České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



# Studium substruktury jetů ve srážkách těžkých iontů

# Study of jet substructure in heavy-ion collisions

# BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Monika Robotková Vedoucí práce: RNDr. Jana Bielčíková, Ph.D. Rok: 2019



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



*Katedra*: fyziky

Akademický rok: 2018/2019

# ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student:	Monika Robotková
Studijní program:	Aplikace přírodních věd
Obor:	Experimentální jaderná a částicová fyzika
Název práce: (česky)	Studium substruktury jetů ve srážkách těžkých iontů

*Název práce:* Study of jet substructure in heavy-ion collisions *(anglicky)* 

Pokyny pro vypracování:

- 1. Stručný úvod do studia kvarkovo-gluonového plazmatu se zaměřením na studium tvrdých procesů.
- 2. Rekonstrukce jetů a proměnné charakterizující jejich vlastnosti.
- 3. Popis techniky "soft drop" pro deklasterizaci jetů.
- 4. Popis experimentu STAR na urychlovači RHIC a jeho detektorů.
- 5. Praktická aplikace jetového algoritmu anti-kT pro rekonstrukci jetů a studium substruktury jetů pomocí pozorovatelné zg v Au+Au srážkách v experimentu STAR (extrakce nekorigovaných zg distribucí).

#### Doporučená literatura:

[1] K. Yagi, et al.: Quark-gluon plasma, Cambridge University Press, 2005.

[2] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez: The anti-kt jet clustering algorithm, JHEP 0804 063 (2008).

[3] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez: FastJet User Manual, Eur. Phys. J. C72 1896 (2012).

[4] H. A. Andrews, et al.: Novel tools and observables for jet physics in heavy-ion collisions,

arXiv:1808.03689 (2018).

[5] A. J. Larkoski, S. Marzani, G. Soyez and J. Thaler: Soft Drop, JHEP 05 146 (2014).

[6] K. Kauder, et al.: Measurement of the Shared Momentum Fraction zg using Jet

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

RNDr. Jana Bielčíková, Ph.D. Ústav jaderné fyziky AV ČR, v.v.i.

Datum zadání bakalářské práce: 22.10.2018

Termín odevzdání bakalářské práce: 08.07.2019

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

garant oboru

dékan vedoucí katedry

#### *V Praze dne* 22.10.2018

#### Prohlášení

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

Nemám závažný důvod proti použití 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 .....

**Poděkování** Děkuji RNDr. Janě Bielčíkové, Ph.D. za odborné rady, vedení a trpělivost. Děkuji také své rodině a přátelům za podporu při psaní této práce.

Monika Robotková

#### Název práce: Studium substruktury jetů ve srážkách těžkých iontů

Autor:	Monika Robotková
Studijní program: Obor: Druh práce:	Aplikace přírodních věd Experimentální jaderná a částicová fyzika Bakalářská práce
Vedoucí práce:	RNDr. Jana Bielčíková, Ph.D. Ústav jaderné fyziky, AV ČR
Konzultant:	_

Abstrakt: Studium jetů, kolimovaných spršek hadronů, slouží jako dobrý nástroj ke zkoumání vlastností horkého média barevně nabitých kvarků a gluonů nazývaného kvark-gluonové plazma (QGP), které vzniká ve srážkách těžkých iontů při vysokých energiích. V této práci je diskutována především substruktura jetů se zaměřením na pozorovatelnou  $z_g$ , neboli jet splitting function. Tato pozorovatelná může být určena pomocí techniky SoftDrop, která spočívá ve zpětné deklasterizaci jetu. Analýza představená v této práci proběhla na datech ze srážek Au+Au při těžišťové energii na nukleonový pár  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV naměřených na experimentu STAR v letech 2014 a 2016.

*Klíčová slova:* kvark-gluonové plazma, jet, substruktura, STAR, RHIC

#### Title:

#### Study of jet substructure in heavy-ion collisions

Author: Monika Robotková

Abstract: Jets, collimated sprays of hadrons, can be used for studying properties of hot and dense matter called quark-gluon plasma (QGP), which is created during heavy-ion collisions. This thesis deals with jet substructure focusing on an observable called Jet Splitting Function –  $z_g$ . This observable can be determined by using the Soft Drop technique, which is based on declustering of the jet. Analysis introduced in this thesis is applied to data collected in Au+Au collisions measured by the STAR experiment at the center of mass energy per nucleon pair  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV in 2014 and 2016.

Key words: quark-gluon plasma, jet, substructure, STAR, RHIC

# Obsah

Ú	Úvod 13		
1	Kva	rk-gluonové plazma	15
	1.1	Srážky těžkých iontů	15
		1.1.1 Centralita	15
		1.1.2 Glauberův model	16
		1.1.3 Rapidita a pseudorapidita	17
		1.1.4 Účinný průřez	18
		1.1.5 Energie srážky	18
	1.2	Partony a vznik QGP	18
	1.3	Prostoro-časový vývoj srážky těžkých iontů	20
	1.4	Nástroje pro studium vlastností QGP	21
		1.4.1 Emise hadronů a elektromagnetické záření	21
		1.4.2 Disociace kvarkonií a potlačení jetů	22
		1.4.3 Anizotropní tok	23
		1.4.4 Jaderný modifikační faktor	25
<b>2</b>	Ury	chlovač RHIC a experiment STAR	27
	2.1	RHIC	27
		2.1.1 Urychlovací systém	28
	2.2	Experiment STAR	29
		2.2.1 Detektory experimentu STAR	29
3	Jety	7	33
	3.1	Algoritmy pro rekonstrukci jetů	33
		3.1.1 Kuželové algoritmy	34
		3.1.2 Sekvenčně rekombinační algoritmy	34
	3.2	Tvary jetů	36
		3.2.1 Inkluzivní vlastnosti jetů	36
		3.2.2 Pozorovatelné využívající informaci o konstituentech	39
		3.2.3 Pozorovatelné využívající klastrovací historii	40
4	Sub	struktura jetů	43
	4.1	Nástroje používané ke zkoumání substruktury jetů	43
		4.1.1 Soft Drop	44
	4.2	Pozorovatelné popisující substrukturu jetu	45
		4.2.1 Groomed jet radius $R_g$	45

		4.2.2	Sdílená frakce hybnosti $z_g$	46
	4.3	Výsled	lky měření $z_g$	47
		4.3.1	Experiment STAR	47
		4.3.2	Experiment CMS	48
<b>5</b>	Ana	lýza je	etů se zaměřením na pozorovatelnou $z_g$	51
	5.1	Analýz	za kvality dat pro Run 16	51
	5.2	Analýz	za dat z Run 14	53
		5.2.1	Rekonstrukce událostí a drah částic	53
		5.2.2	Analýza jetů	55
		5.2.3	Substruktura jetů	57
Zá	ivěr			61
$\mathbf{Li}$	Literatura			62

# Seznam obrázků

1.1	Dvě těžká jádra se srážkovým parametrem $b$ před a po srážce	15
1.2	a) Distribuce nabitých částic ze srážek Pb+Pb při $\sqrt{s_{NN}}=2,76~{\rm TeV}$ z experimentu ALICE s rozdělením centralit a počet účastní cích se nukleonů a binárních srážek v závislosti na srážkovém parametru $b.$ .	16
1.3	Schéma geometrie srážky v Glauberově modelu.	17
1.4	Velikost vazbové konstanty v závislosti na vzdálenosti částic pro QED a QCD.	19
1.5	Fázový diagram silně interagující jaderné hmoty	20
1.6	Prostoro-časový vývoj srážky těžkých jader.	21
1.7	Debyeovské stínění barevného náboje	22
1.8	Schéma necentrální jádro-jaderné srážky.	23
1.9	Naměřená data eliptického toku $v_2$ v závislosti na $m_T - m_0$ ze srážek Au+Au.	24
1.10	Graf měření $R_{AA}$ ve srážkách Au+Au v experimentu STAR při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV pro } D^0$ a $\pi^{\pm}$ mezony	26
2.1	Urychlovač RHIC a předurychlovací systém	28
2.2	Ilustrační nákres experimentu STAR	29
2.3	Nákres detektoru TPC	30
2.4	Měření d $E/dx$ na experimentu STAR ve srážkách Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$	31
2.5	Obrázek detektoru VPD	32
3.1	Srovnání čtyř jetových algoritmů.	36
3.2	Jaderný modifikační faktor $R_{AA}$ jetů v Pb+Pb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV	37
3.3	Jaderný modifikační faktor $R_{CP}$ nabitých jetů z experimentů ALICE a ATLAS v závislosti na příčné hybnosti ve srážkách Pb+Pb při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV	38
	Y /	

3.4	Jaderný modifikační faktor fragmentační funkce $R_{D(z)}$ v závislosti na z v Pb+Pb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV měřených expe- rimentem ATLAS.	39
3.5	Pozorovatelné $g$ , $p_T D$ a $LeSub$ naměřené pro nabité jety s $p_T = 40 - 60 \text{ GeV}/c$ experimentem ALICE v centrálních Pb+Pb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV}.$	41
4.1	Schéma jetů vzniklých rozpadem bosonů a jetu z původního kvarku nebo gluonu	44
4.2	Distribuce $\Delta R_{12}$ pro tři různé konfigurace parametrů $z_{cut}$ a $\beta$	46
4.3	Schématický nákres pozorovatelné $z_g$ při použití techniky Soft Drop	47
4.4	Distribuce pozorovatelné $z_g$ pro tři různé konfigurace parametrů $z_{cut}$ a $\beta$ .	47
4.5	Distribuce $z_g$ pro "trigger" a "recoil" jety ze srážek p+p a z PYTHIA8 simulace	48
4.6	Distribuce $z_g$ pro "trigger" a "recoil" jety ze srážek Au+Au při centralitě 0-20 %	49
4.7	Podíl $z_g$ mezi Au+Au a p+p daty pro "trigger" a "recoil" jety	49
4.8	Distribuce $z_g$ v Pb+Pb srážkách při energi i $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV a podíl $z_g$ distribucí mezi Pb+Pb a p+p srážkami 	50
5.1	Střední hodnoty spekter multiplicit v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ v Run 16	52
5.2	Grafy závislosti multiplicity na vzdálenosti primárního vertexu od osy svazku	52
5.3	Rozdělení vzdáleností primárního vertexu od středu detektoru STAR.	54
5.4	Referenční multiplicita nabitých částic v TPC ve srážkách Au+Au při energii srážky $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV v Run } 14. \dots \dots \dots$	54
5.5	Spektra příčné hybnosti jetů rekonstruovaných ze srážek Au+Au s energi í $\sqrt{s_{NN}}=200~{\rm GeV}.$	56
5.6	Grafy $z_g$ distribuce pro centrální Au+Au srážky při rozlišovacím parametru $R = 0, 3$ pro intervaly 20 GeV/ $c < p_T < 30$ GeV/ $c$ a 30 GeV/ $c < p_T < 40$ GeV/ $c$ .	57
5.7	Grafy $z_g$ distribuce pro Au+Au srážky o centralitě 30-40 % a 0-5 % při rozlišovacím parametru $R = 0, 3$ a příčné hybnosti jetu v intervalu 30 GeV/ $c < p_T < 40$ GeV/ $c$ .	58
5.8	Grafy $z_g$ distribuce pro Au+Au srážky o centralitě 0-5 % při roz- lišovacím parametru $R = 0,3$ a $R = 0,4$ a příčné hybnosti jetu v intervalu 10 GeV/ $c < p_T < 20$ GeV/ $c$ .	58

# Úvod

Při ultra-relativistických srážkách těžkých iontů může docházet ke vzniku horké a husté hmoty kvarků a gluonů. Tato horká hustá hmota se nazývá kvark-gluonové plazma (QGP) a je předmětem zkoumání mimo jiné na urychlovači Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) v Brookhaven National Laboratory (BNL) a na urychlovači Large Hadron Collider (LHC) v laboratoři CERN. Vhodnou sondou pro zkoumání vlastností kvark-gluonového plazmatu mohou být jety, které při srážkách vznikají.

Jety jsou kolimované spršky hadronů, které vznikají fragmentací vysokoenergetických partonů. Tyto partony mohou ve srážkách těžkých iontů interagovat se vznikajícím médiem, čímž může docházet k tzv. potlačení jetu. Ke studiu jetů pak můžeme přistupovat různými způsoby, například studovat jejich inkluzivní vlastnosti nebo se zameřit na jejich substrukturu.

Hlavním cílem této práce je seznámení se se základními principy srážek těžkých iontů, vlastnostmi kvark-gluonového plazmatu a především seznámení s analýzou jetů a jejich substrukturou. Hlavní důraz je přitom kladen na pozorovatelnou  $z_g$ , která se nazývá jet splitting function. Analýza je prováděna na datech naměřených experimentem STAR v letech 2014 a 2016 ze srážek Au+Au při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  na nukleon-nukleonový pár v těžišťovém systému. Experiment STAR se nachází na urychlovači RHIC v BNL.

V první kapitole je popsán princip srážek těžkých iontů a jsou zde uvedeny veličiny, které při těchto srážkách měříme. Dále je zde popsán vznik kvark-gluonového plazmatu, některé jeho vlastnosti a jsou zde také uvedeny nástroje, které slouží k jeho zkoumání. Jsou zde uvedena i měření poukazující na jeho existenci.

O detektoru STAR a urychlovači RHIC pojednává druhá kapitola. Je zde shrnuto několik informací o výzkumném centru BNL, následně je popsán princip urychlování na urychlovači RHIC a dále jsou zde uvedeny některé jeho parametry. Velká část této kapitoly je věnována experimentu STAR, především detektorům, ze kterých se skládá.

Třetí kapitola je věnována jetům, jejich vlastnostem a nejnovějším publikovaným výsledkům v oblasti jetů. Část kapitoly je také zaměřena na různé typy algoritmů, pomocí kterých jsou jety při analýze dat rekonstruovány.

Ve čtvrté kapitole jsou uvedeny pozorovatelné, které jsou spojeny se substrukturou jetů, přičemž důraz je kladen na pozorovatelnou  $z_g$ . V této kapitole jsou mimo jiné uvedeny techniky, které se používají k deklasterizaci jetů, což nám umožňuje

přistupovat k jejich substruktuře.

Pátá kapitola je věnována analýze dat. První část tvoří kvalitativní analýza dat naměřených v roce 2016 (tzv. Run 16) experimentem STAR. Druhou část tvoří rekonstrukce jetů z dat naměřených v roce 2014 (tzv. Run 14). Poslední část je věnována pozorovatelné  $z_g$ .

Bakalářská práce je ukončena závěrem a výhledem na pokračování v další analýze v oblasti jetů a jejich substruktury.

# Kapitola 1

# Kvark-gluonové plazma

## 1.1 Srážky těžkých iontů

Srážkou, nebo také interakcí těžkých iontů, rozumíme srážku dvou jader těžkých prvků, například Pb+Pb (urychlovač LHC) nebo Au+Au (urychlovač RHIC). Probíháli srážka při vysoké energii, pak dochází k relativistickým jevům, jako je například kontrakce délek, v důsledku které jádra mění svůj tvar na úzké kotouče, jak je znázorněno to na obrázku Obr. 1.1.



Obrázek 1.1: Dvě těžká jádra se srážkovým parametrem b před a po srážce [1].

#### 1.1.1 Centralita

Na Obr. 1.1 vpravo je patrné, že ne všechny nukleony z jader se přímo účastní srážky, takže je můžeme rozdělit na účastníky (*participants*) nebo pozorovatele (*spectators*). Poměr těchto nukleonů ve srážce se odvíjí od vzájemné polohy obou jader (centrality), kterou udává tzv. srážkový parametr b. Centrální srážkou nazýváme srážku s malou hodnotou parametru b, periferální srážka má naopak velkou hodnotu tohoto parametru. Experimentálně se centralita srážek určuje například z naměřené



Obrázek 1.2: a) Distribuce nabitých částic ze srážek Pb+Pb při  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV z experimentu ALICE s rozdělením centralit. b) Počet účastnících se nukleonů a binárních srážek v závislosti na srážkovém parametru *b* pro srážky Au+Au ( $\sqrt{s_{NN}} = 0,2$  TeV) a Pb+Pb ( $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV) [1].

multiplicity produkovaných částic, která je funkcí parametru b. Výsledky měření ze srážek Pb+Pb a rozdělení centralit jsou v grafu na Obr. 1.2 vlevo.

#### 1.1.2 Glauberův model

Glauberův model [2] se používá k výpočtu geometrických veličin v relativistických srážkách těžkých iontů. Mezi tyto veličiny patří například výše zmíněný srážkový parametr b, počet účastníků (participantů) srážky,  $N_{part}$ , a také počet binárních nukleon-nukleon kolizí,  $N_{coll}$ . Žádnou z uvedených veličin nemůžeme měřit přímo, proto používáme Glauberův model k jejich určení.

Pro použití modelu musíme uvažovat několik předpokladů. Jedním z nich je vysoká energie nukleonů, které se v důsledku toho pohybují v přímých trajektoriích. Dalším předpokladem je to, že se nukleony pohybují nezávisle v jádře a velikost jádra je velká v porovnání s působením síly mezi nukleony. Vzhledem k tomu, že pohyb nukleonů je nezávislý na jádře, účinný průřez dvou nukleonů je stejný jako ve vakuu.

Proměnná  $N_{part}$  je pak definována v Glauberově modelu následovně

$$N_{part}(b) = \int d^2 s T_A(s) (1 - e^{-\sigma_{NN}^{inel} T_B(s)}) + \int d^2 s T_B(s-b) (1 - e^{-\sigma_{NN}^{inel} T_A(s)}), \quad (1.1)$$

kde  $T_A$  je funkce tloušťky jádra definovaná jako  $T_A(s) = \int dz \rho_A(z, s)$ , kde z je osa ve směru svazku, b je srážkový parametr, s je vzdálenost vykreslená v Obr. 1.3,  $\sigma_{NN}^{inel}$  je inelastický účinný průřez a  $\rho_A$  je hustota nukleonů obvykle určena Wood-Saxonovým rozdělením.

Proměnná  $N_{coll}$  je v Glauberově modelu definována následovně:

$$N_{coll}(b) = \int d^2 s T_B(s-b) \sigma_{NN}^{inel} T_A(s).$$
(1.2)



Obrázek 1.3: Schéma geometrie srážky v Glauberově modelu. a) boční pohled, b) pohled ve směru osy svazku [2].

Závislost těchto dvou proměnných na srážkovém parametru *b* je v grafu na Obr. 1.2 vpravo. V grafu jsou uvedeny výpočty pro Pb+Pb srážky při  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV a Au+Au srážky při  $\sqrt{s_{NN}} = 0,2$  TeV.

#### 1.1.3 Rapidita a pseudorapidita

Jak už bylo zmíněno výše, srážky těžkých i<br/>ontů jsou relativistické, proto se například pro vyjádření míry rychlosti používá bezrozměrná veličin<br/>ay nazývaná rapidita definovaná jako

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right), \tag{1.3}$$

kde E je energie částice,  $p_z$  její podélná hybnost a c rychlost světla. Výhodou této veličiny je aditivnost při Lorentzovských transformacích.

Pro částice s velkou hybností, kdy lze zanedbat jejich hmotnost, přejde vztah (1.3) na vztah pro pseudorapiditu

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right),\tag{1.4}$$

kde  $\theta$  je rozp<br/>tylový úhel, tedy úhel mezi původním a novým směrem letící částice, a plat<br/>í $\cos \theta = p_z/p$ .

V experimentech se hojně využívá právě pseudorapidita částic, jelikož při jejím měření nepotřebujeme znát hybnost, hmotnost ani energii detekovaných částic. Naproti tomu rapiditu je v ultra-relativistických srážkách obtížné měřit.

#### 1.1.4 Ūčinný průřez

Další důležitou veličinou týkající se interakce částic je účinný průřez  $\sigma$ . Obecně jej lze definovat jako plochu, na které se částice musí srazit, aby se navzájem rozptýlily. Pokud uvažujeme přímou srážku dvou objektů, je dán účinný průřez jejich geometrií. Při vzájemné interakci dvou vzdálených objektů pouze prostřednictvím síly, typicky gravitační, ale může být účinný průřez obecně větší než jejich velikost. Diferenciálním účinným průřezem nazýváme takový účinný průřez, který je vyjádřený jako funkce jedné nebo více proměnných, například rozptylového úhlu nebo energie. Pokud diferenciální účinný průřez přeintegrujeme přes všechny tyto proměnné, dostaneme integrální účinný průřez.

V souvislosti s účinným průřezem pak můžeme zavést veličinu s názvem luminozita L, která je definovaná jako

$$L = \frac{1}{\sigma} \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t},\tag{1.5}$$

kde N je počet srážek za čast. Tato veličina popisuje vlastnosti svazku v urychlovačích.

#### 1.1.5 Energie srážky

Poslední zmíněnou veličinou je energie těžišťové srážky na nukleonový pár, která se značí jako  $\sqrt{s_{NN}}$ . Tato veličina vychází z těžišťové energie srážky  $\sqrt{s}$  definované vztahem

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2},$$
(1.6)

kde  $p_1, p_2$  jsou hybnosti interagujících nukleonů a  $E_1, E_2$  jejich energie.

Pro $\sqrt{s_{NN}}$  pak platí vztah  $\sqrt{s_{NN}}=\sqrt{s}/A,$ kde A je počet nukleonů v jádře.

## 1.2 Partony a vznik QGP

Kvarky jsou elementární částice, které se řadí mezi fermiony. Podle stupňů volnosti vůně je označujeme písmeny u (up), d (down), s (strange), c (charm), b (bottom) a t (top). Mimo vůně mají kvarky také stupně volnosti barvy. Barvy kvarků označují písmena R (red), G (green), B (blue). Doposud byly experimentálně pozorovány pouze bezbarvé hadrony složené z kvarků, nikoliv jednotlivé kvarky. Jednu skupinu hadronů tvoří baryony, které jsou složeny ze tří kvarků, a řadí se mezi ně například protony a neutrony. Druhou významnou skupinu nazýváme mezony tvořené párem kvark-antikvark. Mezi mezony řadíme například  $\pi$ ,  $\rho$  nebo  $J/\psi$ .

Kvarky interagují silnou interakcí, kterou zprostředkovávají gluony, jež samy mají stupně volnosti barvy a nesou určitou kombinaci barvy a antibarvy. Teorie popisující tuto silnou interakci se nazývá kvantová chromodynamika (QCD) [3], [4]. Předchůdce



Obrázek 1.4: Velikost vazbové konstanty v závislosti na vzdálenosti částic pro QED (vlevo) a QCD (vpravo) [6].

QCD poprvé publikoval Nambu v roce 1966 [5]. Kvantová chromodynamika je analogií kvantové elektrodynamiky (QED), která popisuje elektromagnetickou interakci mezi nabitými částicemi zprostředkovávanou fotony. Tyto teorie se však diametrálně liší především z hlediska působení vazebné síly, což může být ilustrováno například velikostí vazbové konstanty v závislosti na vzdálenosti částic. Zatímco pro QED síla interakce se vzdáleností slábne, u QCD je to naopak. Ilustrační grafy jsou na Obr. 1.4.

Kvantová chromodynamika tedy přináší dva důležité poznatky. Prvním z nich je slábnutí interakce mezi kvarky a gluony při zvyšující se energii, kdy dochází k tzv. asymptotické svobodě. Dojde-li k takovému oslabení interakce, kvarky a gluony mohou vytvořit médium označované kvark-gluonové plazma (QGP). Naopak při nízkých energiích je interakce mezi kvarky a gluony silná a dochází k tzv. uvěznění kvarků a barvy.

Asymptotická svoboda nabízí dvě možnosti vzniku QGP:

- První možností je překročení kritické teploty  $T_c$  v uzavřeném objemu, kdy dochází k rozdělení hadronového systému na kvarky a gluony. Tato teplota se pohybuje okolo  $T_c \sim 150 200$  MeV. Při tomto procesu se počet kvarků  $n_q$  rovná počtu antikvarků  $n_{\bar{q}}$ .
- Další možností je adiabatické stlačování velkého množství baryonů při  $T \sim 0$ . Při překročení kritické baryonové hustoty  $\rho_c$  dochází k přeměně baryonového systému na kvarkovou hmotu, v níž  $n_q \gg n_{\bar{q}}$ .

Předpokládá se, že ke vzniku QGP mohlo dojít v raném vesmíru a v současné době může vznikat ve středu kompaktních hvězd a v počátečním stádiu vysokoenergetických srážek těžkých jader [7].

Typický fázový diagram QGP je na Obr. 1.5. Vyjadřuje závislost teploty na baryonovém chemickém potenciálu, který udává rovnováhu mezi hmotou a antihmotou. Teplota přechodu mezi QGP a hadronovým plynem je pro  $\mu_B = 0$  přibližně rovna  $T_c\simeq 170~{\rm MeV}.$ Při nízké baryonové hustotě není přechod doprovázen nespojitostmi termodynamických veličin. Od jistého kritického bodu pak dochází k fázové přeměně prvního druhu.

Výše uvedené hodnoty vycházejí z výpočtů na mřížce, tzv. *lattice* QCD, což je QCD formulovaná na diskrétní Euklidovské prostoro-časové mřížce. K zavedení *lattice* QCD došlo především kvůli potřebě zavést do výpočtů neporuchové metody, jelikož poruchové výpočty nelze aplikovat na popis fázového přechodu. Metoda spočívá v tom, že nekonečné čtyřrozměrné prostoro-časové kontinuum je popsáno jako konečná hyperkubická mřížka, kdy vrcholy mřížky reprezentují kvarky a spojnice mezi vrcholy reprezentují gluony.



Obrázek 1.5: Fázový diagram silně interagující jaderné hmoty [8].

## 1.3 Prostoro-časový vývoj srážky těžkých iontů

Jak už bylo řečeno v předchozí sekci, kvark-gluonové plazma může být pozorováno také ve srážkách těžkých jader. Prostoro-časový vývoj takové srážky je vyobrazen na Obr. 1.6.

V první fázi srážky v čase  $\tau < \tau_0$  vzniká tzv. *fireball*, což je nerovnovážný stav produkující vysokou entropii. Doposud byly publikovány dva modely produkce entropie a následné termalizace. Prvním z nich je nekoherentní model, podle kterého srážky partonů produkují minijety, které interagují mezi sebou za produkce partonového média. Druhý, koherentní model, navrhuje formování barevných strun, které se následně rozpadají na reálné partony a dochází k termalizaci. V čase  $\tau_0 < \tau < \tau_f$  pak dochází ke vzniku termalizovaného kvark-gluonového plazmatu, které velmi rychle expanduje a také se ochlazuje. Když dosáhně kritické teploty  $T_c$ , dochází k fázové přeměně na hadronový plyn.

V poslední fázi v čase  $\tau = \tau_f$  proběhne tzv. *freeze-out* (vymrznutí). Tuto fázi rozdělujeme na chemické a kinetické vymrznutí. Chemické probíhá dříve a dojde během něj k ustálení počtu částic, tedy skončí nepružné srážky. Během kinetického vychladnutí přestanou probíhat pružné srážky a ustálí se hybnost hadronů, které spolu posléze již neinteragují a letí k detektorům.



Obrázek 1.6: Prostoro-časový vývoj srážky těžkých jader [9].

### 1.4 Nástroje pro studium vlastností QGP

V současné době se ke studiu vlastností QGP využívá řada nástrojů. Tyto nástroje můžeme rozdělit podle toho, zda zkoumáme záření vycházející přímo z vytvořeného QGP, nebo zda pro studium vlastností používáme sondy, které jsou médiem ovlivněny. Do první skupiny se řadí například emise hadronů nebo elektromagnetické záření. Druhou skupinu pak může tvořit například disociace kvarkonií v médiu nebo také jety, které při průchodu médiem ztrácejí energii. Přítomnost média lze zjistit také měřením anizotropního toku ve srážce nebo měřením jaderného modifikačního faktoru.

#### 1.4.1 Emise hadronů a elektromagnetické záření

K emisi hadronů a elektromagnetického záření může docházet v důsledku mnohem vyšší teploty média oproti okolnímu prostředí. Za tohoto předpokladu pak k vyzáření

hadronů tvořených lehkými kvarky (u, d, s) dochází na povrchu média, tedy při teplotě asi  $T \simeq 160 - 180$  MeV. Z toho tedy plyne, že nezáleží na teplotě uvnitř média, tudíž lze zkoumáním těchto hadronů získat informaci pouze o hadronizaci, nikoliv o horkém QGP. Pokud ovšem vezmeme v úvahu, že médium není statické, ale díky vysoké hustotě energie v počáteční fázi dochází k expanzi a následnému hydrodynamickému toku, dostávají vytvořené hadrony počáteční hybnost a z jejich spekter pak můžeme získat informace o stavu média před hadronizací.

Další možností, jak se dozvědět něco o médiu, je vyzařování elektromagnetické. Toto záření vzniká interakcí kvarků a gluonů nebo anihilací páru kvark-antikvark a projevuje se ve formě fotonů nebo dileptonů, které už nejsou v médiu jinak modifikovány a mohou tedy poskytnout informaci o stavu média v místě, kde byly vytvořeny. Nevýhoda tohoto způsobu zkoumání QGP je možnost tvorby fotonů a dileptonů i na povrchu nebo z emitovaných hadronů, takže je nutné původ částic správně identifikovat [9].

#### 1.4.2 Disociace kvarkonií a potlačení jetů

Druhou skupinu sond QGP tvoří už zmíněná kvarkonia, což jsou vázané stavy těžkých kvarků (b a c) s jejich antikvarkem. Vazebná energie kvarkonií je mnohem vyšší než u běžných hadronů, takže by mohly v QGP přežít. Excitované stavy kvarkonií mají vazebnou energii o něco menší, a tedy mají větší velikost. Právě velikost pak hraje důležitou roli při Debyeově stínění barevného náboje [10], kdy dochází k disociaci kvarkonií, pokud je Debyeova délka  $r_D(T)$ , která je nepřímo úměrná teplotě, menší než rozměr kvarkonia, což je dobře vidět na Obr.1.7. Díky tomu pak lze různé stavy kvarkonií použít jako teplotní sondu média.



Obrázek 1.7: Debyeovské stínění barevného náboje [10].

V neposlední řadě jsou vhodným nástrojem také partony, které procházejí skrze médium a je možné měřit úbytek jejich energie. V takovém případě pak může docházet k tzv. potlačení jetů, které podrobněji rozvedeme v kapitole 2 [9].

#### 1.4.3 Anizotropní tok

Při necentrální srážce dochází ke vzniku nesymetrického "mandlovitého" útvaru, jako je to na Obr. 1.8. Z této geometrické anizotropie vzniká následně i hybnostní anizotropie, kterou nazýváme anizotropním tokem. Tento tok vyjadřujeme jako Fourierovu transformaci příčné hybnosti částic

$$E\frac{\mathrm{d}^3N}{\mathrm{d}p^3} = \frac{\mathrm{d}N^2}{2\pi p_T \mathrm{d}y \mathrm{d}p_T} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\varphi_p - \Psi_{RP})) \right), \qquad (1.7)$$

kde  $\Psi_{RP}$  definuje reakční rovinu,  $\varphi_p$  je azimutální úhel částice a  $v_n$  jsou Fourierovy koeficienty charakterizující anizotropii hybnosti. Tyto koeficienty mohou být spočítány ze vztahu  $v_n = \langle \cos[n(\varphi_p - \Psi_{RP})] \rangle$ .

Koeficient  $v_1$  označuje přímý tok a koeficient  $v_2$  eliptický tok. Vysoká hodnota koeficientu eliptického toku indikuje přítomnost silně interagujícího média. V semicentrálních srážkách je parametr  $v_2$  vyšší než v centrálních.



Obrázek 1.8: Schéma necentrální jádro-jaderné srážky [1].

V grafu na Obr. 1.9 jsou výsledky měření eliptického toku  $v_2$  ze srážek Au+Au naměřená experimentem STAR při energiích  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7;11,5;14,5;19,6;27;29$ a 62,4 GeV ve třech různých centralitách. Z grafu je patrný narůstající trend  $v_2$ s rostoucí  $m_T - m_0$ , kde  $m_T$  je příčná hmotnost a  $m_0$  klidová hmotnost, a také větvení  $v_2$  hodnot mezonů a baryonů, které souvisí s tzv. škálováním přes počet konstituentních kvarků (NCQ scaling). V grafu můžeme vidět saturaci hodnot  $v_2$ při  $m_T - m_0 > 2 \text{ GeV}/c^2$ . Toto větvení není vidět pouze v centrálních srážkách s energií  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$  GeV, kde je malý počet událostí. Hodnota  $v_2$  je vyšší pro periferálnější srážky.



Obrázek 1.9: Naměřená data eliptického toku  $v_2$  v závislosti na  $m_T - m_0$  ze srážek Au+Au při  $\sqrt{s_{NN}} = 7, 7; 11, 5; 14, 5; 19, 6; 27; 29$  a 62,4 GeV částic  $\pi^+, K^+, K_s^0, p, \psi, \lambda \Sigma^-$  a  $\Omega^-$  v centralitách 0-10 %, 10-40 % a 40-80 % [11].

#### 1.4.4 Jaderný modifikační faktor

Jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  se od předchozích způsobů liší tím, že porovnává naměřená spektra příčné hybnosti částic ze srážek těžkých iontů se spektry naměřenými ve srážkách proton-proton.  $R_{AA}$  jako funkci  $p_T$  a y pak definujeme jako

$$R_{AA}(p_T, y) = \frac{\mathrm{d}^2 N_{AA}/\mathrm{d}y \mathrm{d}p_T}{\langle T_{AA} \rangle \mathrm{d}^2 \sigma_{pp}^{inel}/\mathrm{d}y \mathrm{d}p_T},\tag{1.8}$$

kde  $N_{AA}$  je počet částic vyprodukovaných ve srážce A+A,  $\sigma_{pp}^{inel}$  je neelastický účinný průřez ve srážkách p+p a  $\langle T_{AA} \rangle = \langle N_{coll} \rangle / \sigma_{pp}^{inel}$  je poměr mezi průměrným počtem binárních nukleon-nukleonových srážek a  $\sigma_{pp}^{inel}$ .

Pokud by médium neovlivňovalo produkované částice, očekávali bychom jaderný modifikační faktor roven jedné. V měřeních nicméně pozorujeme hodnoty  $R_{AA}$  větší, ale i menší než jedna.

Nejnovější výsledky z experimentu STAR pro měření  $R_{AA} D^0$  a  $\pi^{\pm}$  mezonů je v grafech na Obr. 1.10, kde jsou pro srovnání také výsledky z experimentu ALICE na urychlovači LHC. V grafech jsou hodnoty  $R_{AA}$  menší než jedna v důsledku potlačení médiem. Očekávali bychom, že částice obsahující těžší c kvark budou potlačeny méně než lehčí částice v důsledku tzv. dead-cone efektu [12]. Při tomto efektu dochází ke snížení radiačních ztrát energie ve směru pohybu částice v úhlu  $\theta = M/E$ , kde  $\theta$  je úhel mezi letícím kvarkem a vyzářeným gluonem a M, E jsou hmotnost a energie kvarku. Data nicméně toto očekávání nepotvrzují a jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  D mezonů je podobný tomu u lehkých hadronů a pionů.



Obrázek 1.10: Graf měření  $R_{AA}$  ve srážkách Au+Au v experimentu STAR při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  pro  $D^0$  a  $\pi^{\pm}$  mezony. Porovnáno s výsledky z experimentu ALICE v Pb+Pb srážkách při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV a teoretickými modely [13].

# Kapitola 2

# Urychlovač RHIC a experiment STAR

BNL (Brookhaven National Laboratory) se nachází v USA na Long Islandu ve státě New York. Laboratoř byla založena v roce 1947 s cílem provádět výzkum fyziky atomu. V současné době probíhá výzkum v BNL jak na poli fyziky, tak i na poli chemie a biologie a uskutečnilo se zde již mnoho důležitých objevů, jako například pozorování nového stavu hmoty (QGP), objevy subatomárních částic ( $\nu_{\mu}$ , K mezon) nebo narušení CP symetrie, ale také rozvoj medicíny, například v oblasti pozitronové emisní tomografie (PET). Doposud bylo vědcům pracujícím v BNL uděleno sedm Nobelových cen, dvě za chemii a pět za fyziku, a mnoho dalších prestižních ocenění.

## 2.1 RHIC

RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) je kruhový urychlovač o obvodu 3834 m, který byl do provozu uveden v roce 2000 a s krátkými přestávkami funguje dodnes. Tento urychlovač je tvořen dvěma oddělenými trubicemi, které se potkávají v šesti interakčních bodech. V okolí těchto interakčních bodů se nacházejí čtyři experimenty: BRAHMS, PHENIX, PHOBOS a STAR.

Jediným experimentem v provozu je v současné době STAR, jelikož PHOBOS ukončil činnost v roce 2005, BRAHMS v roce 2006 a PHENIX v roce 2016. Momentálně probíhá příprava spuštění nového experimentu sPHENIX, který by měl v roce 2022 nahradit experiment PHENIX. Cílem experimentu sPHENIX je získat zpřesnění výsledků experimentů STAR a PHENIX a vytvořit tak jasnější obraz o vlastnostech QGP, přičemž bude kladen důraz na pozorovatelné týkající se jetů, těžkých kvarkonií  $(\Upsilon)$  a b-jetů [14].

Díky tomu, že urychlovač tvoří dvě oddělené trubice, je možné provádět nesymetrické srážky s širokými škálami energií. Nejběžnějšími systémy srážek jsou konfigurace Au+Au, p+p, d+Au, p+Au, nicméně provádějí se také další srážky, například Cu+Cu, U+U, He+Au, p+Al nebo Cu+Au. Zatímco ve srážkách Au+Au pozorujeme formování horké jaderné hmoty QGP, ve srážkách p+Au nebo d+Au můžeme naopak pozorovat dominanci studené jaderné hmoty.

## 2.1.1 Urychlovací systém

Průběh urychlování se liší podle toho, zda srážíme p+p nebo A+A. Při srážkách těžkých iontů je nejprve negativní iontový svazek z pulzního zdroje s nábojem  $Q_T = -1$ urychlován ve Van de Graaffově urychlovači potenciálem 14 MV. Následně prochází přes folii, která jej zbaví elektronů, takže dostaneme ionty s kladným nábojem  $Q_T$ , které jsou následně urychleny na energii  $14Q_T$  MeV při přechodu zpátky na nulový potenciál. Paralelní Van de Graaff může sloužit jako další zdroj částic nebo jako zdroj jiných částic při nesymetrických srážkách. Při opouštění Van de Graaffu ionty prochází ještě jednou přes folii, díky čemuž vzroste jejich náboj, a následně jsou vedeny do 850 m vzdáleného Booster synchrotronu.

Když do Booster synchrotronu dorazí dostatečné množství dávek iontů, jsou svazky rozděleny do šesti větví a urychleny na energii 95 MeV na nukleon. Na konci Booster synchrotronu je opět folie, která ionty zbaví všech elektronů kromě dvou.

Čtyřmi cykly Booster synchrotronu je následně naplněn AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) a z celkových 24 větví se stanou 4, které jsou následně urychleny na energii 8,86 GeV na nukleon. Při opouštění AGS jsou ionty procházející skrz folii zbaveny posledních dvou elektronů a vedeny do RHIC.

Při srážkách p+p je postup velice podobný, nicméně na začátku jsou polarizované protony vycházející ze zdroje urychlovány linearním urychlovačem LINAC (*Linear Particle Accelerator*). Zde jsou urychleny na energii 200 MeV a následně vedeny do Booster synchrotronu, odkud je postup urychlování stejný jako v případě těžkých iontů. Urychlovací systémy obou procesů jsou vyznačeny na Obr. 2.1.



Obrázek 2.1: Urychlovač RHIC s vyznačeným předurychlovacím systémem [15].

## 2.2 Experiment STAR

Experiment STAR (*Solenoidal Tracker At RHIC*) je v současnosti jediným fungujícím experimentem na urychlovači RHIC. Na experimentu spolupracuje 67 institucí ze 14 zemí v celkovém počtu téměř 700 pracovníků. Experiment byl postaven za účelem hledání známek vzniku QGP, studiu jeho vlastností a také studium spinu protonu [16].

Celý detektor váží okolo 1200 tun a skládá se z různých typů menších detektorů, z nichž každý se specializuje na určitý typ částice nebo charakterizaci jejího pohybu. Jednotlivé detektory jsou vyznačeny na Obr. 2.2. Jak už plyne z názvu, vnější část detektoru tvoří solenoidní magnet, jenž vytváří magnetické pole o maximální intenzitě 0,5 T. Toto magnetické pole je důležité pro ohýbání drah nabitých částic, z čehož je pak možné měřit jejich hybnost [17].



Obrázek 2.2: Ilustrační nákres experimentu STAR s vyznačenými jednotlivými detektory [18].

#### 2.2.1 Detektory experimentu STAR

V následující sekci popíšeme jednotlivé detektory, jejich parametry a princip fungování. Zaměříme se především na detektor TPC, ve kterém jsou rekonstuovány dráhy nabitých částic, z nichž jsou jety, které jsou předmětem této práce, rekonstruovány, a také na BEMC detektor, v němž jsou měřeny energie neutrálních hadronů.

• **TPC** (*Time Projection Chamber*) je časová projekční komora, která tvoří tzv. srdce detektoru STAR a díky svému válcovitému tvaru pokrývá celý azimutální úhel kolem svazku a pseudorapiditu  $|\eta| \leq 1$ . Se svou délkou 4,2 m a průměrem



Obrázek 2.3: Nákres detektoru TPC [19].

4 m je jednou z největších časových projekčních komor na světě. Schématický nákres detektoru je možné vidět na Obr. 2.3.

Komora je naplněna plynem o složení 90 % argonu a 10 % metanu, který má hodnotu tlaku o 2 mbar vyšší než je hodnota atmosférického tlaku. Tento plyn je používán díky vysoké driftovací rychlosti, kterou v něm částice mají. Komora je ve středu rozdělena na dvě poloviny uhlíkovou membránou, díky které je v komoře konstantní elektrické pole o velikosti 135 V/cm. Při průchodu nabité částice komorou je plyn podél její trajektorie ionizován a elektrony vzniklé při této ionizaci "driftují" díky elektrickému poli k vyčítacím systémům na koncích komory. Vyčítací systém je založen na sadě MWPC (*Multi-Wire Proporcional Chamber*) komor, které zesilují a měří signál v podobě přicházejících elektronů.

TPC také slouží k identifikaci částic na základě jejich ztráty energie dE/dx. Graf naměřených ztrát energií v závislosti na příčné hybnosti s vyznačenými typy částic je na Obr. 2.4 [19].

Letošní novinkou je rozšíření TPC na **iTPC** (*inner Time Projection Chamber*), které by mělo zvýšit pokrytí pseudorapidity na  $|\eta| \leq 1, 5$ , zpřesnit měření hybnosti i měření dE/dx.

- **TOF** (*Time of Flight*) je detektor k určení doby letu. Náchází se okolo TPC a stejně tak pokrývá díky svému válcovitému tvaru celý azimutální úhel a pseudorapiditu  $|\eta| < 1$ . TOF je složen z několika nevodivých desek, které mezi sebou mají vzduchové mezery. Tyto desky jsou z obou stran obklopeny elektrodami a vyčítacím systémem. Slouží k rozlišení částic na základě jejich rychlosti. V letošním roce došlo k přidání **eTOF** (*endcap Time of Flight*), který má sloužit ke zpřesnění výsledků z detektoru TOF [21].
- **BEMC** (*Barrel Electromagnetic Calorimeter*) je další v řadě válcovitých detektorů. Opět pokrývá plný azimutální úhel a pseudorapiditu  $|\eta| < 1$ . Tento



Obrázek 2.4: Měření dE/dx na experimentu STAR ve srážkách Au+Au při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV} [20].$ 

detektor slouží k měření deponované energie neutrálních částic [22].

Skládá se ze 120 částí o velikosti  $\Delta \eta \times \Delta \phi \simeq 1 \times 0, 1$ , které jsou tvořeny 21 scintilačními deskami oddělenými od sebe vždy tenkou vrstvou olova. Každá deska je dále rozdělena na 40 dlaždic, které jsou izolovány od světla. Každá z těchto 40 dlaždic má nad sebou dalších 20 dlaždic z vyšších vrstev a spolu s nimi tvoří "věž". Každá z těchto věží o velikosti  $\Delta \eta \times \Delta \phi \simeq 0,05 \times 0,05$  má vlastní vlákno s fotonásobičem, což pro celé BEMC činí 4800 kanálů. První dvě dlaždičky z každé věže jsou navíc ještě napojeny na další vlákno, které odvádí světlo do oddělených detektorů ke zlepšení rozlišení mezi elektrony a hadrony.

Díky své velké rychlosti slouží TOF a BEMC také jako spouštěče (*triggery*) vysokoenergetických událostí.

- EEMC (Endcap Electromagnetic Calorimeter) se nachází na západní straně experimentu STAR. Opět se jedná o válcovitý detektor, který pokrývá celý azimutální úhel a pseudorapiditu  $1 < \eta \leq 2$  a doplňuje detektor BEMC [23].
- VPD (Vertex Position Detector) tvoří dva oddělené detektory, které se nacházejí na západní i východní straně experimentu STAR ve vzdálenosti 5,7 m od jeho středu. Jsou tvořeny devatenácti menšími detektory složenými z olověného konvertoru a plastového scintilátoru. Vyčítací systém je tvořen fotonásobičem. VPD slouží k určení místa srážky a pokrývá pseudorapiditu  $4, 24 \le \eta \le 5, 1$  [24].
- **ZDC** (*Zero Degree Calorimeters*) tvoří dva detektory nacházející se po obou stranách detektoru STAR ve vzdálenosti 18 m od jeho středu. Slouží k detekování neutronů vylétávajících ze srážky pod velmi malým úhlem a k měření



Obrázek 2.5: Obrázek detektoru VPD [24].

jejich celkové energie. Toto měření je důležité zejména k následnému výpočtu multiplicity [25].

- **BBC** (*Beam-Beam Counter*) opět tvoří dva oddělené detektory vzdálené 3,75 m od středu detektoru STAR. Jejich hlavním úkolem je diagnostika pro svazky polarizovaných protonů a umožňuje tzv. minimum-bias trigger [26].
- HFT (*Heavy Flavor Tracker*) je detektor, který byl v provozu na experimentu STAR v letech 2014-2016 a sloužil k rekonstrukci hadronů složených z těžkých kvarků (c a b). Skládá se ze čtyř vrstev křemíkových detektorů a je rozdělen na tři poddetektory: SSD - stripový detektor válcovitého tvaru ve vzdálenosti 23 cm od osy svazku, IST - prostřední vrstva ve vzdálenosti 14 cm od osy svazku, PXL - dvě vrstvy pixelových detektorů nejblíže k ose svazku ve vzdálenostech 8 cm a 2,5 cm. [27].

# Kapitola 3

# Jety

Slovem jet označujeme kolimovanou spršku hadronů, která vznikla fragmentací vysokoenergetických partonů. Díky asymptotické svobodě se kvarky a gluony pohybují v malé vzdálenosti od srážky jako kvazi-volné částice, které při rozptylech produkují brzdné záření (bremsstrahlung) v podobě gluonů a párů kvark-antikvark. Tyto částice se následně ve vzdálenosti 1 fm transformují do kolimovaných skupin hadronů (dochází k uvěznění barev) pohybujících se ve směru původních partonů. Jelikož tedy úhlové a energetické rozdělení jetu odráží konfiguraci kvarků a gluonů na malých vzdálenostech, můžeme jeho analýzou určovat některé vlastnosti původních partonů, jako například spin, barevný náboj, vůni, a jejich základní interakce [28], [29].

Jak už bylo zmíněno v první kapitole, při srážkách těžkých iontů dochází k formování QGP, které může ovlivnit vznikající jety. Dochází k interakcím partonů s médiem, v důsledku čehož ztrácejí partony energii a vzniklé jety mohou pak být modifikovány v porovnání s jety vznikajícími ve srážkách p+p. Modifikace jetu se projevuje například jeho rozšířením a menší hybností. Tuto modifikaci způsobenou médiem nazýváme potlačení jetu (*jet quenching*) a může být jedním z indikátorů vzniku QGP.

## 3.1 Algoritmy pro rekonstrukci jetů

Před samotnou analýzou je nejprve nutné zrekonstruovat jet z výstupních dat z detektorů. K této rekonstrukci slouží jetové algoritmy. Tyto algoritmy můžeme obecně rozdělit do dvou hlavních skupin - kuželové a sekvenčně rekombinační. Všechny algoritmy mají své výhody i nevýhody, obecně by ale měly splňovat následující podmínky:

- 1. IRC bezpečnost (*infrared and collinear safety*): rekonstruovaný jet by se neměl změnit při vyzáření měkkého partonu původním partonem nebo při rozdělení původního partonu na dva kolineární partony.
- 2. **Nezávislost na detektoru**: výsledky použitého algoritmu by měly co nejméně záviset na vlastnostech detektoru, ze kterého získáváme data.

- 3. Aplikovatelnost na všech úrovních analýzy: algoritmus by měl produkovat stejné výsledky při aplikaci na úrovni partonů, tedy při teoretických výpočtech, při simulacích na úrovni hadronů i při aplikaci na naměřená data z detektoru.
- 4. **Snadné použití**: algoritmus by měl být pro uživatele snadno aplikovatelný na naměřená data.
- 5. Vysoká efektivita a krátký čas výpočtu: žádný jet by neměl být během rekonstrukce opomenut a rekonstrukce by měla proběhnout v co nejkratším čase.

## 3.1.1 Kuželové algoritmy

Většina kuželových algoritmů začíná vyhledáním částice s nejvyšší příčnou hybností (*seed*), kolem které je vytvořen kužel o poloměru R. Osa tohoto kuželu je pak nalezena sečtením hybností všech částic v něm a pokud odpovídá původní částici, jedná se o stabilní kužel, který je považován za finální jet. Proces se pak opakuje dokud zbývají částice s příčnou hybností vyšší než předem stanovená hodnota. Pokud při hledání stabilního kuželu neodpovídá osa původní částici, proces je opakován a jako *seed* je nyní brána osa kuželu [30], [31].

Kuželové algoritmy byly dříve více využívány experimentátory, jelikož byly snazší na implementaci. Tyto algoritmy ovšem nejsou IRC bezpečné, s výjimkou SISCone algoritmu.

#### SISCone algoritmus

*Seedless Infrared-Safe Cone* algoritmus [32] je jediný IRC bezpečný kuželový algoritmus. Postup pro rekonstrukci tímto algoritmem je následující:

- 1. Množinu aktuálních částic nastavíme rovnou množině všech částic v události.
- 2. Najdeme všechny stabilní kužely pro množinu aktuálních částic.
- 3. Všechny částice obsažené ve stabilních kuželech vyškrtneme z množiny aktuálních částic.
- 4. Proces opakujeme, dokud nepřestanou přibývat stabilní kužely.
- 5. Následně *split-merge* metodou vybereme ze stabilních kuželů finální jety.

### 3.1.2 Sekvenčně rekombinační algoritmy

Sekvenčně rekombinační algoritmy jsou obecně založeny na nalezení jedné počáteční částice, ke které jsou následně přidávány blízké částice za vzniku jetu. Oproti kuželovým algoritmům tedy takto vzniklé jety nemají žádný předem daný tvar. Dříve tyto algoritmy nebyly příliš využívány experimentátory, jelikož rekonstrukce jetů pomocí nich trvala velmi dlouho. V dnešní době se ovšem rychlost rapidně zvýšila především díky softwarovému balíčku FastJet a tyto algoritmy jsou nyní preferenčně používány.

#### $k_t$ algoritmus

Proces rekonstrukce pomocí  $k_t$  algoritmu [33] lze popsat v následujících krocích:

1. Pro každý pár částic i, j je spočítána  $d_{ij}$  vzdálenost

$$d_{ij} = \frac{\min(p_{T_i}^2, p_{T_j}^2) \Delta R_{ij}^2}{R},$$
(3.1)

kde  $\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2$ ,  $p_{Ti}$  je příčná hybnost,  $y_i$  rapidita,  $\varphi_i$  azimutální úhel částice *i* a *R* je tzv. rozlišovací parametr. Pro každý parton *i* dále určíme vzdálenost od svazku jako  $d_{iB} = p_{Ti}^2$ .

- 2. V dalším kroku hledáme minimální hodnotu mezi všemi  $d_{ij}$  a  $d_{iB}$ . Pokud minimum odpovídá  $d_{ij}$ , pak jsou částice *i* a *j* spojeny do samostatného "protojetu" sečtením jejich čtyřhybností. Pokud minimum odpovídá  $d_{iB}$ , pak je "protojet" *i* považován za finální jet a odstraněn z množiny aktuálních částic.
- 3. Celý postup se opakuje od začátku, dokud nezbyde žádná částice.

Jelikož  $k_t$  algoritmus klastruje nejdříve měkké částice, je vhodný k rekonstrukci subjetů. Z toho důvodu se používá i k určení hustoty energie pozadí srážek [30], [34].

#### Anti- $k_t$ algoritmus

Anti- $k_t$  algoritmus [35] je definován podobně jako  $k_t$  algoritmus s výjimkou vzdáleností  $d_{ij}$  a  $d_{iB}$ , pro které platí vztahy

$$d_{ij} = \frac{\min(1/p_{Ti}^2, 1/p_{Tj}^2)\Delta R_{ij}^2}{R},$$
(3.2)

$$d_{iB} = 1/p_{Ti}^2. (3.3)$$

Anti- $k_t$  algoritmus je nejvhodnější k rekonstrukci jetů, nicméně není vhodný ke studiu substruktury [30], [34].

#### Cambridge/Aachen (C/A) algoritmus

C/A algoritmus se od předchozích dvou liší opět pouze definicemi vzdáleností, pro které v tomto případě platí  $d_{ij} = \Delta R_{ij}^2/R^2$  a  $d_{iB} = 1$ . Vzhledem k čistě prostorovému charakteru proměnných popisujících vzdálenost je tento algoritmus nejvhodnější k deklasterizaci, a tudíž se hojně využívá při studiu substruktury jetů [30].

Na Obr. 3.1 je srovnání výstupů čtyř výše uvedených algoritmů při rekonstrukci stejných dat se stejným rozlišovacím parametrem R. Vlevo nahoře vidíme výstup z rekonstrukce  $k_t$  algoritmem, kde mají jety nepravidelný tvar, což je způsobeno tím, že jsou rekonstruovány nejprve měkké částice. Podobný tvar mají jety rekonstruované C/A algoritmem, což je vidět v obrázku vpravo nahoře. Vlevo dole pak vidíme plochy jetů ze SISCone algoritmu, které jsou kvůli procesu *split-merge* výrazně menší než u ostatních algoritmů. Vpravo dole jsou pravidelné jety rekonstruované anti- $k_t$  algoritmem. Tato pravidelnost vychází z principu algoritmu, kdy najde nejprve částici s nejvyšší  $p_T$  a kolem ní rekonstruuje jet o velikosti R.



Obrázek 3.1: Srovnání čtyř ploch jetových algoritmů (vlevo nahoře  $k_t$ , vpravo nahoře C/A, vlevo dole SISCone, vpravo dole anti- $k_t$ ) použitých v p+p srážce s R = 1 [30].

## 3.2 Tvary jetů

Jednou z možností zkoumání modifikace struktury jetu je studium jeho tvaru. K tomuto studiu využíváme několik veličin, které tvar jetu popisují. Tyto veličiny můžeme rozdělit do tří skupin: inkluzivní, veličiny využívající informace o konstituentech a veličiny využívající historii klasterizace [36].

#### 3.2.1 Inkluzivní vlastnosti jetů

Mezi inkluzivní veličiny můžeme zařadit například jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$ . Při potlačení produkce jetů v důsledku průchodu partonů médiem dochází ke ztrátám energie partonů, což se projevuje ztrátou výtěžku jetu s danou příčnou hybností. Jaderný modifikační faktor pak kvantifikuje velikost potlačení ve srážkách těžkých iontů vzhledem ke srážkám p+p. Jaderný modifikační faktor definujeme jako

$$R_{AA} = \frac{\frac{1}{N_{\text{evt}}} \frac{\mathrm{d}^2 N_{\text{jet}}}{\mathrm{d} p_T \mathrm{d} y} \Big|_{\text{cent}}}{\langle T_{\text{AA}} \rangle \frac{\mathrm{d}^2 \sigma_{\text{jet}}}{\mathrm{d} p_T \mathrm{d} y} \Big|_{pp}},$$
(3.4)

kde  $\langle T_{AA} \rangle$  je střední hodnota funkce tloušťky jádra,  $N_{\rm jet}$  je výtěžek jetů ve srážce A+A,  $\sigma_{\rm jet}$  je účinný průřez jetů v p+p srážkách, kde obě veličiny jsou měřeny jako



Obrázek 3.2: Jaderný modifikační faktor  $R_{AA}$  jetů v Pb+Pb srážkách při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV v závislosti na příčné hybnosti pro čtyři různé intervaly centrality [37].

funkce příčné hybnosti  $p_T$ a rapidity y.  $N_{\rm evt}$  je pak celkový počet srážek při dané centralitě.

Graf z experimentu ATLAS na urychlovači LHC zobrazující potlačení jetů v Pb+Pb srážkách při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV je na Obr. 3.2 [37]. Největší potlačení vidíme při centralitě 0-10 %. Zároveň vidíme, že s rostoucí příčnou hybností jetu  $p_T$ mírně roste hodnota  $R_{AA}$ , takže dochází k menšímu potlačení jetu. Nicméně i při velmi vysokých  $p_T$  je stále produkce jetů v Pb+Pb srážkách potlačena oproti p+p referencím.

Velice podobně lze vyjádřit jaderný modifikační faktor také vztahem

$$R_{CP} = \frac{\frac{1}{\langle T_{AA} \rangle} \frac{1}{N_{\text{evt}}} \frac{d^2 N_{\text{ch jet}}}{dp_{\text{T,ch jet}} d\eta_{\text{ch jet}}}\Big|_{\text{central}}}{\frac{1}{\langle T_{AA} \rangle} \frac{1}{N_{\text{evt}}} \frac{d^2 N_{\text{ch jet}}}{dp_{\text{T,ch jet}} d\eta_{\text{ch jet}}}\Big|_{\text{peripheral}}},$$
(3.5)

kde kvantifikujeme potlačení jetů v nejcentrálnějších srážkách A+A vůči periferálním srážkám. Tato veličina je často používána v případě nedostupnosti referenčních měření z p+p srážek.

V grafu na Obr. 3.3 je srovnání jaderného modifikačního faktoru  $R_{CP}$  jetů z experimentů ALICE a ATLAS a nabitých částic z experimentů ALICE a CMS. Očekávali bychom, že potlačení jetů bude menší než potlačení nabitých částic, jelikož při rekonstrukci jetu dochází ke skládání jetových fragmentů do kuželu jetu, což vede k částečné obnově fragmentace způsobené médiem. Nicméně hodnoty  $R_{CP}$  jetů jsou



Obrázek 3.3: Jaderný modifikační faktor  $R_{CP}$  nabitých jetů z experimentů ALICE a ATLAS s R = 0,3 a nabitých částic z experimentů ALICE a CMS v závislosti na příčné hybnosti ve srážkách Pb+Pb při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV [38].

podobné hodnotám hadronů v širokém rozsahu příčné hybnosti  $p_T$ , což značí, že hybnost je redistribuována do úhlů větších než je poloměr kuželu R = 0, 3 v důsledku interakce s médiem.

Další inkluzivní pozorovatelnou je fragmentační funkce jetu D(z) definovaná jako

$$D(z) = \frac{1}{N_{\text{jet}}} \frac{\mathrm{d}N_{\text{ch}}}{\mathrm{d}z},\tag{3.6}$$

kde  $z = p_T \cos \Delta R / p_T^{jet}$  je podélná hybnost nabité částice vzhledem k příčné hybnosti jetu,  $N_{jet}$  je počet jetů a  $N_{ch}$  počet nabitých částic.

Jaderný modifikační faktor fragmentační funkce je pak definován jako

$$R_{D(z)} = \frac{D(z)_{AA}}{D(z)_{pp}}.$$
(3.7)

Graf  $R_{D(z)}$  z experimentu ATLAS je na Obr. 3.4, kde jsou vynesena data pro tři různé intervaly  $p_T^{jet}$  a srovnání s výpočty ze SCET (*Soft Collinear Effective Theory*) modelu [39]. Z grafu vidíme, že tento model dobře popisuje chování  $R_{D(z)}$  pro nižší a střední hodnoty z, ale nereprodukuje nárůst ve vyšších hodnotách z.



Obrázek 3.4: Jaderný modifikační faktor fragmentační funkce  $R_{D(z)}$  v závislosti na z pro tři různé intervaly  $p_T^{jet}$  v Pb+Pb srážkách při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV měřených experimentem ATLAS. Data jsou porovnána s výpočty ze SCET modelu [40].

#### 3.2.2 Pozorovatelné využívající informaci o konstituentech

Do této skupiny patří tvary jetů určené jako funkce čtyřhybností konstituentů jetu. Jako první můžeme jmenovat pozorovatelnou g (angularity), která je definována jako

$$g = \sum_{i \in jet} \frac{p_{T,i}}{p_{T,jet}} \Delta R_{jet,i}, \qquad (3.8)$$

kde  $p_{T,i}$  je příčná hybnost *i*-tého konstituentu a  $\Delta R_{\text{jet},i}$  je vzdálenost v prostoru  $(\eta, \varphi)$  mezi konstituentem *i* a osou jetu. Tento tvar je citlivý na radiální energetický profil jetu.

Druhou pozorovatelnou tvoří hybnostní disperze  $p_T D$  definovaná vztahem

$$p_T D = \frac{\sqrt{\sum_{i \in \text{jet}} p_{T,i}^2}}{\sum_{i \in \text{jet}} p_{T,i}}.$$
(3.9)

Tato pozorovatelná vyjadřuje, jestli je fragmentace daného jetu tvrdá nebo měkká. Pro jet s malým počtem konstituentů nesoucích velký podíl hybnosti jetu bude  $p_T D$  nabývat hodnot blízkých 1. Naopak pro jety s velkým počtem konstituentů o nízké hybnosti se budou hodnoty  $p_T D$  blížit nule.

Třetí pozorovatelnou je LeSub, která vyjadřuje rozdíl příčné hybnosti vedoucí částice a druhé vedoucí částice, tedy je definována jako

$$LeSub = p_{T,track}^{lead} - p_{T,track}^{sublead}.$$
(3.10)

Tato pozorovatelná není IRC bezpečná, nicméně ukazuje odolnost vůči příspěvkům měkkých částic tvořících pozadí.

Grafy všech tří pozorovatelných změřených na experimentu ALICE na LHC jsou na Obr. 3.5, kde vidíme také srovnání naměřených dat se simulacemi z Monte Carlo generátorů p+p srážek - PYTHIA Perugia 2011 a PYTHIA 8 Tune 4C. Pro *LeSub* vidíme dobrou shodu se simulacemi. Výsledky ukazují, že fragmentace ve srážkách Pb+Pb je tvrdší a více kolimovaná než ve vakuu při stejné energii [36].

#### 3.2.3 Pozorovatelné využívající klastrovací historii

Tyto pozorovatelné využívají dobře definované klastrovací techniky, aby bylo možné zkoumat substrukturu jetů, kde se očekává projevení efektů způsobených médiem.

Jako zástupce této kategorie můžeme jmenovat pozorovatelnou  $z_g$  (jet splitting function nebo shared momentum fraction), která je předmětem zkoumání v této bakalářské práci. Této pozorovatelné bude také věnována následující kapitola.



Obrázek 3.5: Pozorovatelné g (vlevo nahoře),  $p_T D$  (vpravo nahoře) a LeSub (dole) naměřené pro nabité jety s  $p_T = 40-60 \text{ GeV}/c$  experimentem ALICE v centrálních Pb+Pb srážkách při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV. Data jsou porovnána s výsledky simulací MC generátoru PYTHIA [36].

# Kapitola 4

## Substruktura jetů

V posledních letech se studium substruktury jetů stále více rozšiřuje a prohlubuje. S tím souvisí i rozvíjení technik, které se ke studiu substruktury využívají. Důvodů, proč je vhodné zabývat se substrukturou jetů, je hned několik. Jedním z nich je například rozlišení mezi jety vzniklými z kvarku a jety vzniklými z gluonu. Další oblast využívá studium substruktury k izolování jetů, které vznikly z rozpadu elektroslabých rezonancí, jako jsou například bozony W, Z a H a t kvark. Tato práce se zabývá především projevy působení horkého média na substrukturu jetu se zaměřením na pozorovatelnou  $z_g$ . V této kapitole je tedy představena tato pozorovatelná a techniky s ní spojené.

## 4.1 Nástroje používané ke zkoumání substruktury jetů

Techniky pro zkoumání substruktury jetů obvykle zahrnují krok, ve kterém jsou konstituenty jetu přeuspořádány podle určitého kritéria. Techniky pak můžeme rozdělit do tří skupin podle jejich fyzikálního nahlížení na jety:

#### 1. Prong finders

Tato kategorie zahrnuje techniky, které se snaží najít původní "hrot" (*prong*) jetu, tedy počáteční parton, ze kterého jet vznikl. Tyto techniky jsou používány především pro rozlišení standardních jetů vzniklých z kvarku nebo gluonu a jetů vzniklých z rozpadu elektroslabé rezonance. Druhý zmíněný typ jetů má totiž více počátečních partonů, jak je vidět na Obr. 4.1. Při vyšší příčné hybnosti je pak těžké rozlišit, zda se jedná o jeden nebo více jetů, tudíž je nutné prozkoumat substrukturu jetu.

#### 2. Radiation constraints

Druhá kategorie se zaměřuje především na barevnou strukturu jetů. To znamená, že vyzařování měkkých gluonů se bude lišit podle původu jetu. Očekává



Obrázek 4.1: Schéma jetů vzniklých rozpadem bosonů a jetu z původního kvarku nebo gluonu [41].

se, že například jety vzniklé z rozpadu elektroslabé rezonance, které jsou bezbarvé, vyzařují méně gluonů než klasické jety. Podobně pak jety vzniklé z původního kvarku vyzařují méně gluonů než jety vzniklé z gluonu.

#### 3. Groomers

Třetí skupina se velmi podobá skupině první. Tyto techniky se snaží minimalizovat působení měkkého záření podél jetu. Fungují na principu odstranění konstituentů vyzařovaných pod velkým úhlem a s nízkou příčnou hybností. Do této kategorie spadá také technika Soft Drop použitá při analýze dat pro tuto práci.

#### 4.1.1 Soft Drop

Jak už bylo zmíněno, tato technika je založená na odstraňování měkkého záření podél jetu. Deklasterizace jetu o poloměru R a definovaného anti- $k_t$  algoritmem probíhá pomocí Soft Dropu [42] v několika krocích.

- 1. Nejprve je jet reklasterizován pomocí C/A algoritmu, abychom dostali strom strukturovaný podle velikostí úhlů jednotlivých větví.
- 2. Jet j je rozdělen na dva subjety  $j_1$  <br/>a $j_2$ zpětným provedením poslední fáze ${\rm C}/{\rm A}$  algoritmu.
- 3. Pokud subjety splňují podmínku

$$\frac{\min(p_{T,1}, p_{T,2})}{p_{T,1} + p_{T,2}} > z_{cut} \left(\frac{\Delta R_{12}}{R}\right)^{\beta},\tag{4.1}$$

je je<br/>tj považován za finální deklasterizovaný jet.

4. Pokud podmínka splněna není, je jako jet j nyní považován subjet s vyšším  $p_T$  a celý proces se opakuje, dokud podmínka není splněna.

Tato procedura tedy závisí na dvou parametrech,  $\beta$  a  $z_{cut}$ .

Technika Soft Drop je do jisté míry zobecněním techniky zvané Mass Drop Tagger (MDT) [43], která funguje na podobném principu, nicméně místo příčných hybností jsou použity hmotnosti  $m_1$  a  $m_2$ .

#### Rekurzivní Soft Drop

Rekurzivní Soft Drop [44] je obdobou klasického Soft Dropu, který ale typicky najde dvě hlavní větve jetu. Pokud těchto větví chceme najít více, použijeme právě rekurzivní variantu, ve které k předchozím dvěma parametrům přibyde ještě parametr N. Rekurzivní Soft Drop pak na základě tohoto parametru postupuje stejně jako klasický Soft Drop do chvíle, kdy v jetu zbývá N + 1 větví.

## 4.2 Pozorovatelné popisující substrukturu jetu

Chceme-li kvantitativně popsat možnou změnu substruktury jetu v důsledku působení média, je nutné zavést pozorovatelné, které mohou tuto změnu ukázat. Dvě z těchto pozorovatelných můžeme přímo získat jako produkty techniky Soft Drop, konkrétně groomed jet radius  $(R_q)$  a shared momentum fraction  $(z_q)$ .

#### 4.2.1 Groomed jet radius $R_q$

Hodnota  $R_g$  je rovna prvnímu  $\Delta R_{12}$ , které splňuje podmínku danou vztahem (4.1). V kontextu potlačení jetu tedy tato pozorovatelná udává, zda jsou substruktury potlačeny rozdílně jako funkce jejich úhlové vzdálenosti. Na Obr. 4.2 je pozorovatelná  $\Delta R_{12}$  vynesena do grafu pro tři různé volby parametrů  $z_{cut}$  a  $\beta$ . Při volbě  $z_{cut} = 0, 1$  a  $\beta = 0$  je vybírání větví založené pouze na podílu energií, které nesou. Při konfiguraci  $z_{cut} = 0, 5$  a  $\beta = 1, 5$  odstraňujeme větve svírající velký úhel s osou. Při volbě parametrů  $z_{cut} = 0, 1$  a  $\beta = -1$  pak vybíráme pouze tvrdé záření.

Na Obr. 4.2 srovnáváme různé Monte Carlo generátory JEWEL [46] a QPYTHIA [47]. JEWEL vychází z genetárou PYTHIA a simuluje QCD evoluci jetů ve vakuu a v médiu s použitím poruchové metody. Simuluje také elastické srážky původních partonů z jetu s partony pocházejícími z média, což vede k vyzařování gluonů. QPYTHIA je také založena na generátoru PYTHIA, ale modeluje záření způsobené médiem pomocí zvýšené pravděpodobnosti větvení v jetu [48]. Pro JEWEL jsou zde navíc dva módy, první "Recoils on" znamená, že do eventu jsou počítány i partony z média, které mohou s jetem interagovat. Pro "Recoils off" mód tomu tak není. Z grafů je patrné, že výstup z generátoru JEWEL pro "Recoils off" mód je kolimovaný, oproti tomu výstup z QPYTHIA velmi široký. Pro "Recoils off" mód také platí, že výstupy jsou potlačeny pro všechny úhly, což by mohlo poukazovat na důležitost úbytku energie, který není v generátoru JEWEL příliš citlivý na velikost



Obrázek 4.2: Distribuce  $\Delta R_{12}$  pro tři různé konfigurace parametrů  $z_{cut}$  a  $\beta$ . Horní části grafů ukazují distribuce z Monte Carlo generátorů JEWEL a QPYTHIA a jety ve vakuu z generátoru PYTHIA8, spodní části pak podíly JEWEL a QPYTHIA vůči PYTHIA8 [45].

úhlu. Vzhledem k volbě parametrů jsou pak největší modifikace vidět v grafu úplně vpravo.

#### 4.2.2 Sdílená frakce hybnosti $z_q$

Pozorovatelná  $z_g,$ nazývána "shared momentum fraction" nebo "jet splitting function" je definována rovnicí

$$z_g = \frac{\min(p_{T,1}, p_{T,2})}{p_{T,1} + p_{T,2}},\tag{4.2}$$

kde  $p_{T,i}$  je příčná hybnost *i*-tého subjetu. Udává tedy podíl příčné hybnosti méně energetického subjetu ku součtu příčných hybností obou subjetů. Schématický nákres toho, jak se k této pozorovatelné pomocí techniky Soft Drop dostaneme, je na Obr. 4.3.

V grafu na Obr. 4.4 je  $z_g$  vynesena při stejných konfiguracích parametrů  $z_{cut}$  a  $\beta$  jako v předchozí podkapitole  $R_g$ . Také jsou použity stejné Monte Carlo generátory. V těchto grafech stojí za povšimnutí opačný trend modelů. To souvisí s tím, že QPYTHIA dělá jety širší oproti jetům z vakua, tudíž více jetů přežije grooming. Oproti tomu JEWEL jety kolimuje, takže po aplikování techniky Soft Drop zbyde jetů méně. Při změnách parametru  $\beta$  vidíme větší odchylky především pro  $\beta < 0$ , pro QPYTHIA jde o přírůstek, zatímco při použití JEWEL vidíme naopak potlačení. Dále je z grafů patrné, že pozorovatelná  $z_g$  nevykazuje žádné větší změny při různých módech generátoru JEWEL, s výjimkou regionu nízkých hodnot  $z_q$ .



Obrázek 4.3: Schématický nákres pozorovatelné  $z_g$  při použití techniky Soft Drop [49].



Obrázek 4.4: Distribuce pozorovatelné  $z_g$  pro tři různé konfigurace parametrů  $z_{cut}$  a  $\beta$ . Horní části grafů ukazují distribuci z Monte Carlo generátorů JEWEL a QPY-THIA a jety ve vakuu z generátoru PYTHIA8, spodní části pak podíly JEWEL a QPYTHIA vůči PYTHIA8 [45].

## 4.3 Výsledky měření $z_q$

#### 4.3.1 Experiment STAR

Nejnovější publikované výsledky z měření pozorovatelné  $z_g$  na experimentu STAR pochází z dat naměřených v roce 2006 (p+p) a v roce 2007 (Au+Au) při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ . Měření probíhala při energii srážky  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ , přičemž dráhy nabitých částic v jetech byly rekonstuovány v detektoru TPC a neutrální hadrony pak v detektoru BEMC, kdy požadavek High Tower (HT) triggeru byl  $E_T > 5,4 \text{ GeV}$  alespoň v jedné věži detektoru BEMC.

V grafech na Obr. 4.5 jsou výsledky  $z_g$  pro měření a simulace ze srážek p+p pro čtyři intervaly příčných hybností jetů. V této analýze jsou jety rozlišeny na "trigger" a



Obrázek 4.5: Distribuce  $z_g$  pro "trigger" a "recoil" jety ze srážek p+p a z PYTHIA8 simulace. Výsledky měření jsou uvedeny se systematickou chybou [50].

"recoil" podle toho, zda splňují požadavky HT triggeru. Z grafů je patrná shoda naměřených dat se simulacemi.

V grafech na Obr. 4.6 vidíme  $z_g$  distribuce tentokrát z centrálních srážek Au+Au. Vlevo je distribuce pro "trigger" jety s příčnou hybností  $p_T^{Trig} = 20 - 30 \text{ GeV}/c$ , vpravo distribude pro "recoil" jety s příčnou hybností  $p_T^{Recoil} = 10 - 20 \text{ GeV}/c$ . Referenční data pro toto měření byla vytvořena vložením p+p srážek s HT triggerem do srážek Au+Au s minimum-bias triggerem.

Podíl  $z_g$  naměřeného ve srážkách p+p a Au+Au je v grafu na Obr. 4.7. Z těchto výsledků není patrná modifikace pozorovatelné  $z_g$  v důsledku působení média. Jedním z důvodů může být to, že vybrané jety pro analýzu mohly být jen trochu modifikovány, nebo možná dokonce vůbec. Dalším důvodem může být fakt, že  $z_g$  aproximuje nejdřívější nebo nejtvrdší větvení v jetu, což může být v oblasti mimo médium.

#### 4.3.2 Experiment CMS

Experiment CMS se nachází na urychlovači LHC v laboratoři CERN. Data pro analýzu  $z_g$  diskutovaná níže byla naměřena v roce 2015 ve srážkách p+p a Pb+Pb při energii srážky  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV. Požadavek na příčnou hybnost jetů je v této analýze  $p_{T,jet} > 140$  GeV/c.



Obrázek 4.6: Distribuce  $z_g$  pro "trigger" (vlevo) a "recoil" (vpravo) jety ze srážek Au+Au při centralitě 0-20 %. Naměřená data jsou porovnána s referenčními daty p+p HT  $\bigoplus$  Au+Au MB [51].



Obrázek 4.7: Podíl  $z_g$  mezi Au+Au a p+p daty pro "trigger" (vlevo) a "recoil" (vpravo) jety [50].

V grafu na Obr. 4.8 je obrázek  $z_g$  distribuce pro jety s příčnou hybností v intervalu 160 GeV/ $c < p_{T,jet} < 180$  GeV/c pro 4 různé centrality srážek. Ve spodní části grafu je pak podíl  $z_g$  ze srážek Pb+Pb a srážek p+p. Zatímco distribuce v periferálních Pb+Pb srážkách odpovídá referenčním p+p datům, centrální Pb+Pb srážky vykazují strmější  $z_g$  distribuci. Z těchto výsledků tedy vidíme, že pozorovatelná  $z_g$ je skutečně ovlivněna působením média.



Obrázek 4.8: Nahoře: Distribuce  $z_g$  v Pb+Pb srážkách při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV pro jety s příčnou hybností 160 GeV/ $c < p_{T,jet} < 180$  GeV/c pro různé centrality. Dole: Podíl  $z_g$  distribucí mezi Pb+Pb a p+p srážkami [52].

# Kapitola 5

# Analýza jetů se zaměřením na pozorovatelnou $z_q$

Dřívější analýzy produkce jetů byly prováděny na souborech dat z Au+Au srážek při  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV Run 7 [50]}, [53] \text{ a Run 11 [29]}, které mají limitovanou statistiku$ (Run 11 obsahuje 1,4 mld. událostí při kombinace všech "triggerů"). V nedávné doběbyla a v budoucnosti bude analýza prováděna především na datech z Run 14 a Run16, které mají daleko vyšší statistiku (Run 16 obsahuje 6,7 mld. událostí, Run 14obsahuje ~10 mld. událostí).

Během analýzy jsem se podílela na vyhodnocení kvality experimentálních dat pro Run 16, což je shrnuto v první sekci této kapitoly. Z důvodu nedostupnosti celého souboru dat k fyzikální analýze z tohoto runu byla zatím pro další analýzu substruktury jetů použita data z Run 14.

## 5.1 Analýza kvality dat pro Run 16

Analýza kvality dat (QA) může probíhat na základě několika kritérií. První fáze této analýzy probíhá už při nabírání dat, kdy se tato analýza provádí kvůli případným zjištěním nefunkčnosti nebo poškození detektorů a možnosti rychle zasáhnout.

Další fází kvalitativní analýzy je vylučování špatných "běhů", neboli *runů*. Jako runy označujeme úseky měření, kdy probíhá nabírání dat. Tyto úseky trvají obvykle okolo 30 minut, ale tato doba se může měnit v závislosti na kvalitě nabíraných dat a kvalitě svazku.

Já jsem se během svojí bakalářské práce zabývala analýzou kvality dat pro Run 16, kterou jsem prováděla na základě tvarů spekter, jako jsou multiplicita nabitých částic v TPC, vzdálenost primárního vertexu od osy svazku nebo pseudorapidita drah částic.

Během vyhodnocení jsem použila střední hodnoty všech spekter multiplicity ze všech runů a následně jsem tyto hodnoty vynesla do grafu na Obr. 5.1. V tomto grafu vidíme dva výrazné píky, což nasvědčuje tomu, že jeden z těchto dvou píků obsahuje



Obrázek 5.1: Střední hodnoty spekter multiplicit v Au+Au srážkách při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  v Run 16.

špatné runy. Po prozkoumání dokumentů (tzv. Run logbook) se skutečně ukázalo, že velká část dat byla bohužel nabírána se špatným firmwarem a musí být z analýzy vyloučena.

Následně jsem procházela tvary spekter zbylých runů a hledala další případné odchylky. Ilustrační příklad dobrého a špatného runu je v grafu na Obr. 5.2, kde jsou závislosti multiplicity na vzdálenosti primárního vrcholu srážky od osy svazku.



Obrázek 5.2: Grafy závislosti multiplicity na vzdálenosti primárního vertexu od osy svazku. Vlevo vidíme spektrum dobrého runu, vpravo pak spektrum špatného runu.

Tímto postupem jsem pak z celkových 1458 runů (po odečtení runů se špatným firmwarem) vyhodnotila ještě dalších 132 jako nevyhovujících. Z celkového počtu 6,7 mld. nabraných událostí pak bylo pro analýzu použito 1,8 mld. Z toho velké

množství bylo vyloučeno už při offline analýze, tvorbě picoDst souborů a použitím pouze některých triggerů.

## 5.2 Analýza dat z Run 14

#### 5.2.1 Rekonstrukce událostí a drah částic

Pro rekonstrukci jetů byla použita data z Run 14 ze srážek Au+Au s energií srážky na nukleonový pár  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Při analýze byla použita data z triggerů VPD minimum-bias (MB), konkrétně: 450050, 450060, 450005, 450015, 450025.

Analýza probíhá na souborech, které se nazývají picoDst. Tyto soubory vznikají při předanalýze naměřených dat ze souborů MuDst a obsahují nejdůležitější informace o srážkách, například polohu interakčního vertexu nebo centralitu, o drahách částic z jednotlivých detektorů a o identifikaci částic (PID).

Při rekonstrukci srážek nejprve aplikujeme na data určitá selekční kritéria (tzv. cuty), která nám pomáhají vybrat pouze takové události nebo dráhy, které jsou vhodné pro fyzikální analýzu. Jedním z takových kritérií pro vhodnou událost je požadavek na polohu primárního vertexu, tedy místa srážky, ve vzdálenosti  $|z_{vertex}| < 30$  cm od středu svazku.

Pro výběr vhodných drah částic pak používáme následující kritéria:

- Minimální počet bodů, na kterých probíhá fitování dráhy částice, je v našem případě 14.
- Poměr počtu bodů, na kterých probíhá fitování dráhy částice, ku počtu možných bodů pro fitování, je pro nás 0,52.
- 3. Dalším kritériem je vzdálenost nejmenšího přiblížení (Distance of Closest Approach, DCA) dráhy k primárnímu vertexu, která musí být měnší než 1 cm. Tímto se z analýzy vyloučí dráhy pocházející ze sekundárních rozpadů.
- 4. Hybnost drah požadujeme v rozmezí  $0, 2 \text{ GeV}/c < p_T < 30 \text{ GeV}/c$ . Tento interval je zvolen z toho důvodu, že částice s nízkou příčnou hybností nemohou poskytnout dostatek bodů pro nafitování jejich dráhy, zatímco částice s velkou příčnou hybností nejsou téměř zakřivovány magnetickým polem, tudíž by docházelo k velkým nepřesnostem při výpočtech s použitím hybnosti.

Rozdělení vzdáleností primárního vertexu od středu svazku je v grafu na Obr. 5.3. Vidíme, že rozdělení je symetrické a že některé primární vertexy se nacházejí i ve větší vzdálenosti než je 30 cm. Tyto vertexy ale do naší analýzy nezahrnujeme, protože bychom neměli stejné pokrytí v pseudorapiditě.

V grafu na Obr. 5.4 vidíme referenční multiplicitu všech nabitých částic. Tvar tohoto spektra můžeme porovnat s grafem na Obr. 1.2. Vidíme, že tvar spektra je podobný a můžeme z tohoto grafu získat definice centrálních tříd. Tabulka centralit, Tab. 5.1,



Obrázek 5.3: Rozdělení vzdáleností primárního vertexu od středu detektoru STAR.

zobrazuje rozdělení devíti intervalů centralit podle referenční multiplicity nabitých částic.



Obrázek 5.4: Referenční multiplicita nabitých částic v TPC ve srážkách Au+Au při energii srážky  $\sqrt{s_{NN}}~=~200~{\rm GeV}$ v Run 14.

$\sigma/\sigma_{geo}$	$N_{ch}$
0-5 %	373-441
5-10 %	315-373
10-20~%	263-315
20-30 %	179-263
30-40 %	116-179
40-50 %	71-116
50-60 %	40-71
60-70 %	21-40
70-80~%	10-21

Tabulka 5.1: Tabulka tříd centrality.

#### 5.2.2 Analýza jetů

Při rekonstrukci jetů byl použit anti- $k_t$  algoritmus popsaný v kapitole 3. Analýza byla provedena pro různé rozlišovací parametry, konkrétně pro  $R \in \{0, 2; 0, 3; 0, 4; 0, 5\}$ . Jety byly rekonstruovány z drah nabitých částic s příčnou hybností  $p_{T,r} > 0, 2 \text{ GeV}/c$ . Při nízké příčné hybnosti mohou být často pomocí algoritmu rekonstuovány shluky částic, přestože se nejedná z fyzikálního hlediska o jety. Proto jsou v následujících grafech povětšinou používány jety s příčnou hybností vyšší než 10 GeV/c.

Při analýze jetů je obecně velký problém s vysokou hodnotou pozadí. Pro jeho odpočet existuje několik možností. Jedním z nich je korekce na střední hodnotu hustoty pozadí,  $\rho$ , pro příčnou hybnost jetu  $p_{T,jet}^{raw,ch}$  pomocí vztahu

$$p_{T,jet}^{corr,ch} = p_{T,jet}^{raw,ch} - A \cdot \rho, \tag{5.1}$$

kdeA je plocha jetu <br/>a $\rho$  je střední hustota pozadí definovaná pro každý event jako

$$\rho = \operatorname{med}\left\{\frac{p_{T,jet}^{i}}{A_{i}}\right\},\tag{5.2}$$

kde index i jde přes všechny jety v eventu.

V této práci jsou ukázána pouze nekorigovaná spektra. Zavedení korekce na odpočet pozadí je nad rámec bakalářské práce a bude předmětem další analýzy.

Další kritérium, které můžeme na jet mít, je minimální hodnota příčné hybnosti  $p_{T,lead}$  nejenergetičtějšího konstituentu jetu. Pro tuto analýzu jsme zvolili čtyři různá kritéria na tuto veličinu, a sice  $p_{T,lead} > \{0,3,5,7\}$  GeV/c. V grafech na Obr. 5.5 vidíme spektra příčné hybnosti jetu  $p_T$  bez odpočtu pozadí pro tři různé centrality a tři hodnoty rozlišovacího parametru. Grafy můžeme porovnat s podobnými grafy v disertační práci Jana Rusňáka [29], které byly vytvořeny pro data z Run 11. Je patrné, že grafy mají podobný trend a chování.



Obrázek 5.5: Spektra příčné hybnosti jetů rekonstruovaných ze srážek Au+Au s energií  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV pro tři různé centrality a tři různé rozlišovací parametry. Spektra jsou vynesena vždy pro čtyři kritéria na hodnotu  $p_{T,lead}$ .

#### 5.2.3 Substruktura jetů

Hlavním aspektem mojí bakalářské práce je pozorovatelná  $z_g$ , proto jsem se z velké části věnovala právě analýze zaměřující se na tuto pozorovatelnou. Jelikož balíček Soft Drop není standardní součástí softwaru FastJet, bylo nejprve nutné jej do FastJetu přidat. Teprve poté jsem mohla SoftDrop implementovat do kódu pro analýzu jetů. Následný postup při aplikaci techniky Soft Drop byl stejný, jako je popsáno v předchozí kapitole. Jako vstupní parametry pro tuto techniku jsem zvolila standardně  $z_{cut} = 0, 1$  a  $\beta = 0$ . Kromě všech výběrových kritérií zmíněných v předchozí sekci jsem ještě navíc pro tuto analýzu stanovila nejmenší možnou příčnou hybnost jetu před korekcí na 10 GeV/c, abych tak dále eliminovala efekt pozadí. Dále jsem opět zpracovala výsledky pro různé centrality i hodnoty rozlišovacího parametru R, a také jsem výsledky analýzy rozdělila do několika intervalů podle příčných hybností jetů.

Oproti jiným publikovaným analýzám je zde navíc zahrnut požadavek na minimální hodnotu  $p_{T,lead}$ . Tyto cuty jsou definovány stejným způsobem jako v předchozí sekci.

V grafech na Obr. 5.6 jsou nejprve porovnány dva intervaly příčných hybností jetů při stejném rozlišovacím parametru R = 0, 3 a v nejcentrálnějších Au+Au srážkách (0-5 %).



Obrázek 5.6: Grafy  $z_g$  distribuce pro centrální Au+Au srážky při rozlišovacím parametru R = 0,3 pro intervaly 20 GeV/ $c < p_T < 30$  GeV/c (vlevo) a 30 GeV/ $c < p_T < 40$  GeV/c (vpravo).

Z grafů je patrné, že pro vyšší příčné hybnosti klesá statistika, což se dá očekávat, a také už nelze rozlišit mezi jednotlivými cuty na  $p_{T,lead}$ . I toto pozorování se dá očekávat, jelikož je pravděpodobné, že v jetech s vyšší příčnou hybností budou mít také konstituenty vyšší příčnou hybnost.

V další dvojici grafů na Obr. 5.7 porovnáváme pro stejný rozlišovací parametr R = 0, 4 a stejný interval příčné hybnosti různé centrality Au+Au srážek, (0-5 %, 30-40 %). Opět vidíme, že všechny konstituenty mají vysokou příčnou hybnost. Klesající trend se s centralitou také nemění, takže grafy se liší pouze statistikou.



Obrázek 5.7: Grafy  $z_g$  distribuce pro Au+Au srážky o centralitě 30-40 % (vlevo) a 0-5 % (vpravo) při rozlišovacím parametru R = 0, 3 a příčné hybnosti jetu v intervalu 30 GeV/ $c < p_T < 40$  GeV/c.

Poslední uvedenou dvojicí jsou grafy na Obr. 5.8, kde bereme stejnou centralitu (0-5 %), stejný interval příčných hybností jetů 10 GeV/ $c < p_T < 20$  GeV/c a různé rozlišovací parametry R = 0, 3 a R = 0, 4. Díky tomu, že jsme vybrali jety s nižší příčnou hybností, konečně můžeme vidět různá spektra pro různé cuty na  $p_{T,lead}$ . U R = 0, 4 vidíme větší rozdíly mezi těmito spektry, což může být dáno tím, že uvažujeme větší kužel, který zahrnuje i měkčí konstituenty. Pro  $p_{T,lead} > 0$  GeV/c a  $p_{T,lead} > 3$  GeV/c vidíme rostoucí trend, jelikož při takto malé příčné hybnosti se pravděpodobně z fyzikálního hlediska vůbec nejedná o jety. Tento problém by měl být v další fázi analýzy odstraněn korekcí na pozadí.



Obrázek 5.8: Grafy  $z_g$  distribuce pro Au+Au srážky o centralitě 0-5 % při rozlišovacím parametru R = 0,3 (vlevo) a R = 0,4 (vpravo) a příčné hybnosti jetu v intervalu 10 GeV/ $c < p_T < 20$  GeV/c.

Podařilo se tedy vytvořit nekorigovaná spektra  $z_g$  pro různé vstupní parametry. Vzhledem k tomu, že spektra jsou nekorigovaná, nelze je porovnat s publikovanými

měřeními z předchozí kapitoly. Můžeme ale říct, že spektra mají alespoň stejný trend, takže dalším krokem v analýze je vytvoření korigovaných spekter. Tyto korekce jsou však nad rámec bakalářské práce a budou součástí další analýzy.

# Závěr

Jety, kolimované spršky hadronů, mohou sloužit jako dobrý nástroj ke zkoumání vlastností kvark-gluonového plazamtu, které vzniká ve srážkách těžkých iontů. Doposud bylo na jety nahlíženo především z hlediska jejich inkluzivních vlastností, ale v poslední době se s rostoucí statistikou experimentálních dat začíná uplatňovat i studium jejich substruktury, především pak to, jak může být substruktura ovlivněna médiem.

Cílem této práce bylo seznámení se s vlastnostmi kvark-gluonového plazmatu, s rekonstrukcí jetů a především studium substruktury jetů. Dále bylo očekáváno aplikování těchto získaných poznatků na reálná data.

Během práce jsem se seznámila s nástroji, které se používají pro studium kvarkgluonového plazmatu, se základní charakteristikou srážek těžkých iontů a s veličinami, které se používají k popisu těchto srážek.

Dále jsem se seznámila s principem fungování detektoru STAR na urychlovači RHIC v BNL a se všemi detektory, ze kterých se skládá. Pochopení principu detekce bylo důležité především pro následnou analýzu dat, které je věnována poslední kapitola.

Získala jsem také přehled o rekonstrukci jetů a proměnných, které charakterizují jejich vlastnosti. Obzvlášť důkladně jsem se seznámila s algoritmy pro rekonstrukci anti- $k_t$  a C/A, které jsem následně v analýze použila. Seznámila jsem se také s pozorovatelnými spojenými se substrukturou jetů a s technikami umožňujícími de-klasterizaci jetů, především pak s technikou Soft Drop, která je v analýze použita.

V poslední části bakalářské práce jsem se věnovala analýze reálných dat ze srážek Au+Au při energii  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  naměřených experimentem STAR v letech 2014 a 2016. Pro Run 16 jsem provedla kvalitativní analýzu dat, pro Run 14 pak celkovou rekonstrukci jetů a extrakci nekorigovaných distribucí pozorovatelné  $z_g$ . Přestože  $z_g$  spektra nejsou zatím korigovaná na detektorové eventy a pozadí a nemůžeme je tak přímo porovnat s publikovanými daty, lze konstatovat, že mají kvalitativně stejný trend.

V budoucnu bych ráda prohloubila své znalosti o jetech a jejich substruktuře a vytvořila korigovaná spektra  $z_g$  distribucí.

# Literatura

- [1] R. Snellings, "Elliptic flow," New Journal of Physics, vol. 13, no. 5, 2011-05-01.
- [2] M. L. Miller, "Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions," Annual Review of Nuclear and Particle Science, vol. 57, no. 1, pp. 205–243, 2007.
- [3] H. D. Politzer, "Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?," *Physical Review Letters*, vol. 30, no. 26, pp. 1346–1349, 1973.
- [4] D. J. Gross and F. Wilczek, "Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories," *Physical Review Letters*, vol. 30, no. 26, pp. 1343–1346, 1973.
- [5] Y. Nambu Preludes in Theoretical Physics, p. 133, 1966.
- [6] M. Botje, "Quantum Chromo Dynamics," Lecture Notes Particle Physics II, p. 21, 2013.
- [7] K. Yagi, *Quark-gluon Plasma*. Cambridge University Press, 2005.
- [8] L. KUMAR and D. KEANE, "Experimental studies of the quantum chromodynamics phase diagram at the STAR experiment," *Pramana*, vol. 84, no. 5, pp. 773–786, 2015.
- [9] S. Sarkar, The physics of the Quark-Gluon plasma. New York: Springer, c2010.
- [10] T. Dorsey, "Formation of Quark Gluon Plasma at RHIC," 2008.
- [11] L. A. et al., "Centrality dependence of identified particle elliptic flow in relativistic heavy ion collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 62.4$  GeV," *Physical Review C*, vol. 93, no. 1, 2016.
- [12] R. Thomas, B. Kämpfer, and G. Soff, "Gluon Emission of Heavy Quarks," Acta Physica Hungarica A) Heavy Ion Physics, vol. 22, no. 1-2, pp. 83–91, 2005-3-1.
- [13] J. A. et al., "Centrality and transverse momentum dependence of D0-meson production at mid-rapidity in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV," *Physical Review C*, vol. 99, no. 3, p. 25, 2019.
- [14] S. Campbell, "SPHENIX," Journal of Physics: Conference Series, vol. 832, 2017-04-25.
- [15] F. Meot, "The Electron-Ion Collider eRHIC," 2019.

- [16] "Brookhaven National Laboratory."
- [17] K. A. et al., "Star detector overview," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 499, no. 2-3, p. 9, 2003.
- [18] D. Arkhipkin and J. Lauret, "STAR Online Meta-Data Collection Framework," Journal of Physics: Conference Series, vol. 898, p. 7, 2017-10-01.
- [19] M. A. et al., "The STAR time projection chamber," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 499, no. 2-3, pp. 659–678, 2003.
- [20] M. R. Lomnitz, "Measurement of charmed meson azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV at RHIC," 2016.
- [21] X. Dong, "The Time-Of-Flight Detector for RHIC/STAR and The Related Physics," AIP Conference Proceedings, pp. 332–337, 2006.
- [22] T. C. et al., "STAR barrel electromagnetic calorimeter absolute calibration using "minimum ionizing particles" from collisions at RHIC," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 483, no. 3, pp. 734–746, 2002.
- [23] C. A. et al., "The STAR Endcap Electromagnetic Calorimeter," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 499, no. 2-3, p. 15, 2003.
- [24] W. L. et al., "The STAR Vertex Position Detector," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 759, p. 18, 2014.
- [25] C. A. et al., "The RHIC zero degree calorimeters," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 470, no. 3, pp. 488–499, 2001.
- [26] C. A. Whitten, "The Beam-Beam Counter," AIP Conference Proceedings, pp. 390–396, 2008.
- [27] H. Qiu, "STAR heavy flavor tracker," Nuclear Physics A, vol. 931, pp. 1141– 1146, 2014.
- [28] J. Kapitán, "Jets in heavy ion collisions at RHIC," p. 5, 2009.
- [29] J. Rusňák, "Jet Reconstruction in Au+Au Collisions at RHIC," 2017.
- [30] R. Atkin, "Review of jet reconstruction algorithms," Journal of Physics: Conference Series, vol. 645, 2015-10-15.
- [31] P. Schieferdecker, "Jet Algorithms," 2009.

- [32] G. P. Salam and G. Soyez, "A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm," *Journal of High Energy Physics*, vol. 2007, no. 05, pp. 086–086, 2007-05-01.
- [33] S. Catani, Y. Dokshitzer, M. Seymour, and B. Webber, "Longitudinallyinvariant k<sub>t</sub>-clustering algorithms for hadron-hadron collisions," *Nuclear Physics B*, vol. 406, no. 1-2, pp. 187–224, 1993.
- [34] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, "FastJet user manual," *The European Physical Journal C*, vol. 72, no. 3, 2012.
- [35] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, "The anti- $k_t$  jet clustering algorithm," Journal of High Energy Physics, vol. 2008, no. 04, pp. 063–063, 2008-04-01.
- [36] S. A. et al., "Medium modification of the shape of small-radius jets in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV," Journal of High Energy Physics, vol. 2018, no. 10, 2018.
- [37] M. A. et al., "Measurement of the nuclear modification factor for inclusive jets in Pb+Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV with the ATLAS detector," *Physics Letters B*, vol. 790, 2019.
- [38] B. A. et al., "Measurement of charged jet suppression in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV," Journal of High Energy Physics, vol. 2014, no. 3, 2014.
- [39] I. Vitev, "SCET for jet physics in the vacuum and the medium," Nuclear and Particle Physics Proceedings, vol. 289-290, pp. 59–64, 2017.
- [40] M. A. et al., "Measurement of jet fragmentation in Pb+Pb and p+p collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV with the ATLAS detector," *Physical Review C*, vol. 98, no. 2, 2018.
- [41] G. Soyez, "A brief look inside jet substructure," 2018.
- [42] A. J. Larkoski, S. Marzani, G. Soyez, and J. Thaler, "Soft drop," Journal of High Energy Physics, vol. 2014, no. 5, 2014.
- [43] M. Dasgupta, A. Fregoso, S. Marzani, and G. P. Salam, "Towards an understanding of jet substructure," *Journal of High Energy Physics*, vol. 2013, no. 9, 2013.
- [44] F. A. Dreyer, L. Necib, G. Soyez, and J. Thaler, "Recursive Soft Drop," Journal of High Energy Physics, vol. 2018, no. 6, 2018.
- [45] H. A. A. et al., "Novel tools and observables for jet physics in heavy-ion collisions," 2018.
- [46] K. Zapp, "JEWEL 2.0.0," The European Physical Journal C, vol. 74, no. 2, 2014.
- [47] N. Armesto, L. Cunqueiro, and C. A. Salgado, "Q-PYTHIA," The European Physical Journal C, vol. 63, no. 4, pp. 679–690, 2009.

- [48] M. van Leeuwen, "Jet Fragmentation and Jet Shapes in JEWEL and q-PYTHIA," Nuclear and Particle Physics Proceedings, vol. 276-278, pp. 293–296, 2016.
- [49] A. Larkoski, S. Marzani, J. Thaler, A. Tripathee, and W. Xue, "Exposing the QCD Splitting Function with CMS Open Data," *Physical Review Letters*, vol. 119, no. 13, 2017.
- [50] K. Kauder, "Measurement of the Shared Momentum Fraction  $z_g$  using Jet Reconstruction in p+p and Au+Au Collisions with STAR," *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, vol. 289-290, pp. 137–140, 2017.
- [51] K. Kauder, "Measurement of the Shared Momentum Fraction  $z_g$  using Jet Reconstruction in p+p and Au+Au Collisions with STAR," 2017.
- [52] A. S. et al., "Measurement of the splitting function in pp and PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV," *Physical Review Letters*, vol. 120, no. 14, 2018.
- [53] L. A. et al., "Dijet imbalance measurements in Au+Au and p+p collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV at STAR," *Physical Review Letters*, vol. 119, no. 6, 2017.