

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky  
Obor: Jaderné inženýrství  
Zaměření: Experimentální jaderná fyzika



## Bakalářská práce

**Těžké kvarky jako sonda pro studium kvark-gluonového  
plazmatu**

**Heavy quarks as a probe of quark-gluon plasma**

Autor: Filip Mohyla  
Vedoucí práce: Doc.RNDr Vojtěch Petráček, CSc.  
Rok: 2009

Zde bude oficiální zadání práce s podpisem děkana

## **Prohlášení**

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

Nemám závažný důvod proti užití 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 .....

.....  
podpis

## **Poděkování**

Děkuji Doc.RNDr. Vojtěchu Petráčkovi, CSc. za vedení mé bakalářské práce a své matce za podporu při studiu.

Filip Mohyla

*Název práce:*

**Těžké kvarky jako sonda pro studium kvark-gluonového plazmatu**

*Autor:* Filip Mohyla

*Obor:* Jaderné inženýrství

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* Doc.RNDr Vojtěch Petráček, CSc., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

*Konzultant:* \_\_\_\_\_

*Abstrakt:* Cílem práce je seznámení studenta s problematikou studia dekonfinované fáze jaderné hmoty vznikající při ultra-relativistických srážkách těžkých jader nazývané též kvark-gluonové plazma a o možnostech využití těžkých kvarků (c,b) při jejím studiu. Student získá přehled o současném stavu poznání této oblasti a seznámí se s možnostmi detektoru ALICE budovaného na urychlovači LHC pro studium jaderných srážek. Student se seznámí se simulací detektoru a technikou zpracování dat. Tím bude připraven pro budoucí analýzu dat z experimentu ALICE.

*Klíčová slova:* Těžké kvarky, kvark-gluonové plazma, ALICE

*Title:*

**Heavy quarks as a probe of quark-gluon plasma**

*Author:* Filip Mohyla

*Abstract:* The aim of the thesis is to introduce a student to the range of problems relating to study of the deconfined phase of nuclear matter (also called quark-gluon plasma) which is created in ultra-relativistic collisions of heavy nuclei and to introduce the possibilities of utilisation of heavy quarks (c, b) in studying it. The student will obtain summary of the current state of knowledge in this area and will familiarise himself with the capabilities of the ALICE detector which is being built on the LHC accelerator (designated for study of nuclear collisions). The student will acquaint himself with simulation of the detector and the data processing techniques. He shall be thus prepared for future analysis of the data from the ALICE experiment.

*Key words:* Heavy quarks, quark-gluon plasma, ALICE

# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>1</b>
<b>1 Srážky těžkých iontů</b>	<b>2</b>
1.1 Úvod	2
1.2 Zformování kvark-gluonového plazmatu	3
1.3 Vývoj QGP	5
1.4 Fázové přechody QGP	7
1.5 Chemické a kinetické vymrznutí	7
1.6 Pozorovatelné	9
1.6.1 Tok	9
1.6.2 Jaderný modifikační faktor	10
<b>2 Těžké kvarky</b>	<b>12</b>
2.1 Úvod	12
2.1.1 Vlastnosti	12
2.1.2 Těžké kvarky v hadronech	12
2.2 Těžké kvarky ve vysokoenergetických srážkách	13
2.2.1 Produkce těžkých kvarků	13
2.2.2 Otevřené těžké vůně	14
2.2.3 Skryté těžké vůně	16
<b>3 ALICE</b>	<b>20</b>
3.1 Úvod	20
3.2 Uspořádání experimentu	21
3.2.1 ITS	21
3.2.2 TPC	22
3.2.3 TRD	22
3.2.4 TOF	22
3.2.5 HMPID	23
3.2.6 PHOS	23
3.2.7 EMCal	23
3.2.8 ACORDE	23
3.2.9 ZDC	24
3.2.10 PMD	24
3.2.11 FMD	24
3.2.12 V0 a T0	24

3.2.13	Mionový spektrometr . . . . .	24
3.3	Generování a zpracování dat . . . . .	24
3.3.1	Generátory srážek . . . . .	25
3.3.2	Simulace odezvy detektoru . . . . .	25
3.3.3	Zpracování dat . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Těžké kvarky v experimentu ALICE</b>	<b>26</b>
4.1	Otevřené těžké vůně . . . . .	26
4.1.1	Dostupný rozsah Bjorkenovského $x$ . . . . .	26
4.1.2	Produkce těžkých vůní . . . . .	27
4.1.3	Kvalita detekce . . . . .	27
4.2	Detekce půvabu . . . . .	28
4.2.1	Rekonstrukce půvabu v $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ kanálu . . . . .	29
4.2.2	Rekonstrukce půvabu v $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ kanálu . . . . .	31
4.2.3	Rekonstrukce půvabu v $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ kanálu . . . . .	32
4.3	Detekce krásy . . . . .	33
4.3.1	Detekce krásy v semi-elektronovém rozpadovém kanálu . . . . .	33
4.3.2	Detekce krásy pomocí semi-mionových rozpadových kanálů . . . . .	35
4.4	Perspektiva pro měření $R_{AA}$ . . . . .	36
4.5	Skryté těžké vůně . . . . .	38
4.5.1	Detekce kvarkonií v dimionovém kanále . . . . .	39
4.5.2	Detekce kvarkonií v dielektronové kanále pro Pb-Pb srážky . . . . .	40
	<b>Shrnutí a závěr</b>	<b>42</b>
	<b>Literatura</b>	<b>45</b>

# Úvod

Tato bakalářská práce se zabývá studiem kvark-gluonového plazmatu za pomoci těžkých kvarků. Klade si za cíl poskytnout ucelený přehled jevů souvisejících s vývojem těžkých kvarků v prostředí jaderných srážek od jejich vzniku až po hadronizaci. Také by měla poskytnout přehled o hlavních výhodách studia kvark-gluonového plazmatu pomocí těžkých kvarků a představit experiment ALICE budovaný na urychlovači LHC. Cílem je také prezentovat metody použité k analýze dat v tomto experimentu a seznámit čtenáře s výsledky simulací detekce těžkých vůní.

Práce je členěna do čtyř kapitol. První kapitola se zabývá teoretickým popisem srážek těžkých iontů a popisem vývoje kvark-gluonového plazmatu, přičemž se zaměřuje na pojmy nutné k pochopení jeho vlivu na pozorovatelné v experimentech. Druhá kapitola se snaží poskytnout přehled problematiky výzkumu kvark-gluonového plazmatu pomocí těžkých kvarků. Jsou zde diskutovány a prezentovány poslední experimentální výsledky spolu s nutnými kroky pro budoucí výzkum. Třetí kapitola se zabývá experimentem ALICE, jsou zde shrnuty základní vlastnosti detektorů se zběžným popisem jejich úloh v experimentu, také je zde shrnuta problematika obecného generování a zpracování dat. Poslední, čtvrtá kapitola, se zaměřuje na techniky simulace, detekce a rekonstrukce těžkých vůní pomocí detektoru ALICE v různých rozpadových kanálech. Jsou zde také prezentovány předpokládané výsledky sběru dat jak pro otevřené, tak i skryté těžké vůně.



# Kapitola 1

## Srážky těžkých iontů

### 1.1 Úvod

Výzkum silně interagující hmoty vzniklé při ultrarelativistické srážce těžkých jader představuje jeden z hlavních úkolů moderní částicové fyziky. Pochopením mechanismů tvorby a vývoje této hmoty získáme neocenitelné informace o prvních stádiích vývoje vesmíru.

Při nízkých energiích jsou nukleony tvořeny třemi valenčními kvarky, neustále interagujícími pomocí výměny gluonů. Tyto kvarky jsou v nukleonech vázány asymptoticky volnou vazbou, což znamená, že na malých vzdálenostech se chovají jako volné, ale při rostoucí vzdálenosti přitažlivá síla roste nade všechny meze. S tím také souvisí hypotéza uvěznění kvarků, podle níž kvarky nemohou existovat jako volné částice. Asymptotická volnost implikuje, že při vysokých energiích se kvarky v nukleonech chovají jako takřka volné částice. Závislost vazebné síly na energii je vyjádřena pomocí tzv. běžící vazebné konstanty  $\alpha_s$ . V horké a husté hmotě při dostatečně velké teplotě nebo chemickém potenciálu se tedy očekává, že nukleony budou rozpuštěné v kvark-gluonovém plazmatu.

Abychom mohli v laboratoři vytvořit vysoce hustou a horkou hmotu, musíme být schopni deponovat velké množství energie do malé prostorové oblasti. Moderní experimentální fyzika proto používá dvě experimentální uspořádání, buďto se ostřeluje pevný terčik urychlenými částicemi, nebo se sráží urychlené vstřícné svazky částic. Pokud uvažujeme srážky stejných částic s hmotností  $m$ , je dostupná energie pro tvorbu částic  $E_{\text{avail}} = E_{\text{cm}} - 2mc^2$ , kde  $E_{\text{cm}}$  je těžišťová energie srážejících se částic. Pro terčikové experimenty platí

$$E_{\text{cm}} = \sqrt{2(\gamma + 1)mc^2}$$

a pro experimenty se vstřícnými svazky platí

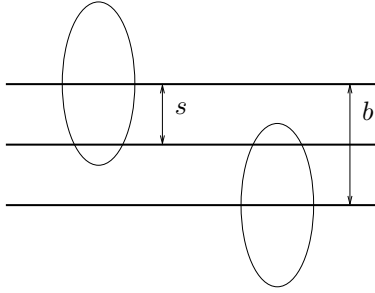
$$E_{\text{cm}} = 2\gamma mc^2 = 2E$$

kde  $E$  je energie urychlené částice,  $\gamma$  je relativistický faktor a mimo jiné platí  $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ . Tedy je vidět, že z hlediska zvyšování energie je výhodnější experiment se vstřícnými svazky. Pro tyto experimenty se používají srážky částic, částic s jádry a jader s jádry<sup>1</sup>.

Kromě dostupné energie závisí vlastnosti systému vytvořeného v jádro-jaderných srážkách také na počtu srážejících se nukleonů, čím více centrální srážka je, tím více nukleonů spolu interaguje. K popisu srážkové centrality se používají různé proměnné jako počet účastníků se

---

<sup>1</sup>V celé této kapitole budeme dále předpokládat jádro-jaderné srážky.



Obrázek 1.1: Schéma jádro jaderné srážky v těžišťové soustavě.

nukleonů  $N_{\text{part}}$  a počet srážek  $N_{\text{col}}$ . Obě veličiny jsou vyjádřeny pomocí dopadového parametru  $b$ , který je definován jako vzdálenost těžišť srážejících se jader.  $b$  ale není přímo měřitelnou veličinou a určuje se za pomoci  $N_{\text{part}}$  a Glauberova modelu vícenásobných srážek. Glauberův model je geometrický model založený na předpokladu konstantního účinného průřezu  $\sigma_{\text{inel}}$  pro každou následující srážku mezi partony. Tedy s jeho použitím můžeme pro srážku dvou jader s hmotnostními čísly  $A$  a  $B$  odvodit

$$N_{\text{part}}(b) = \int d^2s \left[ T_A(s) (1 - \exp[-\sigma_{\text{inel}} T_B(|\mathbf{b} - \mathbf{s}|)]) + T_B(|\mathbf{b} - \mathbf{s}|) (1 - \exp[-\sigma_{\text{inel}} T_A(s)]) \right] \quad (1.1)$$

kde  $T_A(b)$  se nazývá funkce jaderné tloušťky a  $\mathbf{s}$  je vzdálenost mezi těžištěm jednoho jádra a bodem uvnitř jádra druhého, viz obrázek 1.1 Funkce jaderné tloušťky je dána

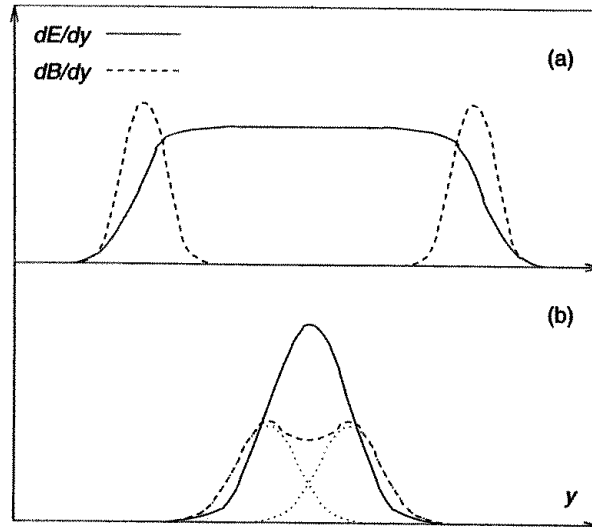
$$T_A(b) = \int dz \rho_A(b, z)$$

kde  $\rho_A(b, z)$  je jaderná hustota, kterou lze pro případ těžkých jader dobře aproximovat Woods-Saxonovou parametrizací. Z rovnice (1.1) pak můžeme vypočítat  $b$ . Samotné  $N_{\text{col}}$  určíme pomocí multiplicity a příčné energie  $E_T$  částic ve srážce, tyto jsou totiž přímo úměrné  $N_{\text{col}}$ . Nukleony, které se srážky neúčastní, se nazývají diváci. Jejich velký podíl při okrajových srážkách může nepříznivě ovlivnit měřená data.

Ve srážejícím se systému zavádíme souřadný systém tak, že jeho počátek položíme do těžiště tohoto systému, svazek pak určuje osu  $z$  a osa  $x$  míří ve směru dopadového parametru  $b$ , tím je tedy zafixována i osa  $y$ . Rovina  $xz$  se nazývá reakční a rovina  $xy$  příčná. Jejich význam bude jasný v dalších kapitolách, nyní můžeme například uvést, že pro srážky stejných jader, je vzniklý systém symetrický vůči reakční rovině.

## 1.2 Zformování kvark-gluonového plazmatu

Energie srážejících se jader se rozptýlí do objemu jaderné hmoty zúčastněné v reakci. V této vysoce energeticky excitované oblasti přejdou vázané kvarky a gluony do stavu volných kvarků a gluonů zvaného kvark-gluonové plazma (QGP, Quark-Gluon Plasma). Pro QGP jsou možné dva krajní případy:



Obrázek 1.2: Rozdělení energie (plná čára) a baryonového čísla (přerušovaná čára) v rapiditě pro případ transparentní reakce (a) a plného zastavení (b). Převzato z [18].

- při nižších energiích dojde k zastavení obou jader v reakční oblasti a vytvoření QGP bohatého na baryony,
- při vysokých energiích, 100 – 200 GeV na nukleonový pár v těžištové soustavě, jsou srážející se jádra navzájem transparentní a jaderné fragmenty budou mimo interakční zónu, vznikne tedy bezbaryonové QGP, podobné tomu, které existovalo přibližně 10  $\mu$ s po velkém třesku.

Oba scénáře jsou znázorněny na obrázku 1.2. Scénář úplného zastavení navrhnul Landau a scénář transparence Bjorken. Při druhém zmiňovaném vznikne v rapiditě ploška excitovaného vakua s hustotou energie přesahující  $1 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ . Tato ploška indikuje jistou saturaci deponované energie a její výška a šířka závisí na těžištové energii srážejících se jader a na jejich atomovém hmotnostním čísle. Blízko rapidit srážejících se jader jsou vysoce excitované fragmentační oblasti bohaté na baryony.

V prvních okamžicích po srážce probíhají hluboce nepružné procesy (přenos vysokých energií a hybností) a posléze dochází, jak se předpokládá, k nastolení lokální tepelné rovnováhy (tzv. termalizaci). Teoretický popis procesů vedoucích k této rovnováze je velmi složitý a stále se na něm pracuje.

Je důležité rozlišovat mezi tepelnou a chemickou rovnováhou. Tepelná rovnováha je docílena elastickými srážkami, které rozdělí energii mezi různé částice. Charakteristickou časovou škálou pro tyto procesy označme  $\tau_{\text{th}}^2$ . Chemická rovnováha naproti tomu vyžaduje procesy měnící počty částic, a proto probíhá mnohem pomaleji. Nejdříve se ustanoví relativní chemická rovnováha, kterou řídí reakce rozdělující již existující částice mezi různé oblasti excitované hmoty. Časovou škálou těchto reakcí označme  $\tau_{\text{chem}}^{\text{rel}}$ . Nejdéle trvá ustanovení absolutní chemické rovnováhy, která je spojena s tvorbou nových částic z dostupné energie. Časovou škálou

<sup>2</sup>Pro  $\tau_{\text{th}}$  se předpokládají časy 0,25–1 fm/c, přičemž hodnota klesá s rostoucí energií srážky.

označme  $\tau_{\text{chem}}^{\text{abs}}$ . Absolutní chemickou rovnováhu ale předpokládat nemůžeme, dokonce se má zato, že k ní v laboratorních podmínkách ani nedojde.

### 1.3 Vývoj QGP

Pokud tedy dojde aspoň k lokální tepelné rovnováze, můžeme systém popsat pomocí relativistické hydrodynamiky. To je výhodné proto, že tento popis je jednoduchý, obecný a nemusí pro něj být splněny žádné další předpoklady. Jednoduchost spočívá konkrétně v tom, že všechny informace o systému jsou obsaženy v jeho termodynamických vlastnostech, tj. v jeho stavové rovnici bez ohledu na povahu probíhajících procesů. Podmínkou lokální tepelné rovnováhy je mnohem menší střední volná dráha částic mezi kolizemi, než jsou charakteristické rozměry systému.

V hydrodynamice pro ideální kapalinu mají rovnice zachování následující tvar

$$\partial_{\mu} T^{\mu\nu} = 0 \quad \partial_{\mu} (n u^{\mu}) = 0$$

kde složky 4-vektoru  $n u^{\mu}$  jsou:  $n u^0$  baryonová hustota,  $n u$  baryonový tok a  $T^{\mu\nu}$  je tensor energie a hybnosti pro libovolnou rychlost kapaliny daný rovnicí

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + P) u^{\mu} u^{\nu} - P g^{\mu\nu}$$

kde  $g^{\mu\nu}$  je Minkovského metrický tenzor,  $P$  tlak a  $\epsilon$  hustota energie.

Počáteční podmínky jsou zafixovány v čase  $\tau_0$  rovnému času termalizace  $\tau_{\text{th}}$ . Pokud je doba  $\tau_{\text{th}}$  dostatečně krátká, jsou příčné složky rychlosti kapaliny nulové. Důvodem pro to je, že parton-partonové srážky, které produkují částice, probíhají na velmi krátkých příčných vzdálenostech. Tyto srážky produkují částice s izotropickým úhlovým rozdělením v příčné rovině, což implikuje, že neexistuje preferovaný směr a příčná hybnost zprůměrovaná přes element kapaliny vymizí. Pokud tedy neexistuje žádný počáteční příčný pohyb a pokud ho uvidíme v datech znamená to, že se mezitím stalo něco hydrodynamického. To je důvodem, proč jsou nejjasnější experimentální znaky hydrodynamického chování ty, které souvisí s příčným tokem.

Podívejme se nyní, co se děje se systémem v podélném směru. Nejdříve si zavedeme nový souřadný systém

$$t = \tau \cosh \eta$$

$$z = \tau \sinh \eta$$

$$v_z = \tanh Y$$

kde  $\tau$  je vlastní čas,  $\eta$  časoprostorová rapidita a  $Y$  rapidita kapaliny. Bjorkenovský předpoklad implikuje „plošku“ v rapiditě (viz. sekce 1.1), což znamená, že podélný pohyb je uniformní, tedy všechny částice v daném  $z$  mají rychlost  $v_z = \frac{z}{t}$  a  $\eta = Y$ . Pokud není tento předpoklad splněn, nemá spektrum v rapiditě plošku a podélná rychlost už není konstantní, i tak ale platí, že rapidita kapaliny je úměrná počáteční rapiditě, dochází tedy k podélnému urychlení. Dle výpočtů způsobí toto urychlení při LHC (Large Hadron Collider) energiích nárůst šířky rapidity menší než 9%. Tedy Bjorkenův předpoklad můžeme považovat za dobrou aproximaci.

Pokud zanedbáme podélné urychlení a pokud budeme předpokládat, že příčné složky hybnosti a jejich derivace jsou zanedbatelné, pak můžeme odvodit, že celková energie ve

spolu se pohybující souřadné soustavě elementu kapaliny se nezachovává. Tomuto jevu se říká podélné chlazení a i když pro něj nejsou experimentální důkazy, je jednoznačně preferovaný teoreticky, protože modely produkce částic založené na poruchové kvantové chromodynamice (QCD, Quantum Chromodynamics) dávají počáteční energii mnohem větší než je konečná energie a potřebují tedy následné podélné chlazení, aby souhlasily s daty. Pokud jsou částice produkovány s  $v_z = \frac{z}{t}$ , tedy v Bjorkenově scénáři, je podélný tlak v rovině  $z = 0$  nulový a nenulový může vzniknout jen důsledkem procesů termalizace.

Zaměřme se nyní na příčnou expanzi. Počáteční příčná rychlost kapaliny je nulová, ale zrychlení obecně nulové není a i když potřebuje termalizace jistý čas, je rozumné předpokládat, že příčná expanze začne ihned po srážce, protože není ničím brzděna a probíhá volně do vakua. Příčná expanze je větší podél menšího rozměru, protože v tomto směru je větší gradient tlaku (dle zavedení souřadnic tedy podle osy  $x$ ). To odpovídá členu  $\cos 2\phi$  ve Fourierově rozvoji úhlového rozdělení částic. Koeficient u tohoto členu nazýváme eliptický tok, viz sekce 1.6. Pozorovaná závislost eliptického toku na příčné hybnosti a typu částice je považována za silný důkaz hydrodynamického chování v jádro-jaderných srážkách.

Předpokládejme nyní Gaussovské rozdělení hustoty entropie v  $\tau_0$ , dané rovnicí

$$s(x, y, \eta_s) \propto \exp \left[ -\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{\eta_s^2}{2\sigma_\eta^2} \right]$$

kde  $\sigma_x$  a  $\sigma_y$  jsou směrodatné odchylky příčného rozdělení. Typický čas, kdy se příčná expanze stává důležitou, je, z rozměrových důvodů,  $\frac{\sigma_x}{c_s}$  nebo  $\frac{\sigma_y}{c_s}$ , kde  $c_s$  je rychlost zvuku definovaná jako

$$c_s = \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \epsilon}}.$$

Při diskusi o podélném chlazení jsme zanedbali příčnou expanzi. Pokud by tato neexistovala, chladil by se systém do nekonečna a žádná energie by v centrální rapiditě nezůstala. Abychom vyšetřili závislost podélného chlazení a příčné expanze, zavedeme škálovací proměnnou

$$R \equiv \left( \frac{1}{\sigma_x^2} + \frac{1}{\sigma_y^2} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Za dobrou aproximaci vývoje systému můžeme považovat scénář, kdy podélné chlazení probíhá do  $t = \frac{R}{c_s}$  a v čase  $t > \frac{R}{c_s}$  je už energie konstantní a důležitou se stává příčná expanze. Tedy příčná expanze efektivně působí jako stopka pro podélné chlazení.

Důležitou vlastností hydrodynamických modelů je fakt, že rozdělení hybností výchozích částic závisí na stavové rovnici. Příčná energie na částici tedy odráží termodynamický stav systému v čase  $t \approx R/c_s$ . Jelikož energie na částici škáluje s teplotou, dává přímou informaci o teplotě v čase  $t \approx R/c_s$ . Hustota entropie je v tomto čase úměrná hustotě částic.

Je jasné, že popis srážek pomocí hydrodynamiky pro ideální kapalinu je přinejlepším aproximace a že existují značné korekce k této představě. Proto se v poslední době pracuje na popisu média pomocí viskózní hydrodynamiky. Cílem viskózní hydrodynamiky je poskytnout přesnější popis těžkojaderných srážek zahrnutím korekcí prvního řádu v gradientech ideálních veličin. Předpokládá se, že viskózní korekce jsou na RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) nejméně v řádu desítek procent.

Jak jsme si demonstrovali výše, QGP se během svého vývoje prudce ochlazuje a když její teplota klesne pod kritickou teplotu  $T_c$ , dojde k přechodu od QGP k hadronovému plynu.

Přechod mezi kapalinou a volnými částicemi nemůže být popsán samotnou mechanikou tekutin. Pokud ale hydrodynamika platí v převážné části expanze, můžeme předpokládat, že pozdní etapy expanze výrazně neovlivní podstatné vlastnosti rozdělení hybností.

## 1.4 Fázové přechody QGP

K výpočtům a teoretickému popisu přechodů mezi hadronovou hmotou a QGP se používají různé techniky kvantové chromodynamiky. Pro vysoké hodnoty teploty  $T$  a/nebo baryochemického potenciálu  $\mu_B$  dominuje termodynamice QCD dynamika na krátkých vzdálenostech a díky asymptotické volnosti může být teorie řešena analyticky. Pro hodnoty  $T$  a  $\mu_B$  řádu  $\sim 1 \text{ fm}^{-1}$  se musí použít výpočty na diskretní časoprostorové mříži (lQCD, lattice QCD). Bohužel, pro případ fixního  $\mu_B \neq 0$  zatím žádná metoda v limitě nekonečného objemu nekonverguje a musí být použito extrapolace z  $\mu_B = 0$ . Předpokládaná teplota přechodu od hadronové fáze k QGP se pohybuje od  $T_c \sim 150 \text{ MeV}$ , při nulové baryonové hustotě, k nulové teplotě při kritické baryonové hustotě  $\mu_c \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Důležitou otázkou je typ tohoto fázového přechodu. V závislosti na počtu kvarků a jejich hmotnostech může nastat několik případů:

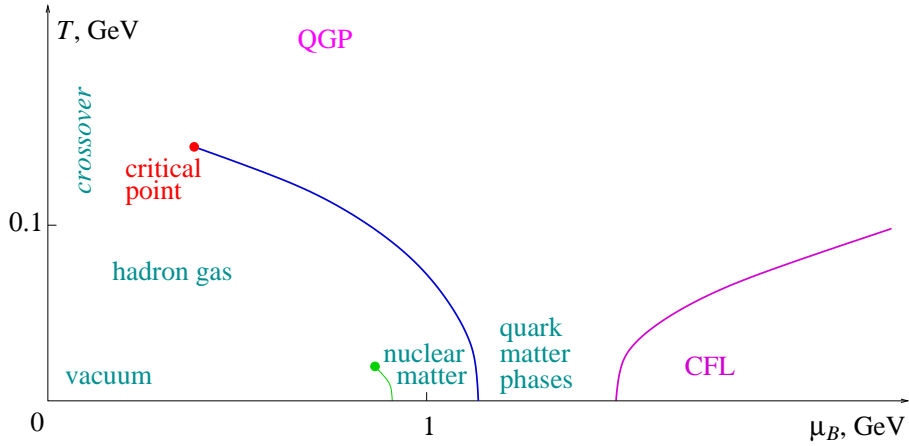
- Pro model se třemi nehmotnými kvarky se ukazuje (Pisarski-Wilczek argument), že fázový přechod nemůže být druhého druhu a musí být druhu prvního. V tomto případě existuje QGP ve stavu obnovené chirální symetrie<sup>3</sup>.
- Pro dva nehmotné kvarky může být přechod jak prvního, tak druhého druhu, v závislosti na hmotnosti  $s$  kvarku a/nebo hodnotě baryochemického potenciálu  $\mu_B$ . Bod na rozhraní obou fází, kde dochází ke změně druhu přechodu, se nazývá trikritický.
- Pokud položíme hmotnosti kvarků rovny jejich pozorovaným hmotnostem, nedojde již v QGP k nastolení přesné chirální symetrie a přechod mezi nízkou a vysokoteplotní fází QGP nemusí probíhat přes singularitu. Tedy předpokládaný fázový přechod druhého druhu bude ve fázovém diagramu nahrazen překřížením fází. Fázový diagram pro tento případ je na obrázku 1.3.

Teoreticky se jako nejpravděpodobnější jeví scénář překřížení (crossover). Hmota v blízkosti oblasti překřížení se nazývá silně vázaná QGP (sQGP) a je předmětem intenzivního výzkumu. Navíc pro asymptoticky velký baryochemický potenciál musí být QCD v tzv. color-flavor locked (CFL) stavu, ve kterém jsou si kvarky  $u$ ,  $d$  a  $s$  rovny a hmota  $s$  kvarku může být zanedbána. Tato oblast fázového diagramu je zatím experimentálně nepřístupná, ale předpokládá se, že má velmi bohatou fázovou strukturu. Pro detailnější rozbor problematiky týkající se fázových přechodů viz například [1].

## 1.5 Chemické a kinetické vymrznutí

Během vývoje QGP existují kromě výše diskutovaných ještě další důležité okamžiky, a to když se přestane měnit relativní zastoupení částic a když se přestanou měnit hybnosti částic. První ze jmenovaných se nazývá chemické vymrznutí a druhý kinetické vymrznutí. Chemické vymrznutí nastává při teplotě  $T_{\text{chem}} \approx 160 \text{ MeV}$ , při níž ustanou nepružné srážky mezi částicemi,

<sup>3</sup>SU2 symetrie mezi lehkými kvarky  $u$  a  $d$ , která je spontánně narušena jejich rozdílnou hmotností.



Obrázek 1.3: Kvantitativní náčrt fázového diagramu QCD pro případ fyzikálních hmotností kvarků. Převzato z [1].

kteřé mohly měnit druhy hadronů. Nadále však probíhají srážky pružné, které ustanou až při teplotě kinetického vymrznutí  $T_{\text{kin}} \approx 130 \text{ MeV}$ . Tyto dvě teploty závisí na druhu částice, který označíme  $i$ , a platí pro ně

$$T_{\text{chem}}^{(i)} > T_{\text{kin}}^{(i)}.$$

Poslední experimentální data z RHIC naznačují, že  $T_{\text{kin}}$  závisí na velikosti dopadového parametru  $b$ , zatímco  $T_{\text{chem}}$  nikoliv. Teoreticky lze toto vysvětlit dvojím způsobem:

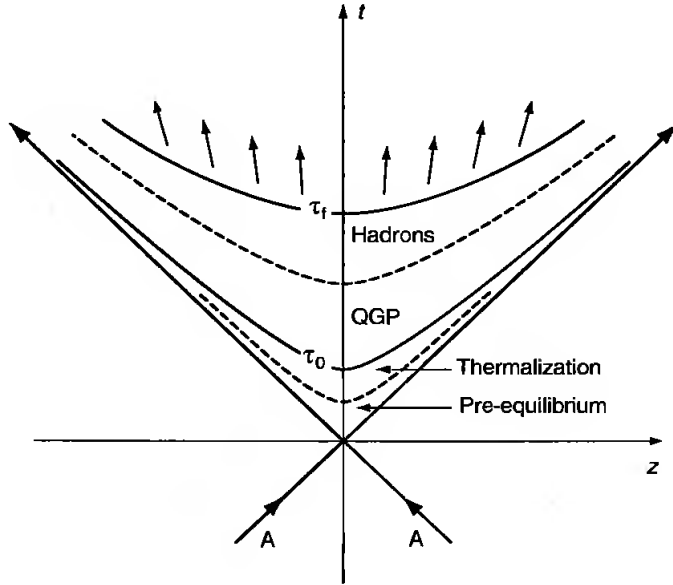
- buď je chemické vymrznutí kinetický proces v hadronové fázi podobný kinetickému vymrznutí a liší se jen kvůli odlišnému účinnému průřezu reakcí účastníků se těchto vymrznutí. V tomto případě by nezávislost na  $b$  byla vykoupena extrémně příkrou závislostí počtu nepružných srážek na teplotě ( $\sim T^n$  pro  $n > 20$ ), což by bylo možné jen v případě, že by v okamžiku chemického vymrznutí všem chemickým reakcím dominovaly srážky mnohem více než dvou částic.
- a nebo hadrony vznikají statisticky a jsou rozděleny mezi různé druhy částic podle principu maximální entropie, a tedy se jedná o principiálně odlišný jev. V tomto případě souvisí příkrost závislosti nepružných srážek na  $T$  s fázovým přechodem.

Pro podrobnější diskuzi tohoto problému viz [17].

Je důležité si uvědomit, že měřená hadronová spektra v závislosti na příčné hybnosti  $p_t^4$  odrážejí stav systému při teplotě  $T_{\text{kin}}$ , kdy je systém už relativně řídký a chladný. Avšak z detailnějšího studia vlastností těchto spekter můžeme dostat informace o dřívějším stavu média. Stejně tak měřené výtěžnosti či poměry různých částic odpovídají stavu systému při teplotě  $T_{\text{chem}}$ .

Celý vývoj QGP je zobrazen v časoprostorovém diagramu na obrázku 1.4 Jednotlivým teplotám odpovídají hyperboly inavriance  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ .

<sup>4</sup>Příčná hybnost je hybnost měřená v rovině  $xy$ .



Obrázek 1.4: Minkovského diagram vývoje jádro-jaderné srážky (AA). Převzato z [26].

## 1.6 Pozorovatelné

### 1.6.1 Tok

Analýza necentrálních jaderných srážek je nenahraditelný nástroj při studiu podstaty a vlastností hmoty vytvořené ve vysokoenergetických jaderných srážkách. Anizotropie v distribuci hybností částic vůči reakční rovině se běžně používají už několik desetiletí a anizotropní tok bude jeden z prvních výsledků těžkoiontového programu na LHC.

Hlavní zájem o anizotropní tok pramení z jeho citlivosti na vlastnosti systému v jeho ranných stádiích vývoje. Původ anizotropie v hybnostním rozdělení částic leží v počáteční asymetrii geometrie systému. Jelikož se prostorová asymetrie s časem rapidně zmenšuje, může se anizotropní tok vyvinout jen velmi brzy po srážce. Na základě toho můžeme soudit, že anizotropní tok musí být citlivý na interakce částic velmi brzy ve vývoji systému, což je informace obvykle dostupná jen prostřednictvím velmi slabě interagujících sond. V tomto smyslu je anizotropní tok jedinečná hadronová pozorovatelná poskytující přímé informace o poměrech v QGP.

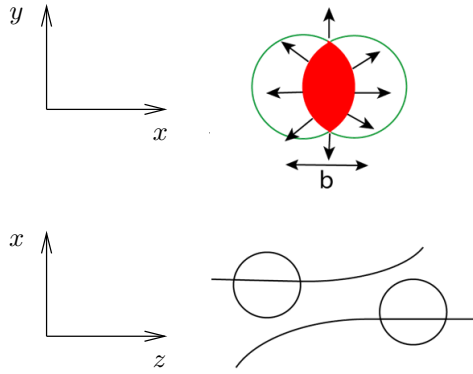
Pokud označíme úhel reakční roviny jako  $\Psi_{\text{RP}}^5$ , můžeme úhlové rozdělení částic vůči této rovině rozvést do Fourierovy řady

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2\nu_n \cos(n(\varphi - \Psi_{\text{RP}})) \right)$$

kde koeficienty  $\nu_n = \langle \cos[n(\varphi_i - \Psi_{\text{RP}})] \rangle$  slouží ke kvantitativní charakteristice anizotropie srážky a ostré závorky znamenají průměrování přes úhly v příčné rovině  $\varphi_i$  všech částic ve

<sup>5</sup>Úhel reakční roviny nemůže být přímo měřen a musí být odhadnut z úhlového rozdělení částic pro každou srážku zvlášť.





Obrázek 1.5: Diagram směrového (dole) a eliptického (nahore) toku. Převzato z [24].

všech srážkách. Tyto koeficienty jsou funkcí rapidity, příčné hybnosti a jsou označovány jako  $n$ -tý harmonický diferenciální tok. Integrálním tokem rozumíme hodnotu  $\nu_n$  zprůměrovanou přes příčnou hybnost a rapiditu. Tok  $\nu_1$  nazýváme směrový a tok  $\nu_2$  eliptický, viz obrázek 1.5.

Pro správnou interpretaci dat je důležité pochopit fluktuace anizotropního toku, ten může fluktuovat srážku od srážky a to dokonce i při stálém dopadovém parametru (jak velikostí tak směrem). Jedním z důležitých zdrojů těchto fluktuací jsou fluktuace v počáteční geometrii zdroje kvůli rozdílné povaze interakcí mezi složkami srážejících se jader. Účastníci jsou členové jader, kteří se podílí na primární interakci. Hlavní osa oblasti účastníků se může lišit od reakční roviny. Je velmi důležité rozlišovat hodnoty toků měřené v těchto dvou systémech, protože hodnoty měřené v systému reakční roviny budou vždy menší než hodnoty měřené v systému účastníků.

### 1.6.2 Jaderný modifikační faktor

Představa jaderné srážky jako superpozice jednotlivých nukleonových srážek implikuje binární škálování účinného průřezu pro tvrdé procesy. V centrálních jádro-jaderných srážkách bylo ale pozorováno potlačení částic s vysokou příčnou hybností, což může být vysvětleno jako důsledek ztráty energie kvůli tvrdým procesům při průchodu partonů skrz horké a husté médium. Jelikož při srážkách d+Au není utvořeno žádné takovéto médium a přesto dochází k narušení binárního škálování, musí se uplatňovat ještě jiné mechanismy než v případě jádro-jaderných srážek. První zmíněné se nazývají efekty konečného stavu (final state effects) a druhé zmíněné efekty počátečního stavu (initial state effects), nebo také efekty studené hmoty.

Efekty počátečního stavu jsou způsobeny tím, že se nukleon uvnitř jádra nechová jako volný. Chování tohoto nukleonu je ovlivněno převážně Croninovým efektem a modifikací partonových distribučních funkcí (PDF, Parton distribution functions)<sup>6</sup>. Croninův efekt je způsoben zvětšením počáteční příčné hybnosti partonu před samotnou tvrdou srážkou, což jak se věří, je způsobeno elastickými srážkami a k modifikaci PDF přispívá především gluonová saturace a jaderné stínění.

<sup>6</sup>Partonové distribuční funkce udávají pravděpodobnost získání partonu s částí protonové hybnosti  $x$ .

Efekty koncového stavu jsou způsobeny, jak už bylo řečeno, interakcí partonů s médiem vytvořeným při srážce. Tyto interakce způsobí ztrátu jejich energie prostřednictvím gluonové radiace a pružných srážek s jinými partony. Ztráta energie se projeví jednak na změně hybnostního spektra produkovaných částic, očekává se potlačení výtěžnosti mezonů při vysokých  $p_t$ , tak na výtěžnosti jednotlivých částic. Změna výtěžnosti je způsobena rekombinací pomalých částic v médiu prostřednictvím procesu strunové fragmentace a rekombinace.

Efekty jaderného prostředí na produkci hadronů jsou kvantifikovány pomocí jaderných modifikačních faktorů  $R_{AA}$  nebo  $R_{CP}$ .  $R_{AA}$  dává odchylku srážek A+A vzhledem k přeškálovaným (na počet binárních srážek  $\langle N_{\text{binary}} \rangle$ ) výtěžkům z nukleon-nukleonových srážek.

$$R_{AA} = \frac{\frac{d^2 N(A+A)}{dp_T dy}}{\langle N_{\text{binary}} \rangle \frac{d^2 N(p+p)}{dp_T dy}}$$

Kdyby pro jaderné srážky platilo binární škálování, byl by  $R_{AA} = 1$ .

$R_{CP}$  poskytuje podobné informace založené na relativní výtěžnosti centrálních (C) a necentrálních (P) srážek taktéž přeškálovaných na střední počet binárních srážek  $\langle N_{\text{binary}} \rangle$ .

$$R_{CP} = \frac{\left. \frac{d^2 N}{dp_T d\eta} \right|_C}{\left. \frac{d^2 N}{dp_T d\eta} \right|_P} \frac{\langle N_{\text{binary}} \rangle}{\langle N_{\text{binary}} \rangle}$$

Důležitou vlastností  $R_{CP}$  je, že nezáleží na referenčním nukleon-nukleonovém systému.

Výzkum jaderného modifikačního faktoru různých druhů částic v Au+Au a d+Au srážkách jako funkce centrality a rapidity může navíc poskytnout informace o podélné velikosti horkého média.

# Kapitola 2

## Těžké kvarky

### 2.1 Úvod

#### 2.1.1 Vlastnosti

Kvarky jsou fermiony podléhající všem interakcím a jsou z nich tvořeny hadrony. Všechny kvarky mají spin  $\frac{1}{2}$  a nesou zlomkový elektrický náboj. Celkem je známo šest kvarků, dolů (down), nahoru (up), podivný (strange), půvabný (charm), spodní (bottom), někdy také označován jako krásný (beauty) a horní (top), někdy také označován jako pravdivý (truth).

Vlastnosti kvarků jsou uvedeny v tabulce 2.1, údaje o hmotnostech jsou převzaty z [7]. Jelikož jsou kvarky vázané uvnitř hadronů, nemá u nich hmotnost stejný význam jako u volných částic a jedná se spíše o parametr v jejich teoretickém popisu. Uvedené hodnoty jsou dané pro renormalizační schéma  $\overline{\text{MS}}$  v kvantové chromodynamice, vyjma hmotnosti  $t$  kvarku, která je určena z přímého pozorování.

Kvarky  $c$  a  $b$  jsou společně nazývány těžké kvarky a ve zbytku této kapitoly se zaměříme na ně.

#### 2.1.2 Těžké kvarky v hadronech

Těžké kvarky se při běžných, tedy nízkých, energiích v hadronech nevyskytují a vznikají teprve při vysokoenergetických srážkách částic. Z historického hlediska byly nejdříve pozoro-

Tabulka 2.1: Vlastnosti kvarků. Pro podrobnosti k určení hmotností kvarků viz [7].

Kvark	Symbol	Náboj	Hmotnost	$I_3$	$S$	$C$	$B$	$T$
up	$u$	$+\frac{2}{3}$	1,5 – 3,3 MeV	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
down	$d$	$-\frac{1}{3}$	3,5 – 6,0 MeV	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
strange	$s$	$-\frac{1}{3}$	$105_{-35}^{+25}$ MeV	0	-1	0	0	0
charm	$c$	$+\frac{2}{3}$	$1,27_{-0,11}^{+0,07}$ GeV	0	0	+1	0	0
bottom	$b$	$-\frac{1}{3}$	$4,20_{-0,07}^{+0,17}$ GeV	0	0	0	-1	0
top	$t$	$+\frac{2}{3}$	$171,3 \pm 1,1 \pm 1,2$ GeV	0	0	0	0	+1

Tabulka 2.2: Hmotnosti kvarkonií převzaté z [7]. Pro kvarkonia je v závorkách použito spektroskopické značení.

Částice	$J/\psi$ (1S)	$\psi'$ (2S)	$\Upsilon$ (1S)	$\Upsilon'$ (2S)	$\Upsilon''$ (3S)
$M$ [MeV]	$3096,916 \pm 0,011$	$3686,09 \pm 0,04$	$9460,30 \pm 0,26$	$10023,26 \pm 0,31$	$10355,2 \pm 0,5$

vány vázané stavy  $c\bar{c}$  a to v roce 1974 na urychlovačích SPEAR (Stanford Positron Electron Accelerating Ring) v SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) a AGS (Alternating Gradient Synchrotron) v BNL (Brookhaven National Laboratory). Tato částice dostala název  $J/\psi$  a jedná se o první excitovaný charmoniový<sup>1</sup> stav. Objevení  $J/\psi$  částice je zároveň i prvním experimentálním pozorováním existence půvabného kvarku. V roce 1977 byl ve Fermilab objeven první excitovaný stav krásného kvarku  $\Upsilon$ . Od té doby bylo pozorováno mnoho dalších excitovaných stavů těchto kvarkonií. Hmotnosti některých z nich jsou uvedeny v tabulce 2.2.

Kromě vázaného stavu kvark-antikvark mohou těžké kvarky vytvořit také vázané stavy s lehčími kvarky. Vlastnosti mezonů vhodných pro detekci v experimentu ALICE jsou v tabulce 4.3 a jejich rozpady jsou detailně diskutovány v kapitole 4.

Těžké kvarky mohou také tvořit baryony, tedy stavy tří vázaných kvarků, přičemž se pro LHC energie předpokládá produkce baryonů s více těžkými kvarky (např.  $\Xi_{bc}$  a  $\Omega_{ccc}$ ).

## 2.2 Těžké kvarky ve vysokoenergetických srážkách

Těžké kvarky a jejich vázané stavy jsou dobrými sondami pro výzkum média vzniklého při vysokoenergetických srážkách a to hlavně kvůli svým vysokým hmotnostem, které jsou značně vyšší než typická teplota systému. Toto má hned několik následků:

- Prvotní produkce  $Q\bar{Q}^2$  není ovlivněna efekty konečného stavu, protože její časoprostorová škála ( $\sim \frac{1}{2m_Q}$ ) je mnohem menší než očekávaná životnost QGP. Tedy produkce probíhá jen v prvotních nukleon-nukleonových srážkách.
- Čas potřebný pro termalizaci těžkých kvarků (obzvláště  $b$ ) je větší než životnost QGP, a tedy se předpokládá, že nedosáhnou tepelné rovnováhy. Jejich interakce s QGP by ale měla významně ovlivnit jejich spektra a v případě kvarkonií i výtěžnost.
- Jejich účinné průřezy mohou být počítány poruchovou QCD.

### 2.2.1 Produkce těžkých kvarků

Při LHC energiích jsou těžké kvarky produkovány procesy gluonové fúze ( $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ ) a anihilace lehkých kvarků ( $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ )<sup>3</sup>, přičemž první zmiňovaný převládá. Oba tyto procesy jsou prvního řádu (LO, Leading Order) v poruchové QCD a krom nich přispívají ještě procesy řádu druhého (NLO, Next to Leading Order). Mezi ně patří excitace vůní ( $qQ \rightarrow qQ$  a

<sup>1</sup>Vázané stavy páru částice a její antičástice se nazývají oniové stavy, v konkrétním případě vázaného stavu půvabného kvarku a jeho antikvarku tedy hovoříme o charmoniích.

<sup>2</sup> $Q$  označuje těžký kvark, tedy  $c$  nebo  $b$ .

<sup>3</sup> $g$  označuje gluon a  $q$  lehký kvark.

$gQ \rightarrow gQ$ ) a gluonové štěpení ( $g \rightarrow Q\bar{Q}$ ). Příspěvky od vyšších řádů než druhého jsou kvůli vysokým hmotnostem těžkých kvarků malé a mohou být zanedbány.

Existují v zásadě dva způsoby, jak mohou těžké kvarky „prožít“ vývoj QGP. První způsob je vytvoření kvarkonií. Druhý způsob je vznik kvark-antikvark páru, který nevytvoří vázaný stav, a tedy umožní kvarkům volně se pohybovat v QGP. V prvním případě mluvíme o skryté těžké vůni (hidden heavy flavor) a v druhém o otevřené těžké vůni (open heavy flavor). Tyto dva scénáře vývoje nejsou definitivní a to v tom smyslu, že těžké kvarky mezi nimi můžou „přecházet“. Například pokud je v QGP dostatek těžkých kvarků, může kvarkonium vzniknout i v průběhu vývoje QGP, nebo naopak může kvarkonium v plazmatu „roztát“.

Vznik kvarkonia v QGP ale nemůže být kvůli velkým hmotnostem spojujících se těžkých kvarků a jejich malým vzájemným rychlostem popsán poruchově a musí se použít nerelativistická QCD. Na základě tohoto faktu bylo vyvinuto několik modelů, mj. Color Singlet Model (CSM), Color Octet Model (COM) a Color Evaporation Model (CEM). Hlavní rozdíl mezi nimi spočívá v možnosti vytvářet barevné oktetové stavy. CSM toto vylučuje, COM naopak předpokládá jen tvorbu takovýchto stavů, které svou barvu neutralizují ještě v předrezonančním stavu emisí měkkého gluonu a CEM také předpokládá tvorbu barevných oktetových stavů, ale umožňuje jejich „odbravení“ i jinými mechanismy, které vnášejí do teorie mnoho volných parametrů.

## 2.2.2 Otevřené těžké vůně

Pro pomalu se pohybující těžké kvarky v QGP převládá elastický rozptyl, zatímco při vysokých  $p_t$  dominuje ztráta energie prostřednictvím vyzařování gluonů. Zatím však není jasné, při jaké příčné hybnosti  $p_t$  dochází k tomuto přechodu.

### Vyzařování gluonů

K vyzařování gluonů dochází při změně dráhy těžkých kvarků při průchodu médiiem. Toto vyzařování by ovšem mělo být vzhledem k jejich vysokým hmotnostem omezené. Těžké kvarky se střední energií (tj.  $\frac{m_Q}{E_Q} \gg 0$ )<sup>4</sup> se v médiu pohybují rychlostí

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{m_Q}{E_Q}\right)^2}$$

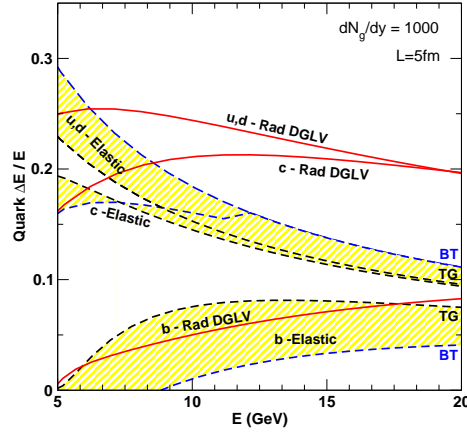
která je značně menší, než rychlost světla. Důsledkem čehož je emise gluonů v úhlech menších než  $\Theta_0$  potlačena, přičemž úhel  $\Theta_0$  je definován jako

$$\Theta_0 = \frac{m_Q}{E_Q}. \quad (2.1)$$

Vzniklý vyprázdněný kužel s vrcholovým úhlem  $\Theta < \Theta_0$  ve směru pohybujícího se kvarku se nazývá „mrtvý“. Rovnice (2.1) implikuje, že s rostoucí energií kvarku se potlačení vyzařování gluonů zmenšuje, což vede k větším energetickým ztrátám.

V poslední době byly provedeny výpočty dokazující, že efekt mrtvého kužele může fungovat jen při pohybu těžkého kvarku ve vakuu (viz [8]). Při pohybu v médiu tento kužel vyplní médiem vyvolané vyzařování gluonů. Médiem vyvolané vyzařování je ale při vysokých

<sup>4</sup> $m_Q$  označuje hmotnost a  $E_Q$  energii  $c$  nebo  $b$  kvarku.



Obrázek 2.1: Průměrná ztráta energie  $\Delta E/E$  pro těžké kvarky a  $s$  kvark jako funkce energie jetu v Bjorkenovském QGP. Převzato z [20].

energiích gluonů redukované v porovnání s lehkými kvarky. Tedy těžké kvarky by přeci jen měly ztrácet méně energie než kvarky lehké.

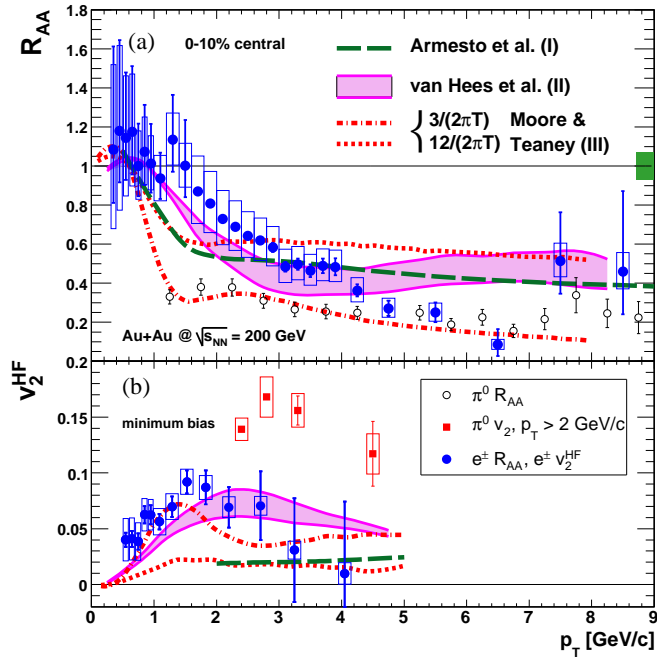
### Pružné srážky

Pružné srážky těžkých kvarků zahrnují procesy jako  $Qg \rightarrow Qg$  a  $Qq \rightarrow Qq$ . Energetické ztráty při těchto procesech silně závisí na energii těžkých kvarků, teplotě a vazebné konstantě média  $\alpha_s$ .

Na obrázku 2.1 je prezentováno srovnání ztráty energie vyzařováním a elastickými srážkami pro různé kvarky při vysoké příčné hybnosti  $p_t > 5$  GeV. Teplota QGP je  $T \simeq 240$  MeV. Vidíme, že ztráta energie kvůli elastickým srážkám je srovnatelná se ztrátou energie kvůli vyzařování až do  $p_t \simeq 10$  GeV pro  $s$  i  $c$  a do  $p_t \simeq 20$  GeV pro  $b$ . Pro detailnější diskuzi problému viz [20].

Dalším efektem koncového stavu může být termální produkce půvabných kvarků. Ta je možná, jelikož je hmotnost tohoto kvarku srovnatelná s nejvyšší teplotou předpovídanou pro QGP na LHC. Tato produkce ale pravděpodobně nebude srovnatelná s prvotní produkcí.

Na obrázku 2.2 je zobrazen jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  a eliptický tok  $\nu_2$  těžkých kvarků v Au-Au centrálních srážkách v experimentu PHENIX. Měřené hodnoty  $R_{AA}$  pocházejí jak od  $c$ , tak od  $b$  kvarků, přičemž pro  $p_t > 4$  GeV/ $c$  by měl převládat příspěvek od těch druhých, jelikož se předpokládá, že  $b$  kvarky mají v těchto oblastech příčných hybností menší energetické ztráty. Na obrázku jsou dále zobrazeny předpovědi modelů pro  $R_{AA}$  a  $\nu_2$  zároveň. Křivka I je poruchový výpočet QCD používající transportní koeficient  $\hat{q} = 14$  GeV<sup>2</sup>/fm, který by znamenal silně vázané medium. V tomto modelu vzniká  $\nu_2$  jen kvůli závislosti ztráty energie na délce dráhy a data jasně podporují vyšší  $\nu_2$ , než je předpovězeno. Oblast II představuje transportní model pro těžké kvarky zahrnující elastické srážky zprostředkované excitacemi rezonancí. Současného popisu  $R_{AA}$  a  $\nu_2$  je docíleno použitím malého času termalizace těžkých kvarků. Křivka III vychází také z transportního modelu, v němž byly potřebné koeficienty difúze a brzdění spočteny poruchovou QCD. Ty koeficienty nasvědčují tomu, že se poměr



Obrázek 2.2: Jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  (horní obrázek (a)) a eliptický tok  $\nu_2$  (spodní obrázek (b)) v závislosti na  $p_t$  při Au-Au srážkách na detektoru PHENIX. Pro vysvětlení teoretických modelů, viz text. Převzato z [4].

Tabulka 2.3: Horní limita disociačních teplot  $T_{\text{dis}}$  pro různá kvarkonia. Převzato z [19].

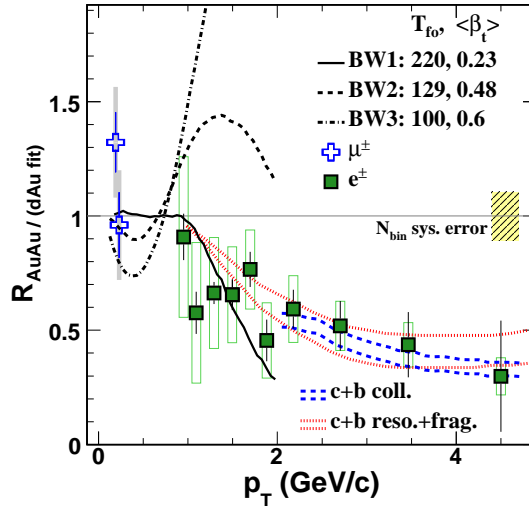
Stav	$\chi_c$	$\psi'$	$J/\psi$	$\Upsilon'$	$\chi_b$	$\Upsilon$
$T_{\text{dis}}$	$\leq T_c$	$\leq T_c$	$1,2T_c$	$1,2T_c$	$1,3T_c$	$2T_c$

viskozity k entropii nachází blízko ideální kapalině.

Jaderný modifikační faktor  $R_{AA/da}$  pro miony a elektrony nepocházející z konverze fotonů pro  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV na RHIC je zobrazen na obrázku 2.3.

### 2.2.3 Skryté těžké vůně

Hlavní výhoda skrytých těžkých vůní, kvarkonií, spočívá v jejich citlivosti na stav okolního média. Tato citlivost spočívá hlavně v tom, že volně se pohybující barevně nabitě partony, tvořící QGP, mohou tímto svým barevným nábojem zastínit potenciál mezi kvarky v kvarkoniu a způsobit tak jeho „rozpuštění“, přičemž slabě vázané stavy mají větší poloměr a tudíž se dají snadněji odstínit. Pro teoretický popis tohoto mechanismu zvaného barevné stínění se používá lQCD a výpočty ukazují, že rozdílné kvarkonia tají při různých teplotách. Nejmenší teplotu, při které jsou rozpuštěny všechny dané rezonance nazveme disociační. Tyto teploty pro různé kvarkoniové rezonance jsou shrnuty v tabulce 2.3. Jelikož celkový účinný průřez  $J/\psi$  a  $\Upsilon$  v sobě zahrnuje i příspěvky od rozpadů vyšších rezonancí, bude ihned ovlivněn jejich táním. Při analýze dat musíme také brát v úvahu možné utvoření kvarkonií korelovanými



Obrázek 2.3: Jaderný modifikační faktor  $R_{AA/da}$  pro miony (modré kříže) a elektrony (zelené plné čtverečky) nepocházející z konverze fotonů pro  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV při centralitě 0 – 12% na detektoru STAR. Předpovědi pro různé modely jsou zahrnuty, viz [2]. Převzato z [2].

páry  $c\bar{c}$  a  $b\bar{b}$  po hadronizaci QGP. Tento mechanismus se nazývá regenerace kvarkonií. Tedy jasně vidíme, že i když jsou efekty počáteční hmoty pro kvarkonia totožné s efekty počáteční hmoty pro těžké otevřené vůně, tak v případě efektů konečného stavu toto neplatí, ba dokonce jsou tyto zcela odlišné.

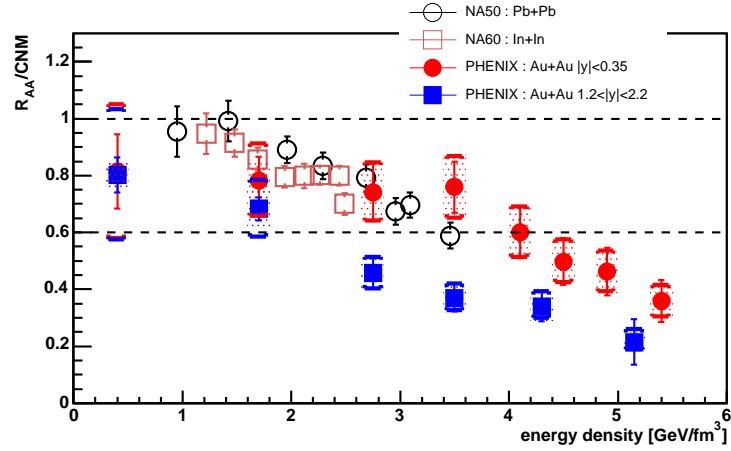
Na obrázku 2.4 je jaderný modifikační faktor pro  $J/\psi$  s vyloučením efektů počátečního stavu (CNM), v závislosti na energetické hustotě, měřený v experimentech NA50, NA60 a PHENIX. V experimentu PHENIX byly efekty počátečního stavu odhadnuty na základě dAu srážek, zatímco u NA50 a NA60 byly tyto efekty vypočteny teoreticky, pro detaily viz [16]. Jak je vidět, je potlačení  $J/\psi$  pro vyšší hodnoty energetické hustoty mnohem větší pro RHIC než pro NA50 a NA60. Toto potlačení musí být kvůli extrahovaným efektům počátečního stavu způsobeno efekty koncového stavu.

Na obrázku 2.5 je zobrazen eliptický tok  $\nu_2$  měřený na experimentu PHENIX pro centralitu 20 – 60% a AuAu srážky při  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Jsou zahrnuty oba rozpadové kanály  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  i  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ . V obrázku jsou zahrnuty předpovědi různých modelů, pro detaily viz [22]. Měření více odpovídají nulovému nebo negativnímu  $\nu_2$  než pozitivnímu. Zde je patrné, že jsou chyby moc velké a nedokáží rozhodnout mezi jednotlivými modely.

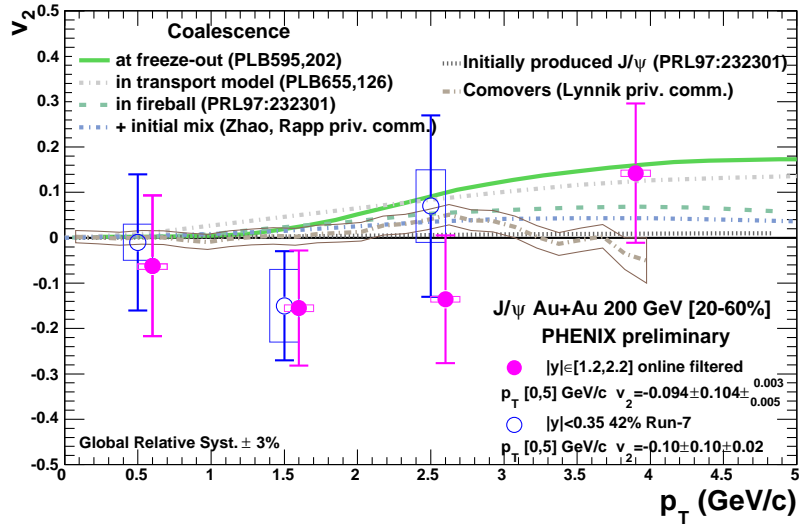
Obrázek 2.6 zobrazuje jaderný modifikační faktor pro  $J/\psi$  v závislosti na  $p_t$  v Cu-Cu srážkách při  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. V obrázku jsou zahrnuty různé teoretické modely a data z experimentu PHENIX při stejném srážkovém systému a energii. Pro detaily viz [3]. Jak je vidět, nevyskytuje se v tomto případě znatelné potlačení  $J/\psi$  ve vyšších  $p_t$ , jak předpokládají teoretické modely rozpuštění kvarkonií, což může být způsobeno efektem počátečního stavu – antistíněním.

Experiment STAR (Solenoid Tracker) se také zabývá měřením kvarkonia  $\Upsilon$  v dielektronovém rozpadovém kanále. Předběžná data pro pp srážky ve středové rapiditě při  $\sqrt{s} = 200$  GeV jsou prezentovány v [14].

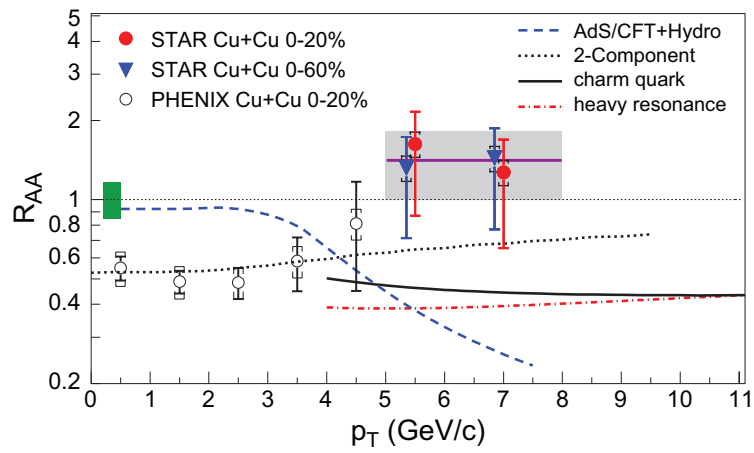




Obrázek 2.4: Jaderný modifikační faktor s vyloučením efektů počátečního stavu  $R_{AA}/CNM$  jako funkce Bjorkenovské energetické hustoty pro částici  $J/\psi$  v NA50 Pb-Pb ( $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  GeV), NA60 In-In ( $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  GeV) a PHENIX Au-Au ( $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV). Převzato z [16].



Obrázek 2.5: Eliptický tok  $\nu_2$  v závislosti na  $p_t$  (ve středové rapiditě - prázdná modrá kolečka a v dopředné rapiditě - růžová plná kolečka) pro  $J/\psi$  v Au-Au srážce při  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV měřený v experimentu PHENIX. Převzato z [22].



Obrázek 2.6: Jaderný modifikační faktor pro  $J/\psi$  v závislosti na  $p_t$  v Cu-Cu srážkách při  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV měřený experimentem STAR pro různé centrality, viz legendu v obrázku. Zobrazeny jsou i výsledky experimentu PHENIX při stejném srážkovém systému a energii. Převzato z [3].

# Kapitola 3

## ALICE

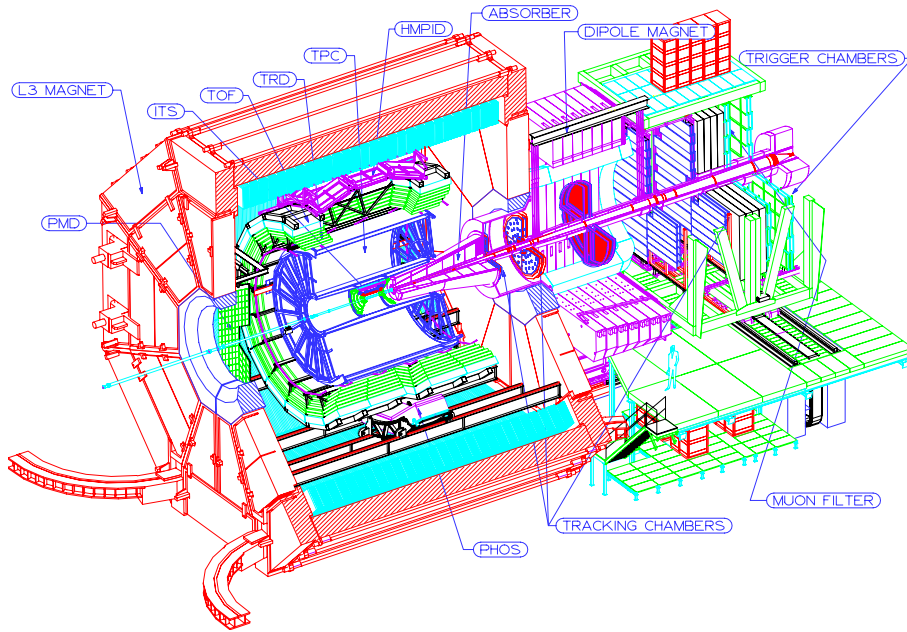
### 3.1 Úvod

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) je experiment dedikovaný pro těžkojaderné srážky Pb-Pb při energiích  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV na urychlovači LHC (Large Hadron Collider) v CERN. Kromě těchto těžkojaderných srážek bude také zkoumat proton-protonové srážky s energiemi  $\sqrt{s_{NN}} = 14$  TeV a proton-jaderné (p-Pb, Pb-p) srážky při energiích  $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$  TeV. Hlavním cílem detektoru ALICE je výzkum silně interagující hmoty – kvark-gluonového plazmatu. Detektor ALICE byl navržen tak, aby zvládal vystopovat a identifikovat částice s příčnou hybností už od 100 MeV při velkém počtu nabitých částic na jednotku rapidity. Návrh detektoru je optimalizován na multiplicitu  $dN/d\eta = 4000$ , což je horní hranice extrahovaná z měření na RHIC, ale zvládne multiplicitu až  $dN/d\eta = 8000$ .

Pro studium kolektivních efektů na dlouhých vzdálenostech a pro detekci rozpadů rezonancí začíná detekční rozsah hybnosti, jak už bylo řečeno, na několika desítkách MeV/c a sahá až k 100 GeV/c, což je nezbytné pro fyziku výtrysků hmoty, tzv. jetů. Pro detekci částic používá ALICE různé techniky: čas letu, specifickou ionizační ztrátu energie, mionové filtry, elektromagnetický kalorimetr, přechodovou a Čerenkovovou radiaci a rekonstrukci rozpadů. ALICE disponuje navíc magnetickým polem o síle 0,5 T, které je nezbytné pro identifikaci nabitých částic.

Schéma rozmístění jednotlivých detektorů ALICE je na obrázku 3.1. Tyto detektory se podle umístění dělí na centrální (ITS, TPC, TRD, TOF, HMPID, PHOS, EMCal, ACORDE), dopředné (ZDC, PMD, FMD, V0, T0) a mionový spektrometr. Dopředné detektory a mionový spektrometr se někdy souhrnně nazývají mionové rameno. Centrální detektory se dají dále rozdělit podle účelu použití na specifické (HMPID, PHOS, EMCal, ACORDE) a všeobecné (ITS, TPC, TRD, TOF). Všeobecné detektory, též nazývané detektory centrálního barelu, poskytují základní informace, jakými jsou hybnost, souřadnice vrcholu rozpadu a identifikace částic. Tyto detektory pokrývají oblast rapidity  $\eta \in (-0,9; 0,9)$  a plný azimutální úhel. Počty nabitých částic jsou navíc měřeny v rozpětí rapidity  $\eta \in (-3,14; 5,1)$ . Specifické detektory oproti tomu pokrývají jen malou část celkové akceptance<sup>1</sup> (viz sekce 3.2). Mionové rameno obsáhne rozpětí rapidity  $\eta \in (-2,4; -4,0)$  a je určeno, jak název napovídá, pro detekci mionů, přičemž tyto jsou od hadronů a elektronů odděleny pomocí absorberu.

<sup>1</sup>Akceptance je definována jako poměr detekovaných částic vůči vygenerovaným (nebo vyprodukovaným) částicím.



Obrázek 3.1: Schéma detektoru ALICE

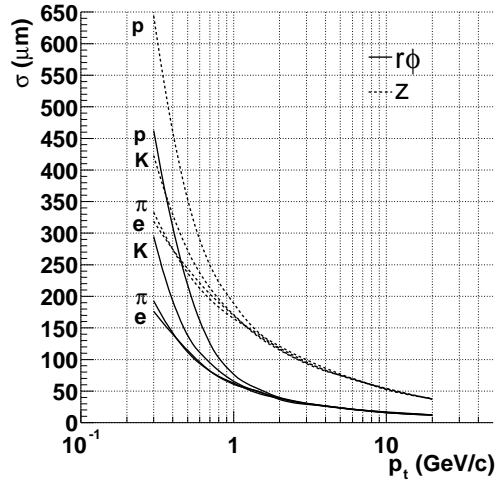
## 3.2 Uspořádání experimentu

### 3.2.1 ITS

ITS – Inner Tracking System (vnitřní dráhový systém) je tvořený šesti válcovými vrstvami křemíkových detektorů a pokrývá oblast rapidity  $\eta \in (-0,9; 0,9)$ . Počet, rozmístění a rozdělení jednotlivých vrstev detektoru bylo optimalizováno pro efektivní nalezení drah částic a pro vysoké rozlišení dopadového parametru (pro definici viz sekce 4.2.1). Rozlišení dopadového parametru pro různé částice v Pb-Pb srážce v závislosti na  $p_t$  je na obrázku 3.2, toto vysoké rozlišení je nutných pro rekonstrukci otevřených těžkých vůní.

První dvě vrstvy jsou tvořeny křemíkovými pixelovými detektory (SPD – Silicon Pixel Detectors) a nacházejí se ve vzdálenosti  $r = 3,9$  cm a  $r = 7,6$  cm od osy svazku. Druhé dvě vrstvy tvoří křemíkové driftové detektory (SDD – Silicon Drift Detectors) a jsou umístěny ve vzdálenostech  $r = 15,0$  cm a  $r = 23,9$  cm od osy svazku. Nejsvrchnější dvě vrstvy ve vzdálenostech  $r = 38,0$  cm a  $r = 43,0$  cm tvoří oboustranné křemíkové mikropáskové detektory (SSD – Silicon micro-Strip Detectors).

První vrstva SPD má pokrytí pseudorapidity  $\eta \in (-1,98; 1,98)$  aby doplnila pokrytí měření počtu nabitých částic (společně s FMD). SPD je základním prvkem pro zjištění pozice primárního vrcholu a pro měření dopadového parametru sekundárních drah vzniklých ze slabých rozpadů podivných, půvabných a krásných částic. SDD a SSD detektory mají analogové vyčítání a proto mohou být použity k identifikaci částic pomocí energetických ztrát  $dE/dx$  v nerelativistické oblasti. SSD jsou klíčové pro navázání drah z TPC do ITS.



Obrázek 3.2: Rozlišení dopadového parametru pro elektrony, piony, kaony a protony v Pb-Pb srážce. Převzato z [6].

### 3.2.2 TPC

TPC – Time-Projection Chamber je hlavní dráhový detektor centrálního barelu s pokrytím rapidity  $\eta \in (-0,9; 0,9)$ , pro dráhy s redukovanou délkou a zmenšeným rozlišením hybností  $|\eta| \approx 1.5$ . Detektor je válcovitého tvaru s vnitřním poloměrem aktivního objemu 85 cm, vnějším poloměrem 250 cm a celkovou délkou 500 cm. Jeho vnitřek je naplněn směsí plynů Ne/CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> v poměrech 90/10/5 v celkovém množství 90 m<sup>3</sup>.

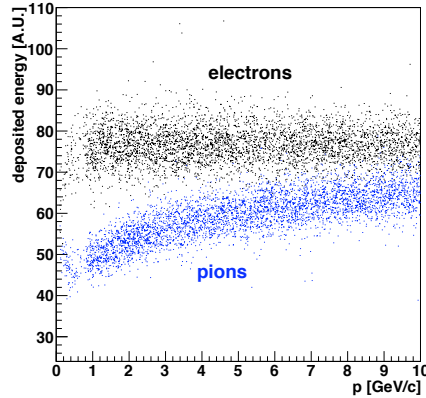
Elektrony, identifikované dráhovými detektory centrálního barelu, jejichž dopadové parametry byly zjištěny z ITS budou použity k měření produkce půvabných a krásných částic. Stejně tak můžeme tyto informace využít k oddělení přímo produkovaných  $J/\psi$  od těch vzniklých B-rozpady. Závislost specifické ztráty energie na hybnosti částice je zobrazena na obrázku 3.3. Jak je vidět, kvůli relativistickému nárůstu ztráty energie pionů, jsou elektronový a pionový pás dobře oddělené jen pro hybnosti menší než 5 GeV/c, pro separaci při vyšších hybnostech musí být použity informace z TRD.

### 3.2.3 TRD

TRD – Transition-Radiation Detector je určen k identifikaci elektronů s hybností větší než 1 GeV/c, čímž doplňuje TPC, jehož schopnost rozeznat piony od elektronů, je pro tyto hybnosti nedostatečná. Ve spojení s daty z ITS a TPC je možné studovat produkci lehkých a těžkých rezonancí vektorových mezonů, stejně jako dileptonové kontinuum. Detektor je naplněn dvojicí plynů Xe(85%) a CO<sub>2</sub>(15%) v celkovém množství 27,2 m<sup>3</sup>.

### 3.2.4 TOF

TOF – Time-Of-Flight je určen pro identifikaci částic (Particle IDentification – PID) s hybností v rozmezí od 0,2 do 2,5 GeV/c. Pro tyto účely byl vybrán plynový detektor MRPC (Multi-gap Resistive-Plate Chamber).



Obrázek 3.3: Uložená energie elektronů a pionů v TPC. Kvůli lepší separaci elektronů a pionů je použito výběrového omezení pro deponovanou energii. Převzato z [23].

### 3.2.5 HMPID

HMPID – High-Momentum Particle Identification Detector, jeho hlavním cílem je zvětšit schopnost identifikace nabitých hadronů s příčnými hybnostmi  $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ . Geometrie detektoru byla optimalizována na produkci částic v proton-proton a těžkoiontových srážkách s ohledem na požadavky měření dvoučásticových korelací. HMPID může být navíc použit pro identifikaci lehkých jader s vysokými příčnými hybnostmi.

### 3.2.6 PHOS

PHOS – PHOTon Spectrometer je elektromagnetický spektrometr s vysokým rozlišením pokrývající rozpětí pseudorapidity  $-0,12 \leq \eta \leq 0,12$  a  $100^\circ$  azimutálního úhlu. Hlavním účelem je identifikace fotonů a neutrálních mezonů pomocí dvoufotonových rozpadů. PHOS se skládá z elektromagnetického kalorimetru (EMCA – ElectroMagnetic CALorimeter) a detektoru nabitých částic (CPV – Charged-particle Veto).

### 3.2.7 EMCal

EMCal – ElektroMagnetic CALorimeter pokrývá rozpětí pseudorapidity  $-0,7 \leq \eta \leq 0,7$  a  $107^\circ$  azimutálního úhlu. Jeho hlavním úkolem je umožnit podrobné studium hašení výtrysků hmoty (jetů). EMCal měří neutrální energii jetů, což umožňuje jejich plnou rekonstrukci v proton-proton i v jádro-jaderných srážkách. První dva moduly tohoto detektoru jsou již k detektoru ALICE připojeny a všechny moduly mají být nainstalovány do roku 2011.

### 3.2.8 ACORDE

ACORDE – ALICE COsmic Ray DEtector plní v experimentu ALICE dvě základní úlohy, funguje jako trigger pro některé dráhové detektory a také spolu s TCP, TRD a TOF detekuje atmosférické miony.

### 3.2.9 ZDC

ZDC – Zero Degree Calorimeter, jeho úkolem je určit počet nukleonů účastnících se srážky, tedy její centralitu, toho je docíleno měřením energie nesené neinteragujícími nukleony v dopředném směru. Pro ZDC jsou velmi centrální a velmi necentrální srážky nerozlišitelné, proto jsou přidány dva elektromagnetické kalorimetry (ZEM), které by měly v tomto rozlišení pomoci. ZDC může navíc poskytnout odhad reakční roviny v jaderných srážkách.

### 3.2.10 PMD

PMD – Photon Multiplicity Detector měří počet a rozmístění fotonů v rozsahu pseudorapidit  $2,3 \leq \eta \leq 3,7$ .

### 3.2.11 FMD

FMD – Forward Multiplicity Detector, jeho úkolem je měřit počty nabitých částic v rozsahu pseudorapidit  $-3,4 < \eta < -1,7$  a  $1,7 < \eta < 5,0$ . Navíc dokáže studovat fluktuace počtu částic a pomůže při zjišťování reakční roviny.

### 3.2.12 V0 a T0

V0 se skládá ze dvou polí scintilačních počítačů, každé pole je umístěno na jedné straně ALICE. Slouží jako trigger pro detektory centrálního barelu, účastní se zjišťování luminosity a navíc může být použit k hrubému odhadu centrality srážky.

T0 mimo jiné určuje čas srážky pro detektor TOF a měří pro každou srážku pozici interakčního vrcholu.

### 3.2.13 Mionový spektrometr

Mionový spektrometr pokrývá oblast pseudorapidit  $\eta \in (-4,0; -2,5)$  a bude měřit všechny druhy kvarkonií, navíc bude měřit dimionové kontinuum až do hmotností kolem  $10 \text{ GeV}/c^2$ , což nám umožní studium produkce otevřených (těžkých) vůní. Skládá se z pasivního absorberu hadronů a fotonů, dráhového detektoru, dipólového magnetu, pasivního mionového filtru a trigrovacích komor.

## 3.3 Generování a zpracování dat

K simulacím těžkojaderných srážek, jejich odezvy v detektoru a následnému zpracování těchto dat slouží prostředí AliROOT, které bylo vytvořeno upravením ROOTu pro potřeby experimentu ALICE. Uživatel si tedy může nechat vygenerovat data pomocí jednoho z generátorů těžkojaderné srážky, poté tyto data zpracovat programem pro simulaci detektoru a výsledkem budou surová data jako při reálném experimentu. Posléze mohou být data podrobena analýze a srovnána s původními daty vygenerovanými generátorem srážky. Do celého tohoto procesu má uživatel přístup a může ho libovolně dle svých potřeb měnit. Navíc tyto změny může snadno poskytnout dalším uživatelům. Základním principem AliROOTu je jeho pružnost, která zaručí, že výměna části systému neovlivní jeho zbytek a znovupoužitelnost.

### 3.3.1 Generátory srážek

Existuje celá řada srážkových generátorů pro energie LHC. V kontextu těžkých kvarků je ale nejzajímavější HIJING (Heavy-Ion Jet INteraction Generator), který kombinuje QCD inspirovaný model produkce výtrysků s Lundovým modelem fragmentace výtrysků. Tento generátor dovoluje mimo jiné explicitně zapnout tok  $c$  kvarků, a tudíž může být použit k lepší aproximaci rozložení příčných hybností. Pomocí tohoto generátoru bylo provedeno mnoho simulací týkajících se experimentu ALICE, výsledky některých z nich jsou prezentovány v kapitole 4.

Dalším velmi známým generátorem je PYTHIA. Tento program může vytvořit různé typy vysokoenergetických srážek. Je založen na poruchové QCD, ale obsahuje také modely měkkých interakcí, partonových spršek a mnohočetných interakcí, rozpadů a fragmentací.

### 3.3.2 Simulace odezvy detektoru

Pro simulace odezvy detektoru jsou k dispozici dva programy, prvním je Monte Carlo generátor GEANT u kterého se přechází z dnes již nevyhovující verze 3 na verzi 4, při zachování stejné geometrie, a druhým v pořadí je FLUKA, který je důležitý hlavně pro konstrukci předního absorberu a štítu svazku.

Celý proces simulace srážky v detektoru ALICE tedy sestává z následujících kroků:

1. Pomocí generátoru srážek se vyprodukuje srážka částic. To obvykle obnáší oddělené generování pozadí a signálu, přičemž se signál často dále ladí, aby reprodukoval již naměřené hodnoty, či multiplicitu „předpovězenou“ jiným generátorem.
2. Simuluje se interakce částic vygenerovaných v předchozím kroku s materiálem detektoru, tzn. jsou generovány jednotlivé zásahy.
3. Z deponované energie částic do detektoru je vygenerována ideální detektorová odezva.
4. Ideální detektorová odezva je digitalizována a zformátována podle výstupu detekční elektroniky a systému sběru dat.
5. Abychom mohli rekonstruovat proces, který má malé dílčí účinné průřezy (např. rekonstrukce  $D$  mezonů), musíme použít metodu rychlé simulace, která parametrizuje výsledky pořízené pomalou simulací. To umožňuje relativně rychle vygenerovat velký počet srážek. Rychlá simulace je založena na předpokladu, že systémová chyba vnesená parametrizací je obecně malá oproti poklesu chyby statistické.

### 3.3.3 Zpracování dat

Většina detektorů ALICE je dráhových, a proto je kladen důraz na algoritmy pro rekonstrukci dráhy, které jsou pro analýzu dat klíčové. Veškeré výpočty budou prováděny na tzv. síti (anglicky grid), která bude distribuovat výpočty mezi zúčastněné instituce, čímž odpadne potřeba obrovské výpočetní kapacity přímo v CERN. Vzniklá počítačová síť bude obrovská a její bezchybný chod bude dozajista výzvou.



## Kapitola 4

# Těžké kvarky v experimentu ALICE

### 4.1 Otevřené těžké vůně

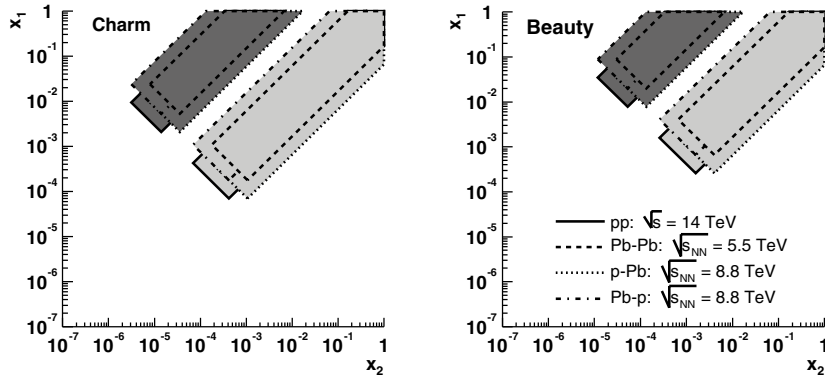
Detektor ALICE je navržen tak, aby mohl měřit jak otevřené, tak skryté těžké vůně. K detekci otevřených těžkých vůní bude využívat semi-elektronové i hadronové rozpadové kanály a skryté těžké vůně, kvarkonia, budou v ALICE detekovány v dielektronovém (v středové rapiditě) a v dimionovém kanálu (v oblasti dopředných rapidit).

#### 4.1.1 Dostupný rozsah Bjorkenovského $x$

LHC nám umožní prozkoumat partonovou distribuční funkci nukleonu a v případě pA a AA srážek také její modifikace v jádře až do nevídaně malých hodnot Bjorkenovského  $x$ . Pro jednoduchost budeme nyní předpokládat tvorbu párů těžkých kvarků gluonovou fúzí v prvním řádu a akceptanci ALICE v rapiditě pro detekci tohoto páru (a ne pro skutečně detekované částice). V tabulce 4.1 jsou porovnány dostupné hodnoty  $x$  pro  $c\bar{c}$  pár při energiích experimentů SPS, RHIC a LHC a odhad rozsahu  $x$  dostupného na detektoru ALICE. Hodnoty jsou pro pár těžkých kvarků při prahové hmotnosti ( $M_{c\bar{c}} = 2m_c \simeq 2,4 \text{ GeV}$ ,  $M_{b\bar{b}} = 2m_b \simeq 9 \text{ GeV}$ ) v centrální rapiditě. Jak lze vidět, umožní půvab díky své nižší hmotnosti zpřístupnění menších hodnot  $x$ , než krása. Pokud navíc označíme části hybností nesených gluony  $x_1$  a  $x_2$ , můžeme vynést akceptanci detektoru ALICE pro různé srážkové systémy do roviny  $x_1x_2$ , což

Tabulka 4.1: Hodnota Bjorkenovského  $x$  odpovídající produkci půvabu a krásy v centrální rapiditě a  $p_t \rightarrow 0$  při SPS, RHIC a LHC energiích  $\sqrt{s_{NN}}$ . Převzato z [5].

Zařízení	SPS	RHIC	LHC	LHC
Srážkový systém	Pb-Pb	Au-Au	Pb-Pb	pp
$\sqrt{s_{NN}}$	17 GeV	200 GeV	5,5 TeV	14 TeV
$c\bar{c}$	$x \simeq 10^{-1}$	$x \simeq 10^{-2}$	$x \simeq 4 \times 10^{-4}$	$x \simeq 2 \times 10^{-4}$
$b\bar{b}$	–	–	$x \simeq 2 \times 10^{-3}$	$x \simeq 6 \times 10^{-4}$



Obrázek 4.1: Akceptance detektroou ALICE v rovině  $(x_1, x_2)$  pro půvab (vlevo) a krásu (vpravo), v různých srážkových systémech, viz legendu v obrázku. Převzato z [5].

je zobrazeno na obrázku 4.1 Jak je vidět, srážky nesymetrických systémů (p-Pb, Pb-p) nám pro detektor ALICE umožní pokrýt největší možný interval v  $x$ .

#### 4.1.2 Produkce těžkých vůní

Při LHC energiích bude produkce půvabu a krásy značná, účinný průřez pro půvab se zvětší desetinásobně a pro krásu dokonce stonásobně oproti nejvyšším energiím na RHIC. Účinné průřezy pro simulaci proton-protonových srážek při  $\sqrt{s_{pp}} = 14$  TeV jsou získány z výpočtů do druhého řádu (NLO Next to leading order) poruchové QCD dávající 0,16 cč a 0,0072 bč párů v jedné srážce.

Srážky jader jsou extrapolovány z pp srážek binárním škálováním a z efektů jaderné modifikace partonových distribučních funkcí se započítává jen jaderné stínění. Vliv tohoto na účinný průřez je přibližně 35% pro půvab a 15% pro krásu, přičemž produkce krásy ve větších hodnotách  $x$  je ovlivněna méně. Výpočty dávají hodnoty 115 cč a 4,6 bč párů v centrální (0 – 5%<sup>1</sup>) Pb-Pb srážce.

Pro srážky p-Pb se používá stejný mechanismus extrapolace jako pro srážky jader. Efekt jaderného stínění pro účinný průřez je v tomto případě menší, okolo 20% pro půvab a 10% pro krásu. Výtěžnosti pro půvab a krásu a velikost jaderného stínění v různých srážkových systémech jsou uvedeny v tabulce 4.2.

#### 4.1.3 Kvalita detekce

Kvalita detekce těžkých vůní je měřena pomocí tří veličin, konkrétně poměrem signálu k pozadí, signifikancí a celkovým množstvím očekávaných signálů. Poměr signálu k pozadí  $S/B$  je definován jako

$$S/B = \frac{\sum N_{\text{signal}}}{\sum N_{\text{pozadi}}}$$

<sup>1</sup>Což odpovídá omezení srážkového parametru na 3,5 fm.

Tabulka 4.2: Shrnutí výtěžnosti  $Q\bar{Q}$  párů a jaderného stínění v různých srážkových systémech. Převzato z [5].

Vůně	půvab			krása		
Srážkový systém	pp	p-Pb	Pb-Pb	pp	p-Pb	Pb-Pb
Centralita srážky	neomezená	neomezená	centrální (5%)	neomezená	neomezená	centrální (5%)
$\sqrt{s_{NN}}$	14 TeV	8,8 TeV	5,5 TeV	14 TeV	8,8 TeV	5,5 TeV
$N^{Q\bar{Q}}$	0,16	0,78	115	0,0072	0,029	4,56
$C_{shad}$	1	0,80	0,65	1	0,90	0,84

a signifikance  $S/\sqrt{S+B}$  je definována jako

$$S/\sqrt{S+B} = \frac{\sum N_{\text{signal}}}{\sqrt{\sum N_{\text{signal}} + \sum N_{\text{pozadi}}}}$$

Poměr signálu k pozadí je nezávislý na nasbírané statistice, zatímco signifikance na celkovém počtu zaznamenaných srážek a síle signálu závisí. Kromě těchto veličin je také důležitá šířka píků, jelikož může být použita pro určení rozlišení hybností při měření různých kvarkových stavů.

## 4.2 Detekce půvabu

Rekonstrukce  $D$  mezonů byla prostudována s detailní simulací detektoru ALICE pro rozpadové kanály obsahující v konečném stavu jen nabitě produkty, konkrétně  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ,  $D^+ \rightarrow K^-\pi^-\pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  a  $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ . Rekonstrukce pro kanál  $\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p$  se také prošetřuje. Měření produkce co možná nejvíce půvabných hadronů je důležité, jelikož je to nezbytné pro redukci systematické chyby absolutního účinného průřezu pro půvab. Navíc se očekává, že poměry výskytů různých  $D$  mezonů (např.  $D_s^+/D^+$ ) jsou citlivé na mechanismus hadronizace a můžou tedy rozhodnout mezi rozličnými teoriemi. Základní vlastnosti  $D$  mezonů jsou shrnuty v tabulce 4.3.

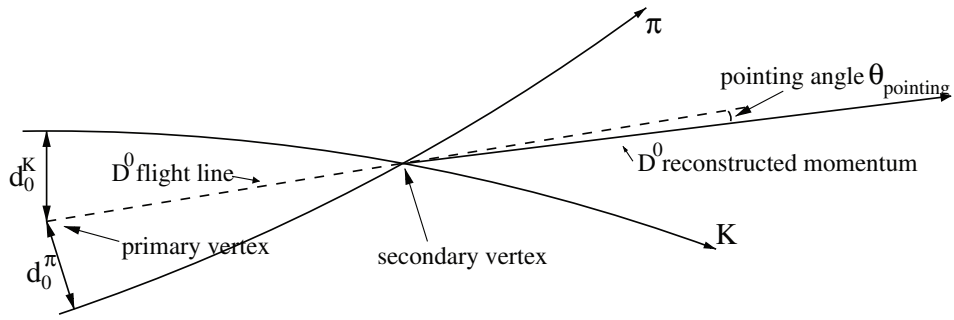
Pro správnou rekonstrukci  $D$  mezonů je nezbytná správná identifikace částic. Tento úkol plní převážně detektor TOF. Spojení mezi dobou letu, tedy hmotností, a určitou rekonstruovanou dráhou je zprostředkováno algoritmem, který prodlouží dráhu z vnější vrstvy TPC do TOF a ztotožní ji s jednou z destiček detektoru. Pokud se dráha ztotožní s neaktivní částí detektoru, nebo se s jednou destičkou ztotožní více drah, není dráze přidělena hmotnost. Detektor TRD by měl sloužit jako prostředník mezi TPC a TOF a dále zlepšit ztotožňovací proceduru.

Pro detekci otevřeného půvabu musí být strategie identifikace částic nastavena tak, aby bylo minimalizováno množství kaonů identifikovaných jako piony a zároveň bylo správně identifikováno co nejvíce pionů.

V dalším textu jsou explicitně vyznačeny jen rozpadové kanály částic  $D^0, D^+, D_s^+$ , rozpadové kanály pro jejich antičástice  $\bar{D}^0, D^-, D_s^-$  jsou zahrnuty implicitně.

Tabulka 4.3: Shrnutí základních vlastností  $D$  mezonů. Průměrná hustota na rapiditu  $\langle dN/dy \rangle$  je určena pro  $|y| < 1$  v Pb-Pb srážce při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV a centralitě 5%. Data převzata z [5] a [7].

	$D^0$	$D^+$	$D_s^+$
Hmotnost [MeV]	$1864,84 \pm 0,17$	$1869,62 \pm 0,20$	$1968,49 \pm 0,34$
$\langle dN/dy \rangle_{ y <1}$	13,7	4,12	2,52
Rozpadový kanál	$K^- \pi^+$	$K^- \pi^+ \pi^+$	$K^- K^+ \pi^+$
Zastoupení rozpadu	$(3,91 \pm 0,05)\%$	$(9,29 \pm 0,25)\%$	$(5,50 \pm 0,28)\%$
Rozpadová délka [ $\mu\text{m}$ ]	122,9	311,8	149,9
Rezonanční kanály	–	$D^+ \rightarrow K^{0*} \pi^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ $D_s^+ \rightarrow K^{0*} K^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$



Obrázek 4.2: Schématické znázornění rozpadu  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ,  $d_0^K$ , resp.  $d_0^\pi$  jsou dopadové parametry kaonu, resp. pionu a  $\theta_{\text{pointing}}$  je směrový úhel. Převzato z [5].

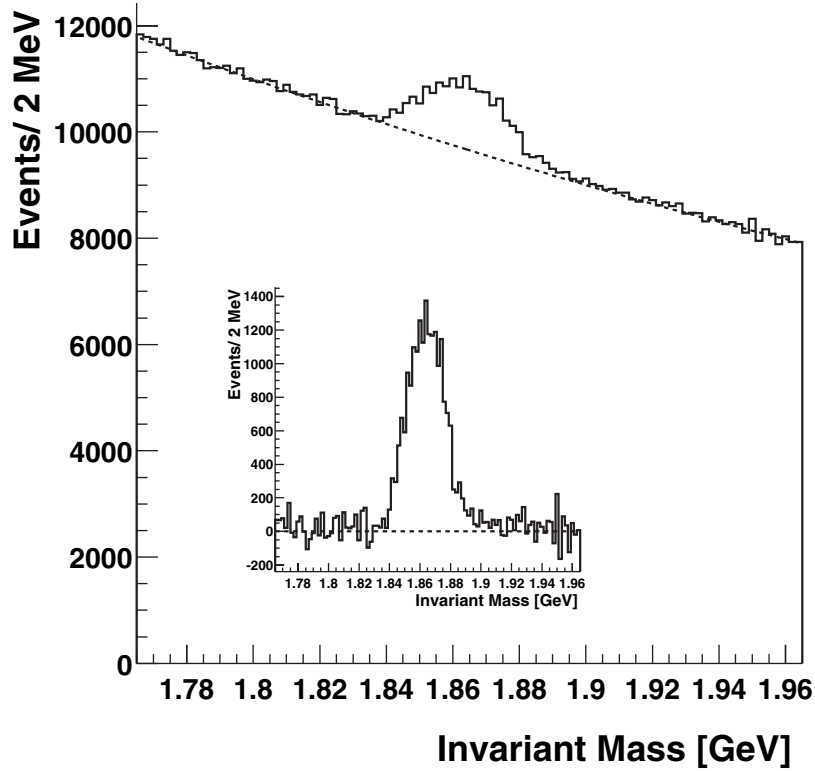
#### 4.2.1 Rekonstrukce původu v $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ kanálu

Strategie rekonstrukce  $D^0$  je založena na analýze invariantní hmotnosti plně rekonstruované rozpadové topologie pocházející z posunutých vrcholů. Cílem metody je identifikovat dráhy z rozpadů  $D^0$  mezi všemi zrekonstruovanými drahami. Tyto rozpadové dráhy pochází ze sekundárních vrcholů, které jsou kvůli dlouhým životnostem hadronů posunuty od primárních vrcholů o stovky mikronů (viz tabulka 4.3). Schéma rozpadu  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  je zobrazeno na obrázku 4.2. Veličiny, které nám umožní správně rekonstruovat  $D^0$  jsou dopadový parametr  $d$  a směrový úhel  $\theta_{\text{pointing}}$ . Dopadový parametr je definován jako nejkratší vzdálenost dráhy částice k primárnímu vrcholu, přičemž jeho projekci na rovinu kolmou na magnetické pole a směr svazku (tzv. rovinu ohybu) značíme  $d_0$ . Směrový úhel je definován směrem rekonstruované hybnosti  $D^0$  v rovině ohybu a přímkou spojující primární a sekundární vrcholy, viz obrázek 4.2.

Kvůli velkému pozadí je potřeba aplikovat silná výběrová omezení<sup>2</sup>, která byla vybrána tak, aby maximalizovala statistickou váhu. Nejdříve jsou dráhy vybrány podle jejich příčné hybnosti a dopadového parametru  $d_0$ . Poté jsou vybrány všechny kombinace drah se správnými náboji a aplikují se další výběrová omezení založená na součinu dopadových parametrů kandidáta na pion  $d_0^\pi$  a kaon  $d_0^K$  a na požadavku, aby zrekonstruovaná dráha letu  $D$  mezonu mířila do primárního vrcholu, tedy kosinus směrového úhlu  $\theta_{\text{pointing}} \approx 1$ .

Při LHC energiích pochází významná část  $D^0$  mezonů z  $b$  kvarků a to prostřednictvím rozpadového kanálu  $B \rightarrow D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ . Poměr účinných průřezů pro produkci krásy vůči půvabu je kolem 5% a průměrné celkové zastoupení tohoto rozpadového kanálu je  $\simeq 65\%$ . Proto je nutné použít další výběrová omezení na směrový úhel  $\theta_{\text{pointing}}$ , součin dopadových parametrů  $d_0^K$  a  $d_0^\pi$  a na dopadový parametr  $d_0$ . Použitím těchto omezení stoupne poměr sekundárních (pocházejících z rozpadu  $B$ ) k primárním  $D^0$  na  $\simeq 12\%$ .

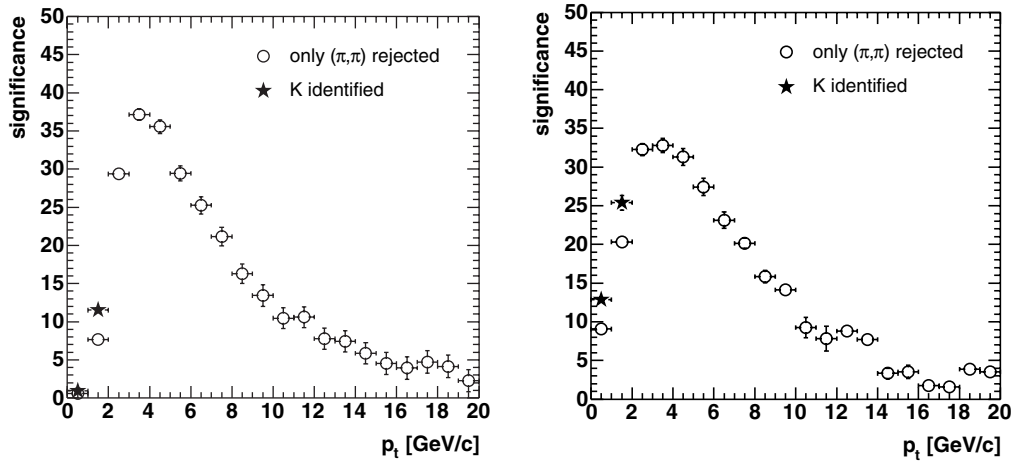
Účinnost výběrových omezení je dobře patrná na obrázku 4.3, zobrazujícím distribuce invariantních hmotností  $K\pi$  odpovídajících  $10^7$  Pb-Pb ( $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,5$  TeV) srážkám.



Obrázek 4.3: Distribuce invariantní hmotnosti  $K\pi$  odpovídající jednoletému sběru dat. Stejná distribuce po odečtení pozadí je v obrázku. Převzato z [5].

Očekávaná signifikance jako funkce  $p_t$  normalizovaná na  $10^7$  centrálních Pb-Pb srážek (vlevo) a na  $10^9$  pp srážek (vpravo) je zobrazena na obrázku 4.4. V obou srážkových systémech vidíme, že signifikance je velmi dobrá pro nižší a střední hodnoty  $p_t$ . V Pb-Pb srážkách pro

<sup>2</sup>V anglickém jazyce se používá termín selection cut.

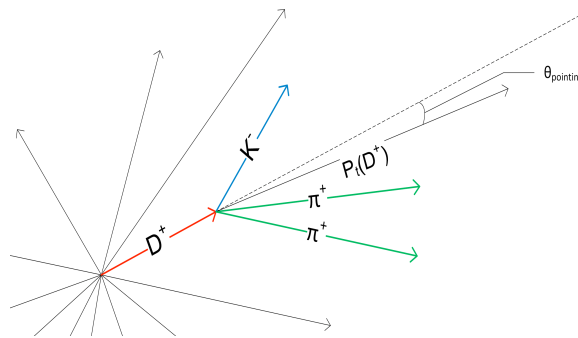


Obrázek 4.4: Signifikance  $D^0$  jako funkce  $p_t$  normalizovaná na  $10^7$  centrálních Pb-Pb srážek (vlevo) a na  $10^9$  pp centrálně neomezených srážek (vpravo). Různé scénáře identifikace částic jsou zahrnuty, viz legendu v obrázku. Převzato z [5].

$p_t > 4$  GeV poměr signálu k pozadí  $S/B$  roste, ale signifikance klesá kvůli poklesu statistiky signálu. V pp srážkách se pro velké  $p_t$  signifikance blíží té v Pb-Pb srážkách.

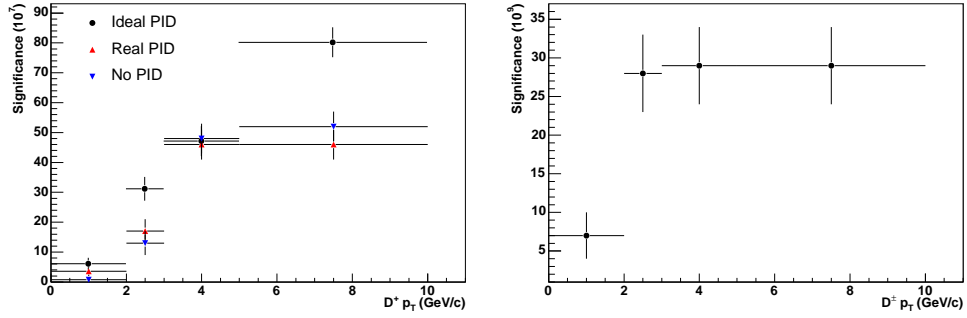
#### 4.2.2 Rekonstrukce původu v $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ kanálu

Strategie rekonstrukce  $D^+$  je podobná té použité při rekonstrukci  $D^0$  v kanálu  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  a byla analyzována v článku [10]. Velmi důležitá je přesná rekonstrukce sekundárních vrcholů. Za tímto účelem jsou dráhy konečných rozpadových produktů (zakřivených v magnetickém poli ALICE) v blízkosti primárního vrcholu aproximovány přímkami. Algoritmus pak najde minimální vzdálenost mezi těmito třemi drahami. Při vysokých příčných hybnostech leží ale produkty rozpadů  $D^+$  stále více v jedné přímce s příčnou hybností  $D^+$ . Podél tohoto směru se tedy očekává zhoršení rozlišení vyhledávání sekundárního vrcholu. Schéma rozpadu je na obrázku 4.5.



Obrázek 4.5: Schéma rozpadu  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ ,  $\theta_{\text{pointing}}$  je směrový úhel. Převzato z [9].

Pro redukci všech možných trojčlenných kombinací drah jsou použita, stejně jako u re-



Obrázek 4.6: Signifikance  $D^\pm$  jako funkce  $p_t$  normalizovaná na  $10^7$  centrálních Pb-Pb srážek (vlevo) a na  $10^9$  pp centrálně neomezených srážek (vpravo). Různé scénáře identifikace částic jsou zahrnuty, viz legendu v obrázku. Převzato z [10].

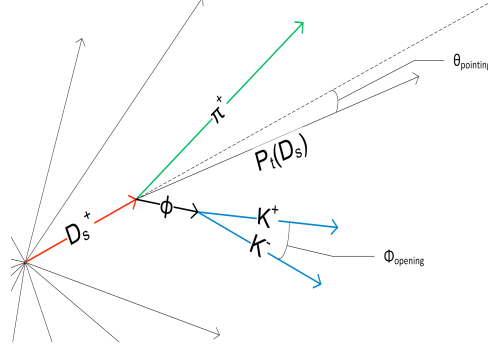
konstrukce  $D^0$  mezonu, výběrová omezení. První sada těchto omezení se týká příčné hybnosti  $D^+$  a dopadového parametru  $d_0$ . Druhá sada omezení je použita na vzdálenost primárního vrcholu od sekundárního, na kosinus směrového úhlu  $\theta_{\text{pointing}}$ , na maximální příčnou hybnost mezi trojicí drah a na disperzi drah od primárního vrcholu, která je definována jako součet vzdáleností drah od nalezeného vrcholu. Pro současné vyladění všech omezení v druhé sadě byla vyvinuta metoda založená na vytvoření multidimenzionálních matic všech srážek generujících signál i pozadí. Tato metoda je pak použita v různých intervalech příčné hybnosti  $D^+$ .

Výsledná signifikance normalizovaná na  $10^7$  centrálních Pb-Pb srážek a na  $10^9$  pp centrálně neomezených srážek je na obrázku 4.6. Pro srážky Pb-Pb jsou uvažovány případy ideální identifikace částic (PID particle identification), skutečné PID a bez PID, pro pp srážky je uvažován jen případ bez PID. Rekonstrukce  $D^+$  je tedy možná s dobrou signifikancí, jak v Pb-Pb, tak i v pp srážkách.

### 4.2.3 Rekonstrukce původu v $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ kanálu

Rekonstrukce  $D_s^+$  mezonů je velmi náročný úkol, protože výtěžnost  $D_s^+$  je vůči velkému pozadí značně malá. Schéma rozpadu je na obrázku 4.7 a technika rekonstrukce byla rozebrána v článku [21]. Jako v předešlých rekonstrukcích se i v této pro zvýšení signifikance používají mnohá výběrová omezení. Prvním krokem, před kombinací drah do trojic, je omezení příčných hybností a dopadových parametrů  $d_0$  částic. Poté jsou z drah utvořeny dvojice částic s opačným nábojem a u každé této dvojice je nalezen vrchol. Na tyto vrcholy se dále aplikují omezení na vzdálenost mezi drahami a nalezenými vrcholy a vzdálenost těchto od primárního vrcholu. Pro každou utvořenou dvojici drah se přidá třetí dráha se správným nábojem, po zformování těchto trojic se aplikuje omezení na jejich invariantní hmotu. Další omezení se použije na disperzní parametr. V dalším se využije, že rozpady  $D_s^+$  na kaony a piony probíhají přes intermediální rezonanční stavy, tedy může být použito omezení na invariantní hmotu párů. Všechny trojice tedy můžeme rozdělit podle intermediální částice na dvě třídy,  $\phi$  trojice a  $K^{0*}$  trojice. Nakonec se provede výběrové omezení na kosinus směrového úhlu  $\theta_{\text{pointing}}$ , kosinus úhlu  $\Phi_{\text{opening}}$ , součet kvadrátů tří dopadových parametrů, vzdálenosti sekundárního a primárního vrcholu a kvalitu nalezeného vrcholu v závislosti na rozptylu trojice drah kolem

vrcholu, přičemž úhel  $\Phi_{\text{opening}}$  je definován jako úhel mezi  $K^+$  a  $K^-$  v případě  $\phi$  trojic a mezi  $K^+$  a  $\pi^-$  v případě  $K^{0*}$  trojic. Pro současnou optimalizaci všech pěti parametrů se používá stejná metoda multidimenzionálních matic jako při rekonstrukci  $D^+$ .



Obrázek 4.7: Schéma rozpadu  $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$  přes  $\phi$ ,  $\theta_{\text{pointing}}$  je směrový úhel a pro definici  $\Phi_{\text{opening}}$  viz text. Převzato z [9].

Předběžná výsledná signifikance pro  $10^7$  centrálních Pb-Pb srážek pro  $\phi$  trojice a  $K^{0*}$  trojice je na obrázku 4.8. Pro simulace byl použit scénář ideální identifikace částic. Jak lze vidět, je rekonstrukce  $D_s^+$  proveditelná pro příčné hybnosti od 3 – 4 GeV a rozpadový kanál přes  $\phi$  je snadněji rekonstruovatelný.

### 4.3 Detekce krásy

Pro detekci krásy se na detektoru ALICE budou používat jak semi-elektronový tak i semi-mionový rozpadový kanál. Další možnosti detekce, jako například měření sekundárních  $J/\psi$  (což umožní jít při měření účinného průřezu pro  $B$  mezony až do nulových příčných hybností), jsou navrženy v [5] a jejich způsobilost musí být teprve prověřena důkladnými simulacemi.

#### 4.3.1 Detekce krásy v semi-elektronovém rozpadovém kanálu

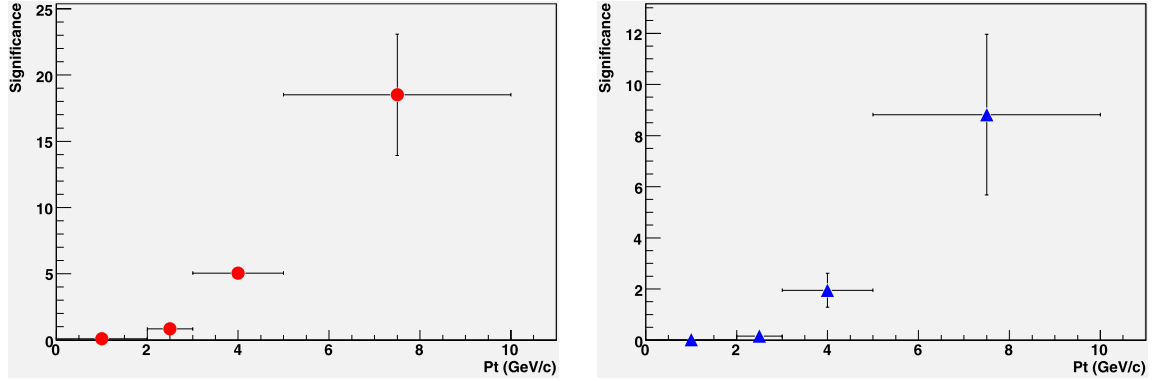
Rozpadové kanály pro detekci semi-elektronových rozpadů krásy uvažované pro detektor ALICE jsou

$$\begin{aligned} B &\rightarrow e\nu_e + X \\ B &\rightarrow D + X \\ &\quad \downarrow e + Y \end{aligned}$$

se zastoupením přímého rozpadu 11% a nepřímého 10%. Analýza detekce v těchto kanálech byla provedena v [5] a [15]. Hlavními zdroji elektronového pozadí jsou: rozpady primárních  $D$  mezonů (elektronový rozpadový kanál je zastoupen  $\approx 10\%$ ), rozpady lehkých mezonů, konverze fotonů v trubici urychlovače a vnitřních vrstvách ITS a piony špatně identifikované jako elektrony.

Pro redukci pozadí se stejně jako v případě detekce otevřeného půvabu používají výběrová omezení na určité veličiny. První omezení spočívá v identifikaci částice jako elektronu. Tato identifikace probíhá ve dvou krocích pomocí detektorů TRD a TPC. Nejprve je provedena





Obrázek 4.8: Signifikance  $D_s^+$  jako funkce  $p_t$  pro  $\phi$  trojice (vlevo) a  $K^{0*}$  trojice (vpravo), normalizovaná na  $10^7$  centrálních Pb-Pb srážek. Převzato z [21].

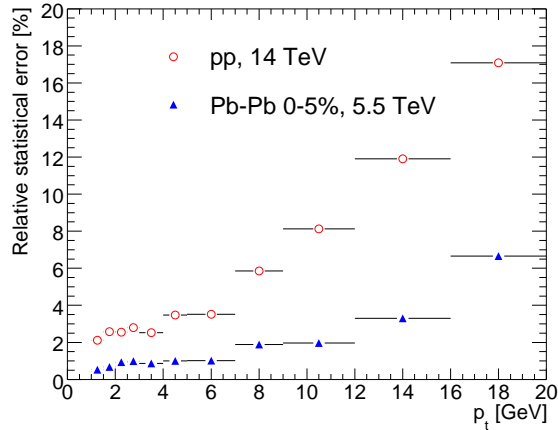
identifikace pomocí TRD, přičemž se očekává, že kontaminace od protonů a nabitých kaonů je pro tento detektor zanedbatelná. Poté se o odlišení elektronů od těžších částic postará TPC. Schopnost provést toto odlišení se se zvyšující hybností částic zhoršuje, ale pokud se děje jen mezi drahami identifikovanými v TRD jako elektrony, je kontaminace od protonů a nabitých kaonů taktéž zanedbatelná. Další omezení se aplikuje na dopadový parametr  $d_0$ , protože  $B$  mezony mají dlouhé rozpadové dráhy  $\simeq 500 \mu\text{m}$ , a tedy dopadové parametry elektronů z tohoto rozpadu jsou velké. Toto omezení ovšem nestačí na odlišení elektronů z  $D$  rozpadů a musí se aplikovat ještě omezení na příčné hybnosti, což jejich příspěvek redukuje, jelikož elektrony pocházející z  $B$  mezonů mají tvrdší rozdělení  $p_t$ . Zbylá asi 10% kontaminace od elektronů z pozadí může být vyjádřena a odebrána pomocí simulace Monte Carlo vyladěné na reprodukci měřeného účinného průřezu pro piony a  $D^0$ .

Účinný průřez  $B$  mezonů se získává škálováním účinného průřezu na úrovni elektronů měřeného v daném elektronovém parametrickém prostoru metodou založenou na Monte Carlo, viz [5]. Očekávané relativní statistické chyby měření účinného průřezu pro elektrony z rozpadů  $B$  mezonů v Pb-Pb a pp srážkách za jednoleté měření je na obrázku 4.9.

### Více „rozvětvené“ rozpady krásých mezonů

Rozpady  $B$  mezonů se větví více než rozpady u podivných a krásných částic. Analýza srážek vygenerovaných v programu Pythia ukázala, že 20% rozpadů krásy má více jak 5 rozvětvení, oproti 1% u půvabu, což byla hlavní motivace pro vytvoření metody rekonstrukce krásy prostřednictvím více rozvětvených rozpadů. Tato metoda je založena na skutečnosti, že dráhy pocházející z jednoho rozpadu mají mezi sebou malé dopadové parametry. Její výhoda spočívá v tom, že nepotřebuje identifikaci částic a rekonstrukce  $B$  mezonů má statistiku a čistotu<sup>3</sup> srovnatelnou se semi-elektronovou metodou. Tato metoda byla studována jen v pp srážkách, viz [15].

<sup>3</sup>Čistota (purity) je definována jako poměr správně identifikovaných částic k celkovému počtu identifikovaných částic (správně i špatně identifikovaných).



Obrázek 4.9: Relativní statistické chyby měření účinného průřezu pro elektrony z rozpadů  $B$  mezonů v Pb-Pb a pp srážkách (viz legenda v obrázku) v závislosti na  $p_t$  za jednoleté měření. Převzato z [13].

### 4.3.2 Detekce krásy pomocí semi-mionových rozpadových kanálů

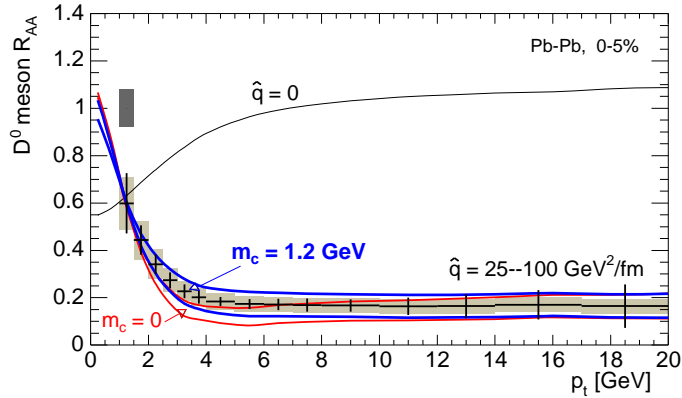
Mionové rameno detektoru ALICE umožní detekovat miony z rozpadů částic obsahujících krásné kvarky. Semi-mionové rozpady těžkých kvarků mají v podstatě stejná zastoupení rozpadu jako semi-elektronové rozpady. Kromě přímého semi-mionového rozpadu  $B \rightarrow \mu\nu_\mu + X$  vznikají miony také v kaskádových rozpadech:

$$\begin{aligned}
 B^+ &\rightarrow \overline{D^0} \mu_1^+ \nu_\mu \\
 &\quad \hookrightarrow \mu_2^- X' \\
 \overline{B^0} &\rightarrow D^+ \mu_3^- \overline{\nu}_\mu \\
 &\quad \hookrightarrow \mu_4^+ X''
 \end{aligned}$$

Tyto rozpadové produkty produkují jak mionové páry se stejným, tak i opačným znaménkem, narozdíl od semi-mionového rozpadu původních částic, který produkuje jen mionové páry s opačným znaménkem. Páry mionů se potom dělí do několika skupin, viz [5].

V centrálních Pb-Pb srážkách jsou v nízkých příčných hybnostech zastoupeny miony z rozpadů  $\pi/K$ . Mionový spektrometr není vybaven na odlišení rozpadů krásných mionů od pozadí prostřednictvím posunutí primárního a sekundárního vrcholu, protože není schopen rekonstruovat dráhy částic. Abychom tedy redukovali příspěvek mionů z pozadí, byl použit trigger s omezením spodní hranice příčné hybnosti na 1 GeV. I když toto omezení bylo optimalizováno pro měření skrytých vůní, je vyhovující i pro měření otevřené krásy. Další omezení spodní hranice příčné hybnosti je aplikováno při datové analýze. Pro další zmenšení pozadí se používá metoda míchání srážek (event mixing).

Pro extrakci účinného průřezu na úrovni  $B$  mezonů se používá stejná metoda, jaká byla diskutována v sekci 4.3.



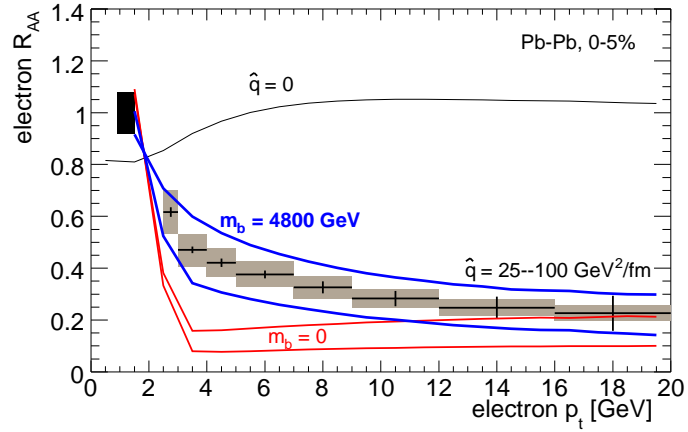
Obrázek 4.10: Předpokládaný jaderný modifikační faktor bez ( $\hat{q} = 0$ ) a s energetickými ztrátami (pásky odpovídají rozsahu  $25 < \hat{q} < 100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ ) pro  $D^0$  mezony v centrální (0-5%) Pb-Pb srážce. Vliv hmotnosti půvabného kvarku na energetické ztráty je zahrnut pro pruh ohraničený modrou čarou ( $m_c = 1,2 \text{ GeV}$ ) a nezahrnut pro pruh ohraničený červenou čarou ( $m_c = 0$ ). Pro vysvětlení chyb viz text. Chyba normalizace je znázorněna obdélníkem v  $R_{AA} = 1$ . Převzato z [5].

#### 4.4 Perspektiva pro měření $R_{AA}$

Měření jaderného modifikačního faktoru pro těžké mezony nám umožní prozkoumat mechanismy ztráty energie těžkých kvarků v QGP. Na obrázku 4.10 je prezentován předpokládaný jaderný modifikační faktor bez ( $\hat{q} = 0$ ) a s energetickými ztrátami (pásky odpovídají rozsahu  $25 < \hat{q} < 100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ ) pro  $D^0$  mezony v centrální (0-5%) Pb-Pb srážce se započtením efektu jaderného stínění. Vliv hmotnosti půvabného kvarku na energetické ztráty je zahrnut pro pruh ohraničený modrou čarou ( $m_c = 1,2 \text{ GeV}$ ) a nezahrnut pro pruh ohraničený červenou čarou ( $m_c = 0$ ). Malý rozdíl mezi těmito pruhy indikuje, že v energetických ztrátách se půvabný kvark chová jako nehmotný. Očekávané nejistoty v měření  $R_{AA}^D$  jsou zde zobrazeny pro případ s energetickými ztrátami. Úsečky představují statistické chyby a tmavé oblasti představují kvadartický součet systematických chyb z Monte Carlo korekcí ( $\approx 15\%$ ) a  $\sqrt{s}$  chyb z extrapolace pp měření pro 14 TeV na 5,5 TeV ( $\approx 12\%$ ). Pro příčné hybnosti  $p_t \gtrsim 5 \text{ GeV}$  se stávají relativní statistické chyby v Pb-Pb dominantním příspěvkem k statistické chybě  $R_{AA}^D$ .

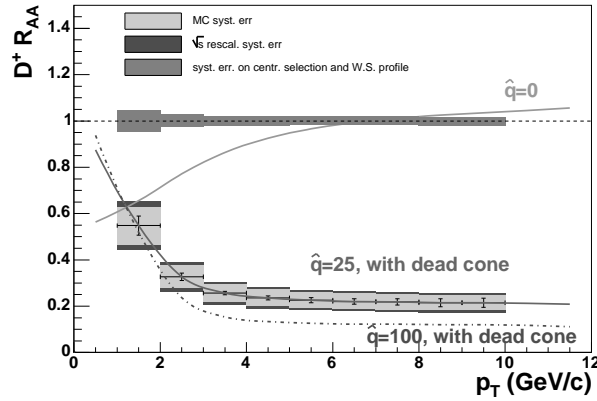
Předpokládaná schopnost měření jaderného modifikačního faktoru elektronů z rozpadů  $B$  mezonů v centrální (0-5%) Pb-Pb srážce se započtením efektu jaderného stínění je zobrazena na obrázku 4.11. Všechny prvky jsou definovány stejně jako v obrázku 4.10. Hmotnost krásného kvarku pro pruh ohraničený modrou čarou je  $m_b = 4,8 \text{ TeV}$ . Oproti půvabu je potlačení silně redukováno v oblasti příčných hybností  $2 \gtrsim p_t \gtrsim 15 \text{ GeV}$ , což je způsobeno velkou hmotností  $b$  kvarku.

Odhadovaná schopnost měření jaderného modifikačního faktoru  $D^\pm$  mezonů pro statistiku odpovídající jednoletému sběru dat v Pb-Pb a pp srážkách pro různé hodnoty transportního koeficientu  $\hat{q}$  a bez identifikace částic je na obrázku 4.12. Statistické a systematické chyby jsou popsány přímo v obrázku. Výsledky jsou porovnány se scénářem bez ztráty energie  $D^\pm$  ( $\hat{q} = 0 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ , světle šedá křivka) a se ztrátou energie ( $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ , čerchovaná světle



Obrázek 4.11: Předpokládaný jaderný modifikační faktor bez ( $\hat{q} = 0$ ) a s energetickými ztrátami (pásy odpovídají rozsahu  $25 < \hat{q} < 100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ ) pro elektrony z rozpadu  $B$  mezonů v centrální (0-5%) Pb-Pb srážce. Vliv hmotnosti krásného kvarku na energetické ztráty je zahrnut pro pruh ohraničený modrou čarou ( $m_b = 4,8 \text{ TeV}$ ) a nezahrnut pro pruh ohraničený červenou čarou ( $m_c = 0$ ). Pro vysvětlení chyb viz text. Chyba normalizace je znázorněna obdélníkem v  $R_{AA} = 1$ . Převzato z [13].

šedá křivka a  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ , tmavě šedá křivka) se započtením efektu mrtvého kužele.



Obrázek 4.12: Předpokládaný jaderný modifikační faktor  $D^\pm$  mezonů pro případ energetických ztrát  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  (tmavě šedá křivka). Výsledky jsou porovnány s případem bez ztráty energie ( $\hat{q} = 0 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ , světle šedá křivka) a se ztrátou energie ( $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ ) a započteným efektem mrtvého kužele (čerchovaná světle šedá čára). Chyby jsou popsány v obrázku. Převzato z [10].

## 4.5 Skryté těžké vůně

Těžká kvarkonia budou v detektoru ALICE detekována jak v dielektronovém tak v dimionovém rozpadovém kanále. Klíčové detektory pro dielektronový kanál jsou TRD, ITS, TPC a pro dimionový kanál je to mionový spektrometr. Oblast rapidity pokrytá těmito detektory, dostupný rozsah Bjorkenovského  $x$ , minimální detekovatelná příčná hybnost částic  $p_{t\min}$  a schopnost rozlišení okamžitých a druhotných  $J/\psi$  (O/D) v těchto detektorech jsou uvedeny v tabulce 4.4. Jako  $x_1$ , resp.  $x_2$  jsou označeny proměnné  $x$  odpovídající částici svazku pohybující se do mionového spektrometru, resp. od něj (tzn. do PMD). Omezení minimální detekovatelné příčné hybnosti v dielektronovém kanále je způsobeno nastavením TRD triggeru na  $p_t = 3 \text{ GeV}/c$ . Pro případ Pb-Pb srážek nebude kvůli vysoké multiplicitě částic tento trigger funkční a bude možno měřit příčnou hybnost od  $p_t = 0 \text{ GeV}/c$ . Trigger mionového spektrometru žádná omezení pro detekci příčných hybností těžkých kvarkonií nepřináší. Pro studium kvarkonií v dimionovém kanále v závislosti na centralitě srážky bude také podstatný ZDC, který umožní rozlišit až 10 tříd centrality pro Pb-Pb srážky.

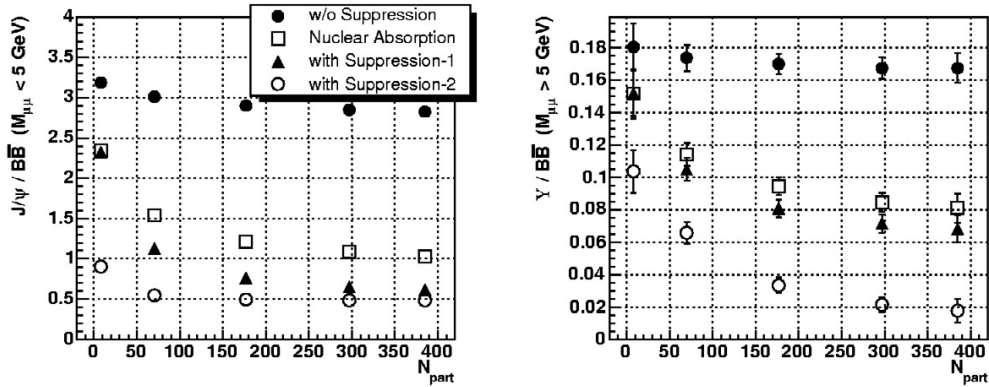
Tabulka 4.4: Vlastnosti detektorů důležité pro detekci těžkých kvarkonií. Rozsah Bjorkenovského  $x$  je pro Pb-Pb srážku při  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$ . Převzato z [5].

Rozpadový kanál	Částice	Pokrytí $y$ <sup>4</sup>	Rozsah $x$	$p_{t\min}$ [GeV/c]	O/D $J/\psi$
Elektronový	$J/\psi$	$-0,9 \leq y \leq 0,9$	$2,3 \times 10^{-4} \leq x_{1,2} \leq 1,4 \times 10^{-3}$	5	Ano
	$\Upsilon$	$-0,9 \leq y \leq 0,9$	$7,0 \times 10^{-4} \leq x_{1,2} \leq 4,2 \times 10^{-3}$	0	
Mionový	$J/\psi$	$2,5 \leq y < 4,0$	$7,0 \times 10^{-3} \leq x_1 \leq 3,1 \times 10^{-2}$ $1,0 \times 10^{-5} \leq x_2 \leq 4,6 \times 10^{-5}$	0	Ne
	$\Upsilon$	$2,5 \leq y < 4,0$	$2,1 \times 10^{-2} \leq x_1 \leq 9,3 \times 10^{-2}$ $3,1 \times 10^{-5} \leq x_2 \leq 1,4 \times 10^{-4}$	0	

K odlišení primárních  $J/\psi$  od druhotných, vzniklých z rozpadu  $B$  mezonů, se používá metoda posunutého sekundárního vrcholu. Tato metoda využívá identifikované elektrony z TRD a je stejná, jako pro případ detekce otevřených těžkých vůní. Pro dimionový rozpadový kanál není k dispozici žádná identifikace částic a příspěvky od rozpadů  $B$  se musí určit nepřímou z odhadu jejich četnosti, k čemuž poslouží měření otevřené krásy v mionovém rozpadovém kanále diskutované v sekci 4.3.2. K pozadí kromě druhotných  $J/\psi$  přispívají také nabitě pi-ony a rozpady kaonů, miony produkované v první hadronové interakci v absorberu a chybně identifikované miony. Pro redukci těchto příspěvků jsou použity výběrová omezení na  $p_t$  a pozici primárního vrcholu.

Důležitou otázkou při měření výtěžnosti těžkých kvarkonií je normalizace tohoto signálu. Abychom získali relevantní informace o vývoji daného kvarkonia v QGP, musíme měřenou výtěžnost tohoto porovnat vůči referenčnímu signálu, který není ovlivněn změnou vlastností média. Různé postupy normalizace jsou popsány v [5]. Další možností je porovnat naměřená data pro Pb-Pb srážky s jiným srážkovým systémem, např. pp pomocí jaderného modifikačního faktoru  $R_{AA}$ .

<sup>4</sup>V celé diskusi o detekci kvarkonií je obrácena orientace osy  $z$  tak, aby mionový spektrometr ležel v kladné poloose.



Obrázek 4.13: Poměry počtu rezonancí k počtu krásy pro  $J/\psi$  (vlevo) a  $\Upsilon$  (vpravo) jako funkce počtu účastníků srážky  $N_{\text{part}}$  pro Pb-Pb srážky zaznamenané za jeden rok. Plné kroužky označují případ bez potlačení. Trojúhelníky jsou pro první a prázdné kroužky pro druhý mechanismus potlačení (viz text). Efekty jaderného pohlcení jsou také uvažovány. Samotné tyto efekty jsou zobrazeny jako čtverečky. Převzato z [5].

#### 4.5.1 Detekce kvarkonií v dimionovém kanále

##### Pb-Pb srážky

K simulaci detekce těžkých kvarkonií v Pb-Pb srážkách byla použita rychlá simulace. Výsledná akceptance  $\Upsilon$  je takřka uniformní v  $p_t$  pro celý rozsah rapidity  $y \in (2,5; 4,0)$ , ale  $J/\psi$  akceptance je při velkém  $p_t$  značně vyšší, navíc je pro ni mnohem více znatelný vliv triggeru. Integrovaná akceptance normalizovaná na celý fázový prostor je 4,46% pro  $J/\psi$  a 4,41% pro  $\Upsilon$ .

Kvůli vyšetření závislosti invariantních hmotnostních dimionových spekter na centralitě srážky byly srážky rozděleny do pěti tříd centralit (vždy po 3 fm, poslední pátá třída je pro  $b > 12$  fm), pro detaily viz [5]. Simulace ukazuje, že velký signál  $J/\psi$  vede k signifikanci vždy větší, než 100, pro všech pět tříd centralit. V případě  $\Upsilon$  je signifikance, taktéž pro všechny centrality, přibližně 30.

Závislost invariantních hmotností dimionových spekter na příčné hybnosti byla zkoumána pro druhou třídu centrality (tj. 3 – 6 fm). Pro  $J/\psi$  je dosaženo signifikance řádově 100 pro všechny  $p_t$  biny v analýze. Avšak při postupu k nízkým  $p_t$  se ukazuje vzrůstající zhoršení poměru signálu k pozadí  $S/B$ . V případě  $\Upsilon$  je signifikance menší, ale  $S/B$  je vždy větší než 1 a je takřka konstantní v  $p_t$ .

Výsledky simulací pro obě předešlé závislosti ukazují, že za jeden rok sběru dat bude statistika pro jejich měření dostačující. Výsledky musí být ale brány s rezervou, jelikož simulace nezahrnovaly žádné mechanismy potlačení nebo zvětšení produkce kvarkonií. Simulace beroucí v potaz tyto mechanismy byly provedeny za předpokladu, že nekorelované pozadí může být odebráno (např. metodou míchání srážek). První mechanismus braný v úvahu je jaderná absorpce okamžitých kvarkonií a druhý je potlačení rezonancí kvark-gluonovým plazmatem kvůli barevnému stínění. V simulaci byl použit model prahového potlačení, který dovoluje rezonancím přežít až do určité disociační teploty  $T_D > T_c$  a předpokládalo se, že  $B$  mezony nejsou potlačeny jadernou hmotou ani QGP. Výsledky jsou na obrázku 4.13.

Tabulka 4.5: Předpokládaná výtěžnost kvarkonií ( $S$ ) a pozadí ( $B$ ) při jednoletém sběru dat v pp srážce při  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Převzato z [5].

Stav	$B(\times 10^3)$	$S(\times 10^3)$	$S/B$	$S/\sqrt{S+B}$
$J/\psi$	370	4670	12,6	2081
$\psi'$	220	122	0,55	209
$\Upsilon$	7,7	44,7	5,8	195
$\Upsilon'$	6,1	11,4	1,9	86
$\Upsilon''$	5,4	6,9	1,3	62

Dimionový rozpadový kanál je vhodný pro měření toků těžkých kvarkonií, protože detektor PMD umožní studovat úhlové rozdělení  $J/\psi$  detekovaných v mionovém spektrometru. PMD díky svému velikému pokrytí rapidity minimalizuje efekty korelací nemajících původ v toku a díky tomu poskytne dobrý odhad pozice reakční roviny. Systematická studia nasimulovaných dat naznačují, že jejich signifikance závisí na měřeném eliptickém toku  $\nu_2$  a dílčí chybě  $f$  jako  $S/\sqrt{S+B} = \frac{0,7}{\nu_2} \times f$ .

### pp srážky

Studium odezvy mionového spektrometru pro pp srážky při  $\sqrt{s} = 14$  TeV, bylo provedeno pomocí rychlé simulace v [5]. Výsledná integrovaná akceptance normalizovaná na celý fázový prostor je 4,24% pro  $J/\psi$  a 4,42% pro  $\Upsilon$ . V simulaci je zahrnuto jen pozadí od korelovaných dimionů s různými znaménky, ale předpokládá se, že příspěvek od nekorelovaného hmotového kontinua by měl být malý a neměl by výrazně ovlivnit prezentované výsledky. Výtěžnost kvarkonií je shrnuta v tabulce 4.5. Výsledky předpovědi měření diferenciálního účinného průřezu ukazují, že statistické chyby jsou kvůli velké statistice malé a detektor ALICE tedy umožní jejich přesné měření.

### 4.5.2 Detekce kvarkonií v dielektronové kanále pro Pb-Pb srážky

Měření kvarkonií v dielektronovém kanále nám zpřístupní oblast středových rapidit a umožní rozlišit mezi prvotními a druhotnými  $J/\psi$  pocházejícími z rozpadu  $B$  mezonů. Za tímto účelem je potřeba dobrá schopnost rekonstrukce interakčních vrcholů, kterou poskytne ITS. Klíčový pro tento rozpadový kanál je detektor TRD, jelikož umožní identifikaci elektronů s hybnostmi většími než 1 GeV a poskytne elektronový trigger pro hybnosti větší než 3 GeV. Tento trigger není v případě Pb-Pb srážek, kvůli velkému počtu drah funkční, a tedy není v další analýze uvažován.

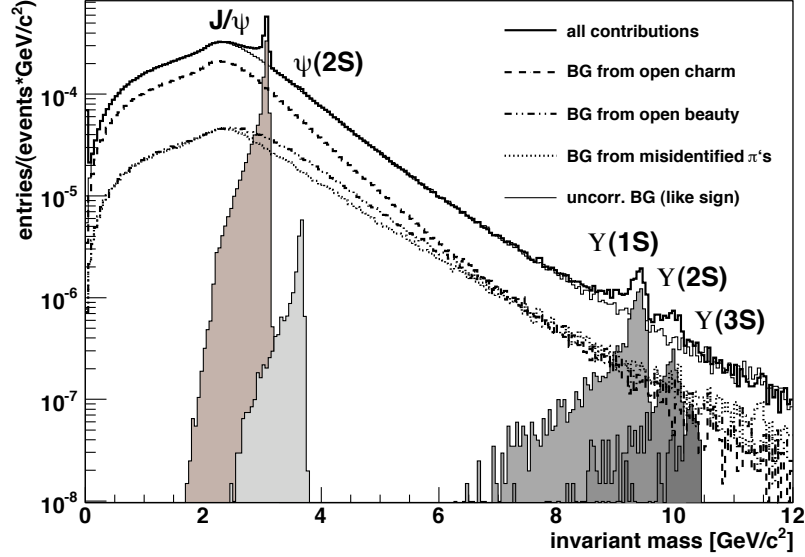
Výtěžnost kvarkonií byla vyšetřena pomocí rychlé simulace za použití binárního škálování se započtením 60% jaderného stínění. Hlavní zdroje pozadí jsou piony špatně identifikované jako elektrony a rozpady  $D$  a  $B$  mezonů.

Identifikace elektronů je docílena kombinací informací z TPC a TRD, zatímco identifikace elektronů v TRD na hybnosti (v oblasti zájmu) prakticky nezávisí, vykazuje identifikace v TPC silnou závislost a pro hybnosti větší než 3 GeV/c se rychle zhoršuje.

Simulace geometrické akceptance detekce ukazuje mnohem silnější závislost na hodnotě triggeru pro  $J/\psi$  než  $\Upsilon$ , protože elektronové páry vzniklé z rozpadu  $J/\psi$  splní triggerové

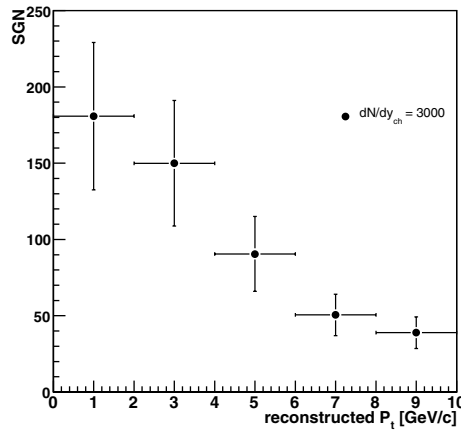
omezení jen pro  $J/\psi$  s vysokým  $p_t$ .

Na obrázku 4.14 je zobrazeno rozdělení invariantních hmot dielektronů normalizované na  $2 \times 10^8$  centrálních (10%) Pb-Pb srážek. Signály pro  $J/\psi$  a  $\Upsilon$  jsou jasně pozorovatelné. Příspěvky k pozadí od různých procesů jsou zahrnuty, viz legenda v obrázku. Kvůli očekávanému potlačení hadronů s vysokým  $p_t$  v Pb-Pb srážkách, představuje simulace spíše pesimistický odhad.



Obrázek 4.14: Rozdělení invariantních hmot dielektronů normalizované na  $2 \times 10^8$  centrálních Pb-Pb srážek. Vyplněné oblasti vyznačují kvarkonia vstupující do simulace. Převzato z [5].

Výsledná signifikance rekonstrukce  $J/\psi$  pro  $2 \times 10^8$  Pb-Pb srážek je na obrázku 4.15.



Obrázek 4.15: Signifikance rekonstrukce  $J/\psi$  pro  $2 \times 10^8$  Pb-Pb srážek jako funkce příčné hybnosti. Multiplicita nabitých částic  $dN_{ch}/d\eta = 3000$ . Převzato z [5].



# Shrnutí a závěr

Tato práce poskytuje ucelený přehled problematiky výzkumu kvark-gluonového plazmatu pomocí těžkých kvarků a jejich detekce v experimentu ALICE. Je zde prezentován teoretický popis utvoření a vývoje QGP ve srážkách těžkých jader s důrazem na pochopení mechanismů zodpovědných za spektra experimentálně měřených veličin. Jak lze vidět z experimentálních dat prezentovaných v kapitole 2, jsou těžké kvarky vhodnou sondou k výzkumu QGP, i když na to, abychom byli schopni rozhodnout mezi různými teoriemi jsou nutná další přesná měření. Také je vidět, že dostupnost větších energií srážky bude pro tento výzkum přínosem.

Výsledky simulací diskutovaných v kapitole 4 jasně prokazují výborné vlastnosti detektoru ALICE pro detekci těžkých kvarků, jak pro případ otevřených, tak skrytých vůní. Z detailnějšího popisu rekonstrukce těžkých vůní jasně vyplývá nutnost optimalizace výběrových omezení pro získání co nejlepšího poměru signálu k pozadí. I když bylo pro většinu simulací různých rozpadových kanálů použito spíše pesimistického odhadu účinných průřezů pro tvorbu těžkých kvarků a/nebo velikosti pozadí, je vidět, že i v tomto případě je možné získat data s dobrou signifikancí a relativně malými chybami.

# Literatura

- [1] *QCD phase diagram: an overview*, prosinec 2006.  
URL <<http://arxiv.org/abs/hep-lat/0701002>>
- [2] ABELEV, B. I. STAR Collaboration: Charmed hadron production at low transverse momentum in Au+Au collisions at RHIC. arXiv:0805.0364v2 [nucl-ex], květen 2008.  
URL <<http://arxiv.org/abs/0805.0364>>
- [3] ABELEV, B. I. STAR Collaboration:  $J/\psi$  production at high transverse momentum in p+p and Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. arXiv:0904.0439v1 [nucl-ex], duben 2009.  
URL <<http://arxiv.org/abs/0904.0439v1>>
- [4] ADARE, A. et al. PHENIX Collaboratin: Energy Loss and Flow of Heavy Quarks in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, ročník 98, č. 17, 2007: str. 6, ISSN 1079-7114, doi:10.1103/PhysRevLett.98.172301.
- [5] ALICE Collaboration: ALICE: Physics Performance Report, Volume II. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, ročník 32, září 2006: s. 1295–2040, ISSN 0954-3899, doi:10.1088/0954-3899/32/10/001.
- [6] ALICE Collaboration: The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, ročník 3, srpen 2008: str. 08002, ISSN 1748-0221, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- [7] AMSLER, C. et al. (Particle Data Group): Review of Particle Physics. *Phys. Lett. B*, ročník 667, č. 1, 2008 and 2009 partial update for the 2010 edition: str. 1309, ISSN 0370-2693.  
URL <<http://pdg.lbl.gov>>
- [8] ARMESTO, N.; SALGADO, C. A.; WIEDEMANN, U. A.: Medium-Induced Gluon Radiation off Massive Quarks Fills the Dead Cone. *Phys. Rev. D*, ročník 69, červen 2004: str. 114003, ISSN 1550-2368, doi:10.1103/PhysRevD.69.114003.
- [9] BALA, R.; MASERA, M.; PRINO, F.; aj.: D mesons reconstruction from three body hadronic decays in the central barrel of the ALICE Experiment. online, 2009.  
URL <<http://aliceinfo.cern.ch/static/EditorialTalks/rbposterqm09.pdf>>
- [10] BRUNA, E.: Open charm reconstruction in ALICE:  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ . *Int. J. Mod. Phys. E*, ročník 16, č. 7/8, srpen & září 2007: s. 2097–2102, ISSN 1793-6608, doi:10.1142/S0218301307007520.

- [11] Collaboration, A.: ALICE: Physics Performance Report, Volume I. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, ročník 30, říjen 2004: s. 1517–1763, ISSN 0954-3899, doi:10.1088/0954-3899/30/11/001.
- [12] DAINESE, A.: *Charm production and in-medium QCD energy loss in nucleus-nucleus collisions with ALICE. A performance study.* Dizertační práce, Padova University, Italy, 2003.
- [13] DAINESE, A.: ALICE perspectives for the study of charm and beauty energy loss at the LHC. *Eur. Phys. J. C - Particles and Fields*, ročník 49, č. 1, listopad 2006: s. 135–141, ISSN 1434-6052, doi:10.1140/epjc/s10052-006-0118-1.
- [14] DJAWOTHO, P.:  $\Upsilon$  cross section in p+p collisions at STAR. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, ročník 34, č. 8, srpen 2007: s. 947–950, ISSN 1361-6471, doi:10.1088/0954-3899/34/8/S132.
- [15] FAIVRE, J.: Study of the ALICE performance for the measurement of beauty production. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, ročník 35, č. 4, duben 2008: str. 044047, ISSN 0954-3899, doi:10.1088/0954-3899/35/4/044047.
- [16] GUNJI, T.: Centrality Dependence of  $J/\psi$  Production in Au+Au and Cu+Cu Collisions by the PHENIX Experiment at RHIC. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, ročník 34, č. 8, srpen 2007: s. 749–752, ISSN 0954-3899, doi:10.1088/0954-3899/34/8/S88.
- [17] HEINZ, U.; KESTIN, G.: Jozsó's Legacy: Chemical and kinetic freeze-out in heavy-ion collisions. *Eur. Phys. J. Special Topics*, ročník 155, č. 1, březen 2008: s. 75–87, ISSN 1951-6401, doi:10.1140/epjst/e2008-00591-4.
- [18] LETESSIER, J.; RAFELSKI, J.: *Hadrons and Quark Gluon Plasma.* Cambridge University Press, první vydání, květen 2002, ISBN 0521385369, 414 s.
- [19] Ágnes MÓCSY; PETRECKZY, P.: Color Screening Melts Quarkonium. *Phys. Rev. Lett.*, ročník 99, č. 21, listopad 2007: str. 4, ISSN 1079-7114, doi:10.1103/PhysRevLett.99.211602.
- [20] RAPP, R.; van HEES, H.: Heavy Quarks in the Quark-Gluon Plasma. arXiv:0903.1096v1 [hep-ph], březen 2009.  
URL <<http://arxiv.org/abs/0903.1096v1>>
- [21] SENYUKOV, S.: Perspectives for the measurement of  $D_s^+$  mesons via the  $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$  channel in the ALICE experiment. *Eur. Phys. J. C - Particles and Fields*, ročník 62, č. 1, červenec 2009: s. 229–235, ISSN 1434-6052, doi:10.1140/epjc/s10052-009-0938-x.
- [22] SILVESTRE, C.: First Measurement of the  $J/\psi$  Azimuthal Anisotropy in PHENIX at Forward Rapidity in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. arXiv:0808.2925v2 [nucl-ex], 2009.  
URL <<http://arxiv.org/abs/arXiv:0808.2925>>
- [23] SOMMER, W.: *Measurements of Quarkonia with the central detectors of ALICE.* Dizertační práce, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, březen 2008.

- [24] VOLOSHIN, S. A.; POSKANZER, A. M.; SNELLINGS, R.: Collective phenomena in non-central nuclear collisions. arXiv:0809.2949v2, říjen 2008.  
URL <<http://arxiv.org/abs/0809.2949v2>>
- [25] WYSOCKI, M.: An overview of  $J/\psi$  production in heavy ion collisions at PHENIX. *Eur. Phys. J. C - Particles and Fields*, ročník 62, č. 1, březen 2009: s. 103–107, ISSN 1434-6052, doi:10.1140/epjc/s10052-009-1002-6.
- [26] YAGI, K.; HATSUDA, T.; MIAKE, Y.: *Quark-Gluon Plasma: From Big Bang to Little Bang*. Cambridge University Press, první vydání, 2005, ISBN 0521561086, 464 s.