ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská Katedra Fyziky



# BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Studium jetů těžkých kvarků v jádro-jaderných srážkách

Lukáš Kramárik

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

Konzultant: Gyulnara Eyyubova, Ph.D.

Praha, 2014

## Prehlásenie

Prehlasujem, že som svoju bakalársku prácu vypracoval samostatne a použil som len literatúru a publikácie uvedené v priloženom zozname.

Nemám závažný dôvod proti použitiu tohoto školského diela v zmysle 60 Zákona č.121/1200Sb., o autorskom práve, o právach súvisiacich s autorským právom a o zmene niektorých zákonov (autorský zákon).

V Prahe dňa

Názov práce:	Studium jetů těžkých kvarků v jádro-jaderných srážkách
Autor:	Lukáš Kramárik
Odbor:	Jaderné inženýrství
Druh práce:	Bakalářská prác
Vedúci práce:	Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D. Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze.
Konzultant:	Gyulnara Eyyubova, Ph.D. Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze.

#### Abstrakt:

Kvarkovo-gluónová plazma je stavom horúcej a hustej jadrovej hmoty, ktorého existencia sa predpokladá tesne po veľkom tresku a môže vznikať pri zrážkach ťažkých jadier. Takéto zrážky sa študujú na urýchľovačoch v BNL a v CERN. Kvarkovo-gluónová plazma môže byť skúmaná rôznymi spôsobmi, napríklad prechodom energetických partónov touto hmotou. Partóny nepozorujeme priamo, ale až po hadronizácií na jety, čo sú kolimované spŕšky hadrónov. Tieto, spolu s ostatnými, niekedy až tisíckami častíc môžeme zaznamenať v detektore. Táto práca sa zaoberá spôsobmi rekonštrukcie jetov vzniknutých v zrážke, metódami pre výber jetov vznikajúcich z ťažkého b kvarku a experimentálnymi výsledkami experimentu ALICE.

Kľúčové slová: kvarkovo-gluónová plazma, jet, b-jet, ALICE, LHC

# Title:Heavy flavor jets in nucleus-nucleus collisionsAuthor:Lukáš Kramárik

#### Abstract:

Quark-gluon plasma is a state of hot and dense nuclear matter, which probably existed right after Big Bang and which could be created by colliding heavy nuclei. These collisions are studied in colliders at BNL and at CERN. Quark-gluon plasma can be studied by different ways, one of them is observation of partons, which were passing this matter. These partons can not be observed directly, but after their hadronization into jets, which are collimated showers of hadrons in final state. These hadrons, also with others, sometimes thousands of hadrons, could be traced in detectors. This work describes different ways used to reconstruct jets created in collisions, methods to find and tag jets, which originate from heavy b quark and experimental results from ALICE experiment.

*Keywords:* quark-gluon plasma, jet, b-jet, ALICE, LHC

# Poďakovanie

Chcel by som sa poďakovať Mgr. Jaroslavi Bielčíkovi, Ph.D. a Gyulnare Eyyubovej, Ph.D., za ich odborné rady a ochotu pri vedení mojej bakalárskej práce. Ďalej chcem poďakovať mojej rodine a mojej partnerke Lenke Klučárovej za neustálu podporu pri zhotovovaní tejto práce.

# Obsah

Ú	vod		9
1	Zák	ady fyziky jadro-jadrových zrážok	10
	1.1	$\check{S}$ tandardný model častíc	10
	1.2	Fundamentálne interakcie	11
		1.2.1 Gravitácia	12
		1.2.2 Elektromagnetická interakcia	12
		1.2.3 Silná interakcia	12
		1.2.4 Slabá interakcia	13
	1.3	Hadróny	13
	1.4	Iné formy hmoty vo vesmíre	14
	1.5	Veličiny potrebné na skúmanie zrážok ťažkých jadier	14
		1.5.1 Rapidita, pseudorapidita	15
		1.5.2 Centralita	17
		1.5.3 Jadrový modifikačný faktor	18
<b>2</b>	Kva	rkovo-gluónová plazma (QGP)	19
	2.1	Základný popis QGP	19
	2.2	QGP na počiatku vesmíru	21
	2.3	Spôsoby skúmania QGP	21
	2.4	Efekt mŕtveho kužeľa	26
3	Veľ'	ký hadrónový urýchľovač LHC	28
	3.1	Experiment ALICE	31
		3.1.1 Vnútorný dráhový systém	31
		3.1.2 Časovo-projekčná komora	33
		3.1.3 Elektromagnetický kalorimeter	34
4	Jety	v zrážkach častíc	36
	4.1	Kužeľové algoritmy	37
	4.2	Klastrovacie algoritmy	39
	4.3	Jety ťažkých kvarkov	40

		4.3.1 Vyhľadávanie jetov z $b$ kvarkov	40
<b>5</b>	Pre	hľad výsledkov meraní b-jetov na LHC	44
	5.1	Výsledky experimentu CMS	44
	5.2	Výsledky experimentu ALICE	48
Zź	ver		51
Li	terat	úra	52

# Zoznam obrázkov

1.1	Vrchol naznačujúci zlučovanie alebo delenie gluónov.	13
1.2	Hodnoty pseudorapidity pre rôzne uhly voči smeru pohybu zväzku	16
1.3	Počet vyprodukovaných nabitých častíc v závislosti na pseudorapidite v zrážkach jadier zlata pre rôzne centralitné triedy zrážok jadier zlata	16
1.4	Spôsob zadefinovania centrality, závislosť účinného prierezu produkcie nabi- tých častíc na počte vyprodukovaných nabitých častíc.	
1.5	Závislosť jadrového modifikačného faktoru na priečnej hybnosti vzniknutých nabitých častíc pri zrážkach jadier olova pre rôzne triedy centralít na expe- rimente ALICE.	18
2.1	Fázový diagram QGP.	20
2.2	Svetelný kužeľ po zrážke ťažkých iónov, s časovým a priestorovým rozme- rom. Naznačenie rozvoju hmoty pomocou kritickej teploty prechodu, teploty hadrochemického zmrznutia a teploty tepelného zmrznutia.	20
2.3	Tvar interakčného objemu po necentrálnej AA zrážke s naznačenou reakčnou rovinou.	22
2.4	Profil hustoty vytvorenej priečnej energie po zrážke a jeho časová závislosť v kartézskych súradniciach.	23
2.5	Závislosť eliptického toku $v_2$ na počte zúčastnených nukleónov	23
2.6	Závislosť veľkosti eliptického toku na priečnej hybnosti rôznych druhov vznik- nutých hadrónov.	23
2.7	Závislosť jadrového modifikačného faktoru na väzbovej energií pre rôzne druhy kvarkónií.	24
2.8	Závislosť jadrového modifikačného faktoru hadrónu $J/\psi$ na počte nukleónov zúčastnených v zrážke a na priečnej hybnosti.	25
2.9	Zhášanie jetov v médiu po zrážke AA, v porovnaní s prípadom bez média v zrážke pp	25
2.10	Pomer gluónových emisných spektier kvarkov $c$ a ľahkých kvarkov	26
2.11	Porovnanie jadrového modifikačného faktoru v závislosti na priečnej hybnosti pre D mezóny, nabité častice a $J/\psi$ pochádzajúce z rozpadov B mezónov.	27
3.1	Urýchľovač LHC v CERN	28
3.2	Urýchľovacia trubica a jej súčasti	29
3.3	Schematické zobrazenie umiestnenia jednotlivých detektorov v ITS	32

3.4	Efektivita hľadania dráh častíc v závislosti na ich priečnej hybnosti pomocou detektoru ITS		
3.5	Rozlíšenie merania priečnej hybnosti v detektore TPC počas Run 1 a oča- kávané po LS 1	34	
3.6	Umiestnenie EMCal v centrálnom valci experimentu ALICE	35	
3.7	Detail vežovitej (tower) štruktúry detektoru EMCal	35	
4.1	Kolineárna a infračervená bezpečnosť jet vyhľadávacích algoritmov	37	
4.2	Naznačenie jetu pomocou energie v jednotlivých intervaloch pseudorapidity a azimutálneho uhla	38	
4.3	Príklad rozpadu materskej častice na jet a zaznamenanie energie produkovaných častíc v analyzovanej $\eta$ - $\phi$ rovine, naznačený polomer jetu.	38	
4.4	Spektrum priečnej hybnosti jetov zo simulácie používajúcej NLO výpočty v pp zrážkach pri energií zrážky 7 TeV v porovnaní s experimentálnymi dátami	40	
		40	
4.5	Jet častic a jeho základné charakteristické vlastnosti	41	
4.6	Výkonnosť algoritmov slúžiacich na označovanie b-jetov	43	
5.1	Závislosť mis-tag efektivity ľahkých jetov a c-jetov na b-jet efektivite pre simulované pp a PbPb zrážky, pre rôzne diskriminátory JP a SSVHE algo- ritmov.	45	
5.2	Závislosť počtu jednotlivých druhov jetov na hmotnosti SV, ktorý obsahujú, získaný z dát PbPb zrážok.	46	
5.3	Závislosť čistoty b-jetov (b-jet purity) použitím SSVHE v dátach na priečnej hybnosti jetu, závislosť b-jet efektivity na priečnej hybnosti jetu pre SSVHE algoritmus a pre JP algoritmus.	47	
5.4	Závislosť podielu b-jetov ku všetkým jetom (b-jet fraction) na priečnej hyb- nosti jetu, nameraný v dátach a v simuláciach, pre PbPb zrážky a pre pp	477	
5.5	zrazky	47 48	
5.6	Korelácia priečnej hybnosti B-mezónu a jetu, ktorý ho obsahuje	48	
5.7	Distribúcia počtu nabitých častíc, na ktoré sa rozpadá B-mezón.	49	
5.8	Závislosť pomeru c-jet efektivity a LFg-jet efektivity k b-jet efektivite na priečnej hybnosti jetu, pre TC algoritmus.	50	
5.9	Rozdelenie počtu rôznych druhov jetov v závislosti na vzdialenosti SV od miesta zrážky a na hmotnosti SV	50	

# Úvod

Aktuálne výskumy na experimente STAR na Relativistickom urýchľovači ťažkých jadier (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) a na experimente ALICE na Veľkom hadrónovom urýchľovači (Large Hadron Collider, LHC) sa zameriavajú na vlastnosti nového stavu hmoty. Ide o veľmi horúcu a hustú jadrovú hmotu, nazývanú kvarkovo-gluónová plazma (Quark-Gluon Plasma, QGP). V tomto stave hmoty sú kvarky a gluóny voľné a nie sú uväznené v hadrónoch ako pri normálnych podmienkach. Na skúmanie tejto hmoty sa používajú rôzne druhy jej prejavov. Je možné študovať straty energie rôznych druhov partónov prechádzajúcich QGP. Partóny nemôžeme zaznamenať priamo, keďže sa na konci zrážky hadronizujú na hadróny alebo na spŕšky hadrónov, jety. Na základe meraní hadrónov alebo jetov môžeme usudzovať rôzne vlastnosti QGP. Aktuálnym problémom je vyhľadávanie jetov z ťažkého b kvarku v jadro-jadrových zrážkach. V tejto práci budeme prezentovať aktuálny stav skúmania b-jetov na experimente ALICE v širších súvislostiach štandardného modelu elementárnych častíc, kvarkovo-gluónovej plazmy, spôsobom vyhľadávania jetov a najmä v porovnaní s výsledkami z iných experimentov na LHC.

V prvej kapitole diskutujeme základy fyziky jadro-jadrových zrážok, hlavne teoretický základ časticovej fyziky - štandardný model elementárnych častíc. Uvedieme základné veličiny používané pri skúmaní jadro-jadrových zrážok v urýchľovačoch častíc.

V druhej kapitole popíšeme kvarkovo-gluónovú plazmu, ako aj možnosti jej skúmania, vysvetlíme dôležitosť skúmania ťažkých častíc v jadro-jadrových zrážkach.

Ďalšia kapitola obsahuje popis zariadení v CERN, ktoré nám pomáhajú pri skúmaní nielen kvarkovo-gluónovej plazmy, ale aj na experimentálne overovanie iných teoretických predpovedí v jadrovej a časticovej fyzike. Budeme sa venovať najmä popisu experimentu ALICE na urýchľovači LHC.

Následne si popíšeme spôsob skúmania ťažkých častíc po zrážke formou spomínaných jetov. V krátkosti nahliadneme, akým spôsobom sú tieto jety vyhľadávané v experimentálnych dátach, zameriame sa na označovanie jetov pochádzajúcich z b kvarku.

Nakoniec sa dostaneme k prehľadu výsledkov meraní b-jetov na LHC. Predstavíme si najaktuálnejšie výsledky experimentu CMS a experimentu ALICE, zoznámime sa so spôsobom používania rôznych algoritmov na vyhľadávanie b-jetov.

# Kapitola 1

# Základy fyziky jadro-jadrových zrážok

## 1.1 Štandardný model častíc

Súčasná jadrová a časticová fyzika je schopná skúmať štruktúry o mnoho rádov menšie ako atóm, majúci typický rozmer pohybujúci sa okolo 100 000 fm. Tieto štruktúry sú tvorené elementárnymi časticami a jadrovými interakciami medzi nimi. Aktuálnym teoretickým základom jadrovej fyziky je Štandardný model (SM), ktorý zjednocuje všetky známe elementárne častice a interakcie medzi nimi, okrem gravitačnej interakcie. Pozostáva z troch základných skupín častíc.

Prvou skupinou častíc v SM sú leptóny, ktoré nenesú žiadny farebný náboj, tým pádom na ne nepôsobí silná interakcia. Majú spin  $1/2\hbar^1$ , a teda patria medzi fermióny, ktoré podliehajú Pauliho vylučovaciemu princípu. Leptóny delíme do troch rodín. Každá z nich obsahuje časticu a k nej príslušné neutríno. Týmito časticami sú elektrón  $(e^-)$ , mión  $(\mu^-)$ , tauón  $(\tau^-)$  a elektrónové  $(\nu_e)$ , miónové  $(\nu_{\mu})$  a tauónové  $(\nu_{\tau})$  neutríno. Ku každej častici existuje antičastica, a teda pozitrón  $(e^+)$ , antimión  $(\mu^+)$ , antitauón  $(\tau^+)$ a antineutrína  $(\overline{\nu_e}, \overline{\nu_{\tau}}, \overline{\nu_{\mu}})$ . Každá rodina leptónov má priradené vlastné leptónové číslo, ktoré sa zachováva vo všetkých typoch reakcií. Neutrína sú charakteristické ich malou (takmer nulovou) hmotnosťou, vďaka čomu majú silnú prenikavosť v materiáli a veľmi dlhú dobu života. Nenesú žiadny elektrický náboj. Ostatné častice patriace medzi leptóny majú elektrický náboj -1, antičastice +1. Hmotnosti jednotlivých leptónov sú uvedené v Tab. 1.1 [1].

l	$m  \left[ { m MeV}/c^2  ight]$	Q [e]
$e^-$	$0,\!510$	-1
$\nu_e$	$<\!0,\!000225$	0
$\mu^{-}$	$105,\!658$	-1
$ u_{\mu}$	$_{<0,19}$	0
$\tau^{-}$	$1776,\!820$	-1
$\nu_{\tau}$	$<\!18,\!2$	0

Tabuľka 1.1: Základné vlastnosti leptónov l, hmotnosť leptónu m a jeho elektrický náboj Q [1].

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>redukovaná Planckova konštanta,  $\hbar=6,58211899.10^{-16}~{\rm eVs}$ 

Ďalšou veľkou skupinou častíc v SM sú kvarky. Poznáme 6 kvarkov a k nim 6 antičastíc, antikvarkov. Sú to ľahké kvarky u (up - horný), d (down - dolný), s (strange podivný) tvoriace hmotu okolo nás, ťažké kvarky c (charm - pôvabný), b (beauty - krásny) vyskytujúce sa najmä pri relativistických zrážkach a doposiaľ málo pozorovaný najťažší t(true - pravdivý) kvark. Príslušné antičastice sú  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $\bar{s}$ ...Kvarky nesú farebný náboj, a tak podliehajú pôsobeniu silnej interakcie. Taktiež nesú zlomkový elektrický náboj, ktorý je spolu s ich hmotnosťami v Tab. 1.2 [1].

q	$m  \left[ { m MeV}/c^2  ight]$	Q [e]
u	$^{2,3}$	$^{2}/_{3}$
d	$^{4,8}$	$-^{1}/_{3}$
s	95	$-^{1}/_{3}$
c	1275	$^{2}/_{3}$
b	4180	$-^{1}/_{3}$
t	173500	$^{2}/_{3}$

Tabuľka 1.2: Základné vlastnosti kvarkov q, hmotnosť kvarku m a jeho elektrický náboj Q [1].

Poslednou skupinou elementárnych častíc štandardného modelu sú bozóny, sprostredkujúce interakcie. Fotón ( $\gamma$ ) sprostredkujúci elektromagnetickú interakciu má nulovú hmotnosť, a tak ako jediný je neustále v pohybe rýchlosťou svetla. Energia fotónu závisí na jeho vlnovej dĺžke. Bozóny W a Z sú výmennými časticami v slabej interakcií. Nehmotný gluón (g), nesúci farebný náboj sprostredkováva silnú interakciu medzi kvarkami. Nakoniec posledný objavený bozón, Higgsov bozón (H), je častica bez spinu, elektrického či farebného náboja. Interakciou častíc s Higgsovým poľom, tvoreným Higgsovými bozónmi, tieto častice získavajú hmotnosť. Týmto sa vysvetľuje vysoká hmotnosť W a Z bozónov a nulová hmotnosť fotónu.

Higgsov bozón je poslednou objavenou časticou SM. Jeho existencia, ako i fungovanie Higgsovho poľa boli predpovedané už roku 1964 troma nezávislými skupinami fyzikov, avšak P. Higgs napísal aj krátky článok o možnosti použitia rôznych vzorcov v tejto teorií. 4.7.2012 bola experimentmi ATLAS a CMS v CERNe s viac ako 99% istotou nameraná častica 126-krát ťažšia ako protón, o ktorej sa predpokladalo, že by mohla byť Higgsov bozón. Potvrdenie, že ide naozaj o neho, prišlo až po zanalyzovaní 2,5-krát viac dát, 14.3.2013 [2]. Z nameraných vlastností nebolo jasné, či ide o Higgsov bozón predpovedaný SM alebo o nejaký iný. V tomto istom roku P. Higgs a F. Englert dostali Nobelovu cenu za jeho teoretickú predpoveď. Rok potom, v marci 2014, experiment CMS zverejnil výsledky hovoriace o spresnení rozpadovej šírky o dva rády [3]. Táto rozpadová šírka súvisí s dobou života častice, v tomto prípade bola znížená z 3,4 GeV na <17 MeV s 95% istotou [4]. SM model predpovedá jej veľkosť na 4 MeV, a teda aktuálna nameraná šírka sa jej blíži, avšak stále otvára priestor pre existenciu iného modelu častíc, napr. tzv. Supersymetrického modelu (SUSY).

### 1.2 Fundamentálne interakcie

V našom vesmíre poznáme 4 základné sily alebo interakcie. Sú to elektromagnetická sila, gravitácia a nakoniec sily pôsobiace vo vnútri a okolo atómového jadra, známe ako silná a slabá interakcia. Posledné dve sú síce pre naše makroskopické vnímanie menej známe, ale pre náš svet sú nie menej podstatné.

### 1.2.1 Gravitácia

Gravitačná interakcia je pre svet okolo nás najbežnejšia, prejavuje sa ako vzájomné priťahovanie hmotných telies. Čím je ich hmotnosť vyššia, tým je priťahovanie medzi nimi silnejšie. To je dôvod, prečo ju v experimentoch časticovej fyziky obvykle zanedbávame - hmotnosti jednotlivých častíc sú príliš malé. Napríklad pre elektrón je jej vplyv menší až o približne 43 rádov oproti elektrickej sile. Dosah tejto sily je z teoretického hľadiska nekonečný, avšak prakticky závisí na hmotnosti telies, a tak môže dosahovať až kozmické vzdialenosti.

Doposiaľ nebolo experimentálne dokázané, akým spôsobom je gravitačná interakcia sprostredkovaná. Existujú dve hlavné teórie:

- Gravitáciu sprostredkuje nehmotná častica nazvaná gravitón so spinom 2.
- Gravitáciu prenášajú dve hmotné častice, jej vektorovú časť gravivektor a skalárnu graviskalár.

#### 1.2.2 Elektromagnetická interakcia

Elektrická sila pôsobí medzi nabitými časticami (predmetmi) tak, že častice s rovnakým nábojom sa odpudzujú a s rozdielnym sa priťahujú. Analogicky ako u gravitačnej, jej veľkosť závisí na veľkosti nábojov častíc. Existuje kladný a záporný náboj, pre rôzne častice alebo predmety môže mať rôzne veľkosti. Pohybujúce sa elektricky nabité častice vytvárajú vo svojom okolí magnetické pole, a zároveň sú ním ovplyvňované. V časticovej fyzike ide najmä o zatočenie ich trajektórií.

Výmennou časticou v elektromagnetickej interakcií je fotón. Vzhľadom na nulovú hmotnosť fotónu je dosah elektromagnetickej interakcie nekonečný. Teória zaoberajúca sa relativistickými elektromagnetickými poliami je kvantová elektrodynamika (QED).

#### 1.2.3 Silná interakcia

V bežnej hmote silná interakcia pôsobí iba v jadrách atómov medzi kvarkmi. K tomu, aby sa rovnaké kvarky mohli zoskupovať do trojíc a tak tvoriť rôzne pozorované baryóny, bol zavedený nový stupeň voľnosti nazývaný farba kvarku. Poznáme tri farby kvarku: červená (r - red), zelená (g - green) a modrá (b - blue). Antikvarky nesú antifarbu, tj. antičervená  $\bar{r}$ , antizelená  $\bar{g}$  a antimodrá  $\bar{b}$ . Interakcie medzi kvarkami sú invariantné voči zámene farby kvarku. Silná interakcia je spôsobená prenosom nehmotných gluónov, ktoré sprostredkujú (prenášajú) tento farebný náboj medzi kvarkmi. Sú nabité vždy ľubovoľnou farbou a ľubovoľnou antifarbou (tj. nesú zároveň farebný a antifarebný náboj). Z farieb a antifarieb je možné zostaviť 9 možností farebného nabitia gluónu, za prenos farebného nabitia je zodpovedných 8 z nich. Práve farebné nabitie gluónov spôsobuje to, že tieto interagujú aj medzi sebou. Touto vzájomnou interakciou môže vznikať interakčný vrchol na Obr. 1.1, a teda gluóny sa môžu deliť alebo zlučovať.

Pre relativistické zrážky ťažkých jadier je dôležitá charakteristická vlastnosť silnej interakcie nazývaná asymptotická voľnosť. Pre krátke vzdialenosti kvarkov je silná interakcia najslabšia (dokonca pre veľmi malé vzdialenosti zaniká a kvarky môžeme považovať za takmer voľné častice) a so stúpajúcou vzdialenosťou medzi kvarkami jej sila narastá (tzv. uväznenie - confinement). Znamená to, že ak stále zväčšujeme energiu predávanú silne viazanému páru kvark-antikvark, ich vzdialenosť sa síce zväčšuje, ale stále pomalšie. Dokonca



Obr. 1.1: Vrchol naznačujúci zlučovanie alebo delenie gluónovg, charakteristický pre silnú interakciu.

existuje určitá kritická hodnota tejto energie, kedy je energeticky výhodnejšie "roztrhnúť" väzbu a z vákua vytvoriť pár kvark-antikvark, čím z jednej väzby kvark-antikvark dostaneme dve. Kvarky v tejto hmote nemôžu byť nikdy izolované, a teda ich nemôžeme priamo pozorovať. Avšak pri teplotách väčších ako približne 170 MeV alebo pri veľkej hustote jadrovej hmoty sa kvarky môžu zbaviť takejto väzby, a teda stať sa voľnými časticami na väčšie vzdialenosti. Takejto hmote hovoríme dekonfinovaná jadrová hmota, ktorej príkladom je kvarkovo-gluónová plazma (QGP).

Teória popisujúca silnú interakciu je kvantová chromodynamika (QCD).

#### 1.2.4 Slabá interakcia

Dosah slabej interakcie je určený bozónmi  $W^{\pm}$  a  $Z^0$ , ktoré sú výmennými časticami tejto interakcie. Vzhľadom k ich relatívne vysokým kľudovým hmotnostiach  $M_{W^{\pm}} = 80, 3$  GeV/ $c^2$  a  $M_{Z^0} = 91, 2$  GeV/ $c^2$  je približne tisíckrát menší ako veľkosť nukleónu (~1 fm). Dokonca pri nízkych energiách je dosah tejto interakcie častokrát považovaný za nulový.

Pri reakciách, kedy je vyžiarenou alebo pohltenou časticou  $W^{\pm}$  bozón, dochádza k zmene druhu častice. V prípade zmeny druhu leptónu musí byť zachované leptónové číslo. Pre rozpady častíc zložených z troch kvarkov (baryóny) je charakteristický tzv. kaskádový rozpad. Vychádza z výberového pravidla, ktoré vyjadruje, že zmena rozdielu s a  $\bar{s}$  kvarkov pred a po reakcií je v absolútnej hodnote rovná 0 alebo 1. Preto sa slabo rozpadajúce hadróny rozpadajú postupne, za vzniku viacerých častíc a reakčných vrcholov. Výsledkom kaskádových rozpadov baryónov je vždy protón, jediný stabilný baryón. To nám uľahčuje rekonštrukciu častíc zložených z s a  $\bar{s}$  kvarkov.

Slabá interakcia je napríklad zodpovedná za radio<br/>aktívne  $\beta$ rozpady alebo jadrovú fúziu.

## 1.3 Hadróny

Každú časticu zloženú z kvarkov, držiacich spolu silnou interakciou, nazývame hadrón. Pre hadróny platí, že navonok musí byť ich farba neutrálna ("biela"). Znamená to, že pri zlučovaní kvarkov sa farebný náboj "zmiešava" rovnako ako farby v bežnom svete, čo je jedným z dôvodov vytvorenia tohoto názvoslovia. Z Pauliho vylučovacieho princípu pre farby vyplýva, že existujú iba tieto druhy hadrónov:

- Mezóny: Sú to častice zložené z kvarku a antikvarku. Aby bol ich farebný náboj neutrálny, zlučujú sa kvark s farbou a antikvark s príslušnou antifarbou, tj. napríklad červený u kvark a antičervený  $\bar{s}$  antikvark.
- Baryóny: Tieto sa skladajú z troch kvarkov, ktoré kvôli neutrálnej farbe výsledného baryónu musia mať farby r, g a b. Najznámejšími baryónmi sú nukleóny, a teda

protón a neutrón. Kvarkové zloženie protónu je uud, čo v sume určuje jeho elektrický náboj +1. Neutrón má zloženie udd, čo vytvorí neutrálny elektrický náboj.

• Antibaryóny: Sú to antičastice k baryónom, kde iba nahradíme kvark antikvarkom s antifarbou.

Existujú aj častice, ktoré nespĺňajú túto tradičnú predstavu. Napríklad na experimente LHCb v CERNe bola nameraná častica zložená možno zo 4 kvarkov [5]. Takéto častice sa mohli objavovať niekoľko mikrosekúnd po veľkom tresku. Táto bola nazvaná Z (4430) a v experimentoch sa na ňu podarilo naraziť už v roku 2008, no v roku 2014 bola potvrdená aj pomocou dát z protón-protónových zrážok nameraných v rokoch 2011 a 2012. Jej kvarkové zloženie je  $c \bar{c} d \bar{u}$ , a tak ide o prvý dôkaz existencie mezónov mimo tradičný popísaný model. Jej hmotnosť bola nameraná ako približne 4475 MeV a jej spin je 1.

### 1.4 Iné formy hmoty vo vesmíre

Údaje v tejto sekcií boli spracované na základe Ref. [6]. SM nepopisuje všetku hmotu vo vesmíre. Ním popísaná, ktorú pozorujeme okolo seba, tvorí pravdepodobne iba 4% z celého objemu vesmíru. 26% z neho je tvorených tmavou hmotou, ktorá neinteraguje elektromagneticky. Znamená to, že neabsorbuje, nevysiela ani nijak inak nevplýva na svetlo, čo ju robí ťažko pozorovateľnou. Jej existencia je predpovedaná z jej gravitačného vplyvu na viditeľnú hmotu, napr. na galaxie, ktoré by spolu nemohli držať iba pomocou nimi vytvorenej gravitácie.

Predpokladá sa, že tmavá hmota by mala byť tvorená supersymetrickými časticami z modelu SUSY. Experimenty na Veľkom hadrónovom urýchľovači by mohli v budúcnosti skúmať existenciu týchto častíc, keďže by mali byť dostatočne ľahké aby na ňom mohli vzniknúť. Neboli by priamo namerané detektormi, ale bola by zaznamenané nimi odnesená, chýbajúca energia alebo hybnosť.

Zvyšok vesmíru, približne 70%, tvorí tmavá energia, ktorá je pravdepodobne spojená s vesmírnym vákuom. Je rovnomerne rozprestrená nielen v priestore, ale aj v čase, čo znamená, že nie je ovplyvňovaná expanziou vesmíru. Jej efekty nie sú žiadne známe alebo merateľné, skôr by sa mala prejavovať vo väčších merítkach na vesmír ako taký.

### 1.5 Veličiny potrebné na skúmanie zrážok ťažkých jadier

Na výskum v oblasti jadrovej a časticovej fyziky sa používajú urýchľovače jadier ťažkých atómov alebo protónov. Urýchlené jadrá alebo protóny sú zrážané v detektoroch častíc, podľa toho poznáme jadro-jadrové (AA) zrážky alebo protón-protónové (pp) zrážky. Tieto detektory slúžia na stopovanie častíc vzniknutých po zrážke častíc, ktorá sa stala v centrálnej časti tohoto detektora. Na popis takejto zrážky sa používa množstvo veličín, niektoré z nich si predstavíme.

Vektorové veličiny sú zväčša rozdelené na pozdĺžnu a priečnu časť. Pozdĺžna je rovnobežná so smerom pohybu zväzku zrážajúcich sa jadier, priečne sú kolmé na smer tohoto pohybu. Napríklad vektor hybnosti sa rozdeľuje na priečnu  $\overrightarrow{p_T} = (p_x, p_y)$  a pozdĺžnu časť  $p_z$ . Hlavnou výhodou používania veľkosti  $p_T$  je, že je Lorentzovsky invariantná, čo je v relativistických zrážkoch podstatným faktom. Azimutálnym uhlom sa v zrážkach nukleónov myslí uhol dráhy častice po zrážke v polárnych súradniciach definovaných v rovine kolmej na smer zrážajúcich sa nukleónov. Počiatok tejto roviny je definovaný na mieste jej priesečníku so smerom pohybu zrážajúcich sa nukleónov.

Zrážkový paramater dráhy vzniknutej častice po zrážke je definovaný ako najmenšia vzdialenosť medzi touto dráhou (častokrát extrapolovanou) a miestom zrážky. Miesto zrážky sa zvyčajne označuje ako primárny vrchol (primary vertex, PV).

Ďalším podstatným údajom je energia zrážky  $\sqrt{s}$ . Je to celková energia zrážajúcich sa nukleónov v s nimi spojenej ťažiskovej sústave. Podobne sa používa energia zrážky na nukleónový pár  $\sqrt{s_{NN}}$ , ktorá sa pri proton-protónových (pp) zrážkach rovná celkovej energií zrážky. Pri zrážaní dvoch rovnakých jadier s atómovým číslom A platí vzťah medzi energiami

$$\sqrt{s} = A\sqrt{s_{NN}}.\tag{1.1}$$

Dôležitým parametrom urých ľovačov je luminozita. Určuje počet reakcií, ktoré sú vyprodukované na cm<sup>2</sup> a za sekundu. Väčšia luminozita znamená väčší počet zrážok. Počet zrážok R pri luminozite L a účinnom priereze zrážky  $\sigma$  je

$$R = \sigma L. \tag{1.2}$$

V urýchľovač sa zrážajú dva zväzky častíc idúce proti sebe. Každý zväzok je zložených z viacerých zhlukov (bunches) častíc, takže nie sú zrážané napr. iba dva protiidúce protóny, ale dva protiidúce zhluky protónov. Pre urýchľovač LHC v Run 1 cirkulovalo v jednom protónovom zväzku 2 808 zhlukov protónov a v každom zhluku 1,1.10<sup>11</sup> protónov (pri ich vpustení do LHC). Pri takýchto veličinách sa dá luminozita vypočítať ako

$$L = fn \frac{N_1 N_2}{A},\tag{1.3}$$

kde f je frekvencia obehu zväzkov v urýchľovači, n je počet zhlukov v jednom zväzku, A je účinná plocha zväzku (jeho objem na jeho dĺžku) a  $N_1$ ,  $N_2$  sú počty častíc v zhlukoch.

Pre meranie objemu naberaných dát za časový úsek d<br/> t pri luminozite L sa používa integrovaná luminozita

$$L_{int} = \int L \,\mathrm{d}t. \tag{1.4}$$

#### 1.5.1 Rapidita, pseudorapidita

Veličina, ktorá vyjadruje smer vyletenia častice zo zrážky je nazývaná rapidita. Definujeme ju vzťahom

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z},$$
 (1.5)

kde E je hodnota energie častice príslušná rovnakému štvorvektoru hybnosti ako  $p_z$ . Jej tvar sa nemení po Lorentzovskej transformácií. Avšak v experimentálnych dátach nemusí byť nameranie tejto hybnosti jednoduché, vzhľadom na veľké množstvá produkovaných častíc. Preto bola zavedená rýchlejšie a jednoduchšie spočítateľná veličina pseudorapidita, ktorá je pri vysokých hybnostiach častíc, tj. podstatne väčších ako ich hmotnosti p >> m, približne rovnaká ako rapidita. Pseudorapidita sa zavádza vzťahom

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2},\tag{1.6}$$

kde  $\theta$  je uhol trajektórie častice od smeru pohybu zväzku (od pozdĺžneho smeru). Názorná ukážka rôznych hodnôt rapidít je na Obr. 1.2.



Obr. 1.2: Hodnoty pseudorapidity  $\eta$  pre rôzne uhly voči smeru pohybu zväzku  $\theta$ .

Na Obr. 1.3 môžeme sledovať príklad produkcie častíc v AA zrážkach v závislosti na pseudorapidite častice. V ťažiskovej sústave zrážajúcich sa častíc (CMS) je maximum produkovaných častíc v závislosti na rapidite aj pseudorapidite v  $y \approx \eta \approx 0$ . V laboratórnej sústave spojenej s detektorom častíc (LS) ostáva maximum produkcie v závislosti na rapidite vďaka Lorentzovskej invariantnosti jej tvaru rovnaké. Avšak v prípade pseudorapidity je v  $\eta = 0$  mierny pokles produkcie, a tak vznikajú dve maximá približne v  $\eta = |2|$  ako na Obr. 1.3.



Obr. 1.3: Počet vyprodukovaných nabitých častíc  $N_{ch}$  v závislosti na pseudorapidite  $\eta$  v zrážkach jadier zlata pre rôzne centralitné triedy zrážok jadier zlata. Prevzaté z Ref. [7].

#### 1.5.2 Centralita

Urýchlované jadrá sú v smere ich pohybu Lorentzovsky kontrahované, a tak majú tvar elipsoidu s najdlhšou poloosou v priečnom smere zrážky a podobný tvar majú aj zhluky týchto jadier. Zrážkový parameter b, tj. vzdialenosť centier zrážajúcich sa jadier, môže v zrážkach jadier nadobúdať hodnoty od 0 po  $R_1 + R_2$ , kde  $R_1$  a  $R_2$  sú dĺžky dlhších poloôs zrážaných jadier. Ak b = 0, hovoríme o head-on zrážkach, pre  $0 \le b \le R_1 + R_2$ ide o minimum-bias zrážky. Priame meranie tejto veličiny je v zrážkach ťažkých jadier nemožné, a tak sa používa veličina nazvaná centralita zrážky. Tá súvisí s b a dá sa zistiť napr. pomocou nezúčastnených nukleónov (meraných na experimente ALICE špeciálnym detektorom ZDC), celkového počtu vytvorených častíc (multiplicita zrážky) alebo pomocou zmeranej priečnej hybnosti vytvorených častíc.

Multiplicita zrážky je úmerná energií uvoľnenej pri zrážke. Obe tieto veličiny sú v experimentoch merateľné, a práve preto sa používajú pre určenie centrality. Vysoké hodnoty multiplicity a energie príslušia najcentrálnejším kolíziam, nízke hodnoty príslušia najperiferálnejším zrážkam, teda takým, kde zrážkový parameter bol blízky  $R_1+R_2$ . Centralita sa vyjadruje ako percentil buď z účinného prierezu produkcie častíc s väčšou hodnotou ako nejakou minimálnou zvolenou, alebo z celkovej energie zachytenej v detektore pre nezúčastnené nukleóny. Základné triedy centrality sú: 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30% a 30-50%. Ide o percento najcentrálnejších zrážok. Podľa tohto percenta rozdeľujeme zrážky postupne na centrálne, semi-centrálne, semi-periferálne a periferálne. Na Obr. 1.4 je vykreslený vzťah medzi jednotlivými centralitnými triedami, počtom produkovaných časticíc a zrážkovým parametrom. Počet produkovaných častíc v závislosti na pseudorapidite častice pre rôzne centralitné triedy je na Obr. 1.3.



Obr. 1.4: Spôsob zadefinovania centrality, závislosť účinného prierezu produkcie nabitých častíc na počte vyprodukovaných nabitých častíc  $N_{ch}$ . Ďalej sú zobrazené rôzne centralitné triedy a ich korelácia s pomerom účinného prierezu produkcie častíc najcentrálnejších zrážok  $\sigma$  k celkovému účinnému prierezu vytvorených častíc  $\sigma_{tot}$ , so zrážkovým parametrom b a počtom zúčastnených nukleónov zrážajúceho sa páru ťažkých jadier  $N_{part}$ . Prevzaté z Ref. [7].

#### 1.5.3 Jadrový modifikačný faktor

Pre porovnávanie produkcie rôznych druhov častíc v jadro-jadrových (AA) a pp zrážkach je používaný jadrový modifikačný faktor  $R_{AA}$ . Vyjadruje kvantitatívne porovnanie produkcie častíc pre zrážky rôzneho počtu nukleónov. Je to podiel medzi počtom produkovaných častíc (v závislosti na pseudorapidite, priečnej hybnosti  $p_T$  a pod.) v AA zrážkach a pp zrážkach škálovaný stredným počtom binárnych (nukleón-nukleónových) zrážok v AA zrážke  $N_{coll}$ . V prípade porovnávania produkovaných častíc v závislosti na  $p_T$  je definovaný ako

$$R_{AA} = \frac{\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p_T}|_{AA}}{\langle N_{coll} \rangle \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p_T}|_{pp}}.$$
(1.7)

V prípade, že  $R_{AA} > 1$  hovoríme o obohatení produkcie častíc, ak je  $R_{AA} = 0$  tak o relatívne rovnakej produkcií a pri  $R_{AA} < 1$  ide o potlačenie produkcie častíc v závislosti na danej veličine. Príklad nameraného faktoru  $R_{AA}$  pre zrážky jadier olova voči zrážkam pp je na Obr. 1.5, môžeme tu pozorovať  $R_{AA} < 1$  a teda potlačenie produkcie častíc. Avšak pre centrálnejšie zrážky je toto potlačenie produkcie častíc väčšie ako pre menej centrálne zrážky. Jedným z dôvodom vzniku takéhoto potlačenia môže byt prítomnosť QGP.



Obr. 1.5: Závislosť jadrového modifikačného faktoru  $R_{AA}$  na priečnej hybnosti vzniknutých nabitých častíc  $p_T$  pri zrážkach jadier olova pre rôzne triedy centralít na experimente ALICE. Prevzaté z Ref. [9].

# Kapitola 2

# Kvarkovo-gluónová plazma (QGP)

## 2.1 Základný popis QGP

QGP je nový stav veľmi hustej a horúcej jadrovej hmoty, ktorá je zložená z dekonfinovaných (voľných) kvarkov a gluónov.

Na vznik takejto hmoty je potrebná buď veľmi vysoká teplota (energia častíc) alebo vysoký baryochemický potenciál  $\mu_B$ , príslušná schéma fázového diagramu jadrovej hmoty je na Obr. 2.1 [7]. Baryochemický potenciál je veličina vyjadrujúca, akú energiu potrebujeme na pridanie jedného baryónu do systému. Pri vzniku vesmíru, rovnako ako v ultrarelativistických jadro-jadrových zrážkach je približne nulový. QCD predpovedá, že pri takejto baryónovej hustote je kritická teplota prechodu medzi dekonfinovanou a konfinovanou fázou hmoty približne  $T_C \approx 170$  MeV, čo zodpovedá hustote energie približne 1 GeV/fm<sup>3</sup>. Cieľom súčasných experimentov je nájsť a presne zmerať tento prechod. Na to sa používajú collider experimenty, urýchlujúce a zrážajúce jadrá ťažkých atómov. Tieto zrážky sú ultrarelativistiké, keďže na vytvorenie spomínanej hustoty energie je potrebná energia zráženého zväzku  $\sqrt{s} \geq 10$  GeV.

Vznik QGP samozrejme nie je limitovaný iba na nízke  $\mu_B$ . So stúpajúcim  $\mu_B$  sa kritická teplota prechodu  $T_C$  znižuje, a teda sa znižuje aj potrebná energia zrážaných zväzkov častíc. Oblasť pre  $\mu_B > 1,5$  GeV je pre aktuálne experimenty nedostupná, a pravdepodobne ani dostupnou nebude, preto ju môžme skúmať iba z astrofyzikálnych pozorovaní.

Pozorujeme dva rôzne fázové prechody medzi QGP a konfinovanými hadrónmi. Pre malé  $\mu_B$  ide o cross over alebo rýchly prechod. Nejde o žiaden typický fázový prechod popísaný termodynamikou, skôr ide o náhlu zmenu stavu systému, ktorá nie je popísateľná spojitými deriváciami stavových veličín. Na Obr. 2.1 vidíme, že tento typ prechodu je približne pre  $\mu_B < 350$  MeV. Potom nasleduje fázový prechod prvého druhu. Medzi týmito dvoma prechodmi je akýsi kritický bod E (pre 200 MeV $< \mu_B < 500$  MeV), v ktorom zatiaľ nevieme, akým spôsobom funguje prechod medzi dvoma stavmi hmoty a zároveň dvoma rôznymi fázovými prechodmi.

Na Obr. 2.2 sú znázornené jednotlivé stavy hmoty po zrážke ťažkých jadier. K zrážke dvoch zväzkov, pohybujúcich sa približne rýchlosťou svetla vo vákuu, dochádza v bode (t,z)=(0,0). Po prvotnej fáze, kedy jadrá atómov do seba prenikajú a dochádza k množstvu nepružných zrážok, sa systém dostáva do skoro rovnovážneho stavu, ktorým je QGP. Avšak tá naďalej expanduje a po ochladnutí na kritickú teplotu  $T_C$  sa vytvára konfinovaná jadrová hmota zvaná hadrónový plyn (tomuto procesu sa hovorí aj hadronizácia). Tento tiež expanduje, a po určitom čase prejde hadrochemickým zmrznutím (freeze-out),



Obr. 2.1: Fázový diagram QGP, v baryochemickom potenciáli  $\mu_B$  a teplote *T*. Plná čiara, naznačujúca fázový prechod medzi partónmi a hadrónmi končí v kritickom bode *E*, prerušovaná čiara naznačuje cross-over prechod. Spodná čiara sú body hadrochemického zmrznutia. Prevzaté z Ref. [7].

po ktorom už medzi časticami neprebiehajú neelastické zrážky a počet hadrónov ostáva konštantný. Kritická teplota prechodu a teplota hadrochemického zmrznutia sú rovnaké iba pre malé  $\mu_B$ , inak sa líšia o 10-20 MeV (Obr. 2.1). Nakoniec po tepelnom zmrznutí dochádza k finálnej fáze hmoty, kedy sa už hadróny pohybujú bez vzájomných zrážok, a tým pádom bez zmien energií vplyvom ostatných častí.



Obr. 2.2: Svetelný kužeľ po zrážke ťažkých i<br/>ónov, s časovým t a priestorovým z rozmerom. Naznačenie rozvoju h<br/>moty pomocou kritickej teploty prechodu  $T_C$ , teploty hadroch<br/>emického zmrznutia  $T_{ch}$  a teploty tepelného zmrznuti<br/>a $T_{fo}$ . Prevzaté z Ref. [7].

### 2.2 QGP na počiatku vesmíru

Predpokladá sa, že pri vzniku nášho vesmíru po veľkom tresku (Big-Bang) došlo k podobnému procesu ako na Obr. 2.2. Fakty, potvrdzujúce tento scenár veľkého tresku sú [8]:

- V roku 1965 A. Penzias a R. Wilson pozorovali kozmické mikrovlnné pozadie (CMB -Cosmic Microwave Background, Nobelova cena 1978), ktoré sa nachádza v súčasnom vesmíre. Pomocou neho bolo veľmi presne namerané spektrum žiariaceho čierneho telesa s teplotou približne 2,73 K. Toto žiarenie je rovnaké vo všetkých pozorovaných smeroch. To potvrdzuje teóriu o procese formácie atómov a následne fotónov po hadronizácií. Tieto fotóny, sa doteraz voľne šíria vesmírom, a oproti pôvodnému stavu pri vzniku sa zväčšila ich vlnová dĺžka (zmenšila energia).
- Pozorovaný pomer prvotného atómu hélia k celkovej hmotnosti baryónov je približne 0,25, čo zodpovedá teórií o prvotnej syntéze jadier, ktorá hovorí, že najľahšie prvky sú vytvorené ako prvé, a to pár minút po hadronizácií vo veľkom tresku. Ľahké prvky boli pozorovaná v spektrách starých hviezd, quasaroch a plynových mračnách vo vesmíre, ktoré sú vytvorené z nespracovaných prvotných materiálov.
- Ako potvrdenie stálej expanzie vesmíru je Hubblov zákon (1929), ktorý dáva do úmernosti vzdialenosť veľmi vzdialenej galaxie alebo planéty od Zeme a jej rýchlosť pohybu od Zeme. Tento zákon bol potvrdený aj experimentálne (2001), a keďže platí pre dva ľubovoľné objekty vo vesmíre, potvrdzuje vlastnú expanziu vesmíru. Táto expanzia berie zo sebou aj galaxie, a tak sa od seba tiež vzďaľujú.

Vek vesmíru sa odhaduje na približne  $10^{10}$  rokov po veľkom tresku. Aktuálnymi experimentmi skúmame hmotu, ktorej existenciu predpodkladáme asi  $10^{-6}$ s po vzniku vesmíru. Následne potom nastáva rekombinácia kvarkov, zánik antihmoty a sekundu po veľkom tresku vznik prvých ľahkých jadier atómov. Po niekoľko tisíckach rokov boli formované atómy a prvotné fotóny, spomínané vyššie. V jadrách hviezd dochádzalo k syntéze ťažkých atómov, ktoré potom vytvorili planéty a galaxie tak, ako ich môžme pozorovať dnes.

## 2.3 Spôsoby skúmania QGP

Na overenie funkčnosti modelu QGP a na získanie poznatkov o všetkých s ňou súvisiacich prebiehajúcich procesoch sú používané rôzne fyzikálne metódy. Základom je nájsť také metódy, ktoré hovoria o nejakom stave QGP a nie sú ovplyvnené iným stavom. Najpoužívanejšie z nich si popíšeme.

Keďže QGP má oproti svojmu okoliu podstatne väčšiu teplotu, tak musí do svojho okolia nejakým spôsobom vyžarovať. V tomto prípade ide o vyžarovanie hadrónov zložených z ľahkých kvarkov. Ich existencia nie je možná vo vnútri dekonfinovanej hmoty, sú tvorené hadronizáciou na jej povrchu. Táto tvorba je nezávislá na vlastnostiach vnútra tejto hmoty, čo znamená, že teplota prechodu na povrchu je spomínaných 160-180 MeV, nezávisle na teplote v médiu. Pozorovanie produkcie týchto hadrónov nám síce dá informáciu o hadronizácií, ale nie o horúcej QGP. V prípade statického média by nám táto hadronizácia nedala žiadnu informáciu o predchádzajúcich stavoch hmoty, avšak v skutočnosti toto horúce médium rýchlo expanduje, dôsledkom čoho pozorujeme hydrodynamický tok, ktorý tiež dodáva produkovaným hadrónom hybnosť. V dôsledku sféricky nesymetrickým počiatočných podmienok (zapríčinených Lorentzovskou kontrakciou jadier) má tento tok spočiatku eliptický tvar. Vzhľadom k tomu, že presný tvar tohto eliptického toku závisí na počiatočných podmienkach, štúdium jeho vzťahu s produkovanými hadrónmi nám poskytuje informácie o stave média pred hadronizáciou.

Experimentálne priamy dôkaz takéhoto toku pochádza z pozorovaní anizotropie hybnosti produkovaných častíc voči reakčnej rovine. Tá je v tomto prípade definovaná zrážkovým parametrom b a smerom šírenia zrážajúcich sa zväzkov z (Obr. 2.3). Zvyčajne sa jednotlivé zložky anizotropického toku popisujú Fourierovým rozvojom tretej derivácie distribúcie vytvorených častíc

$$E\frac{\mathrm{d}^{3}N}{\mathrm{d}^{3}p} = \frac{1}{2\pi} \frac{\mathrm{d}^{2}N}{p_{T}\mathrm{d}p_{T}\mathrm{d}y} \left(1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} v_{n} \cos\left[n(\Phi - \psi_{RP})\right]\right), \qquad (2.1)$$

kde E je energia, p hybnosť,  $p_T$  priečna hybnosť,  $\Phi$  azimutálny uhol, y rapidita vyprodukovanej častice a  $\psi_{RP}$  je uhol letu častice voči reakčnej rovine. Koeficienty vo Fourierovom rozvoji sú

$$v_n(p_T, y) = \langle \cos\left[n(\Phi - \psi_{RP})\right] \rangle, \qquad (2.2)$$

kde je použitá stredná hodnota pre všetky častice vo všetkých zrážkach pre dané  $p_T$  a y. Koeficient  $v_1$  je známy ako priamy a  $v_2$  ako eliptický tok.

Rozvoj interakčného objemu, ktorý má tesne po zrážke v dôsledku Lorentzovskej kontrakcie dĺžok v jednom smere tvar elipsoidu (Obr. 2.3), je na Obr. 2.4. Čiary naznačujú hustotu energie a schémy zobrazujú, ako sa v čase systém mení postupne do symetrickej podoby.



Obr. 2.3: Tvar interakčného objemu po necentrálnej AA zrážke s naznačenou reakčnou rovinou. Prevzaté z Ref. [10].

Ako je vidieť aj na Obr. 2.3, hodnoty jednotlivých koeficientov  $v_n$  závisia na centralite zrážok. Závislosť hodnoty  $v_2$  na počte zúčastnených nukleónov v zrážke môžeme sledovať na Obr. 2.5. Hodnota  $v_2$  bola vypočítaná rôznymi teoretickými modelmi. Tvar závislosti je približne rovnaký pre všetky modely, a tak je možné pozorovať maximum  $v_2$  pre 50-100 zúčastnených častíc.

Na Obr. 2.6 môžme sledovať najaktuálnejšie merania závislosti hodnoty eliptického toku  $v_2$  na priečnej hybnosti  $p_T$  pre rôzne druhy hadrónov. Sledujeme, že pre centrálnejšie kolízie (s centralitou 10-20%) je  $v_2$  menšie ako pre periférnejšie kolízie. To môže naznačovať, že interakčný objem pre periferálne zrážky má tvar výraznejšieho elipsoidu ako pre centrálnejšie zrážky. Pre  $p_T < 2 \text{ GeV}/c$  sledujeme usporiadanie hodnôt eliptického toku v závislosti na hmotnosti častice, kedy je tvar závislosti podobný pre viac druhov častíc.

Horúce médium taktiež vyžaruje elektromagneticky. V tomto prípade ide o emisiu fotónov a leptónových párov  $(e^+e^-$  alebo  $\mu^+\mu^-)$ , vznikajúcich interakciou medzi kvarkmi



Obr. 2.4: Profil hustoty vytvorenej priečnej energie po zrážke a jeho časová závislosť v kartézskych súradniciach, os z je v smere zrážajúcich sa zväzkov častíc. Prevzaté z Ref. [10].



Obr. 2.5: Závislosť eliptického toku  $v_2$  na počte zúčastnených nukleónov  $N_{part}$ , vypočítané pomocou rôznych teoretických modelov a porovnané s výsledkami experimentu CMS. Prevzaté z Ref. [11].



Obr. 2.6: Závislosť veľkosti eliptického toku  $v_2$  na priečnej hybnosti  $p_T$  rôznych druhov vzniknutých hadrónov, pre centralitu 10-20% (vľavo) a 40-50% (vpravo). Prevzaté z Ref. [12].

a gluónmi alebo anihiláciou kvarku a antikvarku. Vzhľadom k tomu, že na tieto častice vplýva iba elektromagnetická interakcia, samotné médium na ne po ich formácií nevplýva. Dôsledkom toho je, že tieto častice nesú informáciu o stave média v mieste a čase, kedy vznikli. Síce sa to na prvý pohľad javí ako dobrá možnosť skúmať QGP, ale problémom ostáva, že spomínané častice môžu vzniknúť hocikedy a kdekoľvek aj mimo QGP. Úlohou je rozlíšiť tie, ktoré vznikli termálnou radiáciou QGP od ostatných.

Popísané možnosti skúmania QGP pracujú s časticami vytvorenými samotným médiom. Uvedieme si príklady, ako skúmať médium pomocou častíc zvonka. Na to sa používajú kvarkónia, čo sú mezóny tvorené kvarkom a jeho antikvarkom. Príkladom sú charmonium  $(c\overline{c}, \text{ napr. } J/\psi)$  a bottomonium  $(b\overline{b}, \Upsilon)$ . Väzbové energie su približne pre  $J/\psi$  0,6 GeV a pre  $\Upsilon$  1,2 GeV, čo je podstatne viac ako typické väzbové energie hadrónov ~0,2 GeV. Dôsledkom toho je, že kvarkónia sú podstatne menšie. Dôsledkom týchto ich vlastností je, že prežijú väčšie teploty QGP ako ostatné hadróny. Vzhľadom k ich vysokej hmotnosti, tieto kvarkónia vznikajú tesne po zrážke (v primárnom vrchole) a prelietavajú QGP.

Existujú rôzne excitačné stavy charmónií. Excitovanejšie stavy majú väčšiu väzbovú energiu - postupne od najmenšej po najväčšiu väzbovú energiu sú to:  $\psi I$ ,  $\chi_c$  a  $J/\psi$ . Znamená to, že pri pohybe médiom zanikajú pri rôznych teplotách. Podľa toho, aké druhy charmónií nameriame, a teda ktoré preleteli médiom, môžeme zistiť jeho teplotu. Na tento test média je potrebné poznať teplotu, pri ktorej sa rôzne charmónia rozpadajú. Podobne existujú aj rôzne stavy bottomónií, ako napríklad  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  a  $\Upsilon(3S)$ . Na experimente CMS bol zmeraný jadrový modifikačný faktor pre rôzne stavy rôznych kvarkónií. Výsledok tohoto merania je na Obr. 2.7. Pozorujeme, že čím je väčšia väzbová energia stavu, tým je väčší jeho jadrový modifikačný faktor, tj. jeho potlačenie vzniknutou hmotou je menšie.



Obr. 2.7: Závislosť jadrového modifikačného faktoru  $R_{AA}$  na väzbovej energií pre rôzne druhy kvarkónií, nameraná na experimente CMS. Prevzaté z Ref. [13].

Nameraný jadrový modifikačný faktor pre  $J/\psi$  vzniknutých ihneď po zrážke je na Obr. 2.8. Zároveň sledujeme, že potlačenie  $J/\psi$  je takmer nezávislé na ich hybnosti. Pozorujeme, že čím je väčší počet zúčastnených nukleónov v zrážke, tým je potlačenie produkcie  $J/\psi$  výraznejšie. To nám môže v spomínanom kontexte dodať informáciu o teplote alebo iných vlastnostiach vznikajúcej jadrovej hmoty.

Ďalšim spôsobom pozorovania QGP je sledovania množstva energie, ktorú stratil rýchly kvark alebo gluón prilietavajúci do média. Táto stratená energia nám môže poskytnúť informáciu o hustote média. Ak sa zrazia dva vysokoenergetické kvarky alebo gluóny,



Obr. 2.8: Závislosť jadrového modifikačného faktoru  $R_{AA}$  hadrónu  $J/\psi$  na počte nukleónov zúčastnených v zrážke  $N_{part}$  (vľavo) a na priečnej hybnosti  $p_T$  (vpravo) na experimente CMS. Prevzaté z Ref. [14].

vznikajú z nich spŕšky častíc, jety. Pohybujú sa opačným smerom, čo v prípade takejto zrážky tesne pri povrchu QGP znamená, že jeden z jetov vyletí jednoduchšie von, pritom druhý musí prejsť veľkú časť média. Pri takomto prechode stráca energiu, a my môžeme experimentálne sledovať iba nejakú jeho časť. Pri zrážke pp, kedy nevzniká žiadne médium, pozorujeme po zrážke kvarkov dva rovnaké jety. Porovnanie vplyvu horúceho média na jety je na Obr. 2.9. V závislosti na rôznych vlastnostiach tejto časti potlačeného jetu, tj. napríklad akú časť energie stratil oproti jetu, ktory prešiel menšiu vzdialenosť v médiu, môžeme pozorovať rôzne vlastnosti QGP. Tomuto energetickému potláčaniu sa hovorí zhášanie jetov (jet quenching).



Obr. 2.9: Zhášanie jetov v médiu po zrážke AA, v porovnaní s prípadom bez média v zrážke pp. Prevzaté z Ref. [15].

### 2.4 Efekt mŕtveho kužeľa

Strata energie častíc prechádzajúcich jadrovou hmotou môže byť zapríčinená radiačnými stratami, a teda vyžarovaním častíc. V prípade kvarkov, ktoré letia v QGP a pohybujú sa tu veľkou rýchlosťou, strácajú energiu najmä vyžarovaním gluónov. Avšak radiácia gluónov ťažkými kvarkmi sa odlišuje od radiácie ľahkými kvarkmi, je potlačená pre uhly menšie ako pomer hmotnosti kvarku k jeho energií [16]. Tento efekt sa nazýva efekt mŕtveho kužeľa (dead cone effect). Dôsledkom tohoto efektu je, že ťažké kvarky strácajú v jadrovej hmote menej energie ako ľahké. Na Obr. 2.10 vidíme pomer emisných spektier c kvarku a ľahkých kvarkov. Pozorujeme, že čím je väčšia priečna hybnosť pohybujúcich sa kvarkov, tým viac sa emisné spektra k sebe približujú, v prípade nižších energií je rozdiel väčší.



Obr. 2.10: Pomer gluónových emisných spektier kvarkov c a ľahkých kvarkov pre priečnu hybnosť kvarku  $p_T = 10$  GeV (plná čiara) a  $p_T = 10$  GeV (prerušovaná čiara) v závislosti na  $x = \omega/p_T$ , kde  $\omega$  je energia gluónu. Prevzaté z Ref. [16].

V experimentálnych dátach sa efekt mŕtveho kužeľa môže prejavovať väčším jadrovým modifikačným faktorom  $R_{AA}$  pre ťažké mezóny ako pre ľahké. Na Obr. 2.11 môžeme sledovať, že  $R_{AA}$  je pre  $J/\psi$ , ktoré pochádzajú z rozpadov mezónov tvorených *b* kvarkom, väčšie ako pre D mezóny (obsahujúce *c* kvark) pochádzajúce priamo zo zrážky. To potvrdzuje menšie radiačné straty ťažkých častíc v médiu.



Obr. 2.11: Porovnanie jadrového modifikačného faktoru  $R_{AA}$  v závislosti na priečnej hybnosti  $p_T$  pre D mezóny, nabité častice a  $J/\psi$  pochádzajúce z rozpadov B mezónov. Prevzaté z Ref. [17].

# Kapitola 3

# Veľký hadrónový urýchľovač LHC

Veľký hadrónový urýchľovač (LHC - *Large Hadron Collider*, Obr. 3.1) je experimentálne zariadenie vybudované Európskou organizáciou pre jadrový výskum CERN (z francúzskeho *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) v rokoch 1998-2008. Je to najväčší urýchlovač častíc vôbec, slúžiaci na experimentálne overovanie rôznych teoretických predpovedí a zisťovanie nových informácií z oboru jadrovej a časticovej fyziky, napr. Higgsov mechanizmus generovania hmotností elementárnych častíc, Supersymetrický model častíc, existencia extra dimenzií predpovedaných strunovou teóriou, dokonca i vlastnosti tmavej hmoty a podobne.



Obr. 3.1: Urýchľovač LHC v CERN a jeho situovanie medzi všetkými experimentmi v CERNe. Prevzaté z Ref. [18].

Je vybudovaný v tuneli kruhového tvaru, ktorého obvod je 26,6 km, v hĺbke od 50 m do 175 m pod zemských povrchom v Ženeve. Tento tunel bol postavený v rokoch 1983-1988 a najskôr bol používaný Veľkým elektrón-pozitrónovým urýchlovač (LEP - *Large*  Electron-Positron Collider). Schéma urýchľovača je na Obr 3.1.

Pred vpustením protónov alebo jadier olova do LHC musia byť tieto urýchlené na dostatočné energie. Toho sa dosahuje pomocou sústavy lineárnych a kruhových urýchľovačov (Obr. 3.1). Na generovanie protónov a ich urýchlenie na energiu 50 MeV slúži lineárny urýchľovač Linac2, potom sú vpustené do Proton Synchrotron Booster (PSB). V prípade jadier olova je používaný lineárny urýchľovač Linac3, aby mohli s počiatočnou energiou 4,2 MeV/u pokračovať do Nízkoenergetického iónového prstenca (LEIR - *Low Energy Ion Ring*). Z PSB a LEIR častice pokračujú do Protónového synchrotrónu (PS) a potom do Super protónového synchrotrónu (SPS), aby boli nakoniec vpustené do LHC.

V LHC sú dve urýchľovacie trubice (beam pipe), ktoré sa pretínajú na 4 miestach, v ktorých sú umietnené detektory. Konkrétne ide o experimenty ATLAS, ALICE, CMS a LHCb. V trubiciach sa pohybujú urýchľované častice, v každej trubici iným smerom. Je v nich ultravysoké vákuum, aby sme sa vyhli kolíziam s časticami vzduchu. Okolo trubíc sú dipólové magnety, udržiavajúce častice v trubici na kruhovej dráhe. Je do nich pumpované tekuté hélium, vďaka čomu je ich teplota udržiavaná na 1,9 K (-271,3°C). Pomocou tohoto chladenia je dosahované magnetické pole v trubiciach 8,3 T. Na zaostrovanie (fokusovanie) zväzkov častíc slúžia kvadrupólové magnety.



Obr. 3.2: Urýchľovacia trubica a jej súčasti. Prevzaté z Ref. [19].

Urýchľovanie častíc na LHC je zaručené radiofrekvenčnými (RF) dutinami, v ktorých je udržované elektromagnetické pole. Je ich 8 na zväzok častíc v jednom smere, tj. spolu 16. Okrem toho je ich úlohou držať protóny úzko zviazané v tzv. zhlukoch (bunches). To je dosiahnuté osciláciou elektromagnetického poľa v nich, ktorej dôsledkom je, že častice v zhluku so správnou energiou nie sú urýchlované, ale tie s rozdielnou energiou, ktoré prídu skôr alebo neskôr sú akcelerované alebo spomaľované tak, aby sa ich energia blížila energií ideálnej častice. V prípade urýchľovania protónov sú do LHC vpúšťané predurýchlené protóny s energiou 450 GeV, a na ich urýchlenie na 4 TeV je potrebných 15 minút, počas ktorých každý z nich prejde RF dutinou približne miliónkrát. Pri energií 4 TeV protón

obletí urýchľovač približne 11 000 krát za sekundu.

LHC nenaberá dáta nepretržite. Striedajú sa fázy, kedy beží a neberá data (anglicky sa tejto fáze hovorí Run), a fázy dlhšieho vypnutia, kedy prebiehajú opravy a vylepšenia detektorov alebo urýchľovacej trubice (Long Shutdown, LS). Prvá fáza naberania dát, Run 1 začala v marci roku 2010 a skončila vo februári 2013. V Tab. 3.1 vidíme kedy prebiehali aké druhy zrážok a pri akých energiách. V tejto fáze bola dosiahnutá maximála integrovaná luminozita pri pp zrážkach 25 fb<sup>-1</sup>. Potom začala fáza vylepšovania urýchľovača, LS1, ktorá potrvá až do februára 2015. Tieto vylepšenia by mali slúžiť na 5 - 10 násobné zvýšenie štatistiky v Run 2. Okrem mnohých vylepšení na detektoroch k tomu dopomôže aj zvýšenie maximálnej energie zrážok. V prípade zrážok PbPb by to malo byť na hodnotu  $\sqrt{s_{NN}} \approx 5, 1$  TeV a v prípade pp na  $\sqrt{s} \approx 14$  TeV. Run 2 potrvá do roku 2018 a bude nasledovaný LS 2, v ktorom bude urýchľovač upravený tak, aby v Run 3 dosahoval integrovanú luminozitu  $\approx 300$  fb<sup>-1</sup>.

Rok	Typ zrážky	$\sqrt{s_{NN}}$ [TeV]
2010	pp	$7,\!00$
2010	PbPb	2,76
2011	pp	2,76
2011	PbPb	2,76
2013	$\mathrm{pPb}$	$^{5,02}$
2013	pp	2,76

Tabuľka 3.1: Merané energie jednotlivých druhov zrážok zrážok počas Run 1 na LHC.

V súčasnosti je spracovávaný projekt pre zvýšenie luminozity LHC - HiLumi LHC (High Luminosity) [20]. Jeho cieľom je aspoň 10 násobne zvýšiť maximálnu luminozitu LHC, v takejto forme by mal byt urýchľovač spustený okolo roku 2023. Očakáva sa od neho skúmanie fyziky za SM a možné pozorovanie tmavej hmoty. Taktiež by mal poskytnúť pozorovanie procesov, ktoré sú na súčasnom LHC príliš ojedinelé. To môže spresniť aktuálne merania elementárnych častíc.

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) je najväčším experimentom na LHC. Je sústredený na hľadanie nových častíc a na štúdium už objavených ťažkých častíc. Konkrétne išlo o nameranie Higgsovho bozónu, ktoré sa už podarilo. Teraz ide o spresnenie meraní a hľadanie prípadných nových častíc, ktoré nemusia patriť do SM. Je sústredený aj na meranie hmotnosti ťažkého t kvarku a spôsobu jeho interakcie s ostatnými časticami. Ďalej ATLAS skúma teoretické modely vysvetľujúce pôvod asymetrie medzi hmotou a antihmotou, ktorej je vo vesmíre podstatne menej. Je na to používané buď prípadné detekovanie nových častíc alebo meranie vlastností B-mezónov.

Meraním ťažkých kvarkov (c, b), fyziky elektromagnetickej, slabej a silnej interakcie sa zaoberá experiment LHCb (b ako beauty, naznačujúce krásny, tj. b kvark). Väčšina fyzikálneho programu tohto experimentu je sústredeného práve na meranie rozpadových kanálov B mezónov a antihmoty.

Ďalší experiment na LHC s podobne veľkým fyzikálnym rozsahom ako ATLAS je CMS (Compact Muon Solenoid). Hlavné ciele tohoto experimentu sú skúmanie fyziky veľkých energií, študovanie vlastností Higgsovho bozónu, skúmanie možnej fyziky za SM a extra dimenzie.

### 3.1 Experiment ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) je detektor na LHC, slúžiaci najmä na skúmanie jadrovej hmoty pri vysokých hustotách a teplotách. Je hlavne určený pre zrážky PbPb, ale vrámci referencie sú na ňom zaznamenávané aj zrážky pp a pPb. Bol vytvorený na skúmanie silne interagujúcej jadrovej hmoty a QGP pri extrémnych hodnotách teplôt a hustôt energie. Jeho rozmery sú  $16 \times 16 \times 26$  m<sup>3</sup> a váži približne 10 000 t. Použité technické údaje v tejto sekcií boli prebraté z Ref. [21].

Detektory merajúce fotóny, elektróny a hadróny sú umiestnené v centrálnom valci, ktorý je celý v magnetickom poli. Od centra detektoru (urýchľovacej trubice, miesta kde prebieha zrážka) sú to: Centrálny dráhový systém (Inner Tracking System, ITS), Časovoprojekčná komora (Time-Projection Chamber, TPC), Detektor doby letu (Time-of-Flight, TOF), detektor na identifikáciu častíc s veľkou hybnosťou pomocou Čerenkovho žiarenia (Ring Imaging Cherenkov, High Momentm Particle IDentification - HMPID), Detektor prechodového žiarenia (Transition radiation, TRD), Elektromagnetický kalorimeter (Electro-Magnetic Calorimeter, EMCal) a Fotónový spektrometer (PHOton Spectrometer, PHOS). V doprednom smere od urýchľovacej trubice (2°-9°) je umiestnený systém pre detekciu miónov. 116 m od miesta zrážky na obe strany je tesne okolo urýchľovacej trubice umiestnený kalorimeter ZDC (Zero Degree Calorimeter) pre meranie nukleónov, ktoré sa nezúčastnili zrážky.

#### 3.1.1 Vnútorný dráhový systém

ITS prispieva svojimi informáciami do všetkých fyzikálnych sekcií experimentu ALICE. Jeho hlavnou úlohou je rekonštruovať miesta zrážky, tj. primárneho vrcholu (PV), miesta rozpadov ťažkých hadrónov (sekundárne vrcholy, SV), zaznamenať dráhy a druhy častíc s hybnosťou pod 200 MeV/c a dodať informácie o hybnosti a uhle pohybu častíc pre ich rekonštrukciu s TPC.

Je umiestnený okolo urýchľovacej trubice, ktorej dáva aj mechanickú podporu, zabraňujúcu akýmkoľvek pohybom. Na Obr. 3.3 je zobrazená schéma detektoru ITS, ktorý pozostáva zo 6 valcovitých vrstiev silikónových detektorov. Pokrývajú interval rapidity  $|\eta| < 0,9$  pre vrcholy umiestnené od centra detektoru ±5,3 cm v smere rovnobežnom s urýchľovacou trubicou. Vonkajšie vrstvy boli konštruované tak, aby sa dali čo najefektívnejšie spájať dráhy častíc z ITS a z TPC, vnútorné sú čo najbližšie k urýchľovacej trubici.

Spomínaných 6 vrstiev ITS je z 3 druhov detektorov, z jedného druhu detektoru sú vždy dve vrstvy. Ide o Silikónový pixelový detektor (SPD), Silikónový driftový detektor (SDD) a Silikónový stripový detektor (SSD). Presné umiestnenie vrstiev, konkrétne ich vzdialenosť od centra urýchľovacej trubice (resp. ich polomer) a polovica ich dĺžky v smere rovnobežnom s urýchľovacou trubicou (vrstvy sú umiestnené symetricky okolo centra detektoru) spolu s typom vrstvy sú uvedené v Tab. 3.2.

Silikónové pixlové detektory slúžia na zisťovanie primárneho vrcholu zrážky a vzdialenosti sekundárnych vrcholov od neho. V tejto vzdialenosti od miesta zrážky je hustota dráh častíc približne 50 cm<sup>-2</sup>. Ich rozlíšenie merania polohy v  $r\phi$  je 12  $\mu$ m a v z je 100  $\mu$ m.

V ďalších dvoch vrstvách sú Silikónové driftové detektory. Hustota nabitých častíc sa tu pohybuje na úrovni 7 cm<sup>-2</sup>. Tieto detektory ponúkajú rozlíšenie merania polohy v  $r\phi$  35  $\mu$ m a v z 25  $\mu$ m. Najexternejšie detektory, Silikónové stripové detektory, slúžia na spájanie dráh z ostatných vrstiev ITS s dráhami v TPC. Naviac ponúkajú informáciu o energetickej

Vrstva	Typ detektoru	$r  [\mathrm{cm}]$	$\pm z  [\mathrm{cm}]$
1	pixlový	$^{3,9}$	$14,\!1$
2	pixlový	$^{7,6}$	$14,\!1$
3	driftový	$15,\! 0$	$22,\!2$
4	driftový	$23,\!9$	29,7
5	$\operatorname{stripov}$ ý	$38,\! 0$	43,1
6	$\operatorname{stripov}$ ý	$43,\!0$	$48,\!9$

Tabuľka 3.2: Vlastnosti vrstiev ITS od najvnútornejšej (vrstva 1) po najvzdialenejšiu (vrstva 6), typ detektoru na vrstve, jej polomer r a ich najvzdialenejší bod od centra detektoru v smere rovnobežnom s urýchľovacou trubicou  $\pm z$ , Prevzaté z Ref. [21].



Obr. 3.3: Schematické zobrazenie umiestnenia jednotlivých detektorov v ITS. Prevzaté z Ref. [21].

strate častíc v materiáli detektoru, čo v tomto prípade napomáha k identifikovaniu častíc s nízkou hybnosťou. Ich rozlíšenie merania polohy v  $r\phi$  je 20 µm a v z je 830 µm.

V súčasnosti prebieha vylepšovanie ITS vrámci LS 1. Cieľom je nielen zvýšiť rozlíšenie detektorov aspoň trojnásobne, ale aj vylepšiť efektivitu zaznamenávania dráh častíc. V porovnaní so stavom počas Run 1, dôjde vo vylepšení k:

- priblíženiu detektora k miestu zrážky (22 mm, počas Run 1 39 mm),
- zmenšenie radiačnej hrúbky vrstiev (z 1,4% na 0,3% znamená to, že častice sú menej ovplyvnené alebo potlačené detektorom),
- zmenšenie veľkosti pixlu, z 50 × 425  $\mu$ m<sup>2</sup> na 50 × 50  $\mu$ m<sup>2</sup>,
- pridaniu jednej vrstvy silikónového detektoru.

Maximálna rýchlosť odčítania dát bola v Run 1 na úrovni pre SPD  $\approx 3$  kHz a pre SDD  $\approx 1$  kHz. Táto bude vylepšená na úroveň 40 MHz. Na Obr. 3.4 je zobrazená efektivita hľadania dráh častíc pomocou ITS pred a po vylepšeniach. V súčastnosti je 90% efektivita dosahovaná od priečnej hybnosti častíc na úrovni 600 MeV/c, po vylepšení by mala byť táto efektivita dosahovaná už pri 200 MeV/c. To by mohlo ešte vylepšiť zaznamenávanie častíc s nízkymi hybnosťami, na ktoré je experiment ALICE zameraný.



Obr. 3.4: Efektivita hľadania dráh častíc v závislosti na ich priečnej hybnosti pomocou detektoru ITS. Stav počas Run 1 je plnou čiarou, po LS 1 je prerušovanými čiarami. Prevzaté z [22].

### 3.1.2 Časovo-projekčná komora

TPC je hlavným detektorom na určovanie dráh častíc. Vďaka jeho spolupráci s ostatnými detektormi v centrálnom valci je možné zistiť informácie o hybnosti nabitých častíc s dobrým rozlíšením, identifikáciou častíc a určovanie polohy vrcholov.

V oblasti TPC je pri PbPb zrážkach približne 20 000 nabitých dráh častíc. Pre dráhy s tzv. kompletnou dĺžkou, zrekonštruovanou pomocou bodov v TPC, ITS, TRD a TOF pokrýva interval  $|\eta| < 0,9$ , pre dráhy s tzv. redukovanou dĺžkou (a teda aj s menším roz-líšením energie) pokrýva  $|\eta| < 1,5$ . Pokrýva celý azimutálny uhol. Hybnosť častíc dokáže

merať v oblasti 0,1 GeV/ $c < p_T < 100$  GeV/c. TPC dokáže operovať pri frekvenciách centrálnych PbPb zrážok približne 200 Hz. Skutočná frekvencia zrážok bola v Run 1 približne 8 kHz, z nich 10% je centrálnych.

TPC je umiestnený na ITS, tiež symetricky okolo miesta zrážok, tj. má tvar valcu s prázdnym vnútrom. Oblasť detektoru má vnútorný polomer 85 cm, vonkajší 250 cm a dĺžku 500 cm. Je vyplnený plynmi, 90% tvorí neón a 10% oxid uhličitý.

Pred LS 1 bolo rozlíšenie detektoru TPC pre energetické straty častíc v ňom (dE/dx) 5%, pre polohu v  $r\phi$  od 800  $\mu$ m v oblasti najďalej od urýchľovacej trubice po 1100  $\mu$ m v oblasti najbližšie k urýchľovacej trubici a pre polohu v z od 1100 do 1250  $\mu$ m.

Upgrade TPC v LS 1 je najmä v oblasti systému na odčítavanie dát z detekčných systémov. Na Obr. 3.5 je zobrazené zlepšenie rozlíšenia hybnosti po LS 1.



Obr. 3.5: Rozlíšenie merania priečnej hybnosti  $p_T$  v detektore TPC počas Run 1 (vľavo) a očakávané po LS 1 (vpravo) v závislosti na  $1/p_T$ . Prázdne štvorce hovoria o dráhach rekonštruovaných len pomocou TPC, plné aj pomocou primárneho vrcholu a krúžky o výsledkoch pomocou kombinácie dát z TPC a ITS. Prevzaté z Ref. [22].

#### 3.1.3 Elektromagnetický kalorimeter

EMCal je veľký Pb-scintilátor, umiestnený hneď pod magnetom detektoru ALICE (Obr. 3.6). Je vzdialený približne 4,5 m od urýchľovacej trubice. Pokrýva interval  $|\eta| < 0,7$  a v azimutálnom uhle má 107° s tým, že je v azimutálnom smere umiestnený naproti PHOS. Jeho veľkosť bola limitovaná možným voľným miestom vo vnútri magnetu a hmotnosťou, ktorú dokáže tento magnet odniesť. Detektor je rozdelený na 12 288 častí ("veží", towers). Schéma tohoto rozdelenia je na Obr. 3.7.

Cieľom EMCalu je umožniť experimentu ALICE preskúmať najmä fyziku potláčania častíc kvarkovo-gluónovou plazmou. Zlepšuje skúmanie jetov častíc na tomto experimente, dokáže plne rekonštruovať jety s vysokou priečnou hybnosťou a zvyšuje schopnosť experimentu merať fotóny a elektróny s vysokou hybnosťou. V kombinácií s výbornou schopnosťou experimentu ALICE zaznamenávať rôzne druhy a dráhy jednotlivých častíc od najnižších po najvyššie hybnosti, EMCal umožňuje podrobnú štúdiu interakcie jetov častíc s hmotou vytvorenou vo vysokoenergetických jadrových zrážkach.

EMCal dokáže merať elektróny s  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ . Ďalej je možné pomocou EMCalu merať produkciu b-jetov s priečnou energiou väčšou ako približne 80 GeV. Pri týchto efektov je zanedbateľný efekt mŕtveho kužeľa, a takto energetické jety z kvarkov ponúkajú veľmi čisté meranie závislosti energetických strát partónov na ich farebnom náboji.

Rozlíšenie detektoru je závislé na detektoranej energií E, je to približne  $15\%/\sqrt{E} + 2\%$  [24] pre meranie jetov a približne  $12\%/\sqrt{E} + 1,7\%$  [24] pre meranie elektrónov a fotónov. Pre meranie polohy elektromagnetických spŕšok bolo zistené rozlíšenie 1,5 mm + 5,3 mm/ $\sqrt{E}$  [24]. Toto rozlíšenie je takmer rovnaké pre všetky smery.



Obr. 3.6: Umiestnenie EMCal v centrálnom valci experimentu ALICE. Prevzaté z Ref. [21].



Obr. 3.7: Detail vežovitej (tower) štruktúry detektoru EMCal. Prevzaté z Ref. [23].

# Kapitola 4

# Jety v zrážkach častíc

Jednou z možností, ako skúmať silnú interakciu, je pozorovanie dôsledkov jej vlastností. Ako sme spomínali v sekcií 1.2.3, kvarky nemôžu existovať samostatne. V prípade zrážky nukleónov, keď sa kvark začne vzďalovať od iného kvarku, tak sila väzby medzi nimi stúpa a z energie kvantového poľa vznikajú nové páry kvark-antikvark a pohybujú sa s pôvodným kvarkom. Po hadronizácií vznikne z energetických kvarkov spíška hadrónov. Trajektórie týchto hadrónov spoločne vytvárajú kužeľovitý tvar, ktorý nazývame jet. Jet je teda kolimovaná spíška hadrónov, vznikajúcich z jedného materského partónu (kvark alebo gluón).

Na rekonštrukciu týchto jetov sú využívané rôzne skupiny algoritmov. Požiadavky na tieto jetové algoritmy sú napríklad:

- Kolineárna bezpečnosť: Vzájomná poloha dvoch veľmi blízko sa pohybujúcich častíc neovplyvňuje prípadnú existenciu jetu. To môže nastať v prípade dvoch menej energetických častíc pohybujúcich sa jedným smerom tesne vedľa seba. V takomto prípade môže detektor (dôsledkom konečného rozlíšenia) zaznamenať energiu oboch v jednom bode jeho rozlíšenia (towery), vďaka čomu môže byť jet zrekonštruovaný. Avšak tieto častice môžu byť zachytené aj v rôznych toweroch detektoru, čím v nich nebude zaznamenaná dostatočne veľká energia, a tak jet nemusí byť zrekonštruovaný. Názorná schéma tohoto prípadu je na Obr. 4.1.
- Infračervená bezpečnosť: Emisia ľahkých alebo nízko energetických častíc (najčastejšie v prípade gluónov) nemení zrekonštruovaný tvar jetu. Názorná schéma je na Obr. 4.1.
- Minimálna citlivosť na hadronizáciu, rozpady v pozadí a v okolí, nameraniu dvoch zrážok naraz: Tieto efekty nevieme presne teoreticky popísať, a tak je zložité ich zakomponovanie do algoritmov.
- Aplikovateľ nosť na úrovni detektoru: Dobrý počítací výkon, algoritmy nie príliš zložité pre opravu v prípade zmien detekcie častíc.

My si predstavíme kužeľové (cone) algoritmy, aproximujúce jety tvarom kužeľa a algoritmy pracujúce so štvorhybnosťou častíc, klastrovacie algoritmy.



Obr. 4.1: Kolineárna (vľavo) a infračervená (vpravo) bezpečnosť jet vyhľadávacích algoritmov.

## 4.1 Kužeľové algoritmy

Jety častíc sa aproximujú kužeľovitým tvarom, ktorého vrchol je v bode rozpadu materskej častice. Zvyčajne nie sú kolineárne a infračervene bezpečné, výnimkou je SISCone algoritmus.

Geometricky sa v tomto prípade jet znázorňuje pomocou priestoru definovaného pseudorapiditou a azimutálnym uhlom zrážky. V analýzach a jet vyhľadávajúcich algoritmoch sa zvyčajne používajú 3D grafy, pozostávajúce z ôs pseudorapidity  $\eta$  a azimutálneho uhla  $\phi$  určujúcich polohu jetu a osi energie E. Táto nameraná energia častíc je rozdelené do towerov, tj. do intervalov v  $\eta$  a  $\phi$ , ako vidieť na Obr. 4.2. Zvyčajne ide o towery z kalorimetrov v detektoroch. Na Obr. 4.3 vidíme, ako môže vyzerať dráha častíc predtým, ako budú zaznamenané v grafe podobnom ako na Obr. 4.2. Miesto rozpadu materskej častice je vo vrchole znázorneného kužeľa. Vidíme aj znázornenú os jetu.

Os jetu je definovaná pomocou celkovej priečnej energie jetu  $E_T^J$ , priečnej energie  $E_T^i$ , pseudorapidity  $\eta^i$  a azimutálneho uhlu  $\phi^i$  jednotlivých častíc (alebo towerov) v jete. Súradnice osy jetu sú

$$\eta = \sum_{i} \frac{E_T^i \eta^i}{E_T^J}, \phi = \sum_{i} \frac{E_T^i \phi^i}{E_T^J}, \qquad (4.1)$$

kde

$$E_T^J = \sum_i E_T^i \sin \theta_i, \tag{4.2}$$

kde $\theta_i$ je uhol častice od smeru zrážajúcich sa nukleónov.

Vzdialenosti medzi bodmi v $\eta\text{-}\phi$ rovine (napríklad polomer jet kužeľa R) sú tu počítané ako

$$R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}.$$
(4.3)

Popíšeme si, akým spôsobom tieto algoritmy vyhľadávajú jety. Najskôr sa nájde najenergetickejšia častica zrážky, resp. energetický tower s najväčšou energiou. Okolo neho sa vytvorí kužeľ v  $\eta$ - $\phi$  priestore s definovaným polomerom (vytvorenie tzv. skúšobného jetu), vypočíta sa suma energie a priečnej hybnosti všetkých častíc uzavretých v tomto kuželi. Z týchto údajov sa vypočíta nová os skúšobného jetu. Ak je vrámci zvolenej presnosti identická s osou na začiatku zvolenej častice, je skúšobný jet zvolený za stabilný. Ak nie, vytvorí sa nový kužeľ s rovnakým polomerom okolo osy skúšobného jetu. Nový kužeľ je



Obr. 4.2: Naznačenie jetu pomocou energie  $E_T$  v jednotlivých intervaloch pseudorapidity  $\eta$  a azimutálneho uhla  $\phi$ . Prevzaté z Ref. [25].



Obr. 4.3: Príklad rozpadu materskej častice na jet a zaznamenanie energie produkovaných častíc v analyzovanej  $\eta$ - $\phi$  rovine, v nej naznačený polomer jetu. Prevzaté z Ref. [25].

nový skúšobný jet, a porovnávame os tohoto jetu s predchádzajúcim. Takto pokračujeme, kým rozdiel polohy ôs dvoch po sebe iterovaných jetov je menší ako nami zvolená presnosť. Po takomto nájdení stabilného jetu sú všetky častice v ňom odstránené zo zoznamu častíc v zrážke a pokračuje sa hľadaním nového jetu zo začiatkom v aktuálne najenergetickejšej towery. Zvyčajne sa neprehľadáva celá zrážka až kým neostanú žiadne častice, skôr býva zvolená minimálna hodnota energie v toweri, ktorý je na začiatku hľadania jetu.

## 4.2 Klastrovacie algoritmy

Ďalšou skupiou algoritmov sú sekvenčné clustering algoritmy. Sú založené na meraní váženej vzdialeností medzi časticami. V tomto prípade je vzdialenosť medzi dvoma časticami *i* a *j* s pseudorapiditami  $y_i$  a  $y_j$ , azimutálnymi uhlami  $\phi_i$  a  $\phi_j$  definovaná ako

$$d_{ij} = \min(k_{T_i}^{2p}, k_{T_j}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}}{D},$$
(4.4)

kde $p,\,D$ sú nejaké parametre,

$$\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2, \qquad (4.5)$$

a  $k_T$  je pre každú časticu (alebo energetický tower) definovaná veľkosť priečnej hybnosti spôsobom

$$k_{Ti} = \frac{E_i}{c} \sin \theta_i, \tag{4.6}$$

kde  $\theta_i$  je uhol častice (tower) od smeru zrážajúcich sa nukleónov. Ďalej definujeme vzdialenosť medzi časticou *i* a zrážujúcim sa zväzkom *B* ako

$$d_{iB} = k_{Ti}^{2p}.$$
 (4.7)

Algoritmus vypočíta všetky vzdialenosti  $d_{ij}$  a  $d_{iB}$  a nájde z nich najmenšiu. Ak je najmenšou nejaká  $d_{ij}$ , skombinuje príslušné dve častice do jednej, tj. sčíta ich hybnosti, prepočíta uhly a vzdialenosti. Následne opäť prepočíta všetky  $d_{ij}$ ,  $d_{iB}$  a nájde z nich najmenšiu. V prípade, že v takomto hľadaní je minimálna vzdialenosť nejaké  $d_{iB}$ , určí časticu *i* ako jet a vymaže ju zo zoznamu častíc. Takto sa pokračuje, kým nie sú všetky častice určené alebo priradené do nejakého jetu.

Parameter D v rovnici 4.4 je určený na to, aby každý výsledný pár jetov a a b bol minimálne vzdialený o  $D = \Delta_{ab}$ . Parameter p v rovnici 4.4 je rôzny pre rôzne algoritmy, zosilňuje vplyv priečnej hybnosti voči geometrickým vzdialenostiam. Ak p = -2, ide o anti-kT algoritmus, pre p = 0 ide o C/A (Cambridge/Aachen) algoritmus a pre p = 2 je pre kT algoritmus.

Spektrum zrekonštruovaných jetov v pp zrážke je na Obr. 4.4. Vidíme porovnanie spektier jetov z nameraných dát na experimente ALICE a jetov vytvorených simuláciou, používajúcou next-to-leading order (NLO) výpočty. Podrobný popis použitého softwaru je v Ref. [26]. Jety boli zrekonštruované pomocou anti- $k_T$  algoritmu a na Obr. 4.4 sú zobrazené výsledky pre rôzne hodnoty nastavenia použitého parametru rozlíšenia R. Vidíme veľmi dobrú zhodu dvoch spektier, čo naznačuje, že simulácie využívajúce NLO výpočty dobre popisujú skutočnú tvorbu jetov v zrážkach častíc.

Podľa partónu, z ktorého vznikol jet, poznáme rôzne druhy jetov: jety vzniknuté z b kvarku nazývame b-jet, z c kvarku c-jet, skupina jetov z ľahkých kvarkov a z gluónov sa označuje udsg-jety alebo LFg-jety<sup>1</sup>.

 $<sup>^1\</sup>mathrm{LF}$ označenie pochádza z angl. light flavour - ľahké vôňe, tj. ľahké kvarky



Obr. 4.4: Spektrum priečnej hybnosti jetov  $p_T$  zo simulácie používajúcej NLO výpočty v pp zrážkach pri energií zrážky 7 TeV v porovnaní s experimentálnymi dátami z ALICE. Prevzaté z Ref. [26].

### 4.3 Jety ťažkých kvarkov

Jety, pri ktorých je materskou časticou ťažký kvark alebo hadrón, majú určité špecifické vlastnosti oproti jetom z ľahkých častíc. Tieto vlastnosti sú používané v algoritmoch, ktoré majú vyhľadávať práve jety ťažkých kvarkov a odlišovať ich od ostatných. My sa v našom texte a analýze budeme venovať b-jetom. Vzhľadom k vysokej hmotnosti b kvarku bude aj "hmotnosť b-jetu" (súčet hmotností častíc v ňom) veľká.

Ďalšou vlastnosťou je rozpad mezónov, ktoré ich obsahujú, v sekundárnych vrcholoch (secondary vertex, SV). Vzdialenosť tohoto miesta rozpadu je dostatočne veľká na to, aby sa dalo rozlíšiť od primárneho vrcholu zrážky, a tak vznikajú sekundárne vrcholy zrážky. Rozpady častíc v SV má za následok vznik dcérskych častíc, ktoré už môžu byť priamo detekované. SV sa rekonštruujú práve vďaka nim a ich relatívne veľkému zrážkovému parametru. Znamená to, že pokiaľ detekujeme časticu s veľkým zrážkovým parametrom, predpokladáme, že nevznikla priamo v mieste zrážky, ale že vznikla rozpadom inej častice.

Jednou z vlastností sekundárneho vrcholu je jeho invariantná hmotnosť  $m_{inv}$ . Je definovaná ako

$$m_{inv}^2 = (\sum_i E_i)^2 - \|\sum_i p_i\|^2,$$
(4.8)

kde  $E_i$  sú energie častíc vychádzajúcich zo SV a  $p_i$  sú ich hybnosti.

#### 4.3.1 Vyhľadávanie jetov z b kvarkov

V tejto časti si predstavíme niektoré algoritmy používané na vyhľadávanie b-jetov z pomedzi všetkých nájdených jetov. V nich sa používa veličina *Impact Parameter Sig-nificance* [29], ktorá je pomerom zrážkového parametru dráhy detekovanej častice a jeho chyby.

Track Counting algoritmus [27] pracuje s Impact Parameter Significance dráh všet-



Obr. 4.5: Jet častíc a jeho základné charakteristické vlastnosti: os jetu, primárny vrchol alebo miesto zrážky, rozpadová vzdialenosť ťažkých hadrónov, sekundárny vrchol ich rozpadu, vzdialenosť určujúca zrážkový parameter dráh (špecificky veľký pre častice zo SV).

kých častíc v nájdenom jete. Najskôr ich zoradí od tých s najväčším po tie s najmenším Impact Parameter Significance. Potom porovná hodnotu diskriminátoru, tj. nejakej rozhodujúcej veličiny, pre N-tú dráhu s nami zvolenou hodnotou tohoto diskriminátoru. Ak je väčšia, označí jet, v ktorom pracuje, za b-jet. Poradie dráhy N, ktorú porovnáva, je nami zvolený vstupný parameter algoritmu. Výhoda tohoto algoritmu je jeho jednoduchosť a teda aj jeho rýchlosť. Existujú dve verzie tohoto algoritmu: Track Counting High Efficiency (TCHE), ktorá pre získanie veľkej efektivity hľadania b-jetov pracuje s N = 2 a Track Counting High Purity (TCHP), ktorá pracuje s N = 3.

Dalším algoritmom je *Jet Probability* (JP) [27], ktorý počíta pravdepodobnosť, že daný jet bol z primárneho vrcholu. Na tento výpočet používa takúto pravdepodobnosť pre každú dráhu častice v jete. Exituje jeho modifikovaná varianta, ktorá vo výpočtoch pridáva váhu štyrom dráham s najväčšou *Impact Parameter Significance*, nazývaná *Jet B Probability* [29]. Jety s nízkou pravdepodobnosťou, že pochádzajú z miesta zrážky, sú označené za b-jety.

Algoritmus, pracujúci s vlastnosťami SV je Simple Secondary Vertex (SSV) [29]. SV sú rekonštruované pomocou 2-3 dráh častíc. Invariantné hmotnosti a poloha SV voči miestu zrážky sú používané ako diskriminátory pre vyhľadávanie b-jetov týmto algoritmom. Existujú dve verzie tohoto algoritmu: verzia Simple Secondary Vertex High Efficiency (SSVHE) používa vrcholy zrekonštruované pomocou aspoň 2 dráh častíc, zatiaľ čo verzia Simple Secondary Vertex High Purity (SSVHP) používa vrcholy z aspoň 3 dráh častíc. Pri tomto algoritme je používaný pojem čistoty b-jetu (b-jet purity). Je to zlomok b-jetov spomedzi všetkých jetov, ktoré SSV algoritmus označil, že pochádzajú zo SV.

Ďalej je používaná skupina algoritmov [27], ktorá využíva namerané spektrá leptónov. V približne 20% b-jetov sa nachádzajú leptóny zo slabých rozpadov. Je dôležité pracovať s leptónmi, ktoré boli priradené jetu, nie so samostatnými leptónmi. Algoritmy využívajú priečne hybnosti leptónov vztiahnutých k ose jetu, vzdialenosť leptónov od osy jetu, *Impact Parameter Significance* leptónov a pod. Spektrum elektrónov obsahuje znateľný príspevok z rozpadov hadrónov tvorených b kvarkmi nad veľkosťou ich priečnej hybnosti na úrovni niekoľkých GeV/c, dokonca pre hodnoty väčšie ako 5 GeV/c začínajú v tomto spektre dominovať elektróny z takýchto rozpadov [32].

K určovaniu druhu jetov sa viaže niekoľko dôležitých pojmov. Podiel (anglicky fraction) nejakého druhu jetov je percento počtu týchto jetov ku všetkým vzniknutým jetom. Tento pojem sa používa v súvislosti s dátami zo simulácií, kedy môžeme poznať skutočný počet všetkých jetov.

Efektivita hľadania nejakého druhu jetu znamená, koľko percent zo skutočného počtu jetov tohto druhu sme našli pomocou algoritmu. Vzhľadom k tomu, že pre namerané dáta je skutočný počet jetov neznámy a máme prístup len k tým, ktoré sme označili algoritmom, na výpočet tejto efektivity sa používajú simulácie zrážok, kedy poznáme dráhy a rozpady častíc, ktoré by sme detektorom nezachytili. Napr. pre b-jety sa tejto efektivite ich hľadania hovorí skrátene b-jet efektivita (z angl. b-jet efficiency). Existuje aj tzv. mis-tag efektivita, ktorá vyjadruje koľko z iných, nehľadaných jetov sme označili. Keď zvolíme nejaký diskriminátor discr, pomocou ktorého hľadáme b-jety, tak b-jet efektivita  $\epsilon_b$  je

$$\epsilon_b = \frac{\text{počet b-jetov nájdených pomocou discr}}{\text{počet všetkých b-jetov}}.$$
(4.9)

Rovnakým spôsobom sa definuje efektivita nájdenia napr. c-jetov, pomocou toho istého discr

$$\epsilon_c = \frac{\text{počet c-jetov nájdených pomocou discr}}{\text{počet všetkých c-jetov}}.$$
(4.10)

Práve takáto efektivita, kedy hľadáme b-jety ale nájdeme pri rovnakom diskriminátore s nejakou efektivitou iné, sa nazýva mis-tag c-jet efektivita. Táto sa zavádza aj pre udsgjety. Pri vyhľadávaní b-jetov požadujeme, aby bola mis-tag efektivita čo najviac potlačená, ideálne nulová a zároveň b-jet efektivita čo najväčšia.

Pomocou závislosti mis-tag efektivity na b-jet efektivite sa určuje výkonnosť rôznych algoritmov vyhľadávacích b-jety. Táto závislosť sa vykresluje pomocou rôznych hodnôt diskrimátorov v algoritmoch. Graf zobrazujúci závislosť usdg-jet efektivity v závislosti na b-jet efektivite pre rôzne vstupné diskriminátory popisovaných algoritmov je na Obr. 4.6. Pri práci s b-jetmi sa vyberie jeden bod (diskriminátor) tejto závislosti, s ktorým sa vyhľadávajú b-jety a pod.



Obr. 4.6: Výkonnosť algoritmov slúžiacich na označovanie b-jetov, zobrazená pomocou usd<br/>g-jet efektivity v závislosti na b-jet efektivite, vytvorené pomocou simulácií p<br/>p zrážok pri $\sqrt{s} = 7$  TeV. Prevzaté z Ref. [28].

# Kapitola 5

# Prehľad výsledkov meraní b-jetov na LHC

# 5.1 Výsledky experimentu CMS

Údaje v tejto sekcií boli spracované na základe Ref. [30]. Výsledky sú z experimentálnych dát nameraných v PbPb zrážkach pri energií  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV na detektore CMS. Jety boli hľadané anti- $k_T$  algoritmom, so vstupným polomerom R = 0,3. Ďalšou požiadavkou na jety je, že ich celková priečna hybnosť  $p_T > 80$  GeV/c.

Pre hľadania a označovanie b-jetov boli používané JP a SSVHE algoritmy. Na porovnanie rôznych hodnôt diskriminátorov v týchto algoritmoch sa používa graf na Obr. 5.1, kde vidíme závislosť nesprávneho označenia c-jetu a udsg-jetu efektivity v závislosti na b-jet efektivite pre rôzne hodnoty diskriminátorov v JP a SSVHE algoritmov. V týchto grafoch je vyznačený bod, ktorému prísluší diskriminátor, ktorý bol použitý v analýze. Pre vytvorenie takýchto grafov sa používajú simulácie zrážok, v tomto prípade bola použitá simulácia z PYTHIA [33] a z HYDJET [34]. Vidíme, že schopnosť algoritmov vyhľadávať b-jety s nízkou mis-tag efektivitou je horšia pre PbPb zrážky. Pri 50% b-jet efektivite je mis-tag trikrát väčší pre PbPb ako pre pp zrážky.

Na Obr. 5.2 môžeme sledovať počty jetov v závislosti na invariantnej hmotnosti SV v dátach, spolu s príslušnými podielmi jednotlivých druhov jetov. Tieto podiely boli zistené v simulácií, a následne boli renormalizované tak, aby sa ich celkový počet zhodoval s počtami jetov pre rôzne intervaly hmotností SV v dátach. Čistota b-jetov, nájdená pomocou SSVHE algoritmu v dátach je zobrazená vľavo na Obr. 5.3. Tá je zobrazená pre rovnaké intervaly priečnej hybnosti jetu, ako grafy na Obr. 5.2. Vidíme jej porovnanie so simuláciou, v ktorej presne poznáme počty b-jetov a aké SV obsahujú. Sledujeme dobrú zhodu, čo naznačuje dobrú výkonnosť SSVHE algoritmu. Tá je porovnaná formou b-jet efektivity s JP algoritmom na grafe vpravo na Obr. 5.3. Efektivita týchto dvoch algoritmom je približne rovnaká naprieč priečnymi hybnosťami jetov od 80 GeV/c do 200 GeV/c.

Podiel b-jetov k ostatným jetom  $f_b$  je v tomto prípade počítaný podľa vzorca

$$f_b = \frac{N_{\text{jets}}^{\text{označené}}}{N_{\text{jets}}} \frac{P}{\epsilon},\tag{5.1}$$

kde  $N_{jets}^{označené}$  je počet označených (nájdených) b-jetov,  $N_{jets}$  je celkový počet všetkých jetov, P je čistota hľadania b-jetov (znázornená vpravo na Obr. 5.3) a  $\epsilon$  je b-jet efektivita



Obr. 5.1: Závislosť mis-tag efektivity ľahkých jetov (hore) a c-jetov (dole) na b-jet efektivite pre simulované pp (vľavo) a PbPb (vpravo) zrážky, pre rôzne diskriminátory JP a SSVHE algoritmov. Červený krížik označuje bod, s ktorým sa pracovalo v ďalšej analýze. Prevzaté z Ref. [30].



Obr. 5.2: Závislosť počtu jetov na hmotnosti SV, ktorý obsahujú, získaný z dát PbPb zrážok (čierne body). Farebné histogramy znázorňujú podiely jednotlivých druhov jetov, v ktorých bol nameraný daný SV, zo všetkých jetov. Grafy znázorňujú rôzne intervaly priečnej hybnosti jetu  $p_T$ . Prevzaté z Ref. [30].



Obr. 5.3: Vľavo: Závislosť čistoty b-jetov (b-jet purity) použitím SSVHE v dátach na priečnej hybnosti jetu  $p_T$  (prázdne štvorce), jej porovnanie s čistotou so simulácie (červené body). Vpravo:Závislosť b-jet efektivity na  $p_T$  pre SSVHE algoritmus (červené body) a pre JP algoritmus (zelené body). Prevzaté z Ref. [30].

(znázornená vpravo na Obr. 5.3). Grafy na Obr. 5.4 zobrazujú tento podiel v závislosti na priečnej hybnosti jetu  $p_T$ , pre PbPb zrážky s 0-100% centralitou a pre pp zrážky. Vidíme, že pre PbPb zrážky je nameraný podiel b-jetov 2,9-3,5% s chybovými intervalmi od 0.6% po 1,1%. Vrámci chyby sa tento podiel zhoduje s podielom zisteným zo simulácií v PYTHIA a HYDJET. Podobnú zhodu dát a simulácie z PYTHIA vidíme aj pre pp zrážky.



Obr. 5.4: Závislosť podielu b-jetov ku všetkým jetom (b-jet fraction) na priečnej hybnosti jetu  $p_T$ , nameraný v dátach (čierne body) a v simuláciach (červená čiara), pre PbPb zrážky (vľavo) a pre pp zrážky (vpravo). Prevzaté z Ref. [30].

Na grafe na Obr. 5.5 vidíme podiel b-jetov v závislosti na počte zúčastnených nukléonov v zrážkach (tj. na centralite zrážky) a opäť porovnanie výsledkov z nameraných dát a simulácií. Vrámci chyby meraní nepozorujeme žiadnu závislosť podielu b-jetov na centralite.



Obr. 5.5: Závislosť podielu b-jetov ku všetkým jetom (b-jet fraction) na počte zúčastnených nukleónov v zrážke  $N_{\text{part}}$  pre PbPb zrážky, nameraný v dátach (čierne body so žltými obdĺžnikmi, znázorňujúce systematické chyby výpočtov) a v simuláciach (červená čiara). Zobrazené centralitné triedy príslušné k  $N_{\text{part}}$ . Prevzaté z Ref. [30].

## 5.2 Výsledky experimentu ALICE

Najskôr v krátkosti popíšeme výsledky analýz simulácií pp zrážok pri  $\sqrt{s} = 7$  TeV, ktoré naznačujú niektoré základné vlastnosti b-jetov. Na Obr. 5.6 môžeme sledovať koreláciu priečnej hybnosti B-mezónu  $p_{T,B}$  a priečnej hybnosti jetu  $p_T$ , ktorý obsahuje tento mezón (tj. b-jetu), spolu so zaznamenanou priemernou hodnotou  $p_{T,B}$  pre daný interval  $p_T$ . V analýze sa pracovalo s nabitými jetmi (charged jets), čo sú jety, pri ktorých rekonštruovaní anti- $k_T$  algoritmom sa používajú len nabité častice. Vidíme, že pre  $p_T$  v intervale 15-20 GeV/c platí, že priečna hybnosť B-mezónu je približne 1,5 násobkom priečnej hybnosti jetu. Pre priečnu hybnosť jetu väčšiu ako 40 GeV/c je už menší počet jetov ako i b-jetov, preto je v grafe zaznamenaná veľká chyba priemernej hodnoty  $p_{T,B}$ .



Obr. 5.6: Korelácia priečnej hybnosti  $p_T$  B-mezónu a jetu, ktorý ho obsahuje, tj. počet B-mezónov s určitou  $p_T$  nachádzajúcich sa v jete s danou  $p_T$ . Taktiež je uvedená krivka závislosti  $p_T$  B-mezónu na  $p_T$  jetu, vypočítaná pomocou priemerných hodnôt  $p_T$  B-mezónu v danom intervale  $p_T$  jetu. Prevzaté z Ref. [31].

Na Obr. 5.7 sledujeme distribúcie počtu nabitých častíc, na ktoré sa B-mezón rozpadá. Prvá z distribúcií je pre dcérske častice s priečnou hybnosťou  $p_T$  väčšou ako 0 GeV/c, ďalšia pre častice s  $p_T > 1$  GeV/c. Môžme pozorovať, že pre prvú distribúciu je počet dcérskych častíc priemerne 5, pre druhú približne 2-3.



Obr. 5.7: Distribúcia počtu nabitých častíc  $N_{decayproducts}^{ch}$ , na ktoré sa rozpadá B-mezón, pre priečne hybnosti  $p_T$  týchto častíc väčšie ako 0 GeV/c a 1 GeV/c. Prevzaté z Ref. [31].

Zvyšok tejto sekcie je vypracovaný na základe údajov v Ref. [32]. V tomto článku je zhrnutý aktuálny stav hľadania b-jetov na experimente ALICE. Na označovanie b-jetov slúžia podobné algoritmy ako v Ref. [30], tj. ako boli popisované v predchádzajúcej podkapitole. Pre simuláciu pp zrážok častíc pri energií  $\sqrt{s} = 7$  TeV bola použitá PYTHIA6 [33] a na rekonštrukciu jetov FASTJET [35] s anti- $k_T$  algoritmom, ktorý pre vyhľadávanie jetov používal R = 0, 4 a častice s  $p_T > 150$  MeV/c. Pre zisťovanie druhov jetov boli používané partóny v jete s najvyšším  $p_T$  - druh jetu je rovnaký ako druh tohoto partónu. Takto sa zistia počty jednotlivých druhov jetov, na základe ktorých sa počíta efektivita a pod.

V Track Counting (TC) algoritme boli použité dráhy častíc, ktoré mali  $p_T > 10$  GeV/c a zároveň zaznamenaný bod v najvnútornejšej vrstve detektoru ITS. V TC algoritme bolo použité N = 3 a hodnota diskriminátoru (s ktorou sa v TC algoritme porovnáva N-tá dráha) bola rôzna pre rôzne intervaly priečnej hybnosti jetov  $p_T$  tak, aby bola v týchto intervaloch rovnaká b-jet efektivita. Ako tento diskriminátor bol použitý zrážkový parameter dráhy. Na grafoch na Obr. 5.8 vidíme pomer c-jet efektivity a LFg-jet efektivita (mis-tag) k b-jet efektivite v závislosti na hybnosti jetu. V týchto grafoch je b-jet efektivita fixovaná na hodnotu 0,1, čomu prísluší diskriminátor TC algoritmu 0,01 cm. Pozorujeme, že pomer c-jet k b-jet efektivite v  $p_T$  intervale 20-50 GeV/c klesá približne od 0,08 do 0,03. Pomer LFg-jet k b-jet efektivite je približne o rád menší. Je to dôsledok toho, že udsg-jety obsahujú dráhy častíc s podstatne menším zrážkovým parametrom ako c-jety. Toto potlačenie iných jetov ako b-jetov je pre algoritmy, ktoré označujú b-jety, pozitívnou správou.

Sekundárne vrcholy boli rekonštruované pomocou 2-3 dráh častíc jete, kedy boli dráhy častíc v blízkosti primárneho vrcholu aproximované rovnými čiarami. SV s veľkou invariantnou hmotnosťou alebo veľkou vzdialenosťou od primárneho vrcholu sú predpovedané ako b-jety. Na Obr. 5.9a a Obr. 5.9b sledujeme distribúciu týchto vlastností SV vrcholov pre rôzne druhy jetov. Druh jetu poznáme vďaka tomu, že ide o simuláciu, no SV sú hľadané rovnako ako v nameraných dátach. Ak obmedzíme SV len na tie, ktorých vzdialenosť od primárneho vrcholu (na Obr. 5.9a  $L_{xy}$ ) je väčšia ako 600  $\mu$ m a ktorých



Obr. 5.8: Závislosť pomeru c-jet efektivity  $\epsilon_{c-jet}$  (vľavo) a LFg-jet efektivity  $\epsilon_{LFg-jet}$  (vpravo) k b-jet efektivite  $\epsilon_{b-jet}$  na priečnej hybnosti jetu  $p_T$ , pre TC algoritmus a fixované  $\epsilon_{b-jet} = 0, 1$ . Prevzaté z Ref. [32].

hmotnosť je väčšia ako 3 GeV/ $c^2$ , dostávame efektivitu hľadania rôznych druhov jetov na Obr. 5.9c. Pri tejto analýze, zameranej na označovanie b-jetov, sú c-jet efektivita a efektivita hľadania ľahkých jetov považované za mis-tag, a tak je požadované ich potlačenie. To je v tomto prípade dostatočné. Výsledná b-jet efektivita má stúpajúci charakter z hodnoty  $\approx 0.01$  pri  $p_T = 20$  GeV/c na hodnotu  $\approx 0.1$  pri  $p_T = 50$  GeV/c. Táto efektivita je malá, keďže značí, že dokážeme nájsť maximálne 10% a priemerne 3% vzniknutých b-jetov. Aktuálne je cieľom analýz zvýšiť túto efektivitu.



Obr. 5.9: (a): Rozdelenie počtu rôznych druhov jetov v závislosti na vzdialenosti SV od miesta zrážky  $L_{xy}$ . (b): Rozdelenie počtu rôznych druhov jetov v závislosti na hmotnosti SV. (c): Efektivita hľadania rôznych druhov jetov v závislosti na priečnej hybnosti jetu  $p_T$ , pre  $L_{xy} > 600\mu$ m a pre hmotnosť SV > 3 GeV/ $c^2$ . Prevzaté z Ref. [32].

# Záver

Cieľom práce bolo predstavenie vyhľadávania b-jetov na ALICE a CMS a zoznámenie sa so základnými fyzikálnymi faktami s ním súvisiacimi, ako i so zariadeniami slúžiacimi na naberanie dát, v ktorých sa b-jety vyhľadávajú. B-jety by mali slúžiť pre meranie rôznych vlastností kvarkovo-gluónovej plazmy, najmä na zistenie závislosti straty energie kvarku v tejto hmote na jeho hmotnosti.

Kvarkovo-gluónová plazma sa na základe rôznych astrofyzikálnych pozorovaní predpokladá približne  $10^{-32}$  s po veľkom tresku. V experimentoch je vytváraná zrážkami jadier ťažkých atómov. Na urýchľovanie týchto jadier slúži napr. urýchľovač LHC v CERNe, ktorý sme si popísali. Na skúmanie kvarkovo-gluónovej plazmy slúži detektor ALICE. Ukázali sme funkčnosť základných detekčných systémov, dôležitých pre hľadanie jetov.

Na hľadanie jetov sú používané rôzne algoritmy. Zostavili sme ich krátky súhrn, kde je popísané, akým spôsobom fungujú a v čom sa rozlišujú. Tiež sme zhrnuli špecifiká jetov z ťažkých kvarkov.

Ako sme si ukázali, v súčastnosti je na experimente ALICE aktuálnym problémom zlepšovanie efektivity algoritmov pre vyhľadávanie b-jetov. Použité algoritmy dosahujú priemerne efektivitu na úrovni 3%, podobné algoritmy na experimente CMS dosahujú efektivitu približne 35%. Táto efektivita experimentu ALICE, zisťovaná pomocou simulácií zrážok, je zatiaľ príliš malá. Môže to byť tým, že na experimente ALICE sú skúmané jety s nízkymi priečnymi hybnosťami. Na experimente CMS, kde sa skúmajú energetickejšie jety, sa podiel b-jetov spomedzi ostatných pohybuje na úrovni 3%. Tento nízky podiel naznačuje, že b-jety sú v zrážkach jadier ťažkých atómov veľmi vzácne.

Efektivita hľadania b-jetov môže byť zvýšená nielen optimalizovaním aktuálnych algoritmov, ale aj vyvinutím nových. Na dátach z experimentu ALICE sa testuje algoritmus pracujúci s identifikáciou leptónov. Použitie takéhoto algoritmu by mohlo dopomôcť k vylepšeniu výkonnosti hľadania b-jetov, keďže väčšina elektrónov s priečnou hybnosťou nad 5 GeV/c pochádza z rozpadov B-mezónov.

V súčastnosti sa zoznamujem s analyzačným prostredím v experimente ALICE a mojím cieľom je študovať a optimalizovať b-tagging algoritmy v experimente ALICE a aplikovať ich v budúcnosti na experimentálne data.

# Literatúra

- J. BERINGER ET AL. (PARTICLE DATA GROUP), Review of Particle Physics, Phys. Rev. D 86, 010001 (2012).
- [2] C. O'LUANAIGH, New results indicate that new particle is a Higgs boson, http://home.web.cern.ch/about/updates/2013/03/new-results-indicate-new-particlehiggs-boson (2013).
- [3] K. ANTHONY, CMS presents new boundary of Higgs width, http://home.web.cern.ch/about/updates/2014/03/cms-presents-new-boundaryhiggs-width (2014).
- [4] C. WILLIAMS, Bounding the Higgs width at the LHC using full analytic results for  $gg \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ , JHEP 1404 (2014) 060.
- [5] R. AAIJ ET AL. (LHCB COLLABORATION), Observation of the resonant character of the Z(4430)<sup>-</sup> state, LHCB-PAPER-2014-014, CERN-PH-EP-2014-061 (2014).
- [6] Dark matter, http://home.web.cern.ch/about/physics/dark-matter
- [7] S. SARKAR ET AL., *Lecture notes in Physics 785*, The Physics of the Quark-Gluon Plasma, Springer (2010).
- [8] K. YAGI ET AL., Quark-Gluon Plasma, Cambridge University Press (2005).
- [9] M. VAN LEEUWEN, High- $p_T$  results from ALICE, arXiv: 1201.5205v1 (2012).
- [10] R. SNELLINGS, Elliptic Flow: A Brief Review, New J.Phys. 13 (2011) 055008.
- [11] J. UPHOFF ET AL., Elliptic flow and nuclear modification factor in ultra-relativistic heavy-ion collisions within a partonic transport model, arXiv:1401.1364 (2014).
- [12] A. DOBRIN 2014, Elliptic flow of identified particles in PbPb collisions at the LHC, Quark Matter 2014, Darmstadt, Nemecko. Dostupné z: https://indico.cern.ch/event/219436/session/9/contribution/244/material/slides/0.pdf
- 2014,PbPbwith[13] D. Ho Moon Charmonia inppand CMS. 2014,Nemecko. Quark Matter Darmstadt, Dostupné  $\mathbf{z}$ : https://indico.cern.ch/event/219436/session/17/contribution/450/material/slides/0.pdf
- [14] CMS COLLABORATION, Prompt and non-prompt  $J/\psi$   $R_{AA}$  with 150  $\mu b^{-1}$  integrated PbPb luminosity at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV, CMS-PAS-HIN-12-014 (2012).
- [15] DAVID, A smorgasboard of major experiment result, http://www.ellipsix.net/blog/2012/8/a-smorgasboard-of-major-experimentresults.html (2012).

- [16] Y.L. DOKSHITZER AND D.E. KHARZEEV, *Heavy quark colorimetry of QCD matter*, Phys. Lett. 519, 199 (2001).
- [17] B. ABELEV ET AL. (ALICE COLLABORATION), Suppression of high transverse momentum D mesons in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV, JHEP09(2012)112, Springer (2012).
- [18] C. LEFEVRE, LHC: the guide, CERN-Brochure-2009-003-Eng (2009).
- [19] J. BOBROFF ET AL., Accelerators for particle physics, http://www.supraconductivite.fr/en/index.php?p=applications-accelerateurs
- [20] HL-LHC: High Luminosity Large Hadron Collider, http://hilumilhc.web.cern.ch
- [21] K. AAMODT ET AL. (ALICE COLLABORATION), The ALICE experiment at the CERN LHC, JINST 3 S08002 (2008).
- [22] K. OYAMA, ALICE detector status and upgrade plans, EPJ Web of Conferences 49, 02002 (2013).
- [23] C. NATTRASS, Meet the ALICE electromagnetic calorimeter http://www.quantumdiaries.org/2010/10/13/meet-the-alice-electromagneticcalorimeter/ (2010).
- [24] R. BELLWIED, ALICE EMCal Physics Performance Report, arXiv:1008.0413 (2010).
- [25] M. VAJZER, Study of identification of jets containing heavy quark, bakalárska práca, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague (2008).
- [26] M. VAJZER, Study of jets in p+p and p+Pb collisions at the LHC using POWHEG-Box, posterová prezentácia, Quark Matter 2014, Darmstadt.
- [27] C. SAOUT, An Overview of the b-Tagging Algorithms in the CMS Offline Software, http://www.saout.de/assets/acat/acat2008-btag.pdf (2008).
- [28] C. FERRO, *B-tagging at CMS*, EPJ Web Conf. 28 (2012) 12055.
- [29] CMS COLLABORATION, *b-Jet Identification in the CMS Experiment*, CMS-PAS-BTV-11-004 (2012).
- [30] CMS COLLABORATION, Measurement of the b-jet to inclusive jet ratio in PbPb and pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the CMS detector, CMS PAS HIN-12-003 (2012).
- [31] S. LAPOINTE, Prospects for beauty-jet measurements with ALICE, posterová prezentácia, Quark Matter 2014, Darmstadt.
- [32] L. FELDKAMP, Study of b-jet tagging performance in ALICE, posterová prezentácia, 14th International Conference on SQM, The University of Birmingham (2013).
- [33] T. SJOSTRAND, S. MRENNA, P. SKANDS, PYTHIA 6.4 Physics and Manual, JHEP 0605 026 (2006).
- [34] I. P. LOKHTIN ET AL., HYDJET++ heavy ion event generator and its applications for RHIC and LHC, PoS High-pT physics09 (2009) 023.

[35] CACCIARI M, SALAM G P, SOYEZ G, FastJet user manual, Eur.Phys.J. C72 (2012) 1896.