci kvarkonií rovněž ovlivňují. Součástí práce je také stručná analýza dat ze srážek jader zlata na RHIC, která autorovi umožnila seznámit se s metodami používanými ve statistické analýze dat v částicové fyzice.

Kapitola 1

Úvod do Standardního modelu částicové fyziky

Standardní model je aktuálně nejlepší, nejlépe ověřitelnou, dostupnou teorií částicové fyziky. Popisuje přírodní zákony pomocí vlastností několika fundamentálních částic a interakcí mezi nimi. Elementární částice se považují za bezrozměrné bodové objekty bez vnitřní struktury. Čtyři známé základní interakce jsou elektromagnetická, slabá, silná a gravitační, tu však v sobě standardní model nezahrnuje. Teorií gravitace je Einsteinova obecná teorie relativity, která je vybudována na základě formalismu klasické fyziky, zatímco standardní model je teorií kvantově-polní. Snahy o sjednocení těchto dvou přístupů, například v podobě teorie strun [3], zatím nevedly k úspěchu.

1.1 Relativistická kvantová mechanika a antičástice

Ačkoliv se, jak už bylo zmíněno, snahy o spojení obecné teorie relativity a kvantové mechaniky nepotkaly s úspěchem, je fyzika elementárních částic fyzikou vysokých energií a jako taková si vyžaduje popis kompatibilní se speciální teorií relativity. Abychom mohli zkoumat částice velmi malých rozměrů, je nutné, aby vlnová délka naší sondy byla ještě menší. De Broglieho vztah pro vlnovou délku $\lambda = h/p$ říká, že hybnost částice s malou vlnovou délkou musí být vysoká. Například zkoumání rozměrů menších, než je klasický poloměr protonu, což je asi 1 fm, pomocí elektronů si vyžaduje energie vyšší než tisícinásobek klidové energie elektronu. Elektrony s takovou energií se pak pohybují rychlostmi blízkými rychlosti světla, a proto je vhodné je popisovat relativisticky. Další motivací pro použití relativistického přístupu je snaha v experimentech vytvářet těžké částice. V rámci vztahu mezi hmotností a energií, $E = mc^2$, je pro to třeba dosahovat energií alespoň tak vysokých, jako jsou klidové energie produkovaných částic.

Zahrnutí speciální teorie relativity do kvantové mechaniky vedlo Paula Diraca v roce

1986 k odvození vlnové rovnice

$$i\hbar \frac{\partial \vec{\psi}(\vec{r},t)}{\partial t} = H(\vec{r},\hat{\vec{p}})\psi(\vec{r},t), \qquad (1.1)$$

která dodnes nese jeho jméno. Tvar Hamiltoniánu byl Diracem postulován jako

$$H = c\vec{\alpha} \cdot \hat{\vec{p}} + \beta mc^2. \tag{1.2}$$

Koeficienty $\vec{\alpha}$ a β jsou určeny z požadavku, aby řešení Diracovy rovnice byla také řešeními rovnice Klein-Gordonovy

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \vec{\psi}(\vec{x},t)}{\partial t^2} = -\hbar^2 c^2 \nabla^2 \vec{\psi}(\vec{x},t) + m^2 c^4 \vec{\psi}(\vec{x},t), \qquad (1.3)$$

která byla formulována tak, aby její řešení byla, stejně jako pro Schrödingerovu rovnici, de Broglieho vlnová funkce, ale navíc s požadavkem na platnost relativistického vztahu pro energii

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4. aga{1.4}$$

Ukazuje se, že koeficienty α_i (i = 1,2,3) a β musí být matice, a to v nejjednodušším případě rozměru 4 × 4 [4]. Řešení Diracovy rovnice jsou potom čtyř-komponentní vlnové funkce. To se interpretuje tak, že dvě složky odpovídají dvěma stavům s různým spinem a druhé dvě stavům s různým spinem a zápornou energií. Tak byla předpovězena existence antičástic, tj. částic se stejnou hmotností jakou má jejich protějšek, ale s opačným znaménkem u některého z kvantových čísel. Například antičásticí k zápornému elektronu je kladně nabitý pozitron.

1.2 Fermiony a bosony

Spin je jednou z důležitých charakteristik částice. Souvisí s jejím momentem hybnosti, ale není přímou analogií orbitálního momentu hybnosti z klasické mechaniky. Spinem totiž disponují i bodové částice, jako je například elektron, jehož spinové kvantové číslo je $s = \frac{1}{2}$. Z algebraické teorie momentu hybnosti vychází, že spin může nabývat pouze poločíselných nebo celočíselných hodnot. Na základě toho se elementární částice dělí na fermiony, částice s poločíselným spinem, a bosony, částice s celočíselným spinem. Fermiony se dále dělí na kvarky a leptony. Oba druhy částic se ještě vyskytují ve třech generacích, které od sebe dělí hmotnost a délka života. Většině částic navíc přísluší antičástice s opačným elektrickým nábojem nebo jiným kvantovým číslem.

V každé generaci kvarků je jeden kvark s elektrickým nábojem $-\frac{1}{3}$ a jeden s nábojem $+\frac{2}{3}$. První generací kvarků je dvojice dolů (*down*) a nahoru (*up*), ve druhé jsou to kvarky podivný (*strange*) a půvabný (*charm*), ve třetí nakonec spodní (*bottom*) –

někdy nazývaný krásný (beauty) – a horní (top). Kvarky se vážou silnou interakcí do baryonů nebo mezonů. Baryony jsou složeny ze tří kvarků a patří mezi ně také nukleony, tj. proton a neutron, mezony jsou tvořeny párem kvark a antikvark.

Jednotlivé generace leptonů tvoří vždy dvojice nabitá částice a její příslušné neutrino. Nejlehčím leptonem je elektron, ke kterému přísluší elektronové neutrino. Dále jsou to mion a mionové neutrino a tauon s tauonovým neutrinem. Elektron, mion i tauon jsou nabité záporně s nábojem -1, neutrina jsou, jak už název napovídá, neutrální. Ačkoliv se neutrina dříve považovala za nehmotná, mají velmi malou, ovšem nenulovou hmotnost. K tomuto závěru se došlo na základě pozorování jevu nazývaného oscilace neutrin, při kterém se neutrino jedné generace může libovolně změnit na neutrino jiné [5], nenulovost hmotnosti neutrina se také podepisuje na tvaru spojitého energetického spektra beta rozpadu.

Bosony se dnes také dělí na dvě kategorie. Do jedné patří bosony se spinem 1, které zprostředkovávají tři základní interakce a někdy je označujeme jako kalibrační. Jsou to fotony pro elektromagnetickou interakci, gluony pro silnou a bosony W^{\pm} a Z pro slabou. Ve druhé kategorii je pouze Higgsův boson, skalární boson, jehož spin je 0. Existence Higgsova pole a samotného bosonu je důsledkem spontánního narušení kalibrační symetrie. To popsal Peter Higgs ve svém článku ve Physical Review Letters z roku 1964 [6]. Peter Higgs také v roce 2013 spolu s François Englertem obdržel Nobelovu cenu po objevu bosonu experimenty ATLAS [7] a CMS [8] na urychlovači LHC v CERNu.

Teorie existenci Higgsova pole vyžadovala jako prostředek pro vysvětlení původu hmotnosti elementárních částic. V 60. letech vznikla první teorie sjednocující elektromagnetickou a slabou interakci v jednu elektroslabou. Problém této teorie spočíval v tom, že z ní vycházela hmotnost všech intermediálních částic nulová, což by bylo v pořádku pro foton, nikoliv však pro částice zprostředkující krátkodosahovou slabou interakci, tj. bosony W a Z. Proto bylo třeba zavést Higgsovo pole, které interakcí s částicemi generuje jejich hmotnost. To, že byl Higgsův boson nakonec objeven, je zásadním úspěchem standardního modelu. Na druhou stranu je souhlas experimentu s teoretickou předpovědí zklamáním v tom smyslu, že neposkytuje žádné vodítko k tomu, kam by se mohl teoretický popis mikrosvěta dále ubírat.

1.3 Kvarky, hadrony a vlastnosti silné interakce

Ve standardním modelu přidělujeme kvarkům barevný náboj. Cástice s barevným nábojem interagují silně, podobně jako částice s elektrickým nábojem interagují elektromagneticky. Na rozdíl od elektrodynamiky existují tři možné hodnoty barevného náboje: červený, zelený a modrý. Kvarky jsou za běžných podmínek vázány v hadronech, barevně neutrálních (bílých) stavech. Barevné neutrality se dosahuje kombinací tří kvarků se všemi dostupnými barvami v hadronech nazývaných baryony. Druhou možností je tvorba mezonu, částice tvořené párem kvark-antikvark, ve které se kombinuje barva s antibarvou. Další rozdíl oproti elektrickému náboji je ten, že barevným nábojem disponují také gluony, mediátory silné interakce. To má za následek některé zásadní rozdíly mezi vlastnostmi silné a elektromagnetické interakce.

Dvě nejcharakterističtější vlastnosti silné interakce se nazývají uvěznění kvarků a asymptotická volnost. Na velké vzdálenosti lze potenciál barevného pole při T = 0 modelovat vztahem [9]

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + kr, \qquad (1.5)$$

kde α_s je vazebná konstanta silné interakce. Tento potenciál, někdy nazývaný Cornellův, demonstruje, jak s rostoucí vzdáleností mezi silně interagujícími kvarky roste energie systému. Tato energie se nakonec využije na vytvoření nového páru kvarkantikvark z vakua, který s původními kvarky následně hadronizuje, tj. opět vytvoří barevně neutrální stav. Za normálních okolností tudíž nelze pozorovat volný barevný náboj, proto hovoříme o uvěznění kvarků. Tento proces ilustruje Obr. 1.1.



Obrázek 1.1: Ilustrace uvěznění kvarků díky vlastnostem silné interakce [10].

Na druhou stranu, pokud se zaměříme na interakce s velkými přenosy energie a na malých vzdálenostech, vazebná konstanta silné interakce se zmenšuje. Závislost chování vazebné konstanty na předaných hybrostech lze popsat vztahem [11]

$$\alpha_s\left(q^2\right) \sim \frac{1}{\ln\frac{q^2}{\Lambda^2}},\tag{1.6}$$

kde q je přenesená hybnost a Λ je konstanta, jejíž hodnota je stanovena tak, aby

odpovídala experimentálně zjištěným změnám α_s . Její hodnota je přibližně [4]

$$\Lambda = 0.2 \pm 0.1 \quad \text{GeV}.$$

Při extrémně velikých přenosech hybnosti a na krátkých vzdálenostech je vazebná konstanta tak malá, že se kvarky chovají jako volné částice – asymptotická volnost. Fáze dekonfinované jaderné hmoty, která je charakterizována asymptoticky volnými kvarky, se nazývá kvark-gluonové plazma (QGP).

Vysokých energií, které jsou potřeba pro zkoumání dekonfinované jaderné hmoty, lze dosáhnout ve srážkách těžkých iontů. Na urychlovači RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) v americké BNL (Brookhaven National Laboratory) se sráží převážně jádra zlata (sráží se také např. jádra uranu, zirkonia nebo ruthenia). V ženevském CERNu se na srážky těžkých iontů zaměřuje především experiment ALICE. Na urychlovači LHC (Large Hadron Collider) během jednoho měsíce v roce měří srážky jader olova. Přehled elementárních částic lze vidět na Obr. 1.2.



Obrázek 1.2: Přehled standardního modelu elementárních částic [12].

Kapitola 2

Fyzikální popis vysokoenergetických srážek

2.1 Kinematické proměnné

2.1.1 Čtyřvektory a invarianty

Experimenty s ultrarelativistickými ionty se přirozeně popisují formalismem speciální teorie relativity. Polohu částice udává čtyřvektor

$$x^{\mu} = (x^{0}, x^{1}, x^{2}, x^{3}) = (ct, x, y, z), \qquad (2.1)$$

kde složky s $\mu = 1,2,3$ jsou klasické prostorové souřadnice a $x^0 = ct$ je souřadnice časová. V částicové fyzice se často, vzhledem k válcové symetrii srážkových experimentů, definuje příčná (transversální) složka polohy $x_T = \sqrt{x^2 + y^2}$ a vektor polohy se pak redukuje na třísložkový $x^{\mu} = (ct, x_T, z)$, kde osa z se standardně volí souběžně s osou svazku srážených částic. Typické pro částicovou fyziku je také použití tzv. přirozené soustavy jednotek, která pokládá rozměrové konstanty c, \hbar rovny jedné. V takové soustavě pak mají veličiny hmota, energie i hybnost stejný fyzikální rozměr, a proto se pro ně používá stejná jednotka, běžně elektronvolt, respektive jeho násobky. Jeden elektronvolt (eV) odpovídá kinetické energii, kterou získá elektron urychlený ve vakuu napětím jednoho voltu. Dalším důležitým čtyřvektorem je čtyřhybnost

$$p^{\mu} = (E/c, p_x, p_y, p_z) = (E, p_T, p_z), \qquad (2.2)$$

kde ve druhé rovnosti se používá soustava přirozených jednotek a definice příčné hybnosti $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$. Měření spektra příčné hybnosti částic je předmětem mnoha srážkových experimentů.

Násobení čtyřvektorů se provádí pomocí metrického tenzoru

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$
 (2.3)

Ten se používá k tzv. zvedání a spouštění indexu, definujeme

$$x_{\mu} = g_{\mu\nu}x^{\nu} = \begin{pmatrix} t \\ -x_T \\ -x_z \end{pmatrix}, \quad p_{\mu} = g_{\mu\nu}p^{\nu} = \begin{pmatrix} E \\ -p_T \\ -p_z \end{pmatrix}.$$
 (2.4)

Násobení dvou čtyřvektorů $a,\,b$ pak vypadá následovně

$$a \cdot b = a_{\mu}b^{\mu} = g_{\mu\nu}a^{\mu}b^{\nu} = a^{0}b^{0} - \vec{a} \cdot \vec{b}, \qquad (2.5)$$

kde $\vec{a} \cdot \vec{b}$ je standardní třídimenzionální skalární součin prostorových složek. Skalární součiny $x_{\mu}x^{\mu}$, $u_{\mu}u^{\mu}$ nebo $p_{\mu}p^{\mu}$ jsou důležité invarianty, tj. veličiny, které se zachovávají při Lorentzově transformaci mezi inerciálními vztažnými soustavami. Protože pro čtyřrychlost platí $u_{\mu}u^{\mu} = c^2$ a pro čtyřhybnost $p^{\mu} = mu^{\mu}$, dostáváme z invariantu čtyřhybnosti $p_{\mu}p^{\mu}$ známý vztah mezi energií, hybností a hmotností

$$m^2 c^4 = \frac{E^2}{c^2} - p^2, (2.6)$$

který v přirozených jednotkách vypadá následovně

$$m^2 = E^2 - p^2. (2.7)$$

Jelikož je praktické, aby veličiny měřené v experimentech nezávisely na volbě vztažné soustavy, je vhodné je vyjadřovat pomocí invariantů. Pro popis srážkových experimentů je hojně využívaný invariant [9]

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2,$$
 (2.8)

který závisí na kvadrátu celkové velikosti čtyřhybnosti dvou částic před srážkou (interakcí) nebo na kvadrátu celkové čtyřhybnosti po srážce. Protože v přirozených jednotkách má hybnost a energie stejný rozměr, mluví se o odmocnině z s jako o celkové energii dostupné ve srážce. V experimentech s těžkými ionty je pak zvykem charakterizovat srážku invariantem s vztaženým na pár nukleonů, $\sqrt{s_{NN}}$.

2.1.2 Proměnné světelného kužele

Částici, kterou detekujeme ve srážkových experimentech, můžeme popsat jako pocházející z jedné z mnoha kolidujících částic. Uvažujme například svazek částic b narážející na terčík a. Následně můžeme charakterizovat produkci částice c následující reakční rovnicí

$$b + a \to c + X,\tag{2.9}$$

kde X reprezentuje ostatní hmotný materiál vyprodukovaný ve srážce. Pokud v reakci částice c pochází ze svazku b, bude její hybnost dominantní v dopředném směru vzhledem k ose svazku. Podobně, pokud částici popisujeme jako pocházející z terčíku a, je její hybnost dominantní v příčném směru [13]. Označujme nadále hybnost částice stejným písmenem, jaké jí přísluší v reakci (2.9), tedy například

$$c = (c_0, c_x, c_y, c_z) = (c_0, c_T, c_z) = (E^c, p_T^c, p_z^c).$$
(2.10)

Definujeme dopřednou hybnost na světelném kuželi

$$c_{+} = c_{0} + c_{z} \tag{2.11}$$

a zpětnou hybnost na světelném kuželi

$$c_{-} = c_0 - c_z. (2.12)$$

Dominance dopředné nebo zpětné hybnosti na světelném kuželi závisí na tom, zdali částice z interakce vylétává ve směru osy svazku, nebo proti ní. Uvažujeme-li dále částici c jako fragment svazku b, můžeme zavést tzv. dopřednou proměnnou světelného kužele x_+ , která udává poměr mezi dopřednými hybnostmi na světelném kuželi částic c a b,

$$x_{+} = \frac{c_0 + c_z}{b_0 + b_z}.$$
(2.13)

Tato veličina je Lorentzovským invariantem [13]. Analogicky lze zavést i zpětnou proměnnou světelného kužele, ve většině problémů se však využívá pouze dopředná, která při velmi vysokých energiích, kdy $p_0 \ll p_z$, značí jednoduše poměr podélných hybností částic c a b.

Detekujeme-li částici jako volnou, platí pro ni vztah (2.7). Tato rovnice snižuje počet stupňů volnosti a o částicích, které ji splňují, říkáme, že jsou na hmotnostní slupce. K popisu takových částic pak efektivně stačí dvě proměnné, například dvojice x_+ , p_T . Pokud ovšem částice interaguje s jinými nebo je součástí vázaného systému, není podmínka (2.7) splněna a částice je mimo hmotnostní slupku. Pro její popis potom potřebujeme trojici proměnných, například x_+ , p_T , p^2 . Někdy může být vhodné přepsat rovnici (2.7) do tvaru

$$E - p_z^2 = p_x^2 + p_y^2 + m^2 = p_T^2 + m^2 := m_T, \qquad (2.14)$$

který definuje příčnou hmotnost m_T , jež je další veličinou užitečnou k separaci podélného a příčného stupně volnosti.

2.1.3 Rapidita a pseudorapidita

Rapidita je relativistická míra rychlosti. Definujeme ji jako

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_Z}{E - p_z}.$$
 (2.15)

Pohybuje-li se částice ve směru os
yz, můžeme rapiditu přepsat jako

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta},$$
 (2.16)

neboť $\beta = p_z/E$. Výhodou rapidity je její aditivita, rapidity je možné skládat prostým sčítáním jako rychlosti v klasické mechanice. S tím se pojí i jednoduchost Lorentzovy transformace rapidity. Má-li částice ve vztažné soustavě S rapiditu y a pohybuje-li se soustava S' vzhledem k S rychlostí β , bude rapidita y' v soustavě S' rovna [9]

$$y' = \frac{1}{2} \ln \frac{E' + p'_z}{E' - p'_z} = y - \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} = y - y_\beta, \qquad (2.17)$$

kde y_{β} označuje rapiditu soustavy S' v soustavě S.

Pro velmi malé rychlosti, $\beta \ll 1$, je rapidita přibližně rovna rychlosti $y \approx \beta$. To lze ukázat rozkladem definičního vztahu (2.16) pro malá β . Naopak pro částice s velkou hybností lze zanedbat jejich hmotnost. Poté je možné vztáhnout rapiditu k nové veličině, pseudorapiditě η , a následně k emisnímu úhlu $\theta = p_z/p$. Dá se ukázat, že pro $p \gg m$ platí [9]

$$y \approx -\ln\left[\tan\left(\theta/2\right)\right] \equiv \eta.$$
 (2.18)

Pseudorapidita je užitečná zejména v experimentech, kde neidentifikujeme detekované částice a neznáme tak jejich hmotnost. Detektory navíc pokrývají vždy pouze omezenou část prostoru, která je dobře definovatelná emisním úhlem θ .

2.2 Ūčinné průřezy a luminozita

Z geometrického hlediska je účinný průřez oblast, ve které se musí částice potkat, aby spolu patřičně interagovali. Představíme-li si srážku dvou hmotných koulí, které interagují pouze přímým kontaktem, je účinný průřez daný pouze jejich geometrií. Pokud však částice interagují na dálku, například prostřednictvím gravitační nebo elektromagnetické síly, bude účinný průřez jejich rozptylu obecně větší než jejich rozměry. Účinný průřez u takových srážek je potom obecně popisován jako funkce nějaké fyzikální proměnné, nejjednodušeji rozptylového úhlu. V takovém případě mluvíme o diferenciálním účinném průřezu. Totální účinný průřez získáme integrací diferenciálního přes všechny možné rozptylové úhly, popřípadě přes všechny jiné možné proměnné.

Například v jednom z nejstarších experimentů částicové fyziky, Rutherfordově rozptylu alfa částic na coulombovském silovém centru, je diferenciální účinný průřez definovaný jako poměr počtu částic dN, které se rozptýlí za jednotku času v rozmezí úhlů θ a θ + $d\theta$ k hustotě toku částic n. Obecně se však vyjadřuje vzhledem k prostorovému úhlu $d\Omega$. Výsledný Rutherfordův vzorec pro diferenciální účinný průřez vypadá následovně [14]

$$d\sigma = \left(\frac{\alpha}{2m_r v_\infty^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}.$$
 (2.19)

Integrací takového účinného průřezu bychom dostali nekonečnou hodnotu. To dává smysl, uvědomíme-li si, že coulombické síly jsou dalekodosahové a i při velmi velkých hodnotách srážkového parametru se částice nepatrně odchýlí od původní trajektorie.

Proto se většinou počítá integrální účinný průřez, který získáme integrací přes jistý interval rozptylového úhlu.

V částicové fyzice je pravděpodobnost toho, že nastane specifická reakce, úměrná jejímu účinnému průřezu. Měříme-li četnost výskytu částic produkovaných v této reakci, je závislá také na dalších experimentálních proměnných, které určují například vlastnosti srážených svazků v urychlovačích. Efekty nastavení experimentu v sobě zahrnuje veličina zvaná luminozita. Značí se L a je definována vztahem

$$R_{int} = L\sigma, \tag{2.20}$$

kde R_{int} je četnost interakce a σ je její účinný průřez.

2.3 Centralita srážek

Důležitým parametrem srážek těžkých iontů je jejich centralita. Centralita je jakousi mírou přímosti srážky. Jádra atomů se při kolizi nemusejí nutně zcela překrývat. Toto se obyčejně v popisu srážek částic charakterizuje srážkovým parametrem b, což je vektor kolmé vzdálenosti os svazků (viz. Obr. 2.1). Podle jeho velikosti lze srážky rozdělit na centrální, semi-centrální, periferní a ultraperiferní.



Obrázek 2.1: Znázornění srážkového parametru b, participantů a pozorovatelů v kolizi dvou těžkých jader [15].

Srážkový parametr se však v případě kolizí relativistických iontů jednak těžko měří a jednak neposkytuje dostatečnou charakterizaci závislosti srážky na prostorové orientaci jader, která výsledek srážky také ovlivní. Z toho důvodu se centralita určuje například měřením tzv. pozorovatelů, tj. nukleonů, které se nepodílely na srážce iontů. Čím méně takových nukleonů detekujeme, tím centrálnější srážka byla. Dalším způsobem je měřit četnost produkce částic ve srážce, tzv. multiplicitu. Čím centrálnější srážka je, tím více produktů detekujeme. Typický průběh distribuce četnosti produkovaných částic ilustruje Obr. 2.2. Ten je rozdělen na několik segmentů, počínaje maximální hodnotou N_{ch} . Prvních 5% pak v distribuci reprezentuje 5% nejcentrálnějších srážek. Obrázek také ukazuje souvislost centrality se srážkovým parametrem a počtem nukleonů podílejících se na kolizi (participantů).



Obrázek 2.2: Distribuce četnosti produkovaných částic N_{ch} a příslušná centralita srážky, souvislost centrality se srážkovým parametrem b a počtem participantů N_{part} [16].

Kapitola 3

Těžké kvarky

3.1 Hmotnost kvarku

Hmotnost kvarku je obtížně definovatelná vzhledem k vlastnostem silné interakce, která neumožňuje pozorování samostatného volného kvarku. Proto se hmotnosti kvarků určují nepřímo na základě modelů jejich vazby a měření hmotností hadronů, které se z kvarků skládají. Je důležité spolu s hmotnostmi kvarků uvádět, v jakém teoretickém rámci jsou tyto hodnoty relevantní. Podobně jako u leptonů je každá další generace kvarků významně těžší. Mezi těžké kvarky běžně počítáme kvarky c, b a t, přičemž vrchní (top) kvark je natolik těžký, že se rozpadá dříve, než může utvořit vázaný stav, a proto se jeho hmotnost určuje z rozpadových produktů. Orientační konstituentní hmotnosti všech kvarků jsou uvedeny v Tab. 3.1 [17]. Konstituentní hmotnosti kvarků jsou definovány pouze v kontextu konkrétního hadronového modelu, hmotnosti lehkých kvarků u, d zde odpovídají přibližně jedné třetině hmotnosti nukleonu. Takzvané proudové hmotnosti kvarků (angl. current mass) už berou v potaz, že většina hmotnosti nukleonu je tvořena gluonovým polem obklopujícím kvarky. Přibližné hodnoty proudových hmotností jsou ve spodním řádku Tab. 3.1 [18].

q	d	u	s	С	b	t
$m_{cons} [{ m MeV}/c^2]$	300	300	500	1 500	4 500	174 000
$m_{curr} [{ m MeV}/c^2]$	4,7	2,2	96	1 270	4 180	173 210

Tabulka 3.1: Přehled přibližných konstituentních a proudových hmotností kvarků q.

3.2 Kvarkonia a jejich objevy

Vázané stavy $c\bar{c}$ a $b\bar{b}$ souhrnně nazýváme kvarkonia. Protože půvabnému kvarku c přidělujeme kvantové číslo půvab s hodnotou C = 1 a půvab jeho antikvarku je C = -1, má mezon $J\psi(c\bar{c})$, základní stav rodiny charmonií, celkový půvab C = 0.

Proto o charmoniu někdy mluvíme jako o stavu s tzv. skrytým půvabem. Analogicky u bottomonia, jehož základní stav je mezon $\Upsilon(b\bar{b})$, hovoříme o skryté kráse $(\tilde{B} = 0)$. Mezony s nenulovým půvabem, tj. ty, které obsahují c kvark v kombinaci s lehkým kvarkem, jsou potom stavy s otevřeným půvabem a obecně se označují také jako D-mezony. Podobně u B-mezonů, nejlehčích mezonů obsahujících b kvark, používáme termín otevřená krása.

Cástice J/ψ byla objevena v roce 1974 dvěma na sobě nezávislými týmy [19, 20]. Samuel Ting, který vedl experiment v BNL, pojmenoval částici J a Burton Richter, vedoucí experimentu na urychlovači SLAC, ji označil ψ . Objev mezonu potvrdil teoretické předpovědi existence půvabného kvarku a dále upevnil postavení kvarkového modelu. Brzy po objevu J/ψ (3097) byly na urychlovači SLAC nalezeny také částice s otevřeným půvabem ($C \neq 0$).

Experimenty Tinga a Richtera se lišily ve svém přístupu k hledání nové částice. Tým Samuela Tinga ostřeloval beryliový terčík svazkem protonů s hybností 28,5 GeV a hledal událost, ve které by se produkovala částice, jež by se později rozpadla na pár e^+e^- . Invariantní hmota tohoto páru potom odpovídá hmotnosti mateřské částice. Hmotnostní spektrum z Tingova experimentu je na Obr. 3.1.

Burton Richter postupoval na urychlovači SLAC opačně. Jeho tým srážel elektrony s pozitrony při různých energiích, které měl možnost dobře definovat. Anihilací elektron-pozitronového páru se uvolní energie, která se může využít na vytvoření částice. Při zkoumání energetické závislosti účinného průřezu produkce hadronů v oblasti kolem 3,1 GeV byl objeven pík odpovídající objevenému mezonu.

Základní stav bottomonia, mezon Υ (9460), byl objeven v roce 1977 podobným přístupem, jaký použil Samuel Ting, tj. za použití dvouramenného spektrometru a pozorování dileptonového rozpadu. Zatímco Samuel Ting rekonstruoval invariantní hmotu J/ψ z rozpadu na dva elektrony, Leon Le-



Obrázek 3.1: Hmotnostní spektrum ukazující existenci rezonance J/ψ . V grafu jsou uvedeny výsledky pro dvě různé hodnoty elektrického proudu ve spektrometru, přičemž pozice píku je pro obě nastavení stejná [19].

derman, vedoucí týmu v laboratoři Fermi-

lab, pozoroval rozpad na miony [21]. Podobně jako v předchozím případě byly zanedlouho objeveny i první B-mezony.

3.3 Kvarkonia jako sondy QGP

Leptonové páry jsou vhodné sondy QGP, neboť neinteragují silně. Jsou sice produkovány se spojitým spektrem hmotností, což komplikuje detekci, nicméně kvarkonia se rozpadají na leptonové páry, jejichž celková hmotnost odpovídá hmotnosti kvarkonia a pík při této hmotnosti je v dileptonovém spektru po odečtení párů se stejným nábojem dobře viditelný. Nevýhodou kvarkonií je, že jako hadrony interagují silně. Účinný průřez této interakce je ovšem oproti jiným mezonům menší, obzvláště pro nejsilněji vázané základní stavy J/ψ a Υ [9].

Další velkou výhodou je fakt, že vzhledem k velké hmotnosti jsou kvarkonia produkována v raných fázích jádro-jaderných srážek, kdy je dostupný dostatek energie, a díky jejich relativně dlouhým dobám života tak mohou teoreticky přežít celý vývoj kvark-gluonového plazmatu a jsou tak dobrou sondou celkového vývoje srážky. Ukazuje se, že v jádro-jaderných srážkách je produkce kvarkonií potlačována, což se považuje za důsledek vlivu přítomnosti silně interagujícího média. O tom práce více pojednává níže v kapitole o fyzice QGP.

Produkce kvarkonií jako taková je stále předmětem teoretického výzkumu. V poruchové kvantové chromodynamice není tolik obtížné spočítat produkci těžkých kvarků, problém nastává v produkci vázaného stavu. K dispozici je několik modelů, mezi které patří trojice Color Singlet Model (CSM), Color Evaporation Model (CEM) a nerelativistická kvantová chromodynamika (NRQCD) [22].

Kapitola 4

Fyzika kvark-gluonového plazmatu

4.1 Termodynamika

Hodnota vazebné konstanty silné interakce klesá se zvyšujícím se množstvím energie předané ve zkoumaném procesu a se zmenšujícími se vzdálenostmi. Díky tomu je možné výpočty týkající se vysoce energetických procesů provádět poruchově. Na druhou stranu, pokud proces dostatečně energetický není nebo probíhá na velkých vzdálenostech, poruchové výpočty divergují. Z toho důvodu se v částicové fyzice procesy dělí na *tvrdé* (vysokoenergetické), které lze řešit poruchově, a *měkké* (nízkoenergetické), jejichž popis vyžaduje neporuchové metody.

Ukazuje se, že pro výpočty potřebné pro studium termodynamiky silně interagující hmoty poruchová teorie nestačí, jelikož zkoumání nových stavů hmoty vyžaduje popis systémů větších rozměrů. Proto se zavádí tzv. kvantová chromodynamika na mřížce (angl. lattice QCD). V té se velmi stručně řečeno postupuje tak, že se Lagrangeova funkce QCD diskretizuje na mřížku bodů konečného prostoročasu. To vede k takové formulaci kvantové chromodynamiky, kterou lze vyhodnocovat pomocí počítačových simulací. Ty je potom nutné provádět na počítačích disponujících obrovským výpočetním výkonem.

Teoretické zkoumání mřížkové chromodynamiky popisuje uvěznění kvarků i případnou dekonfinaci jaderné hmoty při vysokých teplotách. K uvěznění kvarků se lze intuitivněji dopracovat i fenomenologicky, a to například pomocí tzv. *MIT Bag modelu* hadronu [23, 24]. Ten poskytuje jednoduchou představu o uvěznění a umožňuje základní popis přechodu k jiné fázi barevné hmoty. Základem modelu jsou kvarky popsané jako nehmotné částice uvnitř pytlíku konečných rozměrů a nekonečně hmotné mimo něj. Jejich uvěznění je pak výsledkem rovnováhy mezi tlakem pytlíku *B* směřujícím dovnitř a tlakem vyvolaným kinetickou energií kvarků směřujícím ven.

Uvažujeme-li volné nehmotné fermiony v kulovité dutině o poloměru R, můžeme

v rámci pytlíkového modelu získat odhad na velikost pytlíkového tlaku [13]

$$B^{1/4} = \left(\frac{2,04N}{4\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{R},\tag{4.1}$$

kdeNje počet kvarků v systému. V případě tří kvarků a poloměru 0,8 fm dostáváme tlak $B^{1/4}=206~{\rm MeV}$ [13].

Na základě pytlíkového modelu si lze představit, že nové fáze silně interagující hmoty dosáhneme, překonáme-li tlakem kvarků tlak pytlíku. Toho lze dosáhnout buď navýšením teploty hmoty nebo zvýšením baryonové hustoty, tj. navýšením počtu baryonů oproti počtu anti-baryonů. V obou případech pak bude zřejmě existovat jistá kritická hodnota, od které můžeme očekávat přechod do fáze kvark-gluonového plazmatu. Pro odvození kritické teploty přechodu z hadronového plynu do QGP můžeme uvažovat ideální plyn nehmotných pionů, jehož tlak jako funkce teploty je dán vztahem [25]

$$P_{\pi} = 3\frac{\pi^2}{90}T^4,\tag{4.2}$$

kde faktor 3 odpovídá třem různým nábojům pionu. Podobně můžeme popsat tlak ideálního kvark-gluonového plazmatu jako [25]

$$P_{qg} = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B, \tag{4.3}$$

kde faktor 37 souvisí s počtem stupňů volnosti kvarků a gluonů a B je pytlíkový tlak. Z termodynamiky očekáváme, že upřednostněný bude stav s vyšším tlakem, porovnáním vztahů (4.2) a (4.3) tudíž dostaneme kritickou teplotu

$$T_C = \left(\frac{45}{17\pi^2}\right)^{1/4} B^{1/4} \simeq 0.72 B^{1/4} \simeq 144 \quad \text{MeV},$$
 (4.4)

při které se ideální hadronový plyn mění na plyn kvarků a gluonů.

Podobnou výslednou hodnotu kritické teploty nabízí i mřížková chromodynamika [26]. Ta také ukazuje, že v oblasti teplot těsně pod 200 MeV dochází k ostrému nárůstu hustoty energie, což je průvodní jev fázového přechodu. To je dobře patrné na Obr. 4.1, který zobrazuje výsledky výpočtů závislosti hustoty energie dělené čtvrtou mocninou teploty pro dvě různé parametrizace mřížky jako červené čtverečky a černá kolečka. Plnou a přerušovanou čarou je pak ve stejném grafu vykreslena závislost tlaku děleného čtvrtou mocninou teploty na teplotě.



Obrázek 4.1: Závislost hustoty energie ε dělené čtvrtou mocninou teploty na teplotě T (černá kolečka, červené čtverečky) a závislost trojnásobku tlaku p děleného čtvrtou mocninou teploty na teplotě T (plná a přerušovaná čára) vypočítané z chromodynamiky na mřížce [27].

Výsledkem dosavadních teoretických představ o termodynamice silně interagující hmoty je fázový diagram chromodynamiky na Obr. 4.2. V něm je na x-ové ose baryonový chemický potenciál určující rovnováhu mezi hmotou a antihmotou. Na y-ové ose je teplota v MeV. Kritická teplota přechodu do kvark-gluonového plazmatu je pro nulový baryonový chemický potenciál kolem 170 MeV. V oblasti nízké baryonové hustoty není přechod do kvark-gluonového plazmatu doprovázen nespojitostmi termodynamických veličin. Od jistého kritického bodu se pak předpokládá, že fázový přechod je prvního druhu. V oblasti nízkých teplot a vysokého baryonového chemického potenciálu je oblast barevné supravodivosti, ta by měla být důležitá pro děje probíhající uvnitř neutronových hvězd [28]. Hledání kritického bodu a hranice fázového přechodu je stále předmětem experimentálního výzkumu. Speciálně na zkoumání fázového přechodu a hledání kritického bodu se zaměří druhá fáze tzv. Beam Energy Scan na experimentu STAR. Ta je plánována na roky 2019 – 2020 [29]. Náležitý kvantitativní popis fázového přechodu je nutnou podmínkou pro to, abychom mohli o kvark-gluonovém plazmatu mluvit jako o fázi jaderné hmoty v pravém slova smyslu.



Obrázek 4.2: Fázový diagram jaderné hmoty [30].

4.2 Jaderný modifikační faktor

Užitečný způsob zkoumání efektů horké jaderné hmoty v jádro-jaderných (AA) srážkách představuje měření tzv. jaderného modifikačního faktoru. Ten slouží k porovnávání spektra příčné hybnosti p_T (popř. rapidity y) částic vyprodukovaných v AA srážkách se spektrem částic z proton-protonových (pp) kolizí. Další možností je definovat modifikační faktor jako funkci N_{part} , tj. počtu částic zúčastňujících se kolize, což je číslo ukazující na centralitu srážky.

Jaderný modifikační faktor R_{AA} lze jako funkci p_T a y definovat následujícím způsobem

$$R_{AA}(p_T, y) = \frac{\mathrm{d}^2 N_{AA}/\mathrm{d} y \mathrm{d} p_T}{\langle T_{AA} \rangle \,\mathrm{d}^2 \sigma_{pp}^{in}/\mathrm{d} y \mathrm{d} p_T},\tag{4.5}$$

kde N_{AA} je počet částic vyprodukovaných v AA srážkách, σ_{pp}^{in} symbolizuje neelastický účinný průřez v pp srážkách a $\langle T_{AA} \rangle = \langle N_{coll} \rangle / \sigma_{pp}^{in}$ značí poměr mezi průměrným počtem dílčích srážek nukleon-nukleon $\langle N_{coll} \rangle$ a neelastickým účinným průřezem σ_{pp}^{in} . Tento poměr se běžně určuje metodou Monte Carlo na základě Glauberova modelu [31].

Pokud by přítomnost horkého média ve srážkách neměla na produkované částice žádný vliv, očekávali bychom, že bude modifikační faktor R_{AA} rovný jedné a spektrum částic z AA kolizí tak bude škálovat s tím z pp srážek. Nicméně, v měřeních pozorujeme jak posílení p_T nebo y spektra ($R_{AA} > 1$), tak jeho potlačení ($R_{AA} < 1$). Obr. 4.3 ukazuje výsledky měření R_{AA} mimo jiné pro fotony a nabité hadrony z centrálních srážek při $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV na LHC. Modifikační faktor pro fotony je v rámci chyby měření roven jedné. To je očekávaný výsledek vzhledem k tomu, že fotony silně neinteragují. Na druhou stranu lze pozorovat potlačení u nabitých částic, což už poukazuje na přítomnost média, se kterým částice interagují, čímž ztrácejí energii.



Obrázek 4.3: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro fotony, W^{\pm} a Z^{0} bosony, nabité částice a b-kvarky. Fotony a nabité částice jsou měřeny v centrálních srážkách. [32]

Analogicky lze definovat i jaderný modifikační faktor R_{pA} pro srážky proton-jaderné, potažmo hadron-jaderné. Ukazuje se, že i v těchto srážkách, které nejsou dostatečně energetické pro vznik QGP, nabývá modifikační faktor hodnot různých od jedné. To znamená, že spektrum částic může být ovlivněno i efekty tzv. studené, tj. konfinované, jaderné hmoty. Porovnáváním měření těchto dvou modifikačních faktorů je potom možné efekty horké a studené jaderné hmoty odlišovat. Obr. 4.4 ukazuje oba modifikační faktory ve srážkách zlato-zlato (Au+Au) a deuteron-zlato (d+Au). Ve srážkách d+Au můžeme pozorovat navýšení počtu částic se střední hybností v důsledku přítomnosti studené jaderné hmoty.



Obrázek 4.4: Jaderný modifikační faktor $R_{AB}(p_T)$ z min-bias srážek d+Au a z centrálních srážek d+Au a Au+Au [33].

4.3 Potlačení jetů

Ve srážce dvou těžkých jader může dojít k interakci dvou partonů obsažených v nukleonech z jednotlivých jader. Tento rozptyl bývá buď elastický, což vyústí pouze ve změnu směru hybností, a nebo neelastický, což se projeví využitím části energie ze srážky na produkci nových částic. Partony podrobené tomuto rozptylu získávají značnou příčnou hybnost. Poté, co partony vyletí z místa srážky, se postupně rozpadají na částice, které nakonec detekujeme. Díky veliké příčné hybnosti původních partonů jsou tyto spršky částic úzce kolimované. Taková sprška se potom označuje anglickým termínem *jet*. Pokud jsou výsledkem rozptylu partonů dva jety, detekujeme je naproti sobě v důsledku zákona zachování hybnosti.

Centrálním tématem studia jetů v souvislosti s kvark-gluonovým plazmatem je ztráta energie partonů prolétávajících horkým médiem. Dá se předpokládat, že pokud ve srážkách těžkých jader dochází ke vzniku QGP, budou partony prolétávající skrze toto silně interagující médium ztrácet energii ve srážkách s jinými partony a vyzařováním gluonů. Z toho důvodu jsou pro nás zajímavé rozptyly dvou kvarků, ke kterým dojde na okraji horkého plazmatu. Zatímco jeden z partonů standardně odletí ze srážky a hadronizuje v detekovatelné částice, druhý prochází silně interagujícím médiem a ztrácí energii, a to na vzdálenosti dostatečné pro to, aby ztráty byly výrazné [34]. Celou situaci ilustruje Obr. 4.5. Energetické ztráty mají za následek menší hybnost částic tvořících jet vzniklý z tohoto partonu, nebo úplné potlačení jetu.



Obrázek 4.5: Schematické zobrazení rozptylu dvou partonů na okraji průniku dvou srážených jader, tj. na okraji oblasti vzniku QGP [34].

Experimentálně se potlačení jetů studuje např. prostřednictvím potlačení hybnostního spektra vedoucích hadronů s vysokou příčnou hybností. Vedoucí hadrony jetu jsou ty, které nesou největší podíl energie původního partonu. Typicky se porovnávají výsledky z AA kolizí s těmi z pp srážek prostřednictvím jaderného modifikačního faktoru. Potlačení vysokohybnostních hadronů lze vidět na Obr. 4.4 v předcházející sekci věnované právě modifikačnímu faktoru.

Dalším experimentálně zkoumaným projevem je azimutální korelace dvojic hadronů s vysokou příčnou hybností. Jak už bylo řečeno, jety pocházející z elastických rozptylů dvou kvarků vylétávají ze srážky naproti sobě v azimutální rovině. Pokud však před vytvořením jetu jeden z partonů projde kvark-gluonovým plazmatem, bude tato azimutální korelace narušena. Porovnání azimutálních distribucí na Obr. 4.6 ukazuje, že v centrálních Au+Au srážkách je protilehlý jet zcela potlačený. Ve srážkách p+p a d+Au potlačený není, což potvrzuje představu o potlačení jetu v důsledku přítomnosti horkého plazmatu.



Obrázek 4.6: Azimutální distribuce v d+Au, p+p, Au+Au srážkách změřené na experimentu STAR. V horní části jsou zelenými trojúhelníky znázorněny výsledky ze všech d+Au srážek, červenými kolečky z centrálních d+Au srážek a černou čarou ze všech p+p srážek. Dole jsou stejné výsledky z p+p a d+Au srážek spolu s výsledky z centrálních Au+Au srážek, které jsou reprezentovány modrými hvězdičkami [33].

4.4 Hydrodynamika a časový vývoj

Jak probíhá probíhá srážka dvou relativistický jader a v jaké formě se projevuje energie v okamžiku kolize je stále otázkou pro teoretické fyziky. Nicméně na základě toho, že hustota energie v místě srážky je extrémně vysoká, navrhl J. D. Bjorken [35] popis časoprostorového vývoje, který nastiňuje Obr. 4.7. Tento popis předpokládá, že ve chvíli, kdy se zformuje kvark-gluonové plazma, nemusí být v termodynamické rovnováze. Do té se systém dostane až v jistém čase $\tau_0 \sim 1 \text{ fm/c}$. Ukazuje se, že od této chvíle lze pro popis časového vývoje plazmatu účinně použít hydrodynamiku.

Od nastolení rovnováhy plazma expanduje a chladne. Jakmile zchladne pod kritickou teplotu T_C , kvarky a gluony se opět podrobí uvěznění silnou interakcí a systém se dále vyvíjí jako hadronový plyn. Během tohoto vývoje dojde k tzv. chemickému vychladnutí, od kterého už hadrony neinteragují neelasticky a nedochází tak k tvorbě nových částic. Od tzv. termálního vychladnutí již nedochází ani k pružným srážkám a částice poté letí neměnně od místa srážky, dokud je nedetekujeme.


Obrázek 4.7: Prostoročasový vývoj srážky těžkých jader [13].

V hydrodynamické expanzi plazmatu následující po nastolení termodynamické rovnováhy pozorujeme anizotropický kolektivní tok částic. Ten je důsledkem tlakového gradientu způsobeného asymetrií necentrálních srážek těžkých jader. Oblast překryvu srážejících se jader má eliptický tvar. To se projeví větší hybností částic vylétávajících podél reakční roviny, která je definována vektorem srážkového parametru a osou svazku. Celou situaci demonstruje Obr. 4.8.



Obrázek 4.8: Schéma necentrální srážky těžkých jader. Reakční rovina je definována srážkovým parametrem a osou svazku, t.j. osou z [36].

Studium kolektivního toku je významné díky jeho souvislosti se stavovou rovnicí systému prostřednictvím závislosti tlaku na teplotě a hustotě [9]. Anizotropie hybnosti se běžně charakterizuje pomocí Fourierova rozvoje naměřené hybnostní distribuce částic

$$E\frac{\mathrm{d}^3N}{\mathrm{d}^3p} = \frac{d^2N}{2\pi p_T \mathrm{d}p_T \mathrm{d}y} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_T, y)\cos(n\phi)\right),\tag{4.6}$$

kde ϕ je azimutální úhel měřený od reakční roviny. Z koeficientů v_n je důležitý zejména v_2 , který se nazývá eliptický tok, a jeho vysoké hodnoty naměřené na urychlovači RHIC značí přítomnost silně interagujícího média [36]. Ukázka z výsledků měření v_2 kolaborací STAR je na Obr. 4.9.



Obrázek 4.9: Nahoře: Diferenciální eliptický tok pionů pro tři různé centrality. Dole: Totéž pro protony a antiprotony. Tečkované čáry znázorňují predikce z hydrodynamického modelu [37].

4.5 Potlačení produkce kvarkonií ve vysokoenergetických srážkách

Potlačení produkce kvarkonií, konkrétně mezonu J/ψ , bylo jako důkaz přítomnosti dekonfinované jaderné hmoty ve vysokoenergetických srážkách těžkých iontů navrženo poprvé Matsuiem a Satzem v roce 1986 [38]. Dnes se měří i potlačení těžšího mezonu Υ . Potlačením produkce se nemyslí, že by kvarkonia nebyla vůbec produkována. Znamená to, že jejich finální pozorovaný výtěžek je menší, než lze očekávat, kvůli přítomnosti dekonfinované jaderné hmoty v místě srážky. Myšlenka Matsuie

a Satze je založena na Debyeově stínění barevného náboje, analogii ke stínění elektrického náboje v elektrodynamice.

Potenciál dvoučásticového systému kvark-antikvark lze při teplotě T = 0 fenomenologicky jednoduše popsat vztahem [9]

$$V(r,T=0) = \sigma r - \frac{\alpha_c}{r},\tag{4.7}$$

kde Coulombický člen úměrný 1/r reprezentuje interakci mezi kvarky na krátké vzdálenosti a pružinkový potenciál úměrný vzdálenosti mezi kvarky r s koeficientem σ kvantifikuje jev uvěznění. Efekt stínění lze do tohoto potenciálu zapracovat pomocí korelační funkce $\Gamma(r,T) \sim \exp\left[-r/r_D(T)\right]$ mezi statickým párem $q\bar{q}$ v tepelné gluonové lázni o teplotě T, která se počítá pomocí mřížkové chromodynamiky [38]. Vzdálenost $r_D(T)$ je tzv. Debyeova stínící délka. Upravený potenciál (4.7) při konečné teplotě bude pak mít podobu [9]

$$V(r,T) = \sigma r_D(T) \left(1 - \exp\left[-r/r_D(T)\right]\right) - \frac{\alpha_c}{r} \exp\left[-r/r_D(T)\right].$$
 (4.8)

Debyeova stínící délka je nepřímo úměrná teplotě $r_D(T) \sim 1/T$ [13]. Proto se zvyšující se teplotou bude klesat význam lineárního členu potenciálu (4.8) a potenciál bude čím dál více Coulombický. To zatím neznamená, že by systém kvarků nemohl vytvořit vázaný stav. K disociaci vázaného stavu dochází až v momentě, kdy dosáhne Debyeova délka hodnoty menší, než je poloměr hadronu r_C . V tuto chvíli je potenciál kvarku odstíněný kvarky a gluony volně se pohybujícími v plazmatu, jak ilustruje Obr. 4.10.



Obrázek 4.10: Ilustrace stínění barevného náboje volnými partony v kvarkgluonovém plazmatu [39].

Teplota, při které dochází k disociaci kvarkonia, se označuje jako disociační teplota T_D . Je to teplota, při které se rovnají Debyova délka $r_D(T_D)$ a poloměr kvarkonia r_C . Protože různá kvarkonia mají různě poloměry, disociují při různých teplotách. Základní stavy J/ψ a $\Upsilon(1S)$ jsou nejtěsněji vázané a mají nejmenší rozměry, proto se rozpadají při nejvyšších hodnotách T_D . Žebříček kvarkonií seřazených podle hmotnosti nám může sloužit jako stupnice teploměru pro měření teploty plazmatu.

Než položíme potlačení produkce kvarkonií za zřejmý důkaz přítomnosti kvarkgluonového plazmatu v místě srážky těžkých jader, je nutné zabývat se otázkou, zdali produkci nemohou ovlivňovat i jiné jevy, ať už pozitivně nebo negativně. Ukazuje se, že na produkci má vliv i přítomnost tzv. studené jaderné hmoty, tj. té konfinované, která nedosáhla dostatečné teploty, aby se hadrony rozpustily na jednotlivé partony. Mezi jevy spadající pod efekty studené jaderné hmoty patří například Croninův efekt nebo nukleární absorpce. Podrobněji se jim věnuje následující sekce.

4.6 Efekty studené jaderné hmoty

Mezi efekty studené jaderné hmoty na produkci kvarkonií řadíme interakce s konfinovanou jadernou hmotou nebo vlivy počátečního stavu srážených objektů na průběh kolize. Zkoumají se analýzou hadron-jaderných srážek (např. d+Au, p+Au), které nejsou dostatečně energetické pro vytvoření kvark-gluonového plazmatu, zato je v nich přítomno relativně velké množství chladného jaderného materiálu. Studium těchto srážek je důležité pro správnou interpretaci výsledků ze srážek jádrojaderných, ve kterých hrají roli efekty horké i studené jaderné hmoty společně. Níže se tato práce věnuje několika konkrétním jevům, jmenovitě nukleární absorpci, Croninovu efektu, interakci se *spoluhybateli* a modifikaci partonové distribuční funkce.

4.6.1 Nukleární absorpce

Jádro-jaderná srážka zahrnuje velký počet dílčích srážek nukleonu s nukleonem. Některé nukleony v jádře se však na srážce díky její necentrálnosti vůbec nemusejí podílet. Jiné zase ve srážce ztratí část své energie na vytvoření nových částic, ale nerozpadnou se. Každopádně je v jádro-jaderných srážkách přítomno určité množství nukleonů, které tvoří studenou jadernou hmotu. Tyto nukleony mohou v rané fázi srážky potkat a absorbovat páry kvark-antikvark, které tak nevytvoří vázaný stav v podobě kvarkonia. K úbytku v produkci kvarkonia tak dojde ještě před tím, než vůbec vznikne horké médium, tzn. jedná se o vliv počátečního stavu.

4.6.2 Interakce se spoluhybateli

Jako spoluhybatelé (angl. comovers) se označují hadrony, které z místa srážky jader vylétávají spolu s párem kvark-antikvark. Protože se tyto hadrony formují v čase $\tau_0 \sim 1-2 \text{ fm/c}$ a čas vytvoření kvarkonia je menší než τ_0 , předpokládá se, že hadrony interagují s vázaným mezonem. V této interakci pak může být kvarkonium absorbováno, což je tím více pravděpodobnější, čím bližší jsou si rychlosti kvarkonia a hadronového spoluhybatele [9].

4.6.3 Modifikace partonové distribuční funkce

Partonová distribuční funkce (PDF) je distribuční funkcí hybnosti partonů uvnitř nukleonu. Je nutné počítat s tím, že v případě nukleonů, které tvoří jádro atomu, bude tato distribuční funkce modifikována oproti volným nukleonům. Tím spíše bude modifikována distribuční funkce pro nukleony v ultrarelativistickém jádře. Nukleární modifikace partonové distribuční funkce patří tedy mezi vlivy počátečního stavu srážených objektů. Modifikace se charakterizuje většinou tzv. jaderným stínícím faktorem [41]

$$R_i^A(x,Q^2) = \frac{f_i^A(x,Q^2)}{f_i^n(x,Q^2)},$$
(4.9)

kde $Q^2 = -q^2$ souvisí se čtvercem přenesené čtyřhybnosti, $f_i^A(x,Q^2)$ je PDF vázaných nukleonů (označuje se také jako nPDF – nuclear PDF) a $f_i^n(x,Q^2)$ je PDF volných nukleonů. Bjorkenova škálovací proměnná $x = AQ^2/2qp_N$ je v laboratorní soustavě jednoduše zlomek hybnosti nukleonu škálovaný hmotnostním číslem A [42].

Typický průběh funkce, kterou se fituje závislost R_i^A na x při daném Q^2 , lze vidět na Obr. 4.11 [41]. Funkce je rozdělena na několik úseků podle průběhu závislosti stínícího faktoru na velikosti proměnné x. Ve srážkách těžkých iontů a následně v produkci kvarkonií je důležitá zejména oblast stínění.



Obrázek 4.11: Ilustrační nákres závislosti stínícího faktoru R_i^A na Bjorkenově proměnné x při daném Q^2 [41].

4.6.4 Croninův efekt

Croninův efekt se projevuje posílením produkce částic se středně velkou příčnou hybností p_T v pA srážkách. Posílením se myslí produkce větší, než bychom očekávali z přeškálování pp kolizí počtem binárních srážek. Efekt je patrný ve výsledcích měření jaderného modifikačního faktoru např. v d+Au srážkách na Obr. 4.4. Posílení četnosti částic se středně velkou příčnou hybností je přikládáno mnohonásobným interakcím partonů z nukleonu s partony z jádra, ve kterých jsou partony *odstrčeny* do příčného směru. Lze předpokládat, že se podobně bude Croninův efekt projevovat i v AA srážkách. Vhodný kvantitativní popis Croninova efektu je třeba pro správnou interpretaci potlačení produkce kvarkonií [43].

4.7 Další efekty ovlivňující produkci kvarkonií

Produkci kvarkonií mohou ovlivnit i další jevy, které nejsou spojené s interakcí se studenou jadernou hmotou. Jedná se například o zpětnou rekombinaci kvarkonií, která je naopak efektem horké jaderné hmoty. Bude-li například v horkém kvarkgluonovém plazmatu dostatek párů $c\bar{c}$, lhostejno zdali pocházejí z disociace J/ψ , nebo ne, mohou se dostat dostatečně blízko k sobě na to, aby během vychladnutí plazmatu (tzv. freez-out) došlo k reakci $c\bar{c} \rightarrow J/\psi$. Tím dostáváme mechanismus, skrze nějž může být kompenzováno potlačení produkce kvarkonií díky vlastnostem horkého média. Jelikož energie partonů v plazmatu v jejich těžišťové soustavě je nižší než energie hadronů v původní jádro-jaderné srážce, lze očekávat, že kvarkonia zformovaná rekombinací budou mít průměrně nižší příčnou hybnost [9]. Další jev, který je nutné uvážit, je rozpad excitovaných stavů charmonia nebo bottomonia na stavy s nižší energií. Značná část výtěžku základního stavu kvarkonia pochází z těchto rozpadů [40]. Proto může dojít k tomu, že naměříme např. potlačení produkce základního stavu $\Upsilon(1S)$, ke kterému ovšem došlo kvůli disociaci stavů bottomonia s vyšší energií, které nedostaly možnost rozpadnout se na základní stav. Přitom teplota plazmatu nemusela být dostatečně vysoká na to, aby mohl být základní stav rozpuštěn vlivem horkého média. Rozpadovou řadu stavů bottomonia ukazuje Obr. 4.12.



Obrázek 4.12: Přehled energetických stavů bottomonia s naznačenými rozpady [44].

Kapitola 5

Urychlovač RHIC a experiment STAR

5.1 Urychlovač RHIC

Urychlovač relativistických těžkých iontů RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) v Brookhavenské národní laboratoři BNL je předním výzkumným zařízením amerického ministerstva energetiky v oblasti jaderné fyziky. Jeho konstrukce byla dokončena v roce 1999, stejně jako práce na čtyřech detektorech na urychlovači operujících, tj. experimentech BRAHMS, PHENIX, PHOBOS a STAR [45]. Z těchto čtyř experimentů běží momentálně už jen STAR. PHOBOS a BRAHMS ukončily činnost v letech 2005 a 2006, PHENIX se nyní modernizuje v nový detektor označovaný jako sPHENIX.

Urychlovač byl vybudován pro urychlování a srážení těžkých iontů a protonových svazků při vysokých luminozitách. Nejvyšší dosažitelná energie na nukleon v těžišťové soustavě je pro ionty $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a pro protony $\sqrt{s} = 510$ GeV [46]. Účel urychlovače a přidružených experimentů je zkoumat fázový přechod hadronové hmoty do kvark-gluonového plazmatu a další fyzikální vlastnosti tohoto horkého média.

Dříve než jsou ionty nebo protony vstřikovány do RHIC, jsou předurychleny v komplexu menších urychlovačů, přičemž scénář urychlování je pro ionty a protony odlišný. V případě těžkých iontů proces začíná u zdroje, kterým je iontová past využívající svazek elektronů k ionizaci atomů. Anglicky se toto zařízení označuje jako Electron Beam Ion Source (EBIS) a je na RHIC instalováno od roku 2009, načež v roce 2012 nahradilo do té doby používaný tandemový Van de Graaffův urychlovač [47, 48]. Ionty z EBIS jsou nejprve urychleny lineárním urychlovačem a poté vstříknuty do synchrotronu zvaného anglicky Booster, jenž svazky iontů rozdělí na šest balíčků, které urychlí na 95 MeV. Čtyřmi cykly v Boosteru se naplní synchrotron s proměnným gradientem AGS (Alternating Gradient Synchrotron), který přítomných 24 balíčků rozdělí a znovu spojí na čtyři finální a urychlí je na energii až 10,8 GeV na nukleon [45]. Z AGS svazky již pokračují do RHIC. Nákres celého předurychlovacího komplexu je na Obr.5.1.



Obrázek 5.1: Komplex předurychlování iontů se zdrojem EBIS [48].



Obrázek 5.2: Fotografie BNL s nákresem urychlovače RHIC s experimenty a předurychlovacím komplexem [49].

Samotný srážeč RHIC tvoří dva nezávislé synchrotrony označované jako modrý a žlutý. Synchrotrony nejsou dokonale kruhové, ale mají tvar šestiúhelníku s obvodem asi 3,8 km, v jehož rozích se nacházejí supervodivé dipólové magnety, které zakřivují trajektorie částic. K fokusaci svazků slouží kvadrupólové magnety. Magnety je třeba chladit na teplotu menší než 4,5 K [45]. Schematický nákres celého urychlovače na fotografii BNL lze vidět na Obr.5.2.

5.2 Detektor STAR

Detektor STAR (Solenoidal Tracker at RHIC) byl vybudován za účelem studia srážek těžkých iontů. Proto byl konstruován tak, aby byl funkční pro vysoké multiplicity produkovaných částic a jeho hlavní komponenty pokrývaly oblast pseudorapidity $|\eta| < 1$ a celý azimutální úhel $\Delta \varphi = 2\pi$. To vše proto, aby detektorem bylo možné zkoumat vlastnosti kvark-gluonového plazmatu.

STAR se skládá z několika dílčích detektorů, které měří vlastnosti částic produkovaných ve srážkách. Schéma rozmístění jednotlivých detekčních systémů je na Obr. 5.3. Za účelem měření hybnosti částic je detektor umístěn v rovnoměrném solenoidálním magnetickém poli o indukci B = 0.5 T [50]. Identifikaci částic obstarávají detektory TPC (Time Projection Chamber) a TOF (Time of Flight). BEMC (Barrel Electro-Magnetic Calorimeter) se používá k měření energie neutrálních částic a k odlišení elektronů od hadronů. Tyto detektory pokrývají celý azimutální úhel a práce se jim dále podrobněji věnuje. Z dalších zmiňme ještě stručně detektor MTD (Muon Telescope Detector), který byl instalován mezi roky 2012 a 2014 [52] a slouží k identifikaci mionů, které se dnes hojně využívají k rekonstrukci kvarkonií.

Protože není možné zaznamenat všechny srážkové události, je třeba z nich předem vybrat ty, které mohou být fyzikálně zajímavé. Tomuto procesu se anglicky říká *tri-ggering* a primárně se provádí pomocí rychlých detektorů. K těm patří na STAR například ZDC (Zero Degree Calorimeter), což jsou dva detektory umístěné téměř v ose svazku, které měří energii neutrálních částic vylétávajících ze srážky v dopředném směru. Na základě toho je potom možné vybrat srážky s požadovanou centralitou. Dále se používá koincidenční detektor BBC (Beam-Beam Counter), který monitoruje luminozitu. K dalšímu triggerování se následně používají i hlavní detektory jako je TPC nebo BEMC.



Obrázek 5.3: Konfigurace detektorových systémů na STAR [51].

5.2.1 Time Projection Chamber

Časově projekční komora TPC je hlavním detektorem STAR, který mapuje trajektorie částic. Kromě rekonstrukce trajektorií nabitých částic umožňuje také měření jejich hybnosti a identifikaci na základě energetických ztrát ionizací. Komora je válcového tvaru s vnitřním poloměrem 1 m a vnějším 4 m. Dlouhá je 4 m a je umístěna v solenoidálním poli magnetu, které zakřivuje trajektorie nabitých částic, z čehož se určuje na jejich hybnost. Veliká akceptance detektoru $\Delta \varphi = 2\pi$, $|\eta| < 1,8$ se v analýze často omezuje na $|\eta| < 1$ pro kvalitnější rekonstrukci trajektorií. TPC je schopna identifikovat částice v intervalu hybností od 100 Mev/c do 1 GeV/c a měřit hybnost v intervalu od 100 MeV/c do 30 GeV/c [53].

Válcová komora TPC je naplněna plynovou směsí methanu (90%) a argonu (10%) označovanou jako P10. Plyn se v komoře průletem nabitých částic ionizuje. Elektrony vzniklé touto ionizací jsou unášeny elektrickým polem vytvořeným tenkou membránou s vysokým napětím, která rozděluje komoru uprostřed na dvě části. Elektrony doletí do mnohodrátových proporčních komor (MWPC) na koncích TPC, kde jsou detekovány, z čehož ihned získáme souřadnice částic v rovině xy. Souřadnice na ose z se určí z unášivé rychlosti elektronů u, která je v TPC přibližně 5,45 cm/ μ s, a času unášení t jako z = ut. Čas unášení se určí také z MWPC, která detekuje signály v čase rozděleném do 512 časových intervalů [53].

Za účelem stanovení efektivity rekonstrukce trajektorií byla do skutečných událostí zavedena simulovaná data, načež bylo spočítáno, kolik simulovaných trajektorií zůstalo v datech poté, co rekonstrukční software dokončil svou práci. Výsledky tohoto postupu ukazují, že systematická chyba účinnosti mapování trajektorií je asi 6%. Obr. 5.4 ukazuje efektivitu rekonstrukce pionů v Au + Au srážkách s různými multiplicitami jako funkci příčné hybnosti. Pro nízkohybnostní částice pod 300 Mev/c efektivita rapidně klesá [53].



Obrázek 5.4: Efektivita mapování trajektorií pionů na STAR v Au+Au srážkách pro různé multiplicity. Srážky s největší multiplicitou jsou nejvíce centrální a v grafu je reprezentují černé body. Srážky s nejmenší multiplicitou odpovídají prázdným trojúhelníčkům [53].

Protože počet elektronů detekovaných v MWPC pro jeden bod trajektorie je úměrný energii, kterou částice v tomto bodě ztratila skrze ionizaci, je možné určit energetické ztráty dE/dx nabitých částic, které prolétávají plynem v komoře. Proces ztráty energie nabitých částic pohybujících se v materiálu je kvantitativně popsán Bethe-Blochovou formulí, která říká, kolik energie částice ztratí na jednotku vzdálenosti jako funkci $\beta \gamma = p/m$. Míra úbytku energie při daném $\beta \gamma$ je odlišná pro částice s různou hmotností, čehož se využívá pro identifikaci. Ukazuje se, že popis ionizačních ztrát v plynu P10 pomocí Bethe-Blochovy formule není přesný. Dnes se proto používají Bichselovy křivky, které poskytují mnohem lepší předpovědi [54]. Srovnání s experimentálními daty je na Obr. 5.5.



Obrázek 5.5: Energetické ztráty dE/dx trajektorií naměřené v TPC jako funkce celkové hybnosti. Křivky popisující data jsou Bichselovy křivky [54].

5.2.2 Time of Flight

Detektor doby letu TOF vylepšuje schopnosti STAR v identifikaci částic. Měří dobu letu částic pomocí modulů MRPC (Multi-gap Resistive Plate Chamber), jež jsou uspořádány ve 120 deskách umístěných na válci, který pokrývá $\Delta \varphi = 2\pi$ v azimutu a $|\eta| < 0.9$ v pseudorapiditě [55, 56]. Moduly MRPC zaznamenávají čas, kdy částice proletí detektorem, čas startu částice určí detektor VPD (Vertex Position Detector). Doba letu se mimo jiné používá k výpočtu z-ové souřadnice vertexu nebo výpočtu rychlosti částice. Rychlost se vypočítá z délky trajektorie l získané z TPC, doby letu t a rychlosti světla c jako $\beta = l/ct$. Obr. 5.6 ukazuje distribuci $1/\beta$ jako funkci p_T .



Obrázek 5.6: Distribuce $1/\beta$ jako funkce p_T . Křivky odpovídají jednotlivým částicím [57].

5.2.3 Barrel Electromagnetic Calorimeter

Barelový elektromagnetický kalorimetr BEMC pokrývá pseudorapiditu $|\eta| < 1$ a azimutální úhel $\Delta \varphi = 2\pi$. Tvoří jej dutý válec s vnitřním poloměrem 220 cm a vnějším poloměrem 250 cm. Skládá se ze 120 modulů, z nichž každý je rozdělený ještě na 40 věží. To je celkem 4 800 věží, přičemž jejich dimenze se s pseudorapiditou mění tak, aby každá pokrývala $\Delta \eta = \Delta \varphi = 0.05$, jak je znázorněno na Obr. 5.7. Každá věž obsahuje 20 olověných a 21 plastových scintilačních desek naskládaných střídavě na sebe [58]. Samostatnou věž ukazuje Obr. 5.8.

Kalorimetr měří energii elektromagnetických spršek, které v jeho objemu vytvářejí elektrony, fotony nebo nabité hadrony. Elektrony a fotony v BEMC zanechají téměř veškerou svoji energii, zatímco hadrony depozitují mnohem méně. Proto se BEMC používá k identifikaci právě elektronů a fotonů. BEMC také slouží k triggerovaní vzácných procesů. Například tzv. High Tower trigger zaznamenává událost, ve které elektromagnetická sprška zanechala dostatek energie v právě jedné z věží kalorimetru.



Obrázek 5.7: Boční náhled na moduly kalorimetru BEMC [58].



Obrázek 5.8: Věž kalorimetru BEMC [58].

Kapitola 6

Aktuální výsledky ze STAR

Tato kapitola práce se věnuje shrnutí výsledků z měření mezonu Υ na experimentu STAR a jejich srovnání s výstupy z experimentů na LHC a s předpověď mi některých modelů. Uvedené výsledky byly prezentovány na konferenci Quark Matter 2018, jež se konala od 13. do 19. května v italských Benátkách. V době psaní práce nebyl vydán oficiální report ze setkání, proto jsou výsledky převzaty z prezentací dostupných veřejně online skrze prostředí Indico [59].

Na Obr. 6.1 lze vidět rekonstrukci bottomonia v distribuci invariantní hmoty dvojic elektronů a mionů. Jedná se o srážky Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Vybrány byly události s příčnou hybností $0 < |p_T| < 10$ GeV, a to z 60% nejcentrálnějších srážek. Tvar signálu Υ byl získán simulací detektoru STAR v softwaru Geant, tvar pozadí byl zase odhadnut pomocí programu PYTHIA [59].



Obrázek 6.1: Distribuce invariantní hmoty dvojic mionů z 60% nejcentrálnějších srážek Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Červená čára znázorňuje signál $\Upsilon(1S)$, fialová $\Upsilon(2S)$, žlutá $\Upsilon(3S)$, černá přerušovaná pozadí, modrá přerušovaná dvojice elektronů se stejným nábojem a černá celkový signál elektronů s opačným nábojem.

Obr. 6.2 a 6.3 ilustrují konzistenci rekonstrukce z elektronových a mionových kanálů, která umožňuje dále výsledky kombinovat. V následujících grafech je proto vždy použito kombinace výsledků z těchto dvou kanálů, není-li řečeno jinak. První ukazuje jaderný modifikační faktor stavu 1S v závislosti na počtu participantů, druhý poměr produkce $\Upsilon(2S + 3S)$ ku $\Upsilon(1S)$.



Obrázek 6.2: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro $\Upsilon(1S)$ rekonstruovaný z elektronového kanálu (modré hvězdičky) a z mionového kanálu (červené hvězdičky) ze srážek Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.



Obrázek 6.3: Poměr v produkci $\Upsilon(2S + 3S)$ ku $\Upsilon(1S)$ rekonstruovaný z elektronového kanálu (modré hvězdičky) a z mionového kanálu (červené hvězdičky) ze srážek Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Graf na Obr. 6.4 demonstruje závislost jaderného modifikačního faktoru R_{AA} ze srážek Au+Au na počtu participantů N_{part} , tj. závislost na centralitě srážky. Vykreslen je také faktor R_{pA} ze srážek p+Au, který kvantifikuje efekty studené jaderné hmoty. V grafu lze pozorovat potlačení základního stavu 1S, zvláště pak pro centrální srážky. Data však naznačují, že stavy 2S a 3S jsou potlačeny více než základní stav 1S, což souvisí s teplotní závislostí efektu stínění (viz. kapitola 4). Potlačení stavu 1S je možné ovšem pouze díky potlačení excitovaných stavů, které tak rozpadem nepřispívají do produkce 1S.



Obrázek 6.4: Jaderné modifikační faktory R_{AA} (šedé a červené hvězdičky) ze srážek Au+Au a R_{pA} (modré hvězdičky) ze srážek p+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v závislosti na počtu participantů N_{part} . Modré hvězdičky představují souhrnnou produkci $\Upsilon(1S + 2S + 3S)$, šedé $\Upsilon(1S)$ a červené $\Upsilon(2S + 3S)$.

Na Obr. 6.5 a 6.6 je jaderný modifikační faktor R_{AA} v závislosti na příčné hybnosti p_T . Jedná se o 60% nejcentrálnějších srážek a rekonstrukci z mionového kanálu. U základního stavu 1S i excitovaných stavů 2S a 3S je patrné výrazné potlačení, nelze však vyvodit jakoukoliv závislost na velikosti hybnosti. Excitované stavy se opět zdají být potlačeny více. Data jsou prvními výsledky měření jaderného modifikačního faktoru v závislosti na hybnosti na STAR.



Obrázek 6.5: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro $\Upsilon(1S)$ z 60% nejcentrálnějších srážek při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v závislosti na příčné hybnosti p_T . $\Upsilon(1S)$ rekonstruovaný z mionového kanálu.



Obrázek 6.6: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro $\Upsilon(2S + 3S)$ z 60% nejcentrálnějších srážek při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v závislosti na příčné hybnosti p_T . $\Upsilon(2S + 3S)$ rekonstruované z mionového kanálu.

Grafy na Obr. 6.7 – 6.10 srovnávají výsledky ze STAR s těmi z CMS. Potlačení stavu 1S je podobné na RHIC a LHC, což může být překvapující, jelikož na LHC se jádra srážejí při mnohem větší energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Důvodem tohoto jevu může být větší vliv regenerace a efektů studené jaderné hmoty. Excitované stavy 2S a 3S se zdají být potlačeny více na LHC než na RHIC. Vyšší energie na LHC je potom příčinnou většího potlačení excitovaných stavů v necentrálních srážkách oproti RHIC.



Obrázek 6.7: Srovnání jaderných modifikačních faktorů pro $\Upsilon(1S)$ ze srážek Au+Au na RHIC při $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ a Pb+Pb na LHC při $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV}$ v závislosti na počtu participantů N_{part} . Hvězdičky – data ze STAR, diamanty – data z CMS.



Obrázek 6.8: Srovnání jaderných modifikačních faktorů pro $\Upsilon(1S)$ ze srážek Au+Au na RHIC při $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ a Pb+Pb na LHC při $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV}$ v závislosti na příčné hybnosti p_T . Hvězdičky – data ze STAR, diamanty – data z CMS.



Obrázek 6.9: Srovnání jaderných modifikačních faktorů pro $\Upsilon(2S)$ a $\Upsilon(3S)$ ze srážek Au+Au na RHIC při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a Pb+Pb na LHC při $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV v závislosti na počtu participantů N_{part} . Červené hvězdičky – $\Upsilon(2S + 3S)$ ze STAR, šedé diamanty – $\Upsilon(2S)$ z CMS, fialově – $\Upsilon(3S)$ z CMS.



Obrázek 6.10: Srovnání jaderných modifikačních faktorů pro $\Upsilon(2S)$ a $\Upsilon(3S)$ ze srážek Au+Au na RHIC při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a Pb+Pb na LHC při $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV v závislosti na příčné hybnosti p_T . Červené hvězdičky – $\Upsilon(2S + 3S)$ ze STAR, šedé diamanty – $\Upsilon(2S)$ z CMS.

V grafech na Obr. 6.11 – 6.14 se výsledky ze STAR srovnávají s teoretickými předpověďmi modelů KSU a TAMU. Model KSU používá kvarkový potenciál podložený chromodynamikou na mřížce zakomponovaný do hydrodynamicky vyvíjejícího se pozadí [60]. Model TAMU přistupuje k vývoji četnosti kvarkonií pomocí rychlostní rovnice, do které vstupují vazebné energie kvarkonií závislé na teplotě uvnitř média. Tato závislost se odvozuje kalkulacemi termodynamické T-matice za použití termodynamického potenciálu vnitřní energie získaného z mřížkové chromodynamiky [61]. Oba modely poměrně přesně popisují data v případě základního stavu 1S. U excitovaných stavů s daty souhlasí model TAMU, a to převážně u centrálních srážek.

Do teoretických modelů vstupuje mnoho parametrů, pro něž máme z experimentů pouze dolní a horní odhady (např. teplota plazmatu). Proto je modelová předpověď znázorněna pásem v grafu jaderného modifikačního faktoru. Do budoucna je třeba zlepšit statistiku a přesnost měření, aby bylo možné lépe srovnávat výsledky s teoretickými modely a ty dále zlepšovat.



Obrázek 6.11: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro $\Upsilon(1S)$ ze srážek Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na RHIC v závislosti na počtu participantů N_{part} ve srovnání s předpověďmi modelů KSU a TAMU.



Obrázek 6.12: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro $\Upsilon(1S)$ ze srážek Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na RHIC v závislosti na příčné hybnosti p_T ve srovnání s předpověďmi modelů KSU a TAMU.



Obrázek 6.13: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro $\Upsilon(2S + 3S)$ ze srážek Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na RHIC v závislosti na počtu participantů N_{part} ve srovnání s předpověďmi modelů KSU a TAMU.



Obrázek 6.14: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro $\Upsilon(2S + 3S)$ ze srážek Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na RHIC v závislosti na příčné hybnosti p_T ve srovnání s předpovědí modelu KSU.

Kapitola 7

Analýza dat ze srážek Au+Au

Tato kapitola obsahuje shrnutí prozatímních výsledků autorovy analýzy dat ze srážek Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ nabíraných v roce 2016 na detektoru STAR. Cílem analýzy je rekonstrukce mezonu Υ . Té se ovšem zatím nepodařilo dosáhnout, neboť v datasetu nejsou momentálně k dispozici údaje z kalorimetru BEMC, které jsou pro tuto analýzu zásadní. Proto bylo dosavadní náplní práce sepsání kódu pro identifikaci elektronů. Ten bude pro analýzu Υ s případnými úpravami použit, jakmile budou informace z BEMC dostupné.

Rekonstrukce mezonu Υ probíhá skrze analýzu rozpadového kanálu $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$. Proto je třeba v dostupných datech identifikovat elektrony. To se provádí tak, že se z množiny všech trajektorií v datasetu vyberou ty, které splňují jisté požadavky na jejich fyzikální vlastnosti. Správnost identifikace elektronů byla zatím ověřena na rekonstrukci mezonu J/ψ , kterou lze provést i bez kalorimetru. Mezon J/ψ se podobně jako Υ rozpadá kanálem $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

Použitá data jsou uložena ve formátu PicoDst, což je datová struktura podobná stromu, která obsahuje informace o srážkách a vlastnostech částic v nich produkovaných. K analýze dat se používá software ROOT. ROOT je soubor knihoven v C++ navržených v CERN pro zpracování velkého množství dat, počínaje jejich ukládáním přes statistickou analýzu až po obrazovou vizualizaci v podobě grafů či histogramů. ROOT je *open-source* software dostupný ke stažení na oficiálních webových stránkách [62].

Analýza dat probíhá pomocí algoritmu, který prochází všechny srážky a trajektorie v datasetu. Během toho vybírá srážky a trajektorie splňující jisté požadavky na kvalitu rekonstrukce a kritéria na fyzikální vlastnosti částic, pomocí kterých jsou identifikovány elektrony. Přehled všech výběrových kritérií použitých v analýze je uveden v Tab. 7.1. Pro ilustraci jsou níže také vykresleny histogramy ukazující distribuce některých veličin, jež charakterizují srážky a trajektorie částic, spolu s čarami naznačujícími příslušnou selekci dat, byla-li provedena.

$ V_z < 10 \text{ cm}$
$ V_z^{TPC} - V_z^{VPD} < 3 \text{ cm}$
$ \text{DCA} - V_z < 1.5 \text{ cm}$
m nHitsFit < 25
m nHitsDedx < 15
$0 < n\sigma_e < 3$
$ n\sigma_{p,\pi} > 2.5$
$ 1/\beta - 1 < 0.03$
$p>1,5~{ m GeV}/c$
$p_T > 1,2 \text{ GeV}/c$

Tabulka 7.1: Přehled výběrových kritérií pro selekci dat v této analýze.

Kvalitu rekonstrukce srážky zajišťuje požadavek na malou vzdálenost primárního vertexu od středu detektoru v podélném směru, proto se pro další zpracování vybírají srážky s co nejmenším $|V_z|$, kde V_z je z-ová souřadnice primárního vertexu, tj. původního místa srážky, ve kterém vznikají primární částice. Zároveň se požaduje, aby rozdíl polohy primárního vertexu určené z TPC V_z^{TPC} a rychlých detektorů VPD V_z^{VPD} byl malý.



Obrázek 7.1: Distribuce podélné souřadnice primárního vertexu a vzdálenosti primárního vertexu od nejbližšího bodu trajektorie. Červeně jsou vyznačeny hranice pro selekční kritéria $|V_z| < 10$ cm pro pozici primárního vertexu a 1,5 cm pro DCA.

Jelikož hledáme elektrony z rozpadu mezonu J/ψ , který vzniká v bezprostřední blízkosti primárního vertexu, požadujeme také, aby nejbližší bod trajektorie vybraných částic (Distance of Closest Approach – DCA) byl co nejblíže právě primárnímu vertexu. Věrohodnost rekonstrukce trajektorií částic zajišťují také kritéria na dostatečný počet bodů použitých pro fitování trajektorie a počet bodů použitých pro výpočet ztráty energie částice dE/dx. Dále se požaduje, aby pseudorapidita částic odpovídala akceptanci detektoru STAR.



Obrázek 7.2: Distribuce počtu bodů použitých pro rekonstrukci ztráty energie částice (vlevo) a počtu bodů použitých pro fitování trajektorie částice (vpravo). Červeně jsou vyznačeny hranice pro selekční kritéria NHitsDedx > 15 a NHitsFit > 25.



Obrázek 7.3: Distribuce azimutálního úhlu ϕ primární hybnosti částic (vlevo) a distribuce pseudorapidity η (vpravo). U pseudorapidity požadujeme $|\eta| < 1$ (vyznačeno červeně) kvůli akceptanci STAR.

Pravděpodobnost toho, že vybraná částice je elektron, zvyšujeme požadavkem na $n\sigma_e$, což je hodnota, která udává, kolik standardních odchylek je velikost naměřené ztráty energie částice od střední hodnoty předpovězené teoreticky. Protože křivka závislosti

ionizačních ztrát energie na hybnosti pro elektrony se kříží s křivkami pro protony a piony, aplikujeme výběrové kritérium na $n\sigma_p$ a $n\sigma_{\pi}$, které musí být větší než určený limit. Závislost ztráty energie na hybnosti z této analýzy doplněná teoretickými Bichselovými křivkami (viz. Kapitola 6) je na Obr. 7.4.



Obrázek 7.4: 2D histogram ztráty energie a velikosti hybnosti. Teoretické Bichselovy křivky pro jednotlivé částice.



Obrázek 7.5: 2D histogram závislosti $1/\beta$ na velikosti hybnosti. Teoretické křivky pro jednotlivé částice určené vztahem (7.1).

Velikost relativistické rychlosti β se určuje pomocí detektoru TOF. Závislost β na hybnosti vypadá následovně

$$\beta = \frac{\sqrt{m^2 + p^2}}{p}.\tag{7.1}$$

Proto pokud zanedbáme hmotnost velmi lehkých elektronů vzhledem k jejich hybnosti, je $1/\beta$ elektronů konstantně rovno jedné. V analýze je tedy rozumné vybírat částice, pro které je hodnota $1/\beta$ nedaleko od 1. Typický graf závislosti $1/\beta$ na hybnosti je na Obr. 7.5. Data doplňují křivky určené rovností (7.1).

Hmotnost J/ψ je větší než 3 GeV/ c^2 , proto dále v analýze pokračujeme pouze s trajektoriemi, které odpovídají hybnostem větším než 1,5/c GeV a příčným hybnostem větším než 1,2 GeV/c. Distribuce velikosti hybnosti a příčné hybnosti jsou na Obr. 7.6. Histogramy energetické ztráty a $1/\beta$ v závislosti na hybnosti pro selektované částice jsou na Obr. 7.7.



Obrázek 7.6: Distribuce velikosti hybnosti (vlevo) a příčné hybnosti (vpravo) všech částic v analýze. Červenými čarami je naznačen výběr částic splňujících $p > 1,5 \text{ GeV}/c^2$ a $p_T > 1,2 \text{ GeV}/c^2$.



Obrázek 7.7: Energetické ztráty a $1/\beta$ částic, které prošly selekcí.

Posledním krokem v algoritmu je výpočet invariantní hmoty všech dvojic různých elektronů. Hybnost elektronů vzniklých ve srážce nabývá spojitě různých hodnot, proto je spojité i spektrum invariantní hmoty dvojic elektronů. Přidáme-li požadavek na opačný náboj elektronů ve dvojici (mezon se může rozpadat pouze na dvojici e^+e^-), můžeme pozorovat částici J/ψ jako pík ve spektru invariantní hmoty v oblasti okolo 3 GeV. Abychom odečetli příspěvek kombinatorického pozadí od dvojic, které nejsou nijak korelované, tj. nevznikly v rozpadu jedné částice, konstruujeme také spektrum hmoty dvojic elektronů se stejným znaménkem náboje, jehož průběh je stejný s kombinatorickým pozadím. Histogram invariantní hmoty pro páry s opačným i stejným nábojem je na Obr. 7.8.

Samotný signál částice J/ψ získáme odečtením histogramu invariantní hmoty dvojic se'stejným nábojem od histogramu hmoty dvojic s opačným nábojem. Výsledek je na Obr. 7.9. Data jsou fitována Gausovou křivkou, ke které je přičten polynom prvního stupně modelující zbytkové pozadí. Parametry fitu jsou uvedeny na obrázku. Parametr odpovídající hmotnosti mezonu je μ a rozlišení udává parametr σ , tedy výsledná hmotnost je (3 052 ± 76) MeV. Tabelovaná hmotnost J/ψ je (3 096,900 ± 0,006) MeV [63], výsledky se tedy shodují v rámci statistické chyby.



Obrázek 7.8: Distribuce invariantní hmoty dvojic elektronů se stejným nábojem (like-sign) a s opačným nábojem (unlike-sign).



Obrázek 7.9: Signál mezonu J/ψ po odečtení kombinatorického pozadí. Data jsou proložena Gausovou křivkou přičtenou k polynomu prvního stupně, který modeluje zbytkové pozadí.

Závěr

Kvark-gluonové plazma patří momentálně mezi nejstudovanější témata částicové fyziky. Na experimenty týkající se fyziky vysokých energií jsou věnovány vysoké finanční prostředky a ke stávajícím předním výzkumným zařízením, jako je BNL nebo CERN, se pravděpodobně do budoucna přidají další, která umožní zpřesnit nebo dále posunout naše dosavadní poznatky o jaderné hmotě v dekonfinovaném stavu, ve kterém se kvarky a gluony, jinak běžně uvězněné v hadronech, pohybují jako částice téměř dokonalé kapaliny.

Tato bakalářská práce především sloužila autorovi jako prostředek pro seznámení se s problematikou fyziky vysokých energií. Stručně uvádí do standardního modelu elementárních částic a rekapituluje základy fyzikálního popisu kinematiky srážek při relativistických energiích. Dále shrnuje experimentální důkazy přítomnosti kvark-gluonového plazmatu v jádro-jaderných srážkách, přičemž blíže se věnuje studiu potlačení produkce kvarkonií, což jsou mezony tvořené dvojicemi těžkých kvarků a jejich antikvarky.

Kvarkonia jsou velmi užitečnou sondou dekonfinované jaderné hmoty, neboť jsou produkována v raných fázích srážky a vzhledem k jejich relativně dlouhé době života mohou interagovat s horkým médiem během celé doby jeho vývoje. Kvarkonia se studují skrze analýzu dileptonových rozpadových kanálů $\mathcal{Q} \to l^+ l^-$. Z toho důvodu je součástí práce i stručná analýza dat ze srážek Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, ve které je pomocí spektra invariantní hmoty párů elektron-pozitron rekonstruován mezon $J/\psi(c\bar{c})$.

Výsledkem analýzy je signál J/ψ získaný odečtením spektra invariantní hmoty dvojic elektronů se stejným nábojem od spektra dvojic s opačným nábojem. Data jsou proložena Gausovou křivkou, přičemž parametr střední hodnoty, který by měl odpovídat hmotnosti mezonu, je roven (3052 ± 76) MeV. Tabulková hodnota hmotnosti je (3096,900 ± 0,006) MeV [63], výsledky se tudíž v rámci statistické chyby shodují. Analýza nepřináší prezentovatelné výsledky, ale umožnila autorovi seznámit se se softwarem ROOT, který se běžně používá ke zpracování dat v částicové fyzice, dále s datovou strukturou PicoDst, která slouží k ukládání dat ze srážek získaných na experimentu STAR, a také s procesem selekce dat na základě požadavků na kvalitu rekonstrukce trajektorií částic a jejich fyzikální vlastnosti. Plánem je nabyté znalosti a zkušenosti dále využít v podrobnější analýze dat. Cíl je pokračovat v analýze mezonu $\Upsilon(b\bar{b})$, jakmile budou ve formátu PicoDst dostupné informace z kalorimetru BEMC ze srážek Au+Au z roku 2016, bez kterých se analýza bottomonia neobejde. Práce dále ideálně povede k výpočtům jaderného modifikačního faktoru bottomonia, který slouží ke kvantifikaci efektů horké jaderné hmoty, k níž tato práce směřovala.
Literatura

- MCNULTY WALSH, K., P. GENZER. 'Perfect Liquid' Quark-Gluon Plasma is the Most Vortical Fluid. [online][03.07.2018]. Dostupné z: https://www.bnl. gov/newsroom/news.php?a=112068
- [2] ADAMCZYK, L., J. K. ADKINS, G. AGAKISHIEV, et al. Global Λ hyperon polarization in nuclear collisions. *Nature*. 2017, 548(7665), 62-65.
- [3] MUKHI, Sunil. String theory: the first 25 years. Classical and Quantum Gravity. 2011, 28(15), 153001-.
- [4] MARTIN, B. R. Nuclear and particle physics: [an introduction]. Hoboken, NJ: John Wiley, c2006.
- [5] SCHECHTER, J. a J. W. F. VALLE. Neutrino masses in $SU(2) \otimes U(1)$ theories. *Physical Review D.* 1980, 22(9), 2227-2235.
- [6] HIGGS, Peter W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys-ical Review Letters*. 1964, 13(16), 508-509.
- [7] AAD, G., T. ABAJYAN, B. ABBOTT, 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, 716(1), 1-29.
- [8] CHATRCHYAN, S., V. KHACHATRYAN, A.M. SIRUNYAN, et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B.* 2012, 716(1), 30-61.
- [9] VOGT, Ramona. Ultrarelativistic heavy-ion collisions. London: Elsevier, c2007.
- [10] FAIR. Physics with Antiprotons The properties of the Strong Force. [online] [24.04.2018]. Dostupné z: http://www.fair-center.eu/public/ what-happens-at-fair/basic-science/physics-with-antiprotons.html
- [11] BETHKE, Siegfried. The 2009 world average of α_s . The European Physical Journal C. 2009, 64(4), 689-703.
- [12] By MissMJ Own work by uploader, PBS NOVA [1], Fermilab, Office of Science, United States Department of Energy, Particle Data Group, Public Domain, https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=4286964

- [13] WONG, Cheuk-Yin. Introduction to high-energy heavy-ion collisions. River Edge, NJ: World Scientific, c1994. ISBN 9810202644.
- [14] STOLL, Ivan. Mechanika. Vyd. 3. V Praze: Ceské vysoké učení technické, 2010. ISBN 978-80-0104-554-1.
- [15] Alberica Toia. Participants and spectators at the heavy-ion fireball. CERN Courier. [online] [12.03.2018]. Dostupné z: http://cerncourier.com/cws/ article/cern/53089
- [16] KLIEMANT, Michael, Raghunath SAHOO, Tim SCHUSTER a Reinhard STOCK. Global Properties of Nucleus–Nucleus Collisions. SARKAR, Sourav, Helmut SATZ a Bikash SINHA, ed. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010, 2009-10-30, s. 23-103. *Lecture Notes in Physics*.
- [17] MARTIN, B. R. a G. SHAW. Particle physics. 3rd ed. New York: Wiley, c2008. ISBN 978-0-470-03293-0.
- [18] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016)
- [19] AUBERT, J. J., U. BECKER, P. J. BIGGS, et al. Experimental Observation of a Heavy Particle J. *Physical Review Letters*. 1974, 33(23), 1404-1406.
- [20] AUGUSTIN, J. -E., A. M. BOYARSKI, M. BREIDENBACH, et al. Discovery of a Narrow Resonance in e⁺e⁻ Annihilation. *Physical Review Letters*. 1974, 33(23), 1406-1408.
- [21] HERB, S. W., D. C. HOM, L. M. LEDERMAN, et al. Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions. *Physical Review Letters*. 1977, 39(5), 252-255.
- [22] BEDJIDIAN, M., et al.. Hard probes in heavy ion collisions at the LHC: heavy flavour physics. [online] [14.03.2018]. Dostupné z: https://arxiv.org/abs/ hep-ph/0311048v1
- [23] CHODOS, A., R. L. JAFFE, K. JOHNSON, C. B. THORN a V. F. WEISSKOPF. New extended model of hadrons. *Physical Review D*. 1974, 9(12), 3471-3495
- [24] DETAR, C E a J F DONOGHUE. Bag Models of Hadrons. Annual Review of Nuclear and Particle Science. 1983, 33(1), 235-264
- [25] SATZ, Helmut. The Thermodynamics of Quarks and Gluons. SARKAR, Sourav, Helmut SATZ a Bikash SINHA, ed. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010, 2009-10-30, s. 1-21. *Lecture Notes in Physics*.
- [26] CHENG, M., N. H. CHRIST, S. DATTA, et al. Transition temperature in QCD. *Physical Review D.* 2006, 74(5).

- [27] CHENG, M., N. H. CHRIST, S. DATTA, et al. QCD equation of state with almost physical quark masses. *Physical Review D*. 2008, 77(1).
- [28] ALFORD, Mark, Pooja JOTWANI, Chris KOUVARIS, Joydip KUNDU a Krishna RAJAGOPAL. Astrophysical implications of gapless color-flavor locked quark matter: A hot water bottle for aging neutron stars. *Physical Review D*. 2005, 71(11).
- [29] YANG, Chi. The STAR beam energy scan phase II physics and upgrades. Nuclear Physics A. 2017, 967, 800-803.
- [30] S. Bushwick. How low can RHIC go? [online] [12.03.2018]. Dostupné z: https: //www.bnl.gov/rhic/news2/news.asp?a=1870&t=today.
- [31] MILLER, Michael L., Klaus REYGERS, Stephen J. SANDERS a Peter STEINBERG. Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions. Annual Review of Nuclear and Particle Science. 2007, 57(1), 205-243
- [32] VERES, Gábor I. Overview of results on jets from the CMS Collaboration. Nuclear Physics A. 2013, 904-905, 146c-153c.
- [33] ADAMS, J., C. ADLER, M. M. AGGARWAL, et al. Evidence from d + A u Measurements for Final-State Suppression of High- p T Hadrons in A u + A u Collisions at RHIC. *Physical Review Letters*. 2003, 91(7).
- [34] CASALDERREY-SOLANA, Jorge, José Guilherme MILHANO a Urs Achim WIEDEMANN. Jet quenching via jet collimation. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 2011, 38(3), 035006-
- [35] BJORKEN, J. D. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Physical Review D*. 1983, 27(1), 140-151
- [36] SNELLINGS, Raimond. Elliptic flow: a brief review. New Journal of Physics. 2011, 13(5), 055008-
- [37] ADLER, C., Z. AHAMMED, C. ALLGOWER, et al. Identified Particle Elliptic Flow in A u + A u Collisions at s NN = 130 GeV. *Physical Review Letters*. 2001, 87(18).
- [38] MATSUI, T. a H. SATZ. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation. *Physics Letters B.* 1986, 178(4), 416-422.
- [39] Tobey Dorsey. Formation of Quark Gluon Plasma at RHIC KEK workshop, hadron and QCD, KEK, Feb. 28, 2006. [online] [20.03.2018]. Dostupné z: http: //slideplayer.com/slide/8827445/
- [40] BHADURI, P. P., P. HEGDE, H. SATZ a P. TRIBEDY. An Introduction to the Spectral Analysis of the QGP. SARKAR, Sourav, Helmut SATZ a Bikash SINHA, ed. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010, 2009-10-30, s. 179-197. *Lecture Notes in Physics*.

- [41] ESKOLA, K.J, H PAUKKUNEN a C.A SALGADO. EPS09 A new generation of NLO and LO nuclear parton distribution functions. *Journal of High Energy Physics*. 2009, 2009(04), 065-065.
- [42] HONKANEN, H., M. STRIKMAN a V. GUZEY. Modeling nuclear parton distribution functions. [online] [21.03.2018]. Dostupné z: https://arxiv.org/ abs/1310.5879
- [43] KOPELIOVICH, B. Z., J. NEMCHIK, A. SCHÄFER a A. V. TARASOV. Cronin Effect in Hadron Production Off Nuclei. *Physical Review Letters*. 2002, 88(23).
- [44] BERINGER, J., J. -F. ARGUIN, R. M. BARNETT, et al. Review of Particle Physics. Physical Review D. 2012, 86(1).
- [45] HARRISON, M., T. LUDLAM a S. OZAKI. RHIC project overview. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003, 499(2-3), 235-244.
- [46] ROSER, Thomas. RHIC OPERATIONAL STATUS^{*}. 2003 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC), Knoxville, TN, May 16-20, 2005. Piscataway, N.J: IEEE Service Center, 2005.
- [47] PIKIN, A, J G ALESSI, E N BEEBE, et al. RHIC EBIS: basics of design and status of commissioning. *Journal of Instrumentation*. 2010, 5(09), C09003-C09003.
- [48] BNL webpage. Electron Beam Ion Source. [online] [02.06.2018]. Dostupné z: https://www.bnl.gov/rhic/ebis.asp
- [49] DPHEP Project webpage. [online] [02.06.2018]. Dostupné z: https://hep-project-dphep-portal.web.cern.ch/sites/ hep-project-dphep-portal.web.cern.ch/files/rhic-map.png
- [50] BERGSMA, F., C.O. BLYTH, R.L. BROWN, et al. The STAR detector magnet subsystem. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003, 499(2-3), 633-639.
- [51] Drupal webpage. STAR, BNL. [online] [02.06.2018]. https://drupal.star. bnl.gov/STAR/book/export/html/7410
- [52] HUANG, T.C., R. MA, B. HUANG, et al. Muon identification with Muon Telescope Detector at the STAR experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016, 833, 88-93.
- [53] ANDERSON, M., J. BERKOVITZ, W. BETTS, 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, 499(2-3), 659-678.

- [54] BICHSEL, Hans. A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2006, 562(1), 154-197.
- [55] B. Bonner, et al. A single Time-of-Flight tray based on multigap resistive plate chambers for the STAR experiment at RHIC, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. vol. 508, no. 1, pp. 181–184, 2003.
- [56] Y. Sun, et al. New prototype multi-gap resistive plate chambers with long strips. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. vol. 593, no. 3, pp. 307–313, 2008
- [57] ADAMS, J., M.M. AGGARWAL, Z. AHAMMED, et al. Pion, kaon, proton and anti-proton transverse momentum distributions from p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Physics Letters B. 2005, 616(1-2), 8-16.
- [58] BEDDO, M., E. BIELICK, T. FORNEK, et al. The STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003, 499(2-3), 725-739.
- [59] WANG, Ρ. (for the STAR collaboration). Υ measurements in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ =200 GeV with the STAR experiment. Quark Matter 2018, Venezia [online][08.06.2018]. Dostupné \mathbf{z} : https://indico.cern.ch/event/656452/contributions/2870011/ attachments/1649058/2636575/Upsilon_draft_QM2018v13.pdf
- [60] KROUPPA, Brandon, Alexander ROTHKOPF a Michael STRICKLAND. Bottomonium suppression using a lattice QCD vetted potential. *Physical Review* D. 2018, 97(1).
- [61] DU, X., M. HE a R. RAPP. Color screening and regeneration of bottomonia in high-energy heavy-ion collisions. *Physical Review C*. 2017, 96(5).
- [62] ROOT, Data Analysis Framework, https://root.cern.ch/
- [63] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* 98, 030001 (2018).