

CZECH TECHNICAL UNIVERSITY IN
PRAGUE

Faculty of Nuclear Sciences and Physical
Engineering

Department of Physics



Bachelor thesis

Study of nuclear matter at the LHC

Jan Vaněk

Supervisor: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Prague, 2015

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



Bakalářská práce

Studium jaderné hmoty na LHC

Jan Vaněk

Supervisor: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Praha, 2015



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



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2014/15

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Posluchač: Jan Vaněk

Obor: Experimentální jaderná a čisticová fyzika

Název práce: Studium jaderné hmoty na LHC

Název práce: Study of nuclear matter at LHC
(anglicky)

Osnova:

1. Motivace pro jádro-jaderné srážky.
2. Fázový diagram jaderné hmoty.
3. Experimentální projevy kvark-gluonového plazmatu.
4. Experiment ALICE.
5. Přehled experimentálních výsledků ve studiu jaderné hmoty na LHC.

Doporučená literatura:

1. K.Yagi et al., Quark-Gluon Plasma, Cambridge University Press 2005.
2. H. Satz et al., The Physics of Quark-Gluon Plasma, Lecture Notes of Physics, Springer 2010.
3. G. Roland et al., Heavy-ion collisions at the LHC, Prog. Part. Nucl. Phys. 77 (2014) 70-127.
4. P. Giubellino, The Little Bang in the Laboratory : heavy ions @ LHC with ALICE, Pontif. Acad. Sci. Varia 119 (2011) 416-428.

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D., FJFI ČVUT

Do bakalářské práce se vkládá zadání a dále na stranu předcházející obsahu abstrakt a klíčová slova. Součástí zadání bakalářské práce je její uložení na webové stránky katedry fyziky a zaslání abstraktu a klíčových slov ve formátu WORD na e-mailovou adresu katedry fyziky: kf@fjfi.cvut.cz

Datum zadání bakalářské práce: 16.10.2014

Termín odevzdání bakalářské práce: 07.07.2015



V Praze dne 16.10.2014

Prohlášení:

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

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu 60 Zákona .121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 7. 7. 2015

Jan Vaněk

Title:

Study of nuclear matter at the LHC

Author: Jan Vaněk

Specialization: Experimental nuclear physics

Sort of project: Bachelor thesis

Supervisor: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Abstract: Study of nuclear matter is one of the most current topics of contemporary physics and it is done primarily using ultrarelativistic heavy-ion collisions. In these collisions a new extreme state of matter is created - the quark-gluon plasma, in which, in contrast to matter observed in todays universe, quarks and gluons are not trapped inside hadrons. In this paper we will briefly introduce theoretical aspects of nuclear matter and QGP, next we will have a look at general properties of heavy-ion collisions, we will get acquainted with ALICE experiment and large hadron collider (LHC) in CERN laboratory and finally we will illustrate everything with experimental results for Pb-Pb collisions with energy per nucleon pair $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV/n}$.

Key words: ALICE experiment, phase-diagram of nuclear matter, nuclear matter, heavy-ion collision, quark-gluon plasma (QGP), large hadron collider (LHC)

Název práce:

Studium jaderné hmoty na LHC

Autor: Jan Vaněk

Abstrakt: Studium jaderné hmoty je jedním z nejaktuálnějších témat současné fyziky a provádí se hlavně prostřednictvím ultrarelativistických jádro-jádrových srážek. V těch vzniká donedávna neznámý extrémní stav hmoty - kvark-gluonové plazma (QGP), ve kterém, oproti hmotě pozorované v současném vesmíru, nejsou kvarky a gluony uvězněny v hadronech. V této práci si stručně představíme teoretické aspekty jaderné hmoty a QGP, dále se podíváme na obecné vlastnosti jádro-jádrových srážek, seznámíme se s experimentem ALICE a velkým hadronovým urychlovačem (LHC) v laboratoři CERN a nakonec vše demonstrujeme na experimentálních výsledcích pro srážky Pb-Pb při energii na nukleonový pár $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV/n}$.

Klíčová slova: Experiment ALICE, fázový diagram jaderné hmoty, jaderná hmota, jádro-jádrová srážka, kvark-gluonové plazma (QGP), velký hadronový urychlovač (LHC)

Acknowledgement

I would like to thank Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D. for patient guidance and all the useful advice. I would also like to thank my family and friends for their support.

Obsah

1 Motivace pro jádro-jádrové srážky	17
1.1 Základy fyziky silné interakce	17
1.1.1 Uvěznění kvarků	18
1.1.2 Kvark-gluonové plazma	19
1.2 Shrnutí hlavních cílů studia jádro-jádrových srážek	19
2 Fázový diagram jaderné hmoty	21
2.1 Základní charakteristiky fázového diagramu	21
2.2 Vlastnosti fázových přechodů	22
2.3 Hledání kritického bodu	25
3 Experimentální projevy QGP	29
3.1 Vlastnosti jádro-jádrových srážek	29
3.1.1 Geometrie jádro-jádrové srážky	29
3.1.2 Fyzikální projevy jádro-jádrové srážky	31
3.1.3 Časový vývoj jádro-jádrové srážky	35
3.2 Veličiny používané při studiu QGP	36
3.2.1 Základní veličiny v experimentální částicové fyzice	37
3.2.2 Jaderný modifikační faktor	38
3.2.3 Eliptický tok a vyšší harmonické toky	39
3.2.4 Vícečásticové kumulanty	39
3.2.5 Hybnostní asymetrie	40
4 Experiment ALICE	41
4.1 LHC	41
4.1.1 Základní parametry	41
4.1.2 Urychlovací řetězec	42
4.2 Obecné parametry ALICE	43
4.3 Důležité subdetektory	44
4.3.1 ITS	45
4.3.2 TPC	49
4.3.3 EMCal	51
4.3.4 TRD	51
4.3.5 ZDC	54

4.3.6	Mionový spektrometr	55
5	Přehled experimentálních výsledků ve studiu QGP na LHC	57
5.1	Produkce částic	57
5.1.1	Nerozlišené nabité částice	57
5.1.2	Rozlišené hadrony	59
5.1.3	Těžké kvarky	60
5.1.4	Kvarkonia	61
5.2	Částicové korelace	63
5.2.1	Základní úhlové korelace	63
5.2.2	Vícečásticové kumulanty	64
5.3	Kolektivní chování	66
5.3.1	Eliptický tok	66
5.3.2	Vyšší harmonické toky	68
5.4	Jety	73
5.4.1	Dvoujetové korelace	73
5.4.2	Foton-jetové korelace	74
5.4.3	Potlačení produkce jetů	75

Seznam obrázků

2.1	Fázový diagram jaderné hmoty.	22
2.2	Graf L a příslušné susceptibility χ_L na teplotě T	24
2.3	Hustota energie $\frac{\epsilon}{T^4}$ v závislosti na teplotě.	25
2.4	Druh fázového přechodu v závislosti na hmotnosti různých kvarků.	26
2.5	Měření kritického bodu ve srážkách Au-Au a p-p.	27
3.1	Nákres semicentrální jádro-jádrové srážky.	30
3.2	Prostorový nákres semicentrální jádro-jádrové srážky.	31
3.3	Schema rekombinace částice J/ψ v QGP.	32
3.4	Schema k výkladu zhášení jetů.	33
3.5	Chování aktivní části semicentrální jádro-jádrové.	34
3.6	Model rozložení participantů v jádřech pří jádro-jádrové srážce. .	35
3.7	Schema jednotlivých fazí jádro-jádrové srážky.	35
3.8	Časový vývoj jádro-jádrové srážky v rovině tz	36
3.9	Nákres k určování srážkobeho parametru b v jádro-jádrové srážce.	38
4.1	Schema urychlovacího řetězce LHC.	43
4.2	Celkový pohled na experiment ALICE.	44
4.3	Řez detektorem experimentu ALICE.	45
4.4	Schema ITS a jeho částí.	46
4.5	Schema podpůrné konstrukce pro SPD. [17]	47
4.6	Schema a rozměry jednoho SDD segmentu.	48
4.7	Schema rozmístění jednotlivých SDD detektorů.	48
4.8	Identifikace častic pomocí ITS.	48
4.9	Schema TPC.	49
4.10	Schema vyčítacího modulu TPC.	50
4.11	Schema vyčítacího modulu TPC.	50
4.12	Schema umístění elektromagnetického kalorimetru uvnitř ALICE.	51
4.13	Schema TRD a TOF.	52
4.14	Princip detekce pomocí TRD.	53
4.15	Schema ZDC.	54
4.16	Schema mionového spektrometru.	55
4.17	Schema mionového spektrometru s drahami mionového páru. .	56
5.1	R_{AA} jako funkce p_T pro centrální srážku Pb-Pb.	58

5.2	Baryonová anomálie ve srážce Pb-Pb jako funkce p_T	59
5.3	Baryonová anomálie ve srážce Pb-Pb jako funkce p_T	60
5.4	R_{AA} pro různé částice jako funkce p_T	61
5.5	R_{AA} pro J/ψ jako funkce $\langle N_{\text{part}} \rangle$ pro různé intervaly y	61
5.6	Rozpad Υ na mionový pár pro Pb-Pb a p-p srážku	62
5.7	Produkce různých stavů Υ v Pb-Pb a p-p srážce	63
5.8	Dvoučásticová korelační funkce pro centrální srážku Pb-Pb	64
5.9	Dvoučást. kumulant $c_2\{2\}$ jako funkce N_{ch} pro p-Pb srážku	65
5.10	Dvoučást. kumulant $c_2\{2\}$ jako funkce N_{ch} pro Pb-Pb srážku	65
5.11	Eliptický tok $v_2\{N\}$ jako funkce N_{ch} pro srážku p-Pb a Pb-Pb	67
5.12	Závislost v_2 a v_3 na p_T pro různé částice	68
5.13	Závislost v_2 na p_T pro různé hadrony	70
5.14	Závislost v_2 na p_T pro promptní D mezony ve srážce Pb-Pb	71
5.15	Závislost v_2 na p_T pro J/ψ ve srážce Pb-Pb	71
5.16	Závislost v_n pro $n = 2$ až 6 jako funkce p_T ve srážce Pb-Pb	72
5.17	Hybnostní asymetrie A_J pro Pb-Pb a p-p srážku	73
5.18	Chování p_T vedoucího a přidruženého jetu v Pb-Pb srážce	74
5.19	Rozdělení $x_{J\gamma} = p_T^{jet}/p_T^\gamma$ v Pb-Pb srážce	75
5.20	Faktor R_{CP} jako funkce p_T pro srážku Pb-Pb	76
5.21	Poměr $R_{CP}^R/R_{CP}^{0,2}$ jako funkce p_T pro tři různé volby R	76

Úvod

Studium jaderné hmoty patří mezi nejaktuálnější téma současné fyziky a provádí se hlavně pomocí ultrarelativistických jádro-jádrových srážek, ve kterých vzniká donedávna neznámý extrémní stav hmoty - kvark-gloounové plazma (QGP). Tento stav se od toho, který pozorujeme v současném vesmíru, liší tím, že kvarky a gluony nejsou uvězněny uvnitř hadronů.

Dnes existují dva urychlovače, kde je možné takové jádro-jádrové srážky měřit. První je RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) v Brookhaven National Laboratory (BNL) ve Spojených státech amerických. Ten byl uveden do provozu v roce 2000 a dokáže urychlovat například protony na energii až $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ a jádra zlata až na energii na nukleonový pár $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV/n}$.

Druhý je LHC (Large Hadron Collider), který se nachází na hranici Švýcarska a Francie, nedaleko Ženevy, laboratoři CERN. Ten byl spuštěn v roce 2009 a dokáže srážet protony na energii až $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ a jádra olova až na energii na nukleonový pár $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV/n}^1$, což z něj dělá urychlovač s nejvyššími energiami srážek na světě.

V této práci se budeme věnovat výhradně jádro-jádrovým srážkám na LHC, ale neopomeneme zmínit se o měření z RHIC. Hlavním cílem práce je stručně shrnout vlastnosti jádro-jádrových srážek a QGP a následně tyto vlastnosti demonstrovat na experimentálních výsledcích. Další cíl je seznámit se s urychlovačem LHC a experimentem ALICE (A Large Ion Collider Experiment), jakožto hlavním experimentem měřícím jádro-jádrové srážky na LHC.

V pěti kapitolách si tedy postupně řekneme něco o hlavní motivaci pro jádro-jádrové srážky, dále se trochu podrobněji podíváme na fázový diagram jaderné hmoty a experimentální projevy QGP, potom si představíme urychlovač LHC a experiment ALICE. Úplně nakonec si pak ukážeme několik důležitých experimentálních výsledků z LHC (tedy i z ostatních experimentů), na kterých si ilustrujeme v předchozích kapitolách diskutovanou teorii.

¹V době vzniku této práce nebylo zatím uskutečněno urychlování jader olova po posledním zvýšení výkonu LHC. Uvedený údaj je tedy maximální energie, na kterou byl urychlovač LHC konstruovaný.

Kapitola 1

Motivace pro jádro-jádrové srážky

Jak název této práce napovídá, tak hlavní motivací pro jádro-jádrové srážky je studium jaderné hmoty, tedy idealizovaného „materiálu“ složeného z protonů a neutronů. Pojmem idealizovaná zde myslíme to, že v teoretických výpočtech uvažujeme nekonečný objem této hmoty s konečným poměrem protonů a neutronů. Je tedy zjevné, že (navzdory svému názvu) nejde o popis jader atomů.

Protože protony a neutrony jsou silně interagující částice, tak k popisu jaderné hmoty je potřeba teorie silné interakce, které se říká kvantová chromodynamika (QCD). Ta nám dává různé předpovědi pro chování jaderné hmoty, jako je například fázový diagram jaderné hmoty. Problém je však v tom, že má různé vstupní parametry, které si musíme nastavit a podle toho dostaneme nějaký výsledek.

Pomocí QCD se snažíme popsat i samotnou jádro-jádrovou srážku. To opět lze, protože srážíme dva silně interagující systémy. Problém je zde ale stejný jako výše zmíněný a to, že předpovědi jsou silně závislé na tom, jak si nastavíme počáteční podmínky. Jak si ukážeme v kapitole s experimentálními výsledky z LHC, tak většina modelů dobře popisuje jeden jev ve srážce jádro-jádro, jiný pak už hůře.

Tyto problémy jsou dané tím, že QCD je velice složitá. Cílem studia jádro-jádrových srážek je tedy také trochu světla do této teorie a spojit ji s experimentálními daty. V rámci této práce není prostor rozebrat samotnou QCD, ale uvedeme si zde základní vlastnosti silné interakce a silně interagujících částic, které jsou potřeba k pochopení dále popisovaných jevů.

1.1 Základy fyziky silné interakce

Silná interakce je, vedle elektromagnetické, slabé a gravitační, jednou ze základních sil. V kontrastu s elektromagnetickou a gravitační silou její potenciál roste se vzdáleností, což má zásadní důsledky na její chování.

vůně	$m_0 c^2$ [MeV]	Q [e]
u (up)	1,5-3	$\frac{2}{3}$
d (down)	3-7	$-\frac{1}{3}$
c (charm)	$1, 25 \cdot 10^3$	$\frac{2}{3}$
s (strange)	95	$-\frac{1}{3}$
t (top)	$174, 2 \cdot 10^3$	$\frac{2}{3}$
b (bottom)	$4, 2 \cdot 10^3$	$-\frac{1}{3}$

Tab. 1.1: Přehled kvarků a jejich základních vlastností. V druhém sloupci je klidová hmotnost $m_0 c^2$, ve třetím pak elektrický náboj Q v násobcích elementárního náboje e .

Elementárními částicemi zde jsou kvarky, částice zprostředkovávající silnou interakci jsou gluony. Kvarky i gluony jsou nositeli náboje silné interakce, tzv. barevného náboje, přičemž rozlišujeme celkem tři druhy tohoto náboje - červený (R), zelený (G) a modrý (B). Kvarky nesou vždy jednu barvu, antikvarky pak příslušnou antibarvu a gluony jsou nositeli jedné bary a antibary (celkem známe 8 glounů). Kvarky navíc nesou i zlomkový elektrický náboj.

Dnes známe celkem šest druhů kvarků, nazývané vůně (flavour). Jedná se o fermiony, tedy o částice se spinem $\frac{1}{2}$ ¹, což tedy znamená, že podléhají Pauliho vylučovacímu principu. Přehled kvarků s jejich základními vlastnostmi je v Tab. 1.1. Jak vidíme, kvarky lze rozdělit do tří generací (podobně jako leptony).

1.1.1 Uvěznění kvarků

V současném vesmíru však nepozorujeme volné kvarky a gluony, ale pouze vázané v barevně neutrálních časticích, nazývaných hadrony. Tento jev nazýváme uvěznění kvarků nebo také confinement. Zmíněné barevné neutrálnosti lze dosáhnout pouze dvěma způsoby. Jednak je to kombinací tří kvarků, kde každý má jiný barevný náboj (tj. kombinace RGB) nebo kombinací dvou kvarků, kde jeden nese barevný náboj a druhý antináboj. Částice složené ze tří kvarků se nazývají baryony, z páru kvark-antikvark pak mezony.

Uvěznění pak spočívá v tom, že kdybychom se například pokusili „roztrhnout“ mezon, tak s rostoucí vzdáleností kvarků poroste i potenciál gluonového vlákna, které je drží pohromadě. V okamžík, kdy tento potenciál překročí hodnotu klidové energie některých dvou kvarků, je výhodnější z vakua vytvořit nový kvarkový pár (kvark-antikvark) a původní mezon se tak rozpadne na dva nové mezony. Kvarky tedy stále zůstávají uvězněny uvnitř barevně neutrálních častic.

¹Zcela korektně bychom měli psát spin $\frac{\hbar}{2}$, je však zvykem používat tento zjednodušený zápis, resp. používat tzv. přirozené jednotky, kde $\hbar = 1$. Jednotkou SI spinu je tedy [Js].

1.1.2 Kvark-gluonové plazma

QCD předpovídá, že při dostatečně vysoké teplotě, označované jako kritická teplota T_c , může být uvěznění kvarků narušeno a kvarky a gluony získají mnohem větší volnost. Takovému stavu jaderné hmoty se říká kvark-gluonové plazma (QGP) nebo také deconfinement a přechodu odpovídá teplota přibližně $T_c \approx 170$ MeV (předpověď pomocí neporuchové QCD na mřížce, neboli non-perturbative lattice QCD) [1]. Pro představu, uprostřed Slunce je teplota asi $1,5 \cdot 10^5$ K = 1,3 keV [2]. Teplota QGP je tedy velice vysoká, ale je dosažitelná pomocí ultrarelativistických jádro-jádrových srážek.

V dnešní době je tedy cílem tuto novou podobu jaderné hmoty co nejlépe popsat. Ukazuje se, že alespoň v jádro-jádrových srážkách globální chování QGP lze velmi dobře popsat hydrodynamickým modelem pro kapalinu s velice nízkou viskozitou. QGP si tedy můžeme v prvním přiblžení představit jako kapku volných kvarků a gluonů, která se chová téměř jako ideální kapalina.

1.2 Shrnutí hlavních cílů studia jádro-jádrových srážek

Uveďme na závěr této kapitoly hlavní cíle studia jádro-jádrových srážek. Jsou to především:

- Studium nového extrémního stavu hmoty - kvark-gluonového plazmatu. Snahou je popsat globální chování takového média, což se daří pomocí hydrodynamických modelů pro kapalinu s nízkou viskozitou. Dále je to interakce QGP se silně interagujícími částicemi, které se ještě budeme věnovat v kapitole 3.
- Studium fázového diagramu jaderné hmoty, tedy především fázového přechodu mezi hadronovou fází (tj. confinementem) a QGP (tj. deconfinementem). V současnosti je v této oblasti asi nejaktuálnější hledání kritického bodu ve fázovém diagramu. Ideálním výsledkem těchto snah by bylo nalezení stavové rovnice jaderné hmoty, která by nám dokázala předpovědět její chování v závislosti na různých parametrech jako teplota T nebo baryonový chemický potenciál μ_B . Fázovému diagramu jaderné hmoty je věnována kapitola 2.
- Pochopení průběhu jádro jádrové srážky, které je nezbytné pro jakékoliv fyzikální závěry. Když chceme studovat například výše zmíněné problémy prostřednictvím srážek jádro-jádro, musíme nejprve dobře chápát, jak samotné srážky vypadají. Jako reference k těmto srážkám slouží jednak teoretické výpočty pomocí QCD a také experimentální data ze srážek proton-proton nebo např. proton-olovo.

Kapitola 2

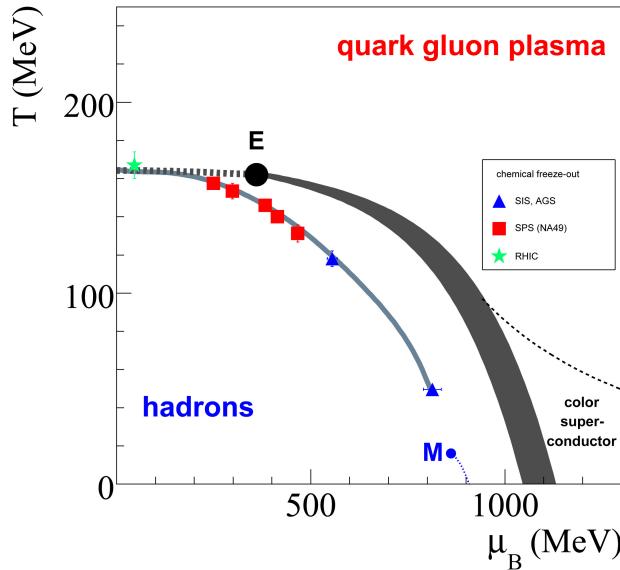
Fázový diagram jaderné hmoty

2.1 Základní charakteristiky fázového diagramu

Jedna ze základních věcí, která nás zajímá při studiu jaderné hmoty je její fázový diagram. Ve zjednodušené formě ho můžeme vidět na Obr. 2.1. Na svislé ose je teplota jaderné hmoty T , na vodorovné je její baryonový chemický potenciál μ_B . Na vodorovnou osu lze alternativně volit například baryonovou hustotu. Při nízkých teplotách a malém baryonovém chem. potenciálu (hustotě) jsou kvarky vázány v barevně neutrálních hadronech, jak již bylo diskutováno v první kapitole. Tomu na Obr. 2.1 odpovídá oblast označená jako „hadrons“. Při vysokých teplotách a nevelkém baryonovém chem. potenciálu předpokládáme fázi QGP a nakonec při nízkých teplotách a vysokém baryonovém chem. potenciálu předpokládáme fázi tzv. barevného supravodiče (color super-conductor).

Hadronová fáze a QGP byly diskutovány již v první kapitole. Zmiňme se tedy stručně o barevném supravodiči. Za nízkých teplot a vysokém baryonovém chem. potenciálu se kvarky spojují do tzv. Cooperových páru, které pak mohou zkondenzovat do barevného supravodiče [3]. Kondenzace je možná, protože jakýkoliv vázaný pár kvarků, jakožto zástupce fermionů, tvoří boson, pro který neplatí Pauliho vylučovací princip. Všechny takové páry v systému tak mohou „spadnout“ do základního stavu. Taková fáze se vyznačuje různými narušenými symetrie a odlišnými excitačními energiemi oproti klasické jaderné hmotě. Název supravodič tato fáze získala, protože určité vlastnosti a fyzikální principy má společné s klasickými supravodiči. Když totiž dostatečně ochladíme kov, tak volně elektrony z vodivostního pásu také vytvářejí Cooperovy páry, které následně také kondenzují.

Budeme-li zvětšovat teplotu nebo chemický potenciál v jistém okamžiku se změní fáze. Na Obr. 2.1 jsou naznačeny jednotlivé fázové přechody. Předpokládá se, že při nízkém baryonovém chem. potenciálu a zvyšující se teplotě bude mít tento přechod charakter tzv. cross-overu, půjde tedy o plynulý přechod do QGP



Obr. 2.1: Fázový diagram jaderné hmoty. Na vodorovné ose je baryonový chemický potenciál μ_B , na svislé teplota T . Naznačen je dále předpokládaný fázový přechod prvního druhu (šedá oblast), kritický bod (ozn. E) a tzv. cross-over (šedá přerušovaná čára). Vyobrazeny jsou tři hlavní předpokládané fáze jaderné hmoty - hadrony, QGP a tzv. barevný supravodič (color super-conductor). Body ukazují místo chemického „vymrznutí“ vypočítaného na základě statistického modelu. [1]

(šedá přerušovaná čára). Teplota při které k tomuto přechodu dochází se nazývá kritická teplota T_c a její hodnota se odhaduje na $T_c \approx 170$ MeV [1]. Při vyšším chemickém potenciálu bude tento přechod prvního druhu (šedá oblast) a mezi cross-overem a přechodem prvního druhu je předpokládaný kritický bod (ozn. E). Nakonec pak při nízkých teplotách a zvyšujícím se chemickém potenciálu předpokládáme přechod prvního druhu do barevného supravodiče (color super-conductor).

Na Obr. 2.1 jsou dále vyobrazeny body, které jsou vypočteny na základě statistického modelu a předpovídají pozici tzv. chemického „vymrznutí“ (chemical freeze-out). To bude ještě diskutován v sekci 3.1.3 o časovém vývoji jádro-jádrové srážky.

2.2 Vlastnosti fázových přechodů

Předtím, něž se pustíme do samotného popisu fázových přechodů, zdůrazníme, že všechny závěry a hodnoty uvedené v této sekci pocházejí z [3], pokud není

uvedeno jinak. Takových hodnot a závěrů zde bude uvedena celá řada a protože pocházejí ze stejného pramene, nemá smysl uvádět citaci u každé hodnoty zvlášť.

Nyní tedy přejděme k fázovým přechodům samotným. Vlastnosti fázového diagramu popsané v předchozí části vycházejí z teoretických předpovědí. Tyto předpovědi jsou však závislé na různých podmínkách, např. počet vůní kvarků nebo hmotnost kvarků, se kterými model počítáme. Podívejme se nyní konkrétně na některé možnosti, jak určit místo a charakter fázového přechodu.

Jedna z veličin, konkrétně v QCD na mřížce za konečné teploty, pomocí které lze studovat fázové přechody je tzv. Polyakov loop L , která je úměrná teplotě T podle vztahu [3]

$$L(T) \sim \lim_{r \rightarrow \infty} \exp \left[-\frac{V(r)}{T} \right], \quad (2.1)$$

kde $V(r)$ je potenciál dvou statických kvarků, jejichž vzdálenost je r . Z celkem nesložitých úvah pak lze odhadnout chování této veličiny ve fázi hadronů (tj. confinementu) a ve fázi QGP (tj. deconfinementu). Ve fázi hadronů totiž víme, že potenciál mezi kvarky roste přímo úměrně jejich vzdálenosti a tedy pro $r \rightarrow \infty$ platí, že i $V(r) \rightarrow \infty$, z čehož plyne, že $L = 0$. Naopak ve fázi QGP, díky vzájemnému stínění barevných nábojů, má $V(r)$ nějakou kladnou, konečnou hodnotu a tedy i L má kladnou, konečnou hodnotu.

Dochází-li k fázovému přechodu mezi diskutovanými fázemi při teplotě T_c , pak díky výše popsanému chování dostáváme, že pro $0 < T < T_c$ je $L(T) = 0$ a pro $T_c < T$ je $L(T) > 0$. Měření, resp. modelování $L(T)$ nám tedy může poskytnout kde se konkrétně nachází kritická teplota T_c .

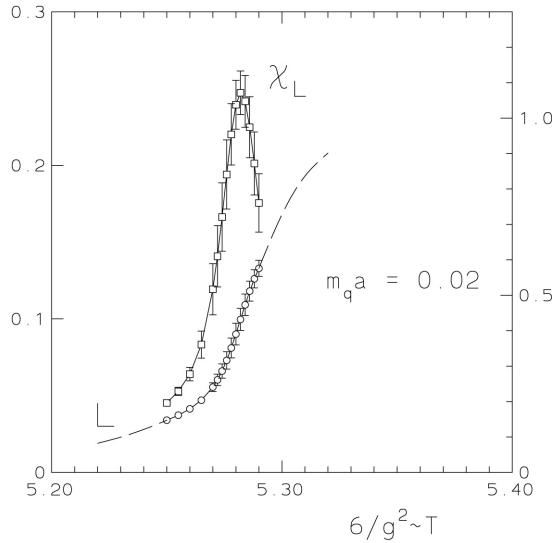
Za zmínku také stojí, že vztah (2.1) je pro hadronovou fázi příliš obecný. Z vlastností silné interakce víme, že když od sebe vzdalujeme dva kvarky, roste mezi nimi potenciál až do okamžiku, kdy už je výhodné vytvořit z vakua páru kvark-antikvark, címž se původní vazba přeruší. V hadronové fázi tedy reálně potenciál nikdy není nekonečný, ale dosáhne zpravidla hodnoty blízké M_h , což je hmotnost nejlehčího hadronu. Za touto hranicí je právě energeticky výhodnější vytvořit nové částice, než aby potenciál vazby dále rostl. Proto nám vztah (2.1) přejde na [3]

$$L(T) \sim \exp \left(-\frac{M_h}{T} \right), \quad (2.2)$$

díky čemuž v hadronové fázi již L není nulové, ale pouze exponenciálně blízké nule.

Funkci $L(T)$ lze dobře interpretovat graficky, což můžeme vidět na Obr. 2.2. Tam je kromě L dále vynesena závislost susceptibility $\chi_L \sim \langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2$ [3]. Jak vidíme jak L tak χ_L prodélávají v jisté teplotě rychlou změnu, která odpovídá očekávanému chování popsanému výše, tedy, že L rychle zvyšuje svoji hodnotu téměř z nuly na nějakou nenulovou, kladnou hodnotu. Lze tedy odhadnout, že zde dochází k fázovému přechodu.

K určení kritické teploty lze také použít závislost hustoty energie $\frac{\epsilon}{T^4}$ na teplotě T . Příklad takové závislosti můžeme vidět na Obr. 2.3, kde jsou vy-



Obr. 2.2: Graf L a příslušné susceptibility χ_L na teplotě T pro QCD se dvěma vůněmi. [4]

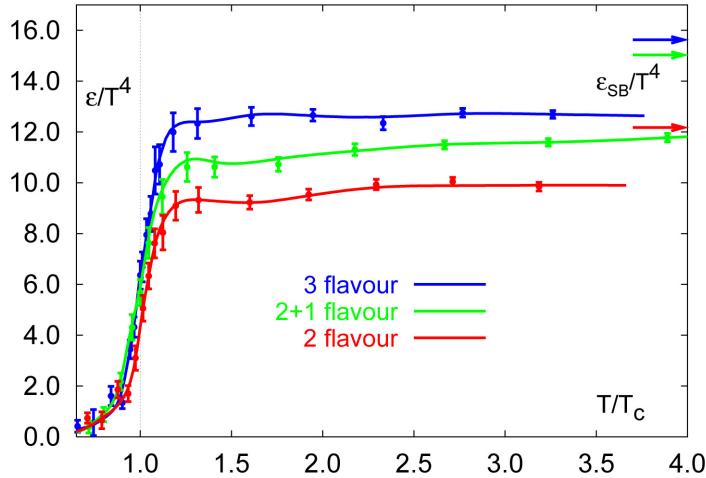
obrazeny simulace pro tři různé počty vůní kvarků. Jak vidíme, tak při kritické teplotě T_c dochází k razantnímu zvýšení hustoty energie pro všechny tři závislosti, což naznačuje přítomnost fázového přechodu. Hodnoty označené $\frac{\epsilon_{SB}}{T^4}$ jsou tzv. Stefan-Boltzmannovy hodnoty a odpovídají modelu ideálního plynu nehmotných kvarků a gluonů.

Závislosti jsou však přibližně 10% pod těmito hodnotami i pro vysoké teploty, při kterých se předpokládá, že interakce jsou již velmi slabé. Naznačuje to tedy, že tyto interakce a hmotnosti kvarků jsou stále nezanedbatelné a médium nelze považovat za ideální plyn. Celkově je však zásadní, že měření hustoty energie v závislosti na teplotě nám opět může napovědět konkrétní hodnotu kritické teploty T_c .

Nemusí nás však zajímat pouze pozice fázových přechodů, ale i jejich charakter. Jako příklad uvedeme fázový přechod pro baryonový chemický potenciál $\mu_B = 0$ a pro proměnlivou teplotu T , přičemž budeme brát v úvahu tři nejlehčí vůně kvarků, tj. u , d a s . Charakter přechodu pak závisí na hmotnostech těchto kvarků (m_u , m_d , m_s), což lze znázornit graficky, viz Obr. 2.4. Na svíslé ose tedy máme hmotnost s -kvarku m_s a na vodorovné hmotnosti u a d -kvarků¹.

Kdyby všechny hmotnosti byly hodně velké, nebo hodně malé, měli bychom v diskutované oblasti fázový přechod prvního druhu (first order transition). Pro jiné hodnoty těchto hmotností bychom dostali přechod ve formě tzv. cross-overu, tedy velmi rychlého, ale spojitého přechodu. Kdybychom se trefili na hraniči cross-overu a přechodu prvního druhu, pozorovali bychom fázový přechod

¹Taková volba je možná, protože předpokládáme $m_u \simeq m_d$.



Obr. 2.3: Hustota energie $\frac{\epsilon}{T^4}$ v závislosti na $\frac{T}{T_c}$, kde T je teplota a T_c kritická teplota. Vyneseny jsou závislosti pro tři různé počty vůní kvarků. Šipky označené $\frac{\epsilon_{SB}}{T^4}$ odpovídají teoretickým hodnotám pro ideální plyn nehmotných kvarků, tzv. Stefan-Boltzmannovy hodnoty. [5]

druhého druhu (second order transition).

Když do tohoto grafu vyneseme bod odpovídající pozorovaným hmotnostem kvarků, zjistíme, že se nachází v oblasti cross-overu (na Obr. 2.4 označeno jako *physical point*). Proto tedy předpokládáme na Obr. 2.1 pro malý baryonový chemický potenciál μ_B fázový přechod v podobě cross-overu. Doplňme ještě, že výpočty pro Obr. 2.4 byly počítány na základě QCD na mřížce za konečné teploty.

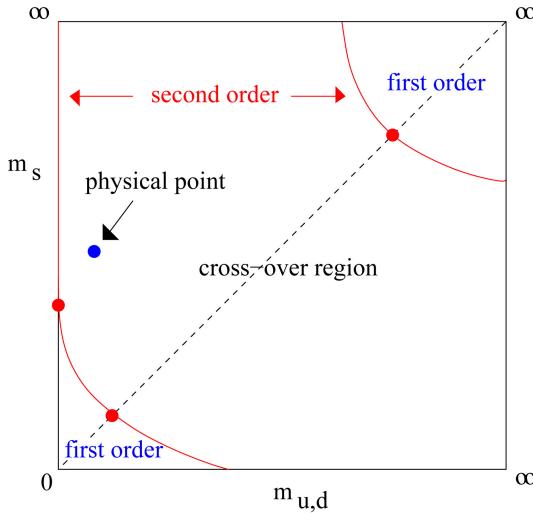
Celkově jsme si tedy ukázali, že existuje řada způsobů, jak studovat fázový diagram jaderné hmoty po teoretické stránce. Výsledky však významně závisí na tom, jak si nastavíme počáteční podmínky.

2.3 Hledání kritického bodu

V této sekci se podíváme na experimentální studium fázového diagramu. Jako příklad můžeme uvést hledání kritického bodu na experimentu STAR, RHIC. Tam měřili tzv. net-protonovou multiplicitu ΔN_p ve srážkách Au-Au a p-p definovanou jako [6]

$$\Delta N_p = N_p - N_{\bar{p}}. \quad (2.3)$$

Jde tedy o rozdíl v počtu produkovaných protonů a antiprotonů v dané srážce. V měření a především v teoretických předpovědích se předpokládalo, že rozdělení



Obr. 2.4: Charakter fázového přechodu pro nulový baryonový potenciál μ_B v závislosti na hmotnosti kvarků u , d a s . Výpočty byly počítány na základě QCD na mřížce za konečné teploty. [3]

počtu protonů a antiprotonů je Poissonovo, jinak řečeno že ΔN_p má tzv. Skellamovo rozdělení².

Měření se pak provádělo pro různé energie srážek na nukleonový pár $\sqrt{s_{NN}}$ a sledovalo se, jak moc se ΔN_p liší právě od Skellamova rozdělení. To lze demonstrovat například na grafu na Obr. 2.5, kde jsou závislosti $S\sigma$ (nahore), $\kappa\sigma^2$ (uprostřed) a poměru $S\sigma/\text{Skellam}$ (dole) na energii srážky $\sqrt{s_{NN}}$ pro dvě různé centrality srážky Au-Au a srážku p-p. Červená plocha označuje UrQMD model³, který nepočítá s existencí kritického bodu [7].

Vysvětlete tedy, co jednotlivé veličiny znamenají. Symbol σ znamená standardní odchylku, S je tzv. skewness (nesouměrnost) a κ je tzv. kurtosis (šikmost nebo špičatost). Jedná se tedy o vlastnosti Skellamova rozdělení. Nesouměrnost S a špičatost κ lze obecně definovat jako [6]

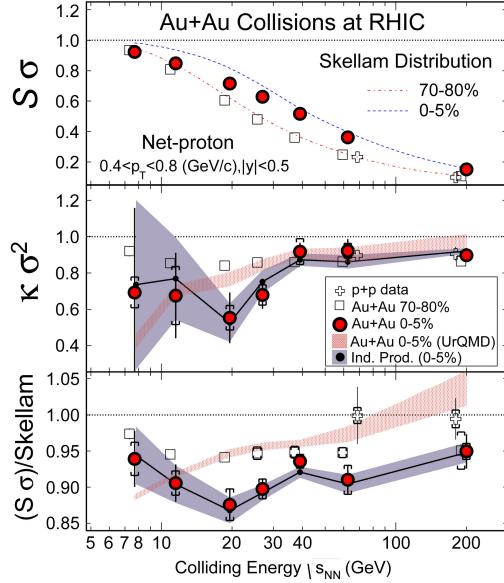
$$S = \frac{\langle(\delta N)^3\rangle}{\sigma^3}, \quad (2.4)$$

$$\kappa = \frac{\langle(\delta N)^4\rangle}{\sigma^4}, \quad (2.5)$$

$$\delta N = \Delta N_p - \langle\Delta N_p\rangle. \quad (2.6)$$

²Skellamovo rozdělení se označuje rozdílem náhodné veličiny, která vznikla jako rozdíl dvou jiných náhodných veličin, které obě mají Poissonovo rozdělení s obecně různými očekávanými hodnotami. Skellamovo rozdělení se pak modifikuje podle konkrétních očekávaných hodnot.

³UrQMD = Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics model.



Obr. 2.5: Měření kritického bodu na experimentu STAR, RHIC ve srážkách Au-Au pro dvě různé centralitu a p-p. Vyobrazena je závislost $S\sigma$ (nahoře), $\kappa\sigma^2$ (uprostřed) a poměru $S\sigma/\text{Skellam}$ (dole) na energii srážky $\sqrt{s_{NN}}$. Červená plocha je UrQMD model, který nepočítá s existencí kritického bodu, černé body s šedou plochou je pak očekávaná závislost za předpokladu nezávislé produkce protonů a antiprotonů. [6]

Pro detailnější zkoumání tvaru rozdělení ΔN_p je výhodné zavést tzv. kumulanty⁴ C_n . Pro účely tohoto měření byly zadefinovány čtyři [6]:

$$C_1 = M, \quad (2.7)$$

$$C_2 = \sigma^2, \quad (2.8)$$

$$C_3 = S\sigma^3, \quad (2.9)$$

$$C_4 = \kappa\sigma^4, \quad (2.10)$$

kde M je střední hodnota. Opět jde o obecné definice.

Pro diskutované měření pak pomocí výše zmíněného lze definovat veličiny použité na Obr. 2.5 jako [6]

$$S\sigma = \frac{C_3}{C_2} = \frac{M_p - M_{\bar{p}}}{M_p + M_{\bar{p}}}, \quad (2.11)$$

$$\kappa\sigma^2 = \frac{C_4}{C_2} = 1, \quad (2.12)$$

⁴Jde o jiné kumulanty než definujeme níže v sekci 3.2.4.

přičemž výrazy za druhými rovnostmi (tj. zcela vpravo) platí v případě, že ΔN_p se řídí Skellamovým rozdělením.

Jak vidíme na Obr. 2.5, tak experimentální data se od předpovědi liší jak pro $S\sigma$, tak $\kappa\sigma^2$. V obou případech data leží pod předpovědí a pro nižší energie srážky $\sqrt{s_{NN}}$ je rozdíl dat a předpovědi spíše větší oproti vyšším energiím. Takové chování je konzistentní s existencí kritického bodu (z modelu na bázi QCD). Problém je však v tom, že na Obr. 2.5 je také simulace (červená plocha), která s existencí kritického bodu nepočítá a zároveň vykazuje podobné chování jako experimentální data. Podle [6] je tedy nutné ještě provést simulace s modelem, který v sobě kritický bod zahrnuje, aby bylo možné udělat nějaké hlubší závěry. Přesto se jedná o převratné měření a prozatím můžeme říci, že nám celkem dobře potvrzuje existenci kritického bodu.

Kapitola 3

Experimentální projevy QGP

Jak již bylo řečeno dříve, kvark-gluonové plazma je extrémní stav hmoty, kde kvarky a gluony nejsou vázány v hadronech, který byl pravděpodobně přítomen ve velmi raném stádiu vývoje našeho vesmíru, přibližně 10^{-5} s po Velkém třesku [2]. V současném vesmíru ho však nikde nepozorujeme, musíme si ho tedy nějak „vyrobit“ a předpokládá se, že je to možné prostřednictvím ultrarelativistických jádro-jádrových srážek.

3.1 Vlastnosti jádro-jádrových srážek

V první části této kapitoly se podíváme na některé význačné vlastnosti jádro-jádrových srážek. Nejprve probereme jejich geometrii, dále pak jejich fyzikální projevy a časový vývoj, vše ve vzájemném kontextu.

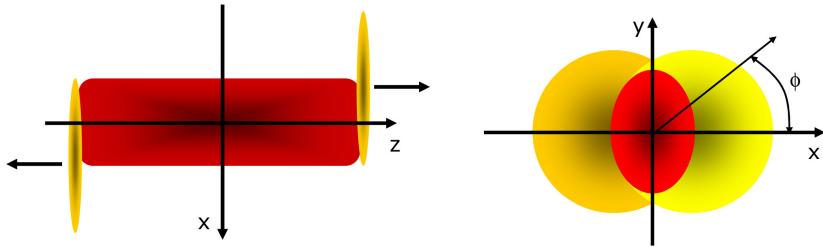
3.1.1 Geometrie jádro-jádrové srážky

Geometrie jádro-jádrových srážek se zavádí kvůli konečným a relativně velkým rozměrům srážených jader. Při teoretických předpovědích i při zpracování experimentálních dat je tedy potřeba nějak zohlednit, jak se dvě jádra srazila. V této sekci se proto podíváme na několik základních pojmu používaných při popisu geometrie jádro-jádrových srážek.

Nejprve je potřeba si vhodně zavést systém souřadných os. Konvenčně se systém volí jako pravotočivý, přičemž osa z je rovnoběžná s osou svazku a osy x a y jsou na ni kolmé (osa x bývá volena jako vodorovná a osa y jako svislá). Počátek systému pak volíme v těžišti srážených jader (příp. protonů) a protože se obě jádra srážejí se stejnou rychlostí, je tento systém v klidu v laboratorní soustavě. V případě nesymetrických srážek, např. p-Pb, je počátek volen pevně v místě srážky, opět se tedy nepohybuje vůči laboratorní soustavě, těžiště systému

se ale vůči tomuto systému pohybuje, což je třeba brát v úvahu při výpočtu některých veličin (např. rapidity, viz vztah (3.3), sekce 3.2.1).

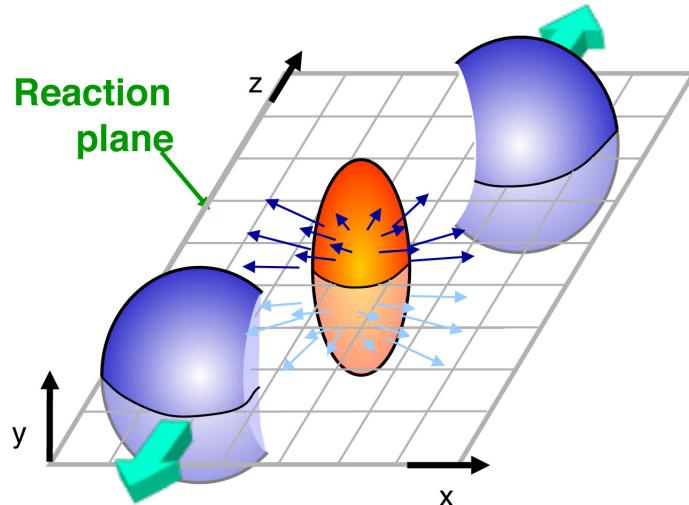
V takto zavedené soustavě pak můžeme snadno určit dráhy částic produkovaných ve srážce. To se provádí pomocí dvou úhlů. První, tzv. azimutální úhel, měříme od osy x v rovině xy a značíme ho zpravidla ϕ nebo φ (viz Obr. 3.1 vpravo). Druhý, tzv. podélný úhel, je měřen od osy z a bývá označován θ . Pro podélný směr se však častěji používá veličina, které říkáme pseudorapidita η a lze ji vypočítat pomocí θ podle vztahu (3.4). Definice a přednosti této veličiny jsou diskutovány v sekci 3.2.1 níže.



Obr. 3.1: Nákres semicentrální jádro-jádrové srážky v rovině rovnoběžné se svazkem (vlevo) a v rovině kolmé na svazek (vpravo). Červeně je označena aktivní zóna srážky. V pravé části je dále naznačen azimutální úhel ϕ . Vyobrazen je případ když je rovina srážky vodorovná, resp. když je osa x volena rovnoběžná s rovinou srážky. [8] (upraveno)

Jak již bylo řečeno výše, tak srážená jádra musíme považovat za prostorové objekty. Vzhledem k tomu že se jádra v urychlovačích srázejí s ultrarelativistickými rychlostmi vůči laboratorní soustavě, jsou silně zploštělá v podélném směru v důsledku kontrakce délek, přičemž relativistický gama faktor má při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV}/n$ hodnotu $\gamma = 2963,5$ [9]. V jednoduchém přiblížení lze tedy jádra považovat za disky nenulové tloušťky, které se pak srázejí s různým vzájemným překryvem a proto je nutné zavést centralitu, která nám zohledňuje jak moc se tato jádra překrývají. To lze udělat několika způsoby, více viz sekce 3.2.1. Dále se zde zavádí dva termíny, které nám označují konstituentní částice z obou jader, které se srážky přímo účastní - participants („účastníci“) a ty, které se jí neúčastní - spectators („diváci“). Po srážce samotné se mezi „účastníky“ srážky vytvoří oblast s velkým množstvím vzájemně interagujících částic, na Obr. 3.1 vlevo označená červeně, kterou budeme nazývat aktivní oblast.

Další pojem, který souvisí přímo s vzájemnou pozicí dvou jader je tzv. rovina srážky. Jak můžeme vidět na Obr. 3.2 tak tato rovina je rovnoběžná s osou svazku a leží v ní spojnice středů obou jader. Takto definovaná rovina nám umožňuje pootočit si základní souřadinný systém tak, že osa x je rovnoběžná s touto rovinou a osa y je na ni kolmá, což nám pak například umožňuje snadno porovnávat měření z různých srážek nebo chování produkovaných částic v dané srážce vůči této rovině.



Obr. 3.2: Prostorový nákres semicentrální jádro-jádrové srážky k výkladu roviny srážky a excentricity aktivní zóny srážky. [10]

Na Obr. 3.2 dále vidíme to, že aktivní oblast srážky je značně nesymetrická. Tvar této oblasti bývá označován jako „almond shape“, tedy mandlový tvar. V souvislosti s tímto jevem se zavádí pojem excentricita, kterou můžeme chápat jako excentricitu elipsy v případě, že překryv jader lze approximovat právě elipsoidem, jako na Obr. 3.1 vpravo. Ve skutečnosti překryv jader nemusí mít eliptický tvar, protože, jak víme, jádra se skládají z protonů a neutronů a nemůžeme je tedy považovat za homogenní. Výsledná asymetrie je tedy silně závislá na rozložení konstituentů v obou srážených jádrech. V každé srážce je tedy tvar překryvu trochu jiný, což souhrnně nazýváme fluktuace excentricity. Jak uvidíme níže, tak tyto prostorové asymetrie mají zásadní vliv na chování částic v aktivní zóně srážky.

3.1.2 Fyzikální projevy jádro-jádrové srážky

Jak již bylo zmíněno výše, tak ve srážkách jádro-jádro se sráží vždy několik konstituentů, tj. protonů a neutronů, z každého jádra. Takovým dílčím srázkám se říká binární srážky (ve smyslu dvoučásticové) a bývají označovány N_{coll} . Kdyby byly tyto binární srážky zcela nezávislé, byla by srážka jádro-jádro jejich prostou superpozicí. Stačilo by nám tedy měřit například srážky proton-proton a výsledky pro jádro-jádrově srážky bychom pak dostali pouze ze znalosti N_{coll} .

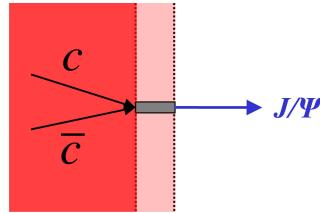
Ukázalo se však, že tomu tak převážně není. Jako hlavní příčina je interakce částic vzniklých v jádro-jádrové srážce s okolní jadernou hmotou - QGP nebo studenou jadernou hmotou¹. Je zde například řada jevů pozorovaných jak v p-

¹Jako efekty studené jaderné hmoty se označují jevy spojené s počátečním stavem srážky. Tyto jevy jsou tedy přítomné například i ve srážkách p-Pb a je třeba je odlišit od jevů

p, tak jádro-jádrových srážkách, ale v jádro-jádrových jsou často velmi výrazně modifikovány, což lze mnohdy uspokojivě vysvětlit právě přítomností QGP. Dále jsou tu jevy, které jsou typické právě pro srážky jádro-jádro, které (prozatím) nebyly v p-p srážkách pozorovány. Jde především o jevy spojené s prostorovými asymetriemi diskutovanými v předchozí sekci, které v kombinaci s přítomností QGP mají zásadní fyzikální dopady. Podívejme se tedy konkrétně na některé důležité projevy jádro-jádrových srážek.

Jako první můžeme uvést například produkci častic. Experimentálně bylo zjištěno, že QGP potlačuje produkci hadronů s vyššími hodnotami příčné hybnosti p_T v jádro-jádrových srážkách oproti p-p srážkám, viz Obr. 5.1. Nejprve zdůrazněme, že většinu častic (hadronů) produkováných v ultrarelativistických srážkách nedetekujeme přímo, ale z jejich rozpadových produktů. To je dané tím, že tyto produkovány částice jsou zpravidla těžké a mají krátkou dobu života, než tedy doletí do detektoru rozpadnou se na lehčí částice. QGP však potlačuje produkci těchto častic a to tak, že po dobu své existence zamezuje vzniku hadronů.

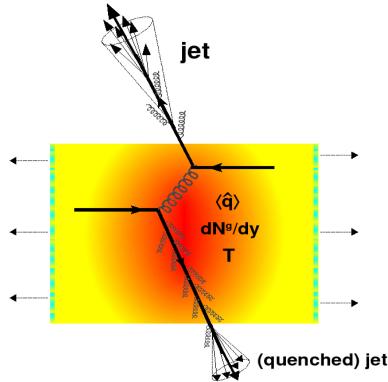
Mechanismus tohoto jevu se dobře popisuje například na částici J/ψ , tzv. charmoniu - mezonu $c\bar{c}$. Představme si, že vložíme J/ψ do QGP. Z teorie silné interakce, popsané v první kapitole, víme, že J/ψ si lze představit jako dva barevné náboje (kvarky) spojené silnou vazbou, tedy gluonovým polem, zatímco QGP je směs v podstatě volných kvarků a gluonů. Jak kvarky tak gluony nesou barevný náboj a ty se správným nábojem jsou pak přitahovány ke kvarkům vázaným v J/ψ . Takto se kolem jednotlivých kvarků v charmoniu vytvářejí „kulíčky“ barevného náboje, které při dostatečné velikosti dokáží vzájemně odstínit páru $c\bar{c}$. Kvarky tak na sebe přestanou vzájemně „vidět“ a J/ψ se tak v plazmatu rozpustí. Tento mechanismus se nazývá Debyeovo stínění a je zcela ekvivalentní stejněmu jevu v klasickém plazmatu - disociovaném plynu. Rozdíl je jen v tom že v QGP máme tři náboje, místo jednoho (a příslušné antináboje) a v tom že gluony, jakožto intermediální částice silné interakce, také nesou barevný náboj (konkrétně jednu barvu a antibarvu) v kontrastu s neutrálními fotony, intermediálními částicemi elektromagnetické interakce.



Obr. 3.3: Schema rekombinace částice J/ψ v QGP. Červeně je vyznačena oblast QGP. [10]

Doprovodný a do jisté míry konkurenční jev k rozpouštění častic v QGP je tzv. rekombinace. Ta spočívá v tom, že při velkých hustotách kvarků vhodného typu v QGP se mohou tyto kvarky spojit zpět do nějaké částice, zpravidla spojených s QGP.

mezonu. To lze opět dobře demonstrovat na J/ψ . Schema rekombinace J/ψ je naznačeno na Obr. 3.3. Ukázalo se, že je tento jev silnější v jádro-jádrových srážkách s vyšší energií, což lze vysvětlit tak, že v energetičtějších srážkách vzniká v prvotní fázi srážky více částic daného typu a v QGP je pak vyšší hustota například c a \bar{c} kvarků. Je tedy větší pravděpodobnost, že se takový pár kvark-antikvark v QGP potká a zrekombinuje.

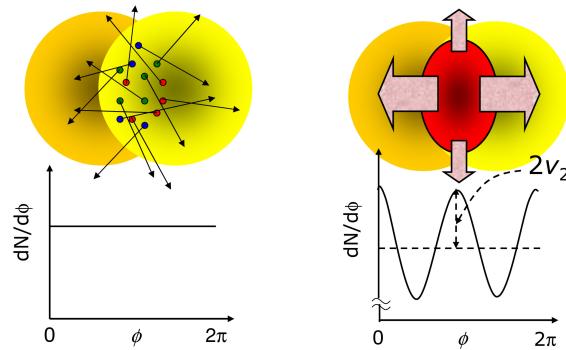


Obr. 3.4: Schema k výkladu zhášení jetů. Vyobrazen je diagram produkce a následný průchod jetů skrz QGP v centrální jádro-jádrové srážce. Horní jet není potlačen téměř vůbec, spodní pak mnohem více, kvůli delší dráze uražené skrz QGP. [11]

Další důležitý jev doprovázející jádro-jádrové srážky a úzce související s QGP je tzv. zhášení jetů (jet quenching). Jety samotné jsou úzké výtrysky částic, které pocházejí z rozpadu velmi energetických kvarků nebo gluonů. Tyto mateřské částice jetů pocházejí ze srážek dvou partonů ze srážených jader (resp. ze srážky proton-proton), přičemž vznikají v párech a kvůli zákonu zachování hybnosti pak vylétají z místa srážky v opačných směrech, zpravidla téměř kolmo na svazek a následně se rozpadají na jety. Oproti p-p srážkám, kde pohyb částic a jetů nic nebrání, musí v jádro-jádrové srážce částice i jety projít část své dráhy skrz QGP. Protože jak mateřské částice, tak částice v jetech silně interagují s okolním médiem, ztrácejí energii a hybnost. To se pak projeví tím, že jeden z jetů detekujeme slabší než druhý. Tato situace je schématicky naznačena na Obr. 3.4. Zde se zavádí pojmy označující jednotlivé jety. Ten s vyšší hybností, resp. energií (méně potlačený), se označuje jako vedoucí jet (leading jet nebo near-side jet) a více potlačený jako přidružený jet (subleading jet nebo away-side jet). V krajním případě může být přidružený jet zcela potlačen.

Poslední jev, na který se zde podíváme jsou tzv. harmonické toky v_n . Zde si probereme teoretické aspekty tohoto jevu, explicitně si toky zavedeme až v následující sekci. Tyto toky mají svůj původ v prostorové asymetrii aktivní zóny diskutované v předchozí části a jde o globální asymetrii ve spektru příčných hybností p_T v azimutálním úhlu. To znamená, že najdeme směry, ve kterých je celková příčná hybnost částic větší než v jiném. Jaké jsou tyto směry závisí na

konkrétním tvaru prostorové asymetrie.



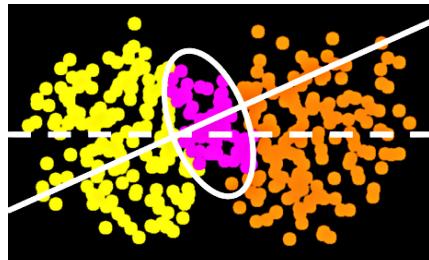
Obr. 3.5: Chování aktivní části semicentrální jádro-jádrové srážky v případě, že částice mají velkou střední volnou dráhu (vlevo), nebo malou střední volnou dráhu (vpravo) vůči rozměrům aktivní zóny. Nahoře schema srážky, dole předpokládané azimutální rozdělení částic. [8]

Jako nejjednodušší příklad můžeme uvést eliptický tok v_2 . Ten vzniká v případě, že překryv jader má přibližně eliptický tvar, tedy když aktivní zóna má „mandlový tvar“. Tato situace je vyobrazena na Obr. 3.2 a Obr. 3.5. Jak vidíme, tak preferovaný směr pohybu částic aktivní zóny je v rovině reakce, tedy ve směru ve kterém je aktivní zóna užší. To lze vysvětlit tak, že když uprostřed aktivní zóny je určitý tlak a na jejím okraji je vše stejný, nižší tlak, tak gradient tohoto tlaku je větší právě ve směru roviny reakce oproti směru kolmém na tu rovinu. A kde je větší gradient, je také větší síla a proto částice pohybující se v rovině reakce obdrží o něco vyšší příčnou hybnost.

Z tohoto chování lze usoudit také vlastnosti částic v aktivní zóně. Jak je naznačeno na Obr. 3.5, tak toto chování je možné pouze tehdy, pokud střední volná dráha částic v aktivní oblasti je výrazně menší než jsou rozměry oblasti samotné. V opačném případě, tedy když je střední volná dráha částic větší než rozměry aktivní zóny, by k tomuto jevu nedošlo.

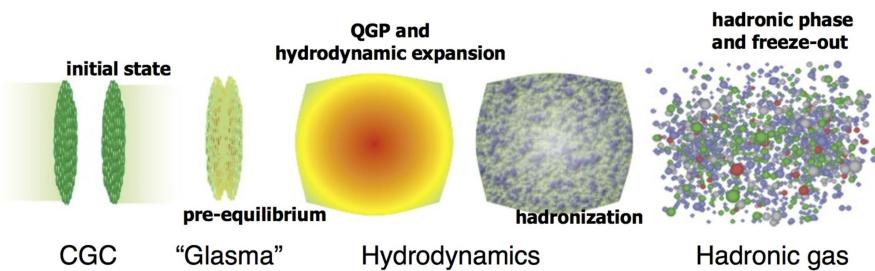
Situace však nikdy není dokonalá jako v případech diskutovaných výše. Na Obr. 3.6 je vyobrazen model, jak by jádro-jádrová srážka mohla vypadat ve skutečnosti. Vidíme, že překryv jader sice lze approximovat elipsou, budeme tedy pozorovat eliptický tok. Tato elipsa je však pootočená vůči rovině srážky (přerušovaná čára) a proto se zavádí rovina eliptického toku (plná čára, n th order event plane).

Rozložení konstituentů v jádrech má tedy velký vliv na charakter pozorované hybnostní asymetrie. Překryv jader nemusí mít vždy eliptický tvar, ale může to být například trojúhelník, pak bychom pozorovali trojúhelníkový tok v_3 , čtverec - v_4 atd. Navíc v každé srážce je překryv vždy trochu jiný a tedy i hybnostní asymetrie je jiná a proto pozorujeme fluktuace haronických toků.



Obr. 3.6: Rozložení participantů v jádtech při jádro-jádrové srážce vypočtené z Glauberova modelu. Fialové jsou označeni „účastníci“ srážky, žlutě a oranžově „diváci“. Elipsa naznačuje approximaci překryvu jader, přerušovaná čára rovinu srážky a plná čára eliptického toku. [8]

3.1.3 Časový vývoj jádro-jádrové srážky



Obr. 3.7: Schema jednotlivých fází jádro-jádrové srážky. Detailnější popis viz text. [10]

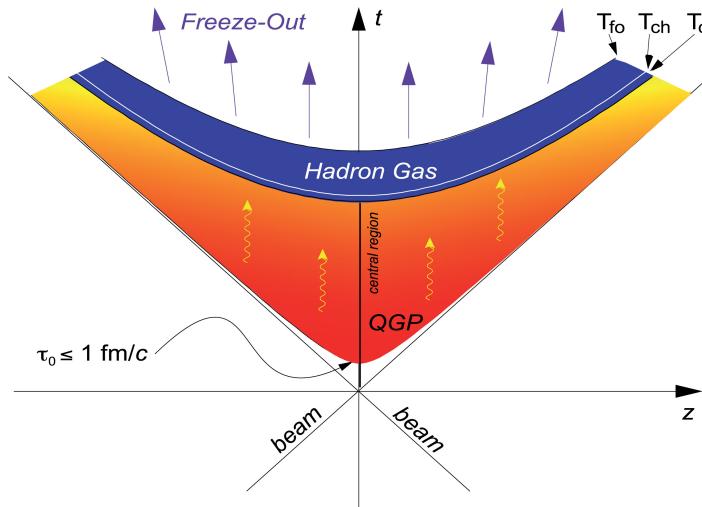
Důležité je podívat se také na to, jak se vlastně jádro-jádrová srážka vyvíjí v čase. Základní fáze jádro-jádrové srážky můžeme vidět na Obr. 3.7. Jedna z možných approximací pro první fázi srážky (initial state) je, že jádra jsou ve stavu tzv. color glass condensate (CGC). Tento stav pozorujeme u jader, která se vůči nám pohybují velmi vysokými, ultrarelativistickými, rychlostmi, která jsou v důsledku kontrakce dlelk smrštěná ve směru svého pohybu a proto se gluony uvnitř jádra jeví jako hustá stěna. Tento efekt se značně zesiluje s rostoucí energií pohybujících se jader.

Ve velmi krátkém okamžiku před a těsně po srážce dvou jader, ještě před utvořením QGP, spolu jednotlivé partony silně interagují (na Obr. 3.7 označeno jako pre-equilibrium). Vznikají tak těžké částice a částice s velmi vysokou příčnou hybností. Takovou produkci částic v úvodní fázi srážky nazýváme tvrdé procesy nebo tvrdý rozptyl (hard scattering).

Když se od sebe jádra ještě o něco vzdálí, gluonová pole mezi jádry i produkty z tvrdých procesů vytvářejí další částice. Hustota energie a především teplota je následně tak vysoká, že se „zažehne“ QGP. Takto vzniklá „kapka“ QGP se pak

rozpíná a postupně chladne, až nakonec teplota klesne pod kritickou teplotu $T_c \approx 170$ MeV [1]. V ten okamžik se kvarky a gluony spojí zpět do hadronů. Tomuto procesu říká hadronizace.

Tak systém postupně „vymrzá“ až do stavu, kdy už se složení hadronů prakticky nemění, ale částice mezi sebou stále interagují. Této fázi se říká hadronový plyn. Tomu odpovídá teplota tzv. chemického „vymrznutí“ T_{ch} (chemical freeze-out), která je nižší a pravděpodobně velmi blízká kritické teplotě T_c . Hadronový plyn se dále rozpíná a chladne, až překročí teplotu tzv. kinetického „vymrznutí“ T_{kin} (kinetic freeze out). Od toho okamžiku již spolu jednotlivé hadrony neinteragují.



Obr. 3.8: Časový vývoj jádro-jádrové srážky v rovině tz . Na svislé ose je tedy čas t a značí osu svazku. Naznačena je fáze QGP (oranžová) a hadronového plynu (fialová). Dále je označena kritická teplota T_c , teplota chemického „vymrznutí“ T_{ch} (chemical freeze-out) a teplota kinetického „vymrznutí“ T_{fo} (kinetic freeze-out). [1]

Výše popsaný časový vývoj se dá přehledně zobrazit také graficky. Příklad takového grafu je na Obr. 3.8, kde na svislé ose je čas t a na vodorovné je souřadnice z , tedy osa svazku. Vyobrazena je fáze QGP (oranžová barva), fáze hadronového plynu (fialová barva), dále jsou naznačeny jednotlivé, výše zmíněné, teploty. Teplota kinetického „vymrznutí“ je zde označena T_{fo} .

3.2 Veličiny používané při studiu QGP

V poslední části této kapitoly se podíváme na některé veličiny používané při studiu QGP. Zavedeme zde několik základních veličin používaných v experimentální částicové fyzice a fyzice ultrarelativistických částicových srážek, přičemž vybereme ty, které budeme potřebovat v kapitole o experimentálních výsledcích.

3.2.1 Základní veličiny v experimentální částicové fyzice

Nejprve se podíváme na veličiny, které se použvají nejen při studiu QGP, ale i v jiných odvětvích experimentální částicové fyziky. První takovou veličinou je rapidita částice y , kterou definujeme vztahem

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right), \quad (3.1)$$

kde p_0 a p_z jsou složky 4-hybnosti P této částice

$$P = (p_0, p_x, p_y, p_z) = (E/c, p_x, p_y, p_z). \quad (3.2)$$

Zde E je celková energie částice, p_x , p_y a p_z jsou složky hybnosti částice. Konkrétně v případě urychlovačů se souřadný systém volí tak, že osa z směruje ve směru osy svazku a osy x a y jsou kolmé na osu svazku. Tato veličina je více používaná v teoretické fyzice, protože pracuje s „hezkými“ veličinami a snadno se transformuje při přechodu mezi laboratorní a pohybující se soustavou (tj. při Lorentzově transformaci). Označíme-li si pohybující se soustavu F' a laboratorní F pak platí vztah

$$y' = y + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1-v}{2+v} \right), \quad (3.3)$$

kde v je rychlosť systému F' v laboratorní soustavě F .

Pro experimentální účely je praktické zavést podobnou veličinu, které se říká pseudorapidita, ozn. η . Ta je definovaná jako

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right), \quad (3.4)$$

kde θ je úhel od osy svazku, pod kterým částice vylétá. Když zvolíme souřadnice stejně jako v případě rapidity, lze snadno přepsat pseudorapiditu do tvaru

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right), \quad (3.5)$$

kde $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ je vektor 3-hybnosti (tj. klasické hybnosti) a p_z je jeho třetí složka. Tento tvar má tu výhodu, že pro velké rychlosti (a tedy i hybnosti) pseudorapidita konverguje k rapiditě.

Další důležitá veličina je příčná hybnost p_T . Jak již název napovídá, jedná se o velikost průmětu 3-hybnosti \vec{p} do roviny kolmé na osu svazku, tedy velikost vektoru $\vec{p}' = (p_x, p_y)$. Mezi složkami 3-hybnosti a příčnou hybností platí vztahy

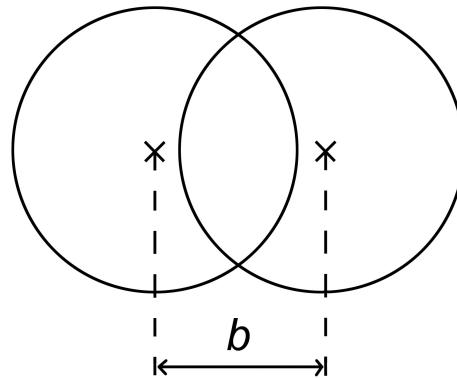
$$p_x = p_T \cos(\phi), \quad (3.6)$$

$$p_y = p_T \sin(\phi), \quad (3.7)$$

$$p_z = p_T \sinh(\eta), \quad (3.8)$$

kde ϕ je úhel zmíněného průmětu \vec{p}' od osy x a η je pseudorapidita částice. Příčná hybnost nám tak umožňuje porovnávat hybnosti všech částí prostřednictvím jedné veličiny a zároveň nám díky vztahům výše, společně se znalostí úhlu ϕ a pseudorapidity η , dává kompletní informaci o hybnosti částice.

Poslední veličinu, kterou v této části zmíníme je centralita srážky, která již byla diskutována v sekci o geometrii jádro-jádrových srážek. První možnost je zavést srážkový parametr b , který udává vzdálenost středů dvou srážených jader (častic) v rovině kolmé na osu svazku.



Obr. 3.9: Nákres k určování srážkového parametru b v jádro-jádrové srážce.

Takto zavedená centralita je sice intuitivní, většinou však nepotřebujeme znát přesnou hodnotu srážkového parametru b . Proto se zavádí centralita pomocí procent tak, že hodnotě $b = 0$ odpovídá centralita 0% (tzv. centrální srážka), naopak hodnotě $b = R_1 + R_2$, kde R_1 a R_2 jsou poloměry jader (častic), odpovídá centralita 100% (tzv. periferální srážka). Centralita se také někdy zavádí pomocí středního počtu „účastníků“ srážky $\langle N_{part} \rangle$.

3.2.2 Jaderný modifikační faktor

Při studiu jádro-jádrových srážek se velmi často využívá srovnání s proton-protonovými srážkami. Jednou z nejdůležitějších veličin, která takové srovnání poskytuje, je jaderný modifikační faktor R_{AA} , který lze definovat jako [12]

$$R_{AA}(p_T) = \frac{dN_{ch}^{AA}(p_T)/dp_T}{\langle N_{coll} \rangle dN_{ch}^{pp}(p_T)/dp_T}, \quad (3.9)$$

kde $dN_{ch}^{AA}(p_T)/dp_T$ je hustota nabitych častic v příčné hybnosti z jádro-jádrové srážky, $dN_{ch}^{pp}(p_T)/dp_T$ je stejná hustota, ale pro nabité částice z proton-protonové srážky a $\langle N_{coll} \rangle$ je střední hodnota počtu binárních srážek v jádro-jádrovém srážce.

Tato veličina tedy porovnává produkci nabitych častic v jádro-jádrové a proton-protonové srážce a byla by rovna jedné v případě, že by se jádro-jádrová

srážka chovala jako prostá superpozice binárních srážek. To však pro nabité částice není pravda, jak si ukážeme v kapitole o dosavadních výsledcích z LHC.

Jaderný modifikační faktor (3.9) jsme zavedli pro nerozlišené nabité částice, ale je možné ho v zavést v podstatě pro libovolnou skupinu častic nebo pro konkrétní částice. Tato volba závisí na tom, co nás v daný okamžik zajímá. Příklady měření R_{AA} jsou uvedeny v sekci 5.1.

3.2.3 Eliptický tok a vyšší harmonické toky

Harmonické toky v_n byly po teoretické stránce rozebrány výše v sekci 3.1, zde je tedy jen explicitně zadefinujeme. Chápeme je jako koeficienty Fourierova rozvoje azimutálního rozdělení častic [13]

$$\frac{dN}{d\varphi} \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\varphi - \Psi_n)], \quad (3.10)$$

kde φ je azimutální úhel, pod kterým detekujeme danou částici, Ψ_n úhel n-tého toku, někdy také nazývaný úhel n-té roviny reakce (*n*th order event plane) a v_n jsou jednotlivé harmonické toky. Problém takto definovaných toků je to, že určit úhel Ψ_n není obecně jednoduché a měření tak mohou být celkem nepřesná.

Měření harmonických toků několika řádů pro různé částice je uvedeno v sekci 5.3.

3.2.4 Vícečásticové kumulanty

Chceme-li studovat několikačásticové korelace častic, můžeme to provést pomocí vícečásticových kumulantů $c_n\{N\}$, kde n značí harmonický tok, ke kterému se daný kumulant vztahuje a N je počet častic, ze kterých kumulant počítáme.

Vícečásticové kumulanty nám poskytují informace o úhlovém rozdělení častic a také o jejich kolektivním (flow) a nekolektivním (non-flow) chování. Když pak na data aplikujeme vhodná omezení, jsme schopni například velmi omezit vliv non-flow a z modifikace $c_n\{N\}$ udělat závěry o vlastnostech zkoumané srážky. To si ukážeme v kapitole shrnující experimentální data z LHC.

Začneme tedy dvoučásticovým kumulantem $c_n\{2\}$. Ten lze definovat pomocí vztahů [14]

$$\langle 2 \rangle = \langle e^{in(\varphi_1 - \varphi_2)} \rangle, \quad (3.11)$$

$$c_n\{2\} = \langle \langle 2 \rangle \rangle, \quad (3.12)$$

kde φ_1 a φ_2 jsou azimutální úhly pro dvě různé detekované častic. V první rovnosti se středuje přes všechny částicové páry z jedné srážky, ve druhé se pak středuje přes různé srážky. Takto zavedený kumulant obsahuje vlivy jak flow, tak non-flow. Ovšem když se nám podaří z něj zcela odebrat vliv non-flow zjistíme, že souvisí s n-tým harmonickým tokem v_n vztahem [14]

$$v_n\{2\} = \sqrt{c_n\{2\}}. \quad (3.13)$$

Podobně lze zadefinovat i čtyřčásticový kumulant $c_n\{4\}$ a to pomocí vztahů [14]

$$\langle 4 \rangle = \langle e^{in(\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 - \varphi_4)} \rangle, \quad (3.14)$$

$$c_n\{4\} = \langle\langle 4 \rangle\rangle - 2\langle\langle 2 \rangle\rangle^2, \quad (3.15)$$

$$v_n\{4\} = \sqrt[4]{-c_n\{4\}}. \quad (3.16)$$

Tentokrát tedy bereme azimutální úhly čtyř různých částic, pro středování zde platí analogická pravidla jako pro dvoučásticový kumulant. Odečítání dvoučásticového kumulantu v definičním vztahu (3.15) se provádí proto, aby ve čtyřčásticovém nebyly přítomny non-flow efekty z dvoučásticového. Opět platí, že když $c_n\{4\}$ neobsahuje no-flow efekty, tak z něj lze snadno získat příslušný harmonický tok a to pomocí vztahu (3.16) [14].

Vícečásticové kumulanty nám tedy umožňují dobře měřit harmonické toky. Oproti přímé metodě, vycházející z rozvoje (3.10) diskutovaného výše, mají kumulanty tu výhodu, že nemusíme určovat úhel n-tého toku Ψ_n . Na to totiž dosud nemáme spolehlivou metodu a vnáší to do měření značné nepřesnosti. Navíc pro každý tok v_n je tento úhel jiný, musíme ho tedy určovat pro každý zvlášť. Pomocí kumulantů jsme tedy schopni se těmto problémům vyhnout.

Příklad měření vícečásticových kumulantů je uveden v sekci 5.2.2 a příklad měření eliptického toku pomocí kumulatnů je v sekci 5.3 (Obr. 5.11).

3.2.5 Hybnostní asymetrie

Hybnostní (energetická) asymetrie A_J je veličina, kterou lze dobře použít např. ve studiu jetů, resp. zhášení jetů. Označíme-li si příčnou energii vedoucího jetu E_{T_1} a příčnou hybnost přidruženého jetu E_{T_2} , pak A_J definujeme vztahem [12]

$$A_J = \frac{E_{T_1} - E_{T_2}}{E_{T_1} + E_{T_2}}. \quad (3.17)$$

Hybnostní (energetická) asymetrie nám tedy říká, jak moc se liší vedoucí a přidružený jet po stránce příčné hybnosti (resp. příčné energie). Pro $A_J = 0$ jsou oba jety stejné, pro $A_J = 1$ je přidružený jet zcela potlačen, hodnota A_J nám tedy udává, do jaké míry je přidružený jet potlačen proti vedoucímu jetu.

Příklad takového měření je na Obr. 5.17 v sekci 5.4.1.

Kapitola 4

Experiment ALICE

V této kapitole se podíváme základní informace o experimentu ALICE. V první sekci se nejprve stručně zmíníme o LHC a urychlovacím řetězci v laboratoři CERN, v druhé části pak shrneme obecné parametry experimentu ALICE a v poslední sekci si pak podrobněji popíšeme některé důležité subdetektory ALICE.

4.1 LHC

4.1.1 Základní parametry

LHC (Large Hadron Collider), neboli velký hadronový urychlovač, je největší a nejvýkonnější urychlovač částic na světě. Nachází se na hranici mezi Francií a Švýcarském nedaleko Ženevy a patří Evropské organizaci pro jaderný výzkum, známé pod zkratkou CERN (z francouzského *Conseil Européen pour la recherche nucléaire*). Pro zajímavost můžeme uvést, že Česká republika a Slovensko (společně, jako Česká a Slovenská Federativní Republika) jsou členem CERN od 20. prosince 1992. Po rozpadu federace 1. ledna 1993 se obě země staly samostatnými členy CERN a to 1. července 1993 [15].

LHC je tzv. storage ring urychlovač, tedy o dva soustředné synchrotrony, ve kterých částice obíhají ve vzájemně opačných směrech. Protiběžné svažky se tedy pohybují odděleně, každý ve své trubici, potkat se mohou pouze na čtyřech místech, kde se obě trubice kříží. Právě na těchto místech se mohou svažky srážet a proto jsou zde umístěny čtyři experimenty: ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Spectrometer) a LHCb.

Obvod tohoto urychlovače je necelých 27 km (26 659 m [16]), což odpovídá průměru přibližně 8,5 km. Urychlovat v něm lze protony až na energii $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ a jádra olova Pb^{82+} až na energii (na nukleon) $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV/n}^1$. Na LHC bylo také provedeno srážení jader olova s protony a to při energii

¹V době vzniku této práce nebylo zatím uskutečněno urychlování jader olova po posledním zvýšení výkonu LHC. Uvedený údaj je tedy maximální energie, na kterou byl urychlovač LHC konstruovaný.

$$\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV/n}^2.$$

Při takto vysokých energiích se jak protony, tak jádra olova pohybují rychlostmi velmi blízkými rychlosti světla. Je tedy zapotřebí velmi silných dipólových magnetů k jejich udržení na „kruhové“ dráze³. Na LHC je celkem 1 232 hlavních dipólů, jejichž magnetické pole dosahuje až 8,33 T. Tyto dipoly jsou vlastně elektromagnety a aby bylo možné dosáhnout takto silného pole, musí být tyto elektromagnety ochlazeny až na teplotu 1,9 K ($-271,3^\circ\text{C}$), aby bylo dosaženo supravodivosti. Jen tehdy může dipoly protékat proud 11 850 A, který vytvoří požadované magnetické pole [16]. Kromě dipólů jsou také velmi důležité jiné magnety, tzv. kvadrupoly, které mají za úkol zaostřovat svazek uvnitř urychlovače. Na LHC bychom našli celkem 392 takových (hlavních) kvadrupólů [16].

Je patrné, že LHC je velice složité zařízení a zde není prostor na detailnější popis. Na závěr této sekce můžeme ještě uvést jednu zajímavost. LHC je tak velký urychlovač, že na něj mají nezanedbatelný vliv slapové jevy. Ty totiž kromě klasického přílivu a odlivu také ovlivňují pevninu. Tento jev je samozřejmě velmi slabý, ale způsobuje, že se obvod LHC mění až o 1 mm [16]. To na první pohled působí jako zanedbatelná změna, ale reálně má vliv na výslednou energii srážek, což je nutné brát v úvahu při jednotlivých měřeních.

4.1.2 Urychlovací řetězec

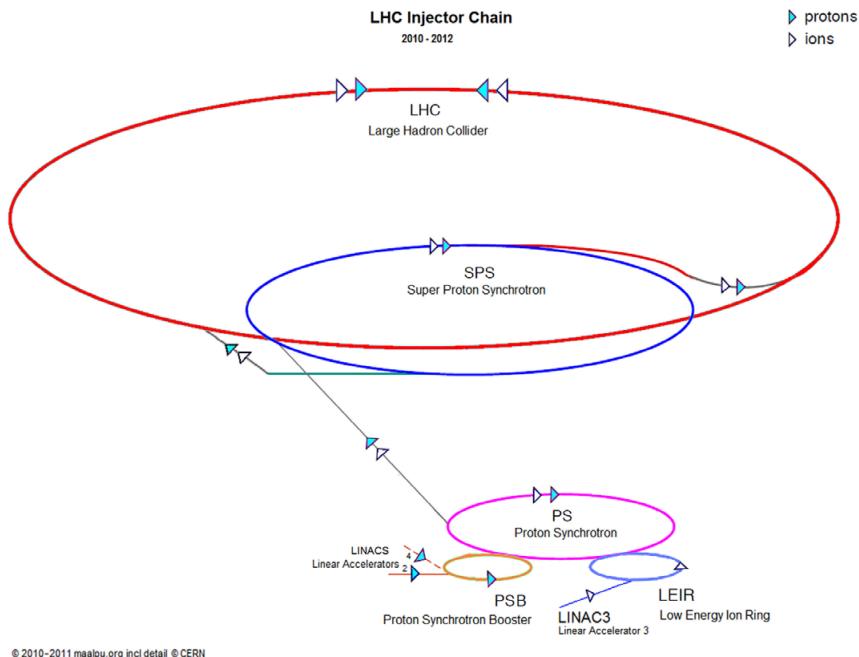
LHC není jediný urychlovač, který se nachází v CERN. Ve skutečnosti je tam série urychlovačů, kde každý má svou maximální energii a také nějakou speciální funkci. Protony a ionty olova musí před vstupem do LHC projít svým urychlovacím řetězcem. Oba tyto řetězce jsou schématicky vyobrazeny na Obr. 4.1. My se zde detailněji podíváme na urychlovací řetězec pro ionty olova.

Cesta iontů je na Obr. 4.1 označena bílými šípkami. Jejich cesta začíná v ECR (Electron cyclotron resonance) zdroji iontů, ve kterém je velmi čistý vzorek izotopu olova ^{208}Pb zahříván na přibližně 500°C a páry olova jsou následně ionizovány proudem elektronů. V dalším kroku jsou vybrány Pb^{29+} ionty, které jsou pak urychleny lineárním urychlovačem LINAC3 (Linear accelerator 3) na energii 4,2 MeV/n (en. na jeden nukleon). Poté procházejí skrz $3 \mu\text{m}$ uhlíkovou fólií, která odeberá část elektronů a vytvoří tak Pb^{54+} ionty. Ty pokračují do urychlovače LEIR (Low Energy Ion Ring), ve kterém je souvislý, řídký proud iontů z lineárního urychlovače rozdělen do jednotlivých malých, hustých skupin, kterým říkáme shluky⁴. Poté jsou ionty ještě urychleny na 72 MeV/n a jsou přesunuty do protonového synchrotronu (PS). Předtím jsou ještě ionty zbaveny posledních elektronů pomocí 0,8 mm silné hliníkové fólie, čímž jsou získány Pb^{82+} ionty. PS pokračuje v urychlování až na energii 5,9 GeV/n, následně jsou ionty přesunuty do SPS (Super Proton Synchrotron), kde jsou urychleny na 177 GeV/n a nakonec pokračují do LHC, kde jsou urychleny na finálních

²Po zvýšení výkonu LHC zatím srážky p-Pb nebyly měřeny a nikde nejsou k dispozici oficiální čísla pro novou energii.

³Synchrotrony obecně nemají kruhový tvar, ale jsou to vlastně mnohoúhelníky, v jejichž vrcholech se nachází dipólové magnety, které udržují svazek uvnitř urychlovače.

⁴Z anglického *bunch* - shluk.



Obr. 4.1: Schema urychlovacího řetězce LHC pro protony (modré šipky) a pro ionty (bílé šipky). [12]

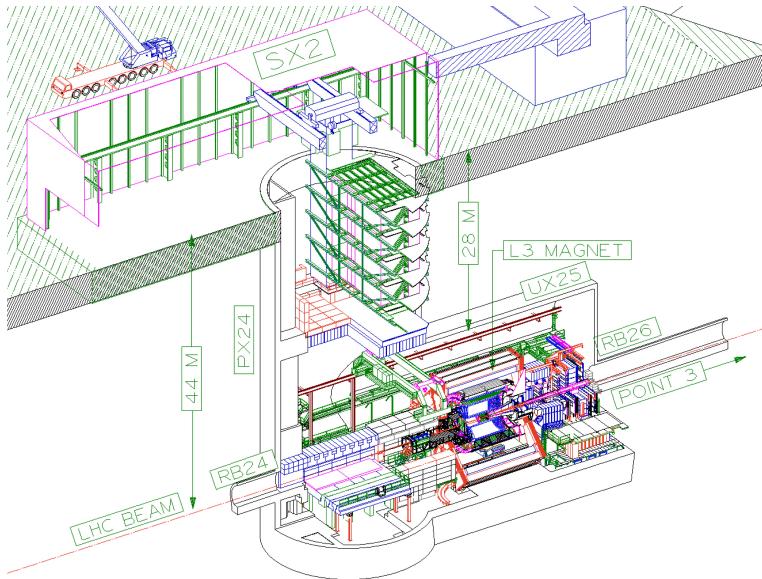
2,76 TeV/n.

4.2 Obecné parametry ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) je hlavní experiment pro studium Pb-Pb srážek na urychlovači LHC. Oproti ostatním experimentům se specializuje výhradně na srážky Pb-Pb a také srážky p-Pb. Jako celé LHC se i ALICE nachází pod zemí a jak můžeme vidět na Obr. 4.2, tak leží 44 m pod povrchem (osa svazku).

Samotný detektor se nachází ve velké podzemní hale, jejíž strop je 28 m pod povrchem. Jeho hlavní část, nazývaná centrální barel, je 12 m vysoký a 12 m dlouhý solenoid (tj. elektromagnet) s magnetickým polem o 0,5 T (označen červeně na Obr. 4.3). Uvnitř něj je celá řada subdetektorů, které mají různé funkce a detailněji se na některé z nich podíváme v sekci 4.3. Díky tomu, že je magnetické pole v centrálním barelu ALICE relativně slabé v porovnání s 2 T na experimentu ATLAS a 3,8 T na experimentu CMS, nemá ALICE tak dobré rozlišení velkých příčných hybností jako dva ostatní zmíněné detektory. Příčná hybnost se totiž určuje z poloměru dráhy detekované nabité částice, která zahýbá v magnetickém poli v důsledku působení Lorentzovy síly.

Kde je však ALICE lepší než ostatní experimenty na LHC je, že dokáže pra-



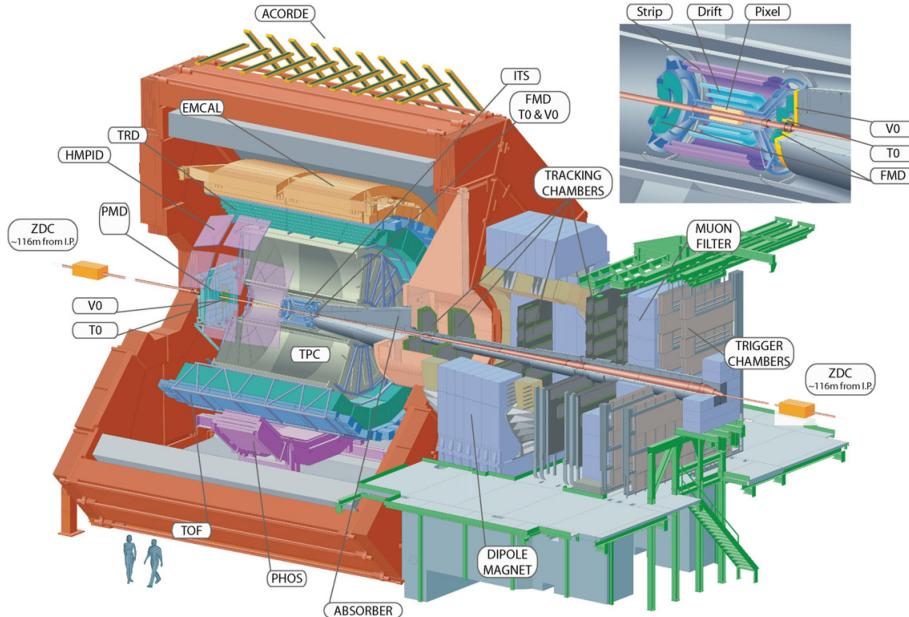
Obr. 4.2: Celkový pohled na experiment ALICE. [17]

covat s podstatně vyšší hustotou produkovaných částic. To je potřeba, protože ve srážkách Pb-Pb, resp. obecně jádro-jádro, je produkováno podstatně více částic než ve srážce p-p. Je tedy nutné zrekonstruovat co nejvíce drah těchto částic, abychom dostali co nejvíce informací z každé srážky.

Kromě centrálního barelu jsou na experimentu ALICE i další důležité detektory. Jedním z nich je mionový spektrometr, někdy označovaný jako muon arm („mionová ruka“). Jak název napovídá, jeho hlavní úkol je detektovat miony ve velmi malých úhlech (2° až 9° [12]) od osy svazku. Na Obr. 4.3 je vyobrazen napravo od centrálního barelu. Dále můžeme zmínit dva detektory ZDC (Zero Degree Calorimeter), které se nacházejí asi 116 m od centrálního barelu. Jejich hlavní úkol je detektovat neutrální a nabité fragmenty jader po srážce. To je potřeba, protože když v obou ZDC detekujeme zmíněné fragmenty, víme, že došlo ke srážce. Navíc lze pomocí ZDC určit centralitu Pb-Pb srážky. Více podrobností si uvedeme v následující sekci.

4.3 Důležité subdetektory

V předchozí části jsme si stručně představili experiment a detektor ALICE. Nyní se podíváme detailněji na některé důležité subdetektory. Všechny subdetektory jsou vyobrazeny na řezu detektorem ALICE na Obr. 4.3.



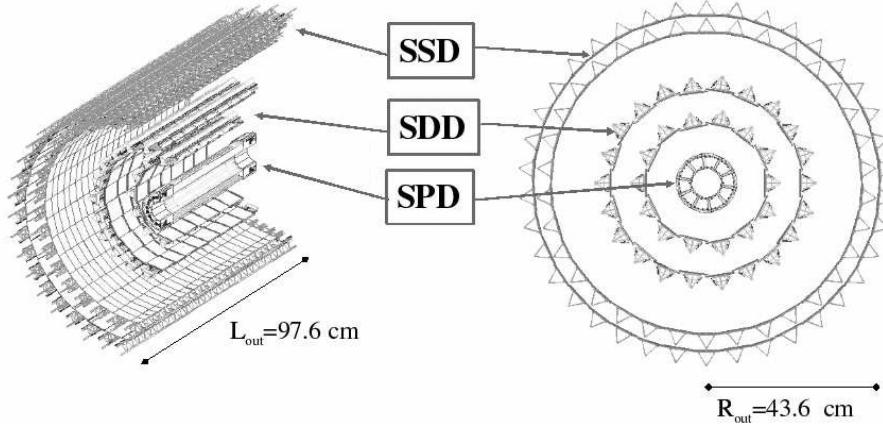
Obr. 4.3: Řez detektorem experimentu ALICE. Označeny jsou jednotlivé subdetektory, v pravém horním rohu je dále detail centrální části detektoru. [12]

4.3.1 ITS

ITS (Inner Tracking System, vnitřní dráhový systém) je subdetektor, který se nachází uprostřed centrálního barelu, nejblíže ose svazku. Na Obr. 4.3 je označen svou zkratkou - ITS a navíc je v pravém horním rohu jeho detail. ITS se skládá z šesti vrstev křemíkových detektorů, přičemž první dvě vrstvy, nejblíže svazku, jsou pixelové detektory SPD (Silicon Pixel Detector), další dvě jsou driftové detektory SDD (Silicon Drift Detector) a poslední dvě jsou oboustranné „pruhové“ detektory SSD (Silicon Strip Detector). Jejich schématické rozložení v rámci ITS je vyobrazeno na Obr. 4.4.

Podívejme se nyní na jednotlivé vrstvy. Jak již bylo řečeno, tak nejblíže svazku se nachází SPD. Konkrétně první vrstva je 3,9 cm a druhá 7,6 cm od osy svazku. Každá vrstva je pak segmentovaná do jednotlivých senzorů s aktivní plochou 12,8 mm na 70,7 mm [17], které jsou upevněny na nosné konstrukci z uhlíkových vláken. Její schema je na Obr. 4.5 a jak můžeme vidět, tak jednotlivé podpůrné segmenty se vzájemně překrývají, díky čemuž má SPD úplné pokrytí v azimutálním úhlu.

Hlavním úkolem SPD je určení přesného místa primárního vertexu, tj. místa srážky. To je možné, protože SPD má velmi dobré rozlišení. Každý z výše zmíněných senzorů je totiž rozdělen na pět sekcí, kde každá obsahuje 256×32 jednotlivých pixelů. Těchto segmentů je celkem 1 200, což znamená celkově $9,8 \cdot 10^6$ pixelů. SPD je tedy schopné pracovat až při hustotě 50 drah/cm² [17]. Za zmínu



Obr. 4.4: Schema ITS a jeho částí. Uvedeny jsou i jeho vnější rozměry. [17]

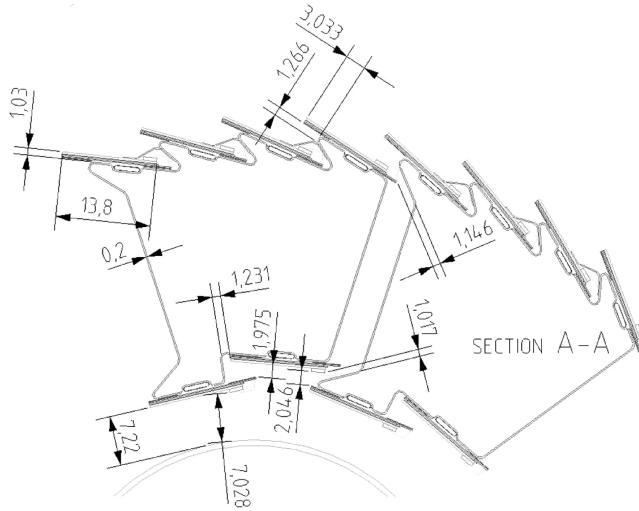
také stojí, že celé SPD je uzavřeno v pouzdře z uhlíkových vláken, potaženém hliníkem, které chrání SDD před tepelným zářením.

SDD tvoří prostřední dvě vrstvy ITS, které jsou vzdáleny 15,0 cm, resp. 23,9 cm od osy svazku. Jednotlivé SDD segmenty mají rozměry $72,50 \times 87,59 \text{ mm}^2$ s aktivní plochou $70,17 \times 75,26 \text{ mm}^2$. Jak je vidět na Obr. 4.6, tak tato plocha je rozdělena na dvě části centrální vysokonapěťovou katodou. Projde-li ionizující částice tímto segmentem, vzniknou v něm volné elektrony, které jsou následně odvedeny a vyčteny na sběrných anodách (collection anodes na Obr. 4.6). Geometrie rozmístění SDD segmentů v ITS je schematicky vyobrazena na Obr. 4.7. Jak vidíme, jednotlivé segmenty se překrývají (podobně jako u SPD), aby bylo dosaženo úplného pokrytí ve všech směrech (v azimutálním a podélném). Senzory jsou připevněny na příhradových konstrukcích, tj. na jakýchsi mostech, které jsou uspořádány do kruhu. Na každém mostu je pak vždy jedna řada senzorů. Ve spodní vrstvě je celkem 14 mostů, každý se šesti detektory, svrchní vrstva pak obsahuje 22 mostů s osmi detektory. Dohromady tedy SDD obsahuje $84 + 176 = 260$ jednotlivých segmentů.

Oproti SPD je hlavním úkolem SDD identifikace částic⁵ na základě ionizačních ztrát energie na jednotku délky $\frac{dE}{dx}$. Tuto informaci získáme ze znalosti energie, kterou nám daná částice v SDD zanechá a dráhy, kterou urazila částice skrz modul. K tomuto měření přispívají i SSD detektory z vnější vrstvy, o kterých se ještě zmíníme níže. Příklad měření $\frac{dE}{dx}$ a identifikace částic je na Obr. 4.8. Jednotlivé křivky jsou parametrisace pomocí Bethe-Blochovy formule, vyobrazena jsou data a parametrisace pro protony (p), kaony (K), piony (π) a elektrony (e).

Nakonec nám ještě zbývá podívat se na dvě vnější vrstvy ITS, tedy na SSD.

⁵V anglicky psané literatuře se pro identifikaci částic používá zkratka PID - Particle Identification.

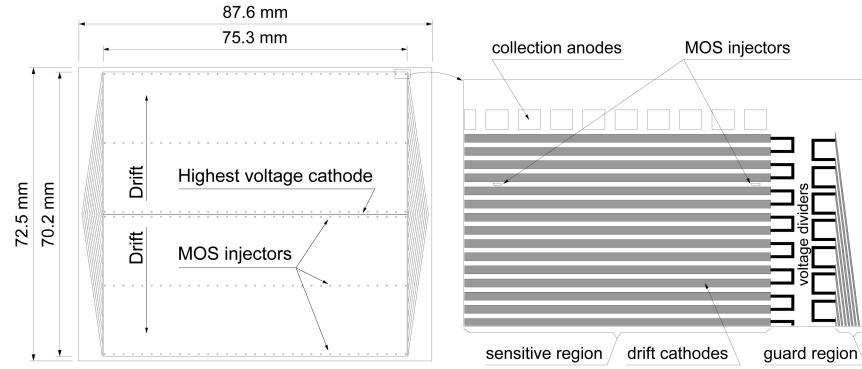


Obr. 4.5: Schema podpůrné konstrukce pro SPD. [17]

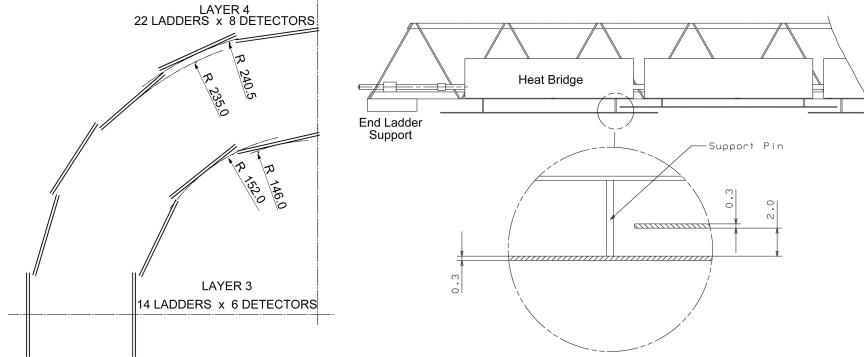
Jedná se o $75 \times 42 \text{ mm}^2$ velké segmenty s aktivní plochou $73 \times 40 \text{ mm}^2$, rozdelené na 768 úzkých „proužků“. Díky tomu v sobě kombinuje vlastnosti SPD a SDD, protože měří jak energetické ionizační ztráty $\frac{dE}{dx}$, tak polohu detekované částice. SSD moduly se však od dvou ostatních liší tím, že jsou oboustranné. Výše zmíněné parametry se pak týkají jedné strany SSD modulu.

Geometrie svrchních dvou vrstev je podobná jako u prostředních. Jednotlivé segmenty jsou tedy opět připevněny na nosných mostech, uspořádaných do kruhu. Vnitřní vrstva SSD je 38 cm od osy svazku a celkem je sestavena z 34 mostů, kde každý nese 22 jednotlivých SSD modulů. Vnější vrstva je 43 cm od osy svazku a obsahuje 38 mostů, každý s 25 SSD moduly. Celkem tedy máme $748 + 950 = 1698$ jednotlivých segmentů, kde každý má na jedné straně 768 detekčních proužků. To nám tedy dává výsledných $2 \cdot 768 \cdot 1698 = 2608128$ kanálů z SSD.

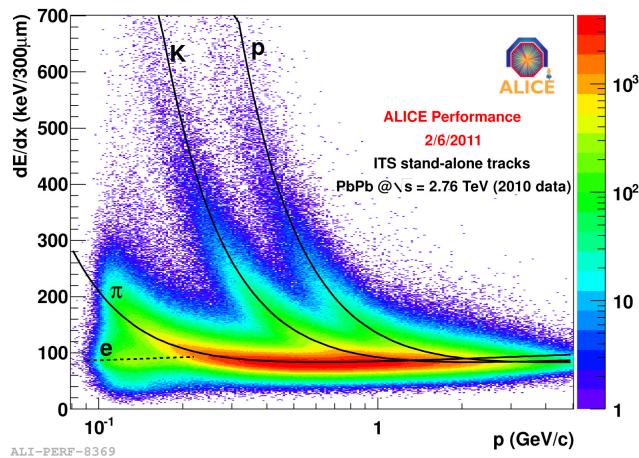
Vidíme tedy, že ITS jako celek nám dává hodně užitečných informací. Jedenak je to poloha primárního vertexu určená pomocí SPD a dále je to identifikace nabitych částic na základě energetických ionizačních ztrát na jednotku délky $\frac{dE}{dx}$. Pro úplnost ještě doplníme, že ITS pokrývá celý azimutální úhel a interval pseudorapidity $|\eta| < 0,9$ (jako celek).



Obr. 4.6: Schema a rozměry jednoho SDD segmentu. Vlevo detail okrajové části SDD segmentu. [17]

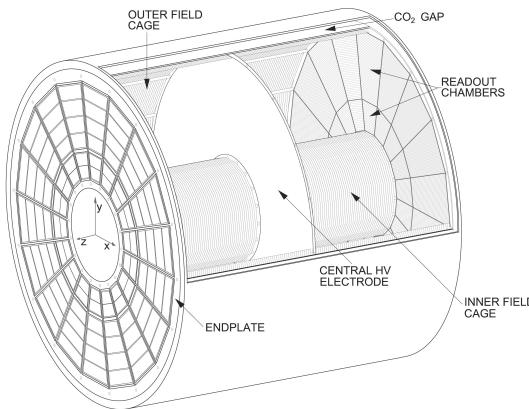


Obr. 4.7: Schema rozmístění jednotlivých SDD detektorů. [17]



Obr. 4.8: Identifikace částic pomocí ITS na základě energetických ztrát na jednotku délky $\frac{dE}{dx}$. Jednotlivé křivky jsou parametrisace pomocí Bethe-Blochovy formule, vyobrazena jsou data a parametrisace pro protony (p), kaony (K), piony (π) a elektrony (e). [18]

4.3.2 TPC



Obr. 4.9: Schema TPC. [19]

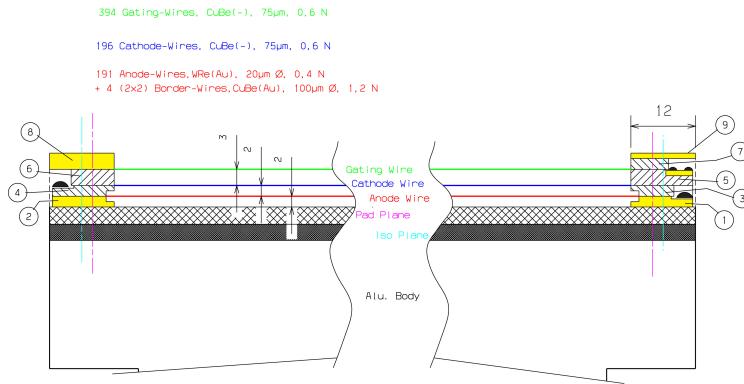
Další velmi důležitý detektor je TPC (Time Projection Chamber), tedy časově projekční komora, která je největší plynový detektor na světě. Má tvar válce, který je 5 m dlouhý a má 5 m v průměru. Aby se do centrální části detektoru ALICE vešly všechny subdetektory, jako např. ITS, TPC začíná až 88 cm od osy svazku. Můžeme ji vidět jednak na Obr. 4.3 a v detailu na Obr. 4.9.

Vnitřní objem TPC je rozdělen na dvě poloviny vysokonapěťovou elektrodou (central HV electrode na Obr. 4.9), která je pouhých $22\ \mu m$ silná Mylar folie. Naproti této elektrodě, na obou stranách TPC, jsou vyčítací moduly (readout chambers), o kterých si více povíme později. Na vnitřních stěnách TPC se pak nacházejí dvě (vnitřní a vnější) napěťové klece (inner a outer field cage), které zajišťují homogenní elektrické pole mezi elektrodou a moduly.

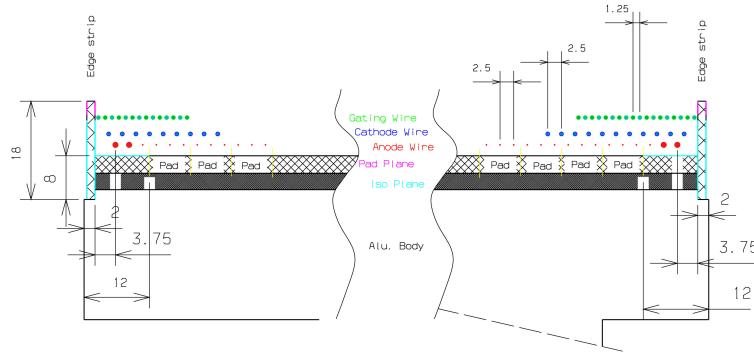
Když pak skrz TPC prolétne nabité částice, ionizuje plyn uvnitř (směs Ne/CO₂/N₂ v poměru 90/10/5 [17]). Elektrony z této ionizace jsou následně odvedeny elektrickým polem k vyčítacím modulům, kde jsou detekovány. Důležité je zdůraznit, že v hlavním objemu TPC nedochází k sekundární ionizaci plynu, prvotní elektrony tedy pouze driftují směrem k vyčítacím modulům.

Kde však k lavinové ionizaci dochází, je přímo v modulech. Ty totiž pracují jako drátová proporcionalní komora, označovaná jako MWPC (Multi-wire proportional counter). Schema MWPC použité v TPC je vyobrazeno na Obr. 4.10 a Obr. 4.11. Tento detektor pracuje tak, že elektrony, které do něj doletěly z hlavního objemu TPC, jsou urychleny v okolí anodových drátů (anode wires), v důsledku čehož dojde k lavinové ionizaci plynu v okolí těchto drátů. Tyto laviny jsou pak detekovány pomocí padů⁶ na základní desce MWPC (viz Obr. 4.11). Signál z těchto padů je tedy napěťový puls, který je následně zpracován elektronikou a patřičně interpretován.

⁶V TPC je přibližně 560 tisíc takových padů.



Obr. 4.10: Schema vyčítacího modulu TPC v rovnoběžném směru s vyčítacími dráty. Uvedeny jsou také průměry a mechanická napětí jednotlivých drátů. [17]

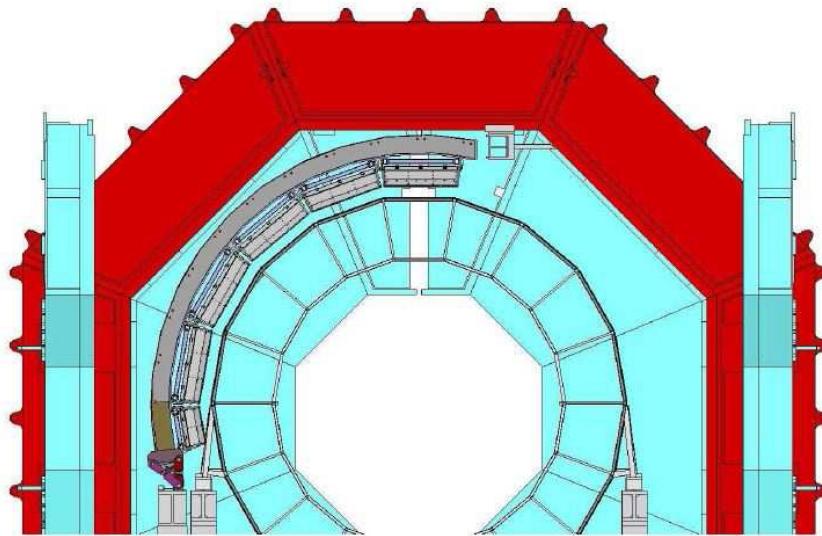


Obr. 4.11: Schema vyčítacího modulu TPC v kolmém směru k vyčítacím drátlům. Uvedeny jsou také vzdálenosti jednotlivých drátů a některé rozměry v milimetrech. [17]

Tímto způsobem je TPC schopná identifikovat jednotlivé částice na základě energetických ionizačních ztrát na jednotku délky $\frac{dE}{dx}$, stejným mechanismem jako křemíkové detektory SDD a SSD, tedy na základě energie deponované v TPC. Dále je možné měřit jejich příčnou hybnost p_T podle zakřivení dráhy v magnetickém poli a také je možné zrekonstruovat trojrozměrný obraz jednotlivých drah.

TPC nám tedy společně s ITS dává velmi přesné informace o produkovaných nabitéch čisticích. Je potřeba zdůraznit, že oba detektory detekují pouze nabité částice, k detekci neutrálních častic jsou potřeba jiné detektory. Opět doplníme, že TPC pokrývá celý azimutální úhel a interval pseudorapidity $|\eta| < 0,9$, když částice proletí celým objemem a až $|\eta| < 1,5$ v případě, že částice vyletí boční stěnou.

4.3.3 EMCal



Obr. 4.12: Schema umístění elektromagnetického kalorimetru uvnitř ALICE. (Označen šedě.) [17]

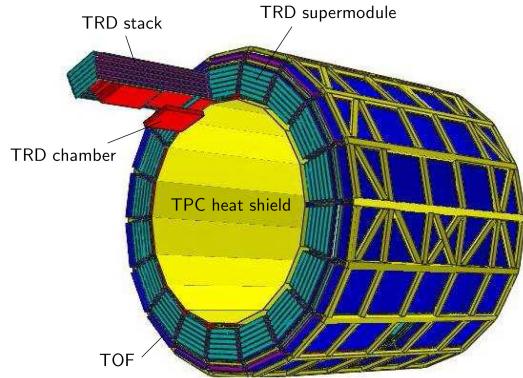
Elektromagnetický kalorimetr EMCal (Electro-magnetic Calorimeter) je detektor, který se nachází na samém okraji centrálního barelu, ve vzdálenosti asi 4,5 m od osy svazku, viz Obr. 4.12. Jak vidíme, tak oproti výše popsaným detektorům pokrývá pouze asi 120° v azimutálním i podélném směru [12]. To sice není ideální, ale v době, kdy byl do ALICE instalován, nebylo v centrálním barelu dost místa pro větší.

EMCal je ve skutečnosti scintilační detektor na bázi olova. To tedy znamená, že neutrální částice detekuje tak, že je zastaví ve svém objemu za vzniku světelného záblesku, jehož intenzita je úměrná energii částice. Dráhy neutrálních častic tak ale nedostaneme, nemáme tedy k dispozici tolik informací jako pro nabité částice.

Hlavní důvod, proč byl EMCal do ALICE nainstalován, je studium jetů, resp. zhášení jetů, v Pb-Pb srážkách. Například je tedy možné měřit foton-jetové korelace, které nám mohou hodně napovědět, jak ztrácejí částice energii v QGP. Musíme však brát přímé fotony, tedy ty které vznikly v prvotní fázi srážky. Více k tomuto tématu je ještě v kapitole o experimentálních výsledcích z LHC.

4.3.4 TRD

Další detektor, který se nachází v centrálním barelu, mezi TPC a EMCal, je TRD (Transition Radiation Detector, detektor přechodového záření), jehož



Obr. 4.13: Schema TRD a TOF. [17]

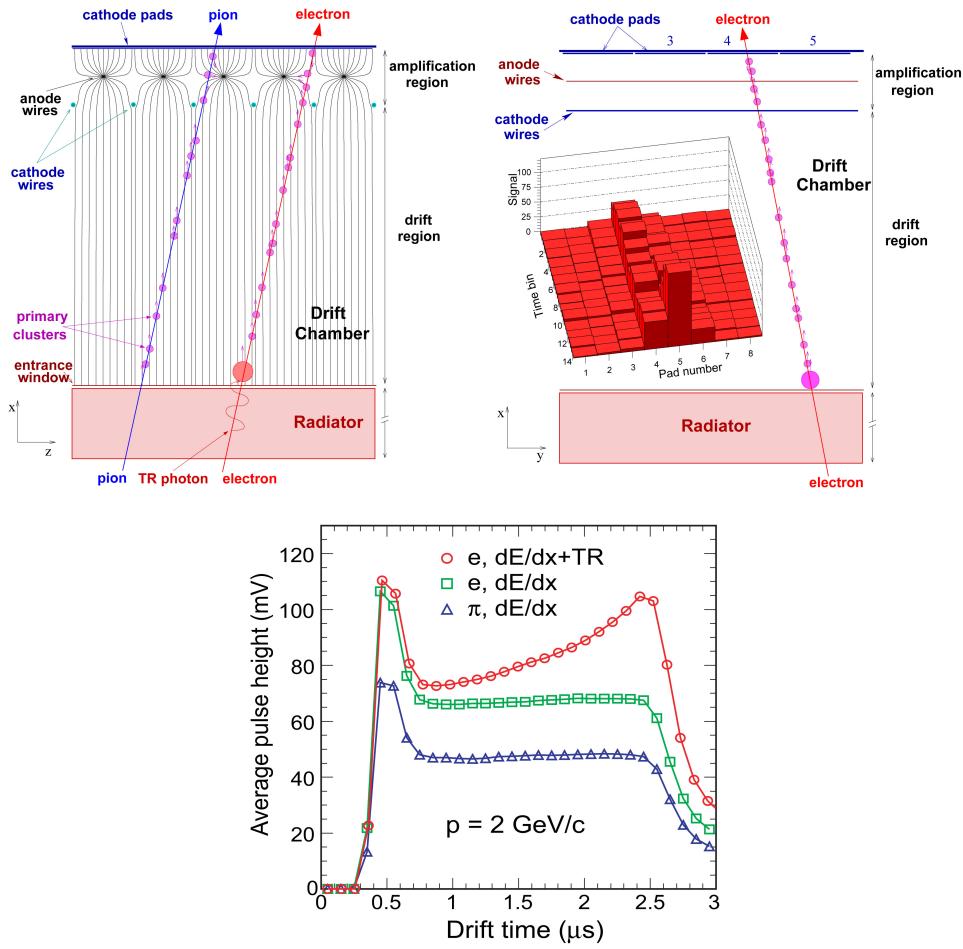
hlavním úkolem je rozlišení elektronů a pionů se stejnou hybností. Na Obr. 4.13 můžeme vidět schema tohoto detektoru. Červené jsou označeny jednotlivé detekční komory, které jsou usazeny v supermodulech v pěti sloupcích o šesti vrstvách. To dává 30 detektorů na jeden supermodul a celé TRD je složeno z 18 takových supermodulů, což znamená celkem 540 detekčních komor.

Každá detekční komora se skládá ze dvou částí - radiátoru a proporcionální komory (MWPC) s padovým vyčítáním, naplněné plynovou směsí Xe/CO₂ v poměru 85/15 [17]. Když tímto detektorem proletí pion, způsobí v MWPC ionizaci a elektrony jsou následně odvedeny k anodovým drátkům, kde vzniknou laviny, které jsou následně vyčteny pomocí padů. Celý detektor tedy funguje pouze jako MWPC.

Když tímto detektorem projde elektron, situace je trochu jiná. V objemu MWPC se také vytvoří ionizační stopa, ale při průchodu radiátorem se navíc (oproti pionům) emituje přechodové záření (transition radiation), které následně excituje atomy Xe z plynné náplně MWPC. Tyto atomy se pak deexcitují uvolněním elektronů ze svého elektronového obalu, v důsledku čehož se na hraniči radiátoru utvoří „obláček“ elektronů, který u pionů není přítomen. Signál od elektronu je tedy modifikovaný oproti signálu od pionu, což nám umožňuje obě částice rozlišit.

Celá popsaná situace je přehledně zobrazena na Obr. 4.14. Vlevo nahoře je schématicky znázorněn průchod pionu a elektronu skrz jednu komoru TRD, přičemž rozdíl je pouze v tom, že elektron emituje v radiátoru přechodové záření (TR radiation).

Vpravo nahoře je znovu naznačena dráha elektronu a zároveň graf časové závislosti signálu na jednotlivých padech MWPC. Závislost má tento tvar, protože ionizační stopa i obláček elektronů z deexcitace Xe vzniknou velmi rychle v porovnání s driftovou rychlosťí elektronů skrz ionizační komoru. První tedy k padům dorazí elektrony, které jsou v nákresu na Obr. 4.14 nahoře a poslední ty, které jsou dole. „Obláček“ elektronů vytvořených z přechodového záření je tedy také zaznamenán až nakonec, což se v grafu projeví jako výrazné maximum.

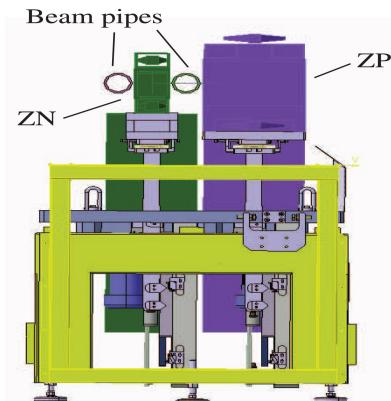


Obr. 4.14: Princip detekce elektronů a pionů pomocí TRD. Podrobnější popis viz text. [17]

Graf na Obr. 4.14 nám navíc dává informaci o sklonu dráhy elektronu (resp. pionu) podle počtu zasažených padů.

Ve spodním panelu je ještě graf, který porovnává časovou závislost průměrné výšky signálu elektronu, který emitoval přechodové záření (červené body), elektronu, který přechodové záření neemitoval a pionu, všechny s hybností $p = 2 \text{ GeV}$. Je dobře vidět, že všechny tři případy jsou dobře rozlišitelné.

4.3.5 ZDC



Obr. 4.15: Schema ZDC v kolmém směru na svazek urychlovače. [17]

Experiment ALICE používá dva detektory ZDC (Zero Degree Calorimeter, kalorimetru nulového úhlu), které se nacházejí přibližně 116 m od centrálního barelu a jejich úkol je detekce fragmentů jader po srážce Pb-Pb. To je důležité jednak proto, že když máme signál v obou ZDC detektorech, víme, že došlo ke srážce a má smysl odečíst data i z ostatních detektorů. Dále se ZDC používá k určování centrality Pb-Pb srážky.

Vzhledem k tomu že ZDC je kalorimetr, detekuje částice prostřednictvím deponované energie. V prvním přiblížení tedy lze centralitu Pb-Pb srážky určit pomocí vzorců [17]

$$E_{\text{ZDC}}(\text{TeV}) = 2,76 \cdot N_{\text{spect}}, \quad (4.1)$$

$$N_{\text{part}} = A - N_{\text{spect}}, \quad (4.2)$$

kde $E_{\text{ZDC}}(\text{TeV})$ je energie deponovaná v ZDC, N_{spect} je počet „diváků“ srážky, N_{part} je počet účastníků srážky a A je nukleonové číslo olova (tj. 208). Faktor 2,76 TeV odpovídá energii svazku Pb na LHC připadající na jeden nukleon. Ve skutečnosti to však tak snadno nejde, protože ZDC nikdy nedetekuje všechny „diváky“ srážky, ale pro základní pochopení tetno přístup stačí.

Jak vidíme na Obr. 4.15, tak ZDC má dvě části, označené ZN a ZP. ZN se nachází mezi trubicemi LHC a slouží k detekci neutronů, které, jakožto neutrální

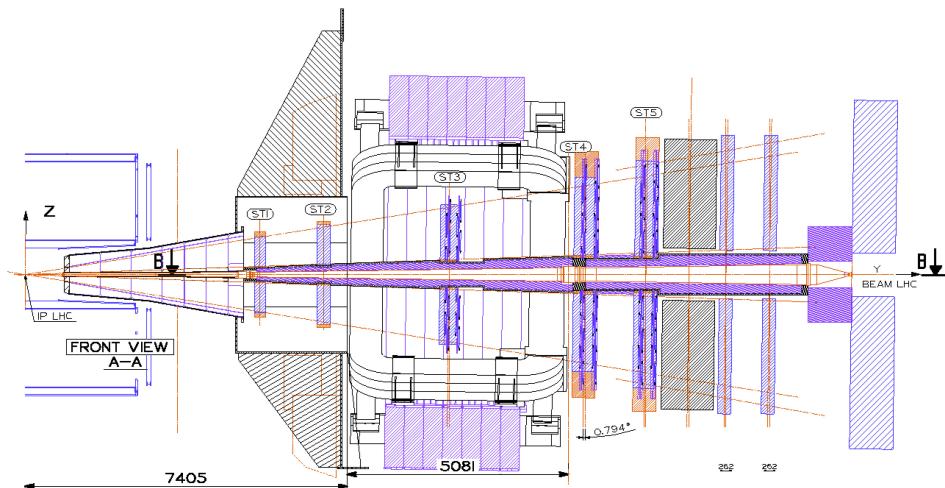
částice, po srážce pokračují prakticky rovně a tedy většina z nich zůstane po uražení 116 m mezi trubicemi LHC⁷. Hlavní problém pro ZN je to, že nemůže být širší něž 7 cm, kvůli omezenému prostoru mezi trubicemi. Není těžké domyslet, že ZP slouží k detekci protonů, které samozřejmě nesou kladný náboj a jsou tedy po srážce mírně vychýleny ze své původní dráhy. Proto se ZP nachází vedle trubic LHC.

Princip detekce je pro obě části ZDC stejný. Nalétavající částice vytvoří spršku částic při interakci s hustým absorbérem (ZN - slitina wolframu, ZP - mosaz [17]). Tyto částice pak prolétají křemennými vlákny, kde vytvoří Čerenkovo záření, které následně detekujeme.

Součástí ZDC jsou také dva malé elektromagnetické kalorimetry ZEM (ZDC ElectroMagnetic detector), které se nacházejí 7 m od středu centrálního barelu. Princip detekce je zde stejný jako u ZN a ZP, přičemž jako absorbér jsou použity olověné desky, které svírají s osou svazku úhel 45° pro maximalizaci odezvy.

Doplňme ještě na závěr, že ZN a ZP jsou upevněny na zvedací plošině a jsou na své pozici pouze pro měření, kde jsou potřeba. Když potřeba nejsou, klesnou pod úroveň trubic, čímž se zabráňuje jejich nadbytečnému radiačnímu poškození.

4.3.6 Mionový spektrometr



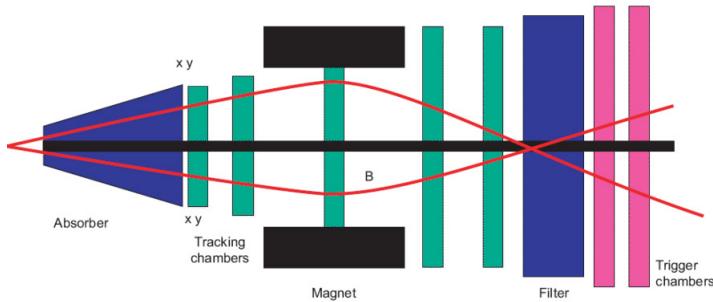
Obr. 4.16: Schema mionového spektrometru ve směru rovnoběžném se svazkem urychlovače. [17]

Mionový spektrometr je veliký subdetektor ALICE, který, jak název napovídá, slouží k detekci mionů z rozpadů kvarkonií v intervalu pseudorapidity

⁷V místě detektoru ALICE (i ostatních detektorů) jsou oba svazky vedeny v jedné trubici. Ve vzdálenosti 116 m jsou však oba svazky každý ve své vlastní trubici.

$-4 < \eta < -2,5$. Na Obr. 4.3 se nachází vpravo od centrálního barelu, přičemž vlevo začíná filtrem částic (absorber) a končí triggrovacími komorami (trigger chamber). Jeho podélné schema je dále k vidění na Obr. 4.16 a Obr. 4.17.

Na Obr. 4.16 můžeme vidět pět detekčních stanic, značené jako ST1 až ST5. První dvě (ST1 a ST2) se nacházejí za kuželovitým filtrem částic, který má za úkol odfiltrovat hadrony a fotony, kromě mionů. Třetí (ST3) se nachází uprostřed diplového magnetu s polem 0,67 T [17] a poslední dvě (ST4 a ST5) jsou volně, za tímto magnetem a měří miony vychýlené jeho polem. Možný tvar drah mionového páru je na Obr. 4.17.



Obr. 4.17: Schema mionového spektrometru ve směru rovnoběžném se svazkem urychlovače s naznačenými drahami mionového páru. [20]

Každá ze stanic se skládá ze dvou desek složených z drátových komor s padovým vyčítáním (MWPC), které jsou naplněny směsí Ar/CO₂ v poměru 80/20. Rozlišení těchto detektorů je velmi dobré a dosahuje asi 1% pro částici Υ , což je potřeba k rozlišení jednotlivých stavů této částice.

Za pátou stanicí ST5 je ještě jeden filtr částic a za ním jsou ještě dva tzv. triggrovací detektory, které pracují na principu RPC (Resistive Plane Chamber). Jedná se o plynový detektor kde anoda a katoda je vyrobena z materiálu s velkým odporem. Mezi elektrodamami je plynová náplň Ar/C₂H₂F₄/isobutan/SF₆ v poměru 50,5/41,3/7,2/1 [17], ve které prolétající mion způsobí ionizaci. Uvolněné elektrony pak v plynu způsobí lavinu, pro kterou je zmíněný vysokoodporový materiál průhledný a elektrony tak mohou volně dopadnout na sběrné proužky, které leží mimo hlavní objem detektoru.

Detekční stanice ST1 až ST5 slouží přímo k detekci mionů (jejich drah, energie), zatímco dva triggrovací detektory slouží ke „spínání“ detekčních stanic, tj. máme-li signál v obou triggrovacích detektorech, víme, že má smysl vyčítat hlavní detekční stanice. Pro úplnost ještě uvedeme, že celý mionový spektrometr měří přibližně 20 m na délku, jedná se tedy o poměrně velký detektor.

Kapitola 5

Přehled experimentálních výsledků ve studiu QGP na LHC

V této kapitole jsou shrnutý základní experimentální výsledky z LHC, na kterých lze dobře demonstrovat chování QGP. Data jsou zpravidla prezentována v podobě grafu, ve kterém jsou pak srovnána s modelem nebo daty z RHIC. Každý takový graf je pak okomentován na základě příslušného pramene, ze kterého pochází a celkového kontextu studia QGP.

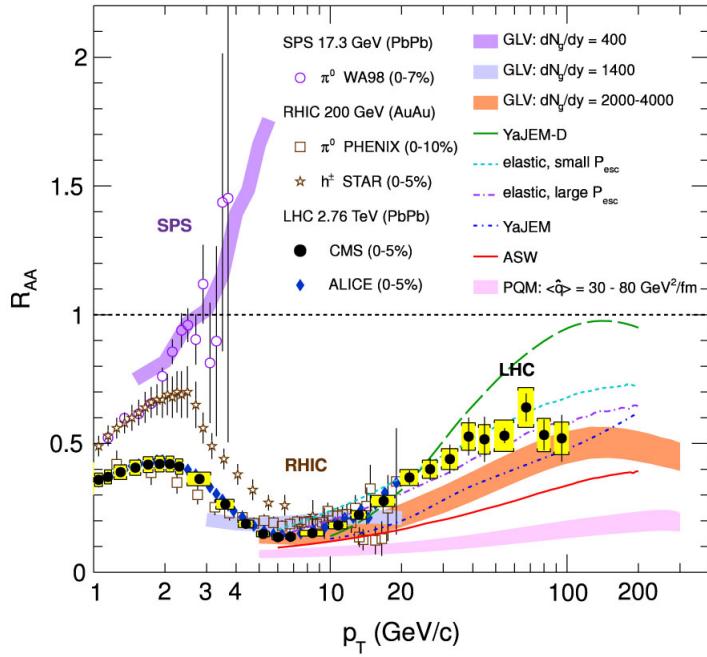
5.1 Produkce částic

Jedna z nejzákladnějších věcí, která nás zajímá v jádro-jádrových srážkách, je produkce částic. To lze provést buď přímo z detekce rozpadových produktů dané částice, prostřednictvím jaderného modifikačního faktoru R_{AA} (3.9) nebo poměru mezi různými typy částic. V této části se tedy podíváme na několik příkladů takových měření.

5.1.1 Nerozlišené nabité částice

Na Obr. 5.1 můžeme vidět jaderný modifikační faktor R_{AA} jako funkci příčné hybnosti p_T . Vyobrazena jsou data pro centrální srážky Pb-Pb z SPS ($\sqrt{s_{NN}} = 13,7 \text{ GeV/n}$) pro neutrální piony, dále z LHC ($\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV/n}$), konkrétně z CMS a ALICE, pro nerozlišené nabité hadrony. Pro srovnání jsou v grafu dále data ze srážek Au-Au z RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV/n}$) pro neutrální piony (PHENIX) a nabité hadrony (STAR) a také několik modelů¹.

¹GLV = Gyulassy-Levai-Vitev, YaLEM = Yet another Jet Energy-Loss Model, ASW = Armesto-Salgado-Wiedmann, PQM = Parton Quenching Model.



Obr. 5.1: Jaderný modifikační faktor R_{AA} jako funkce příčné hybnosti p_T pro centrální srážku Pb-Pb (resp. Au-Au). Vyobrazena jsou data z LHC, SPS (Pb-Pb) a RHIC (Au-Au). Dále jsou v grafu pro srovnání vykresleny různé modely (viz popisek v grafu). [21]

Nejprve se tedy zaměřme na data z LHC. Vidíme, že produkce nabitych hadronů je v centrálních Pb-Pb srážkách potlačena oproti p-p srážkám v pro všechny naměřené příčné hybnosti p_T . Tento jev je pravděpodobně způsoben tím, že částice, které vznikly v počáteční fázi srážky musí následně projít skrz QGP, tedy silně interagující horké médium, ve kterém tak ztrácí značnou část své hybnosti a energie.

Dále pozorujeme, že toto potlačení je nejsilnější v rozsahu p_T přibližně od 5 GeV/c do 10 GeV/c. Při menších i větších hodnotách p_T pozorujeme značně menší potlačení. Lze tedy usoudit, že QGP má nejsilnější vliv na částice s příčnou hybností ze zmíněného intervalu. Částice s vyšší příčnou hybností pravděpodobně snáže procházejí skrz QGP a tedy nejsou tak silně potlačeny.

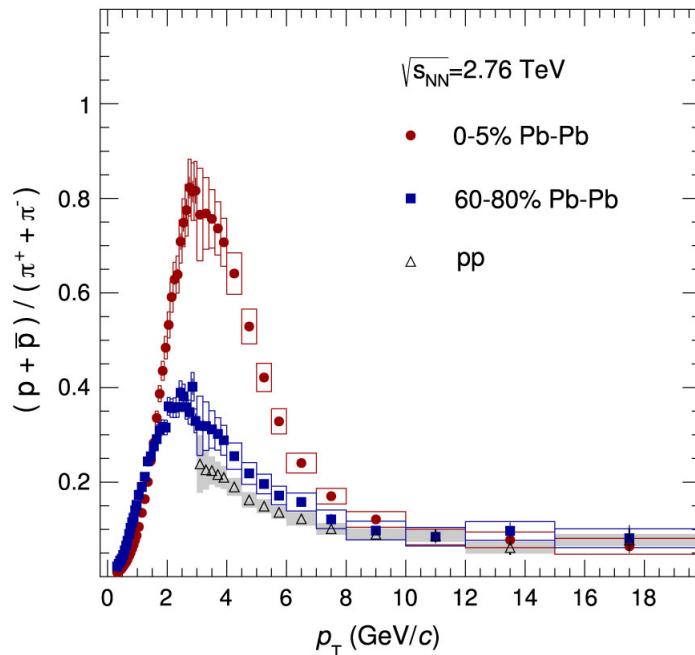
Dále vidíme, že data z ALICE a CMS jsou konzistentní, obě závislosti můžeme považovat za totožné. Data z experimentu STAR mají velmi podobný trend jako data z LHC, jen je pozorováno menší potlačení, což lze přičíst menší energii srážek. To, že na SPS takový trend nepozorujeme je také pravděpodobně způsobeno malou energií srážek.

Celkově tedy můžeme říci, že na LHC i RHIC jsme pravděpodobně pozorovali QGP, nebo jiný nový stav jaderné hmoty, který na SPS nebyl pozorován nebo

alespoň ne ve velké míře.

5.1.2 Rozlišené hadrony

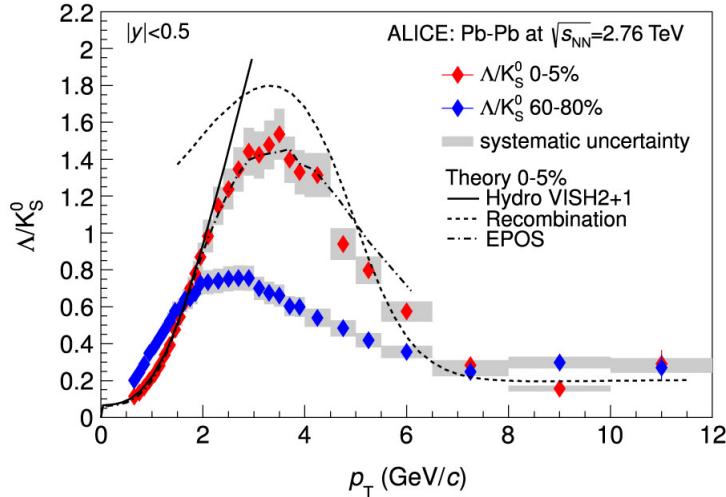
V rámci jádro-jádrových srážek se často studuje i produkce konkrétních částic. To lze provést buď přímo, například změřením spektra příčné hybnosti dané částice nebo poměrem produkce dvou různých částic. Prostřednictvím druhé zmíněné metody byl objeven jeden významný jev v jádro-jádrových srážkách, kterému se říká baryonová anomálie.



Obr. 5.2: Poměr produkce (anti-)protonů a nabitého pionu v centrální a periferální srážce Pb-Pb jako funkce příčné hybnosti p_T z experimentu ALICE. Pro referenci jsou v grafu vyobrazena také data pro p-p srážku. [22]

Ta se projevuje tím, že v centrálních srážkách jádro-jádro je pozorována výrazně větší produkce baryonů než mezonů oproti srážkám p-p, případně proti periferálním jádro-jádrovým srážkám. To můžeme vidět na Obr. 5.2 a Obr. 5.3. V prvním případě jde o poměr produkce protonů a antiprotonů vůči nabitému pionu v závislosti na příčné hybnosti p_T pro centrální a periferální srážku Pb-Pb a srážku p-p.

Je patrné, že v centrální Pb-Pb srážce je produkce (anti-)protonů několikanásobně vyšší oproti periferální i p-p srážce. Hlavním důvodem může být fakt, že baryony jsou složeny ze tří kvarků, zatímco mezony jsou složeny ze dvou kvarků.



Obr. 5.3: Poměr produkce Λ baryonů a K_s^0 mezonů v centrální a periferální srážce Pb-Pb jako funkce příčné hybnosti p_T . Pro centrální srážku jsou dále uvedeny teoretické předpovědi podle různých modelů. [23]

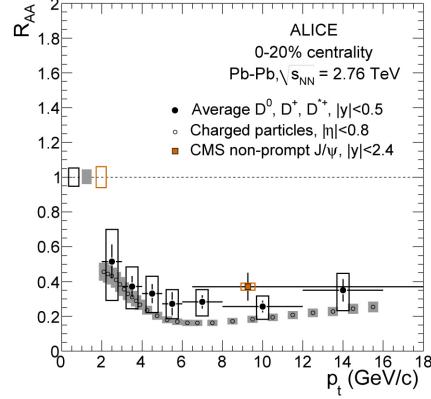
Když tedy máme baryon a mezon se stejnou příčnou hybností, znamená to že jednotlivé kvarky v baryonu nesou menší část této hybnosti oproti kvarkům v mezonu. Takový stav je pro kvarky výhodnější z důvodu klesajícího spektra příčných hybností p_T .

Obr. 5.3 je analogický k Obr. 5.2, jen využívá poměru produkce Λ baryonů a K_s^0 mezonů. Tato závislost je zajímavá ze dvou důvodů. Jednak vidíme, že baryonová anomálie je v tomto případě o něco silnější než v prvním případě a dále je zde srovnání s několika modely. Je patrné, že každý z modelů dobře popisuje vždy jen určitou část experimentální závislosti.

5.1.3 Těžké kvarky

Produkci těžkých kvarků budeme demonstrovat na příkladu D mezonů, tedy mezonů obsahujících c kvark. Na Obr. 5.4 můžeme vidět jaderný modifikační faktor R_{AA} pro D^+ , D^{*+} a D^0 mezony a jejich antičástice, dále pro nepromptní J/ψ a nabité částice pro referenci, vše jako funkce příčné hybnosti p_T .

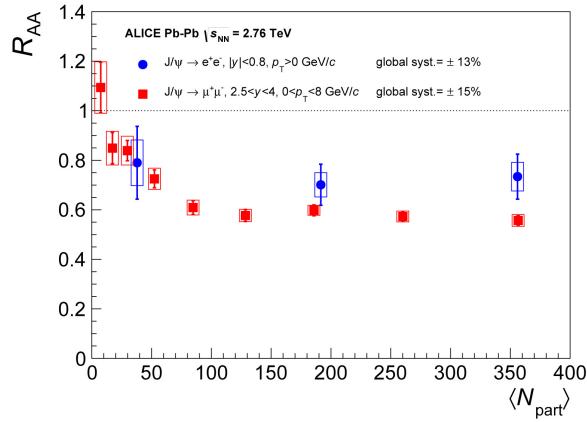
Je zjevné, že v rámci chyb měření můžeme obě závislosti považovat za přibližně stejné, přičemž data pro D mezony se jeví být o něco výše než data pro nabité částice a data pro J/ψ jsou zase výše než data pro D mezony. Z tohoto měření tedy můžeme usuzovat, že potlačení produkce částic v jádro-jádrových srážkách je závislé na hmotnosti produkovaných částic, přičemž hmotnější částice jsou méně potlačené.



Obr. 5.4: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro D^+ , D^{*+} a D^0 mezony a jejich antičástice, pro nepromptní J/ψ a pro nabité částice jako funkce příčné hybnosti p_T . [24]

5.1.4 Kvarkonia

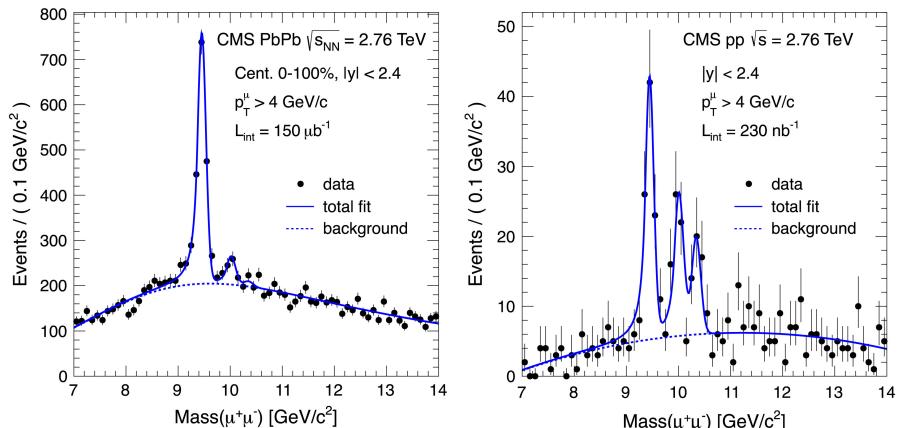
Speciálním případem častic obsahující těžký kvark jsou tzv. kvarkonia, tedy mezony, které obsahují pár kvark-antikvark stejného typu. Kvarkonia jsou velmi dobrou silně interagující sondou do QGP, protože v něm ve značné míře podlédají potlačení. Mechanismus tohoto potlačení byl diskutován v kapitole o experimentálních projevech QGP. Zde si jako příklad uvedeme dvě hlavní kvarkonia a to J/ψ (tzv. charmonium) s kvarkovým obsahem ($c\bar{c}$) a Υ (tzv. bottomium) s kvarkovým obsahem ($b\bar{b}$).



Obr. 5.5: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro J/ψ jako funkce středního počtu participantů (centrality) $\langle N_{part} \rangle$ pro dva různé intervaly rapidity y . [25]

Nejprve se tedy podívejme na produkci částice J/ψ . Na Obr. 5.5 je závislost jaderného modifikačního faktoru R_{AA} pro J/ψ jako funkce počtu participantů (centrality) $\langle N_{\text{part}} \rangle$ pro dva různé intervaly rapidity y . Vidíme, že jak v intervalu rapidity $y < |0,8|$ (v mid-rapiditě, tj. ve směru kolmém na svazek) tak v intervalu $2,5 < y < 4,0$ (ve forward-rapiditě, tj. v dopředném směru) jsou částice J/ψ potlačeny pro většinu centralit. V případě mid-rapidity je toto potlačení v rámci chyb konstantní a tedy nezávisí na centralitě, v případě forward-rapidity R_{AA} nejprve rychle klesá s centralitou srážky (hodnota $\langle N_{\text{part}} \rangle = 100$ odpovídá centralitě přibližně 45%), dále směrem k centrálním srážkám je pak v zásadě konstantní. Podle [25] tyto závislosti napovídají, že část J/ψ vzniká rekombinací. Pro přesné pochopení produkce J/ψ ve srážkách jádro-jádro je však nutné nejprve pochopit efekty studené jaderné hmoty, což se na LHC provádí pomocí srážek p-Pb.

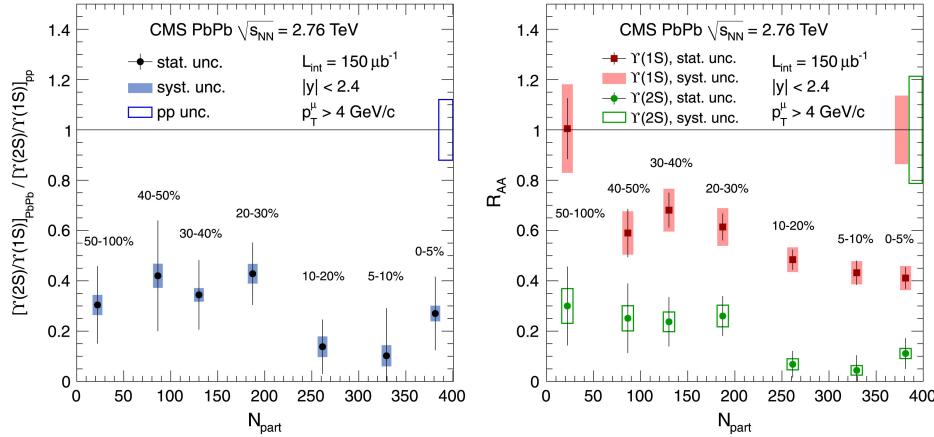
Druhé zmíněné kvarkonium, Υ , je zajímavé tím, že má tři stavy, $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ a $\Upsilon(3S)$, které mají podobnou rozpadovou kinematiku, ale různé vazebné energie. Srovnáním jejich spekter z p-p a Pb-Pb srážek můžeme dobře odhadnout jak QGP tyto částice ovlivňuje.



Obr. 5.6: Rozdělení dimionové invariantní hmoty z rozpadu tří různých stavů Υ pro Pb-Pb srážku (levý panel) a pro p-p srážku (pravý panel). Přerušovaná čára představuje fit pozadí, plná pak fit celkových dat. První maximum odpovídá stavu $\Upsilon(1S)$, druhé stavu $\Upsilon(2S)$ a třetí stavu $\Upsilon(3S)$. [26]

Na Obr. 5.6 můžeme vidět rozdělení dimionové invariantní hmoty z rozpadu tří výše zmíněných stavů Υ . Levý panel představuje data z Pb-Pb srážky, pravý pak z p-p srážky. Už na první pohled je patrné, že se obě rozdělení značně liší. Relativní zastoupení jednotlivých stavů, především 1S a 2S, je v Pb-Pb a p-p srážce zcela jiné. Třetí stav 3S můžeme v Pb-Pb srážce považovat za zcela potlačený, vezmeme-li v úvahu přesnost měření.

Zmíněné relativní zastoupení různých stavů lze dobře sledovat na Obr. 5.7 v levém panelu. Jedná se o závislost poměru $\Upsilon(2S)/\Upsilon(1S)$ z Pb-Pb srážky



Obr. 5.7: (Vlevo) Poměr $\Upsilon(2S)/\Upsilon(1S)$ z Pb-Pb srážky vydělený stejným poměrem z p-p srážky jako funkce centrality. (vpravo) Jaderný modifikační faktor R_{AA} jako funkce centrality pro částice $\Upsilon(1S)$ a $\Upsilon(2S)$. [26]

vyděleného stejným poměrem z p-p srážky na centralitě Pb-Pb srážky. Vidíme že takto zkonztruovaná závislost v podstatě nezávisí na centralitě srážky. Jedná se tedy o efekt, který se silně projevuje i u periferálních srážek.

Naproti tomu jaderný modifikační faktor R_{AA} na centralitě závisí, tedy ale spoň pro $\Upsilon(1S)$. V případě $\Upsilon(2S)$ je tato závislost menší. Obě zmíněné závislosti jsou na Obr. 5.7 v pravém panelu.

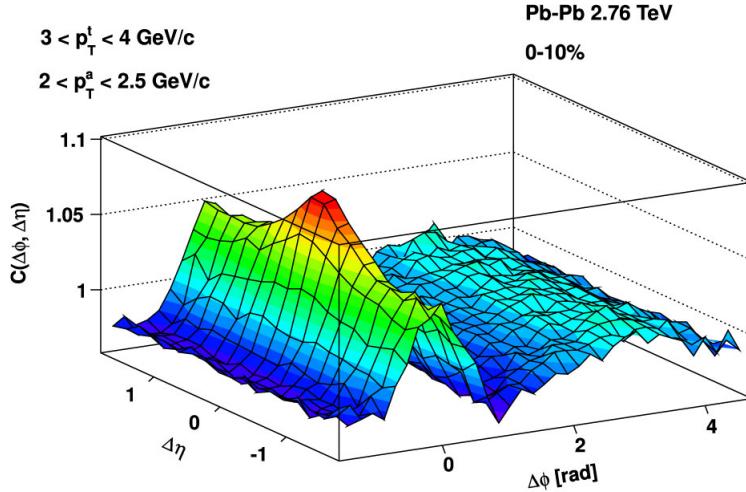
5.2 Částicové korelace

V ultrarelativistických srážkách nás nemusí zajímat pouze produkce částic, ale také to, jaké jsou mezi produkovanými částicemi vztahy. V prvním přiblžení lze tyto vztahy rozdělit do dvou skupin podle toho, zda vzkazují, nebo nevykazují tzv. kolektivní chování. Jevy spojené s kolektivním chováním bývají nazývány flow efekty a jevy spojené s nekolektivním chováním non-flow efekty.

Obě skupiny efektů mají svůj význam ve studiu QGP, problém je však v tom, že témař nikdy nejsou od sebe oddělené. Při měření flow a non-flow efektů je tedy vždy nutné odebrat nežádoucí složku, což není vždy snadné. V této části si nejprve rozebereme úhlové korelace, dále se podíváme na vícečásticové kumulanty, které měří jak flow tak non-flow efekty. Jety, jakožto zástupece non-flow a ryze kolektivní chování budou popsány v samostatných částech.

5.2.1 Základní úhlové korelace

Jednoduchým příkladem měření úhlových korelací je měření dvoučásticové korelační funkce $C(\Delta\phi, \Delta\eta)$. Tu získáme tak, že si zvolíme určitý interval příčné hybnosti a čekáme, dokud nedetekujeme částici s touto příčnou hybností. Tuto



Obr. 5.8: Dvoučásticová korelační funkce $C(\Delta\phi, \Delta\eta)$, kde ϕ je azimutální úhel a η je pseudorapidita. Dále p_T^t je příčná hybnost triggerovací (vedoucí) částice a p_T^a je příčná hybnost asociované (druhé) částice. Data pochází z ALICE. [27]

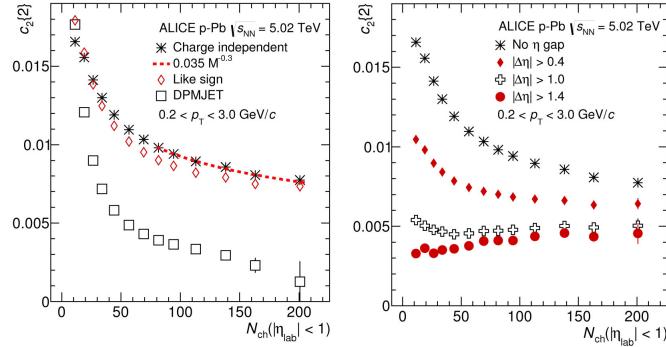
částici nazýváme trigger a příslušnou příčnou hybnost značíme p_T^t . Pak se si zvolíme druhý interval příčné hybnosti, který zpravidla obsahuje menší hodnoty p_T než interval pro trigger a změříme kolik tzv. asociovaných částic s touto příčnou hybností (ozn. p_T^a) detekujeme v celém azimutálním úhlu ϕ a ve zvoleném intervalu pseudorapidity η . Dostaneme tak rozdelení částic s příčnou hybností p_T^a přes všechny azimutální úhly a zvolený interval pseudorapidity asociovaných s triggrem s příčnou hybností p_T^t .

Příklad takové korelační funkce je na Obr. 5.8, přičemž souřadnice $(\Delta\phi, \Delta\eta) = (0, 0)$ jsou voleny podle dráhy triggeru a souřadnice asociovaných částic jsou pak vztaženy k této dráze. Jak vidíme, tak v okolí $(\Delta\phi, \Delta\eta) = (0, 0)$ je výrazné maximum, které je pravděpodobně důsledek jetů. Podlouhlý hřeben podél intervalu pseudorapidity v $\Delta\phi = 0$ je nejspíše důsledkem eliptického a vyšších harmonických toků. Podíváme-li se na „opačnou stranu“ do $\Delta\phi = \pi$ nepozorujeme žádný jet, protože je uhašen a navíc zdroj jetu se pohybuje rovnoběžně se svazkem, dojde tedy k rozmazání ve směru pseudorapidity.

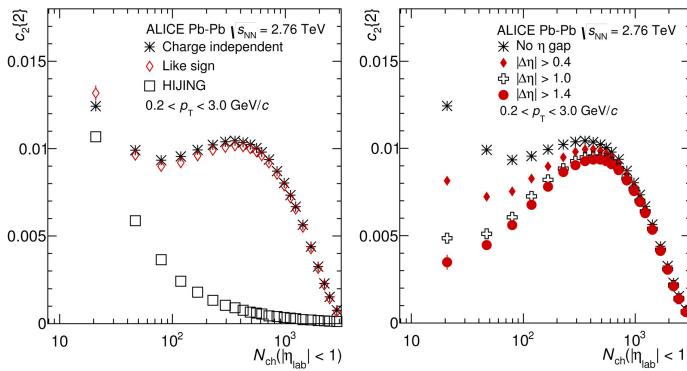
5.2.2 Vícečásticové kumulanty

Vícečásticové kumulanty jsou definovány výše, v sekci 3.2.4. Přejdeme tedy rovno k experimentálním výsledkům. Na Obr. 5.9 a 5.10 můžeme vidět dvoučásticový kumulant pro eleptický tok $c_2\{2\}$ jako funkci multiplicity N_{ch} (centrality) pro Pb-Pb a p-Pb srážku.

V obou případech jsou v levém panelu data pro nezávislé nabité částice (charged independent), dále měření označované like sign, kde jsou kumulanty



Obr. 5.9: Dvoučásticový kumulant $c_2\{2\}$ pro eliptický tok jako funkce multiplikity N_{ch} (centralita) pro p-Pb srážku. [14]



Obr. 5.10: Dvoučásticový kumulant $c_2\{2\}$ pro eliptický tok jako funkce multiplikity N_{ch} (centralita) pro Pb-Pb srážku. [14]

vypočteny zvlášť pro kladně a záporně nabité částice a následně je vypočten průměr těchto hodnot. Prázdné čtverce jsou pak příslušné modely, které berou v potaz pouze non-flow efekty.

V případě srážek p-Pb (Obr. 5.9, vlevo) vidíme, že data pro like sign leží o něco níže, než pro nezávislé částice pro střední multiplicity. To je způsobené hlavně tím, že efekty jako jety a rezonance zachovávají náboj, v like sign měření se tedy neprojeví tak silně. Ač se experimentální data, bez ohledu na metodu, liší od modelu, klesající trend dat by mohl napovídat, že flow efekty nejsou v p-Pb srážce přítomny. To však není pravda jak si ukážeme v pravém panelu (viz níže).

Pro srážku Pb-Pb (Obr. 5.10, vlevo) je situace jiná. Vidíme, že kumulant má maximum a není v celém oboru multiplicity klesající. To tedy naznačuje přítomnost flow efektů v Pb-Pb srážkách. Model takový trend nesleduje, protože (jak je již řečeno výše) pracuje pouze s non-flow efekty.

Pravý panel pak zobrazuje nezávislé nabité částice pro čtyři volby pseudorapiditní „mezery“ $|\Delta\eta|$ mezi dvěma měřenými částicemi. Po částicích tedy požadujeme aby rozdíl pseudorapidit, pod kterými je pozorujeme, byl větší než pevně zvolená hodnota. Takto dokážeme z měření do značné míry odstranit vliv non-flow efektů, především jetů, protože částice v jetech mají jen malé rozdíly v pseudorapiditě.

Aplikací $|\Delta\eta|$ ve srážkách p-Pb (Obr. 5.9, vpravo) dostaneme zajímavé výsledky. Jednak vidíme, že závislost na $|\Delta\eta|$ a tedy i non-flow efekty jsou nejsilnější v oblasti malých multiplicit. Dále pak pro největší volbu $|\Delta\eta|$ je již závislost kumulantu rostoucí, což naznačuje přítomnost flow efektů, které bychom v těchto srážkách neočekávali. Jedná se tedy o docela převratný objev, ale jak uvidíme v části o kolektivním chování, je tento efekt v p-Pb srážkách výrazně slabší než ve srážkách Pb-Pb.

Použijeme-li $|\Delta\eta|$ na srážky Pb-Pb (Obr. 5.10) uvidíme, že pro malé multiplicity je tvar závislosti silně závislý na volbě $|\Delta\eta|$. V této oblasti tedy dominují non-flow efekty. Naproti tomu pro velké multiplicity již závislosti na volbě $|\Delta\eta|$ nezávisí a navíc vzájemně splývají, což naznačuje dominanci flow efektů.

Podobně lze udělat i analýzu čtyř a šestičásticových kumulantů pro eliptický tok, nebo případně pro jiný harmonický tok. Takové měření pak může za určitých podmínek použít například k určení jednotlivých toků, viz 3.2.4.

5.3 Kolektivní chování

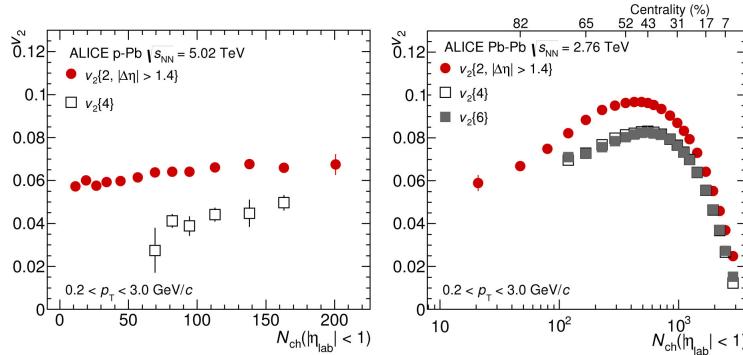
V této části se podíváme na kolektivní chování jaderné hmoty. Jak již bylo diskutováno v sekci 3.1, tak tento jev má původ v prostorové asymetrii, aktivní zóny jádro-jádrové srážky. Tato asymetrie se následně projeví i ve spektru příčních hybností a tak v některých směrech detekujeme obecně větší p_T než v jiných směrech. Modifikace p_T spektra samozřejmě závisí na konkrétním tvaru překryvu dvou sražených častic.

5.3.1 Eliptický tok

Základ původu eliptického toku v_2 v jádro-jádrových srážkách je popsán v sekci 3.1. Zde se tedy podíváme pouze na experimentální výsledky při měření této veličiny. Jednou z možností, jak v_2 měřit je pomocí, v předchozí části diskutovaných, vícečásticových kumulantů.

Na Obr. 5.11 můžeme vidět závislost eliptického toku $v_2\{N\}$ na multiplicitě N_{ch} pro srážku p-Pb (vlevo) a Pb-Pb (vpravo), kde N odpovídá danému N-částicovému kumulantu. Ve všech případech je volena maximální hodnota $|\Delta\eta|$ pro minimalizaci příspěvku z non-flow (detailey k $|\Delta\eta|$ viz předchozí část).

Ve srážkách p-Pb i Pb-Pb pozorujeme nenulový eliptický tok. To je překvapivé hlavně pro systém p-Pb, protože klasický mechanismus vzniku v_2 s překryvem častic, který se používá v jádro-jádrových srážkách, zde nedává smysl. Původ eliptického toku v těchto nesymetrických srážkách není stále zcela objasněn, ale jeho původ je často přisuzován efektům studené jaderné hmoty.



Obr. 5.11: Eliptický tok $v_2\{N\}$ jako funkce multiplicity N_{ch} pro srážku p-Pb (vlevo) a Pb-Pb (vpravo). Pro Pb-Pb srážku je uvedena i závislost na centralitě. Všechny toky jsou počítány z příslušných N-částicových kumulantů. [14]

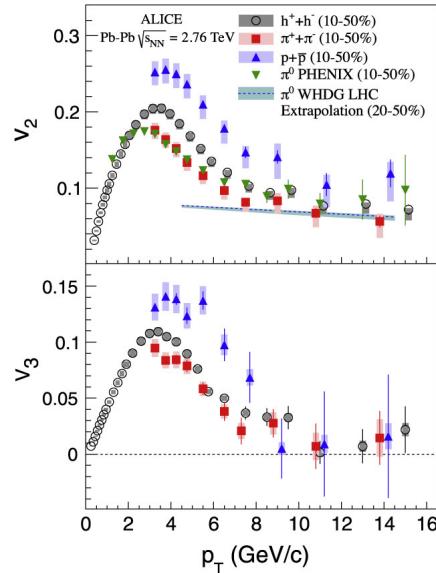
To, že jsou data pro eliptický tok ze čtyř a šestičásticového kumulantu pod tím ze dvoučásticového je dáné přímo definicí jednotlivých kumulantů (viz 3.2.4). Od každého kumulantu jsou totiž vhodně odečteny kumulanty nižšího rádu (z méně částic) a tak aby nově definovaný kumulant neobsahoval non-flow efekty z korelací nižšího rádu.

Dále je vhodné uvést závislost eliptického toku v_2 na příčné hybnosti p_T (Obr. 5.12). Jak vidíme tak nejvíce se na eliptickém toku podílejí částice s $p_T \approx 4\text{GeV}/c$. Na kolektivním pohybu se tedy podílejí právě částice se zmíněnou příčnou hybností. Částice s výrazně vyšší p_T pocházejí z tvrdých procesů a vznikají před utvořením QGP a proto se v měření v_2 také neprojeví.

Také nás může zajímat, jak eliptický tok popsat teoreticky. Ukazuje se, že velmi dobrý popis dávají modely, které QGP popisují jako ideální (tj. neviskozní), nebo téměř ideální (tj. s velmi malou viskozitou) kapalinu. Příklad takového měření je na Obr. 5.13, kde jsou vyobrazeny závislosti eliptického toku v_2 na příčné hybnosti p_T pro různé hadrony (panely (a), (b), (e), (f)). Experimentální data jsou pak fitována pomocí modelu VISHNU (Viscous Israel-Steward Hydrodynamics 'n' UrQMD). V panelech (c), (d), (g) a (h) je pak poměr experimentálních dat a fitu. Vidíme, že pro $p_T > 1,5\text{ GeV}$ je již shoda modelu a exp. dat celkem dobrá pro všechny vyobrazené závislosti a model VISHNU data v této oblasti popisuje dobře.

Pro částice, které vznikly tvrdými procesy v první fázi srážky (tzv. promptní částice) také pozorujeme eliptický tok. Vzniká převážně v semicentrálních jádro-jádrových srážkách, avšak jiným procesem než u nepromptních částic. Promptní částice nejprve vzniknou a pak se kolem nich utvoří nesymetrická „kapka“ QGP. Proto pak musí v různých směrech urazit různou vzdálenost skrz QGP a tedy i ztratí jinou část své hybnosti. Tento jev je demonstrován na Obr. 5.14 pro promptní D mezony.

Nakonec uvedeme ještě Obr. 5.15, kde je vyobrazena závislost eliptického



Obr. 5.12: (Nahoře) Eliptický tok v_2 jako funkce příčné hybnosti p_T pro různé částice (viz legenda v grafu) ze srážek Pb-Pb (ALICE) a Au-Au (PHENIX, RHIC). (dole) Trojúhelníkový tok v_3 jako funkce příčné hybnosti p_T pro různé částice ze srážek Pb-Pb. [28]

toku v_2 pro J/ψ na příčné hybnosti p_T . Toto měření je význačné tím, že se podařilo naměřit nenulovou hodnotu v_2 pro J/ψ , oproti měření ze STAR (RHIC).

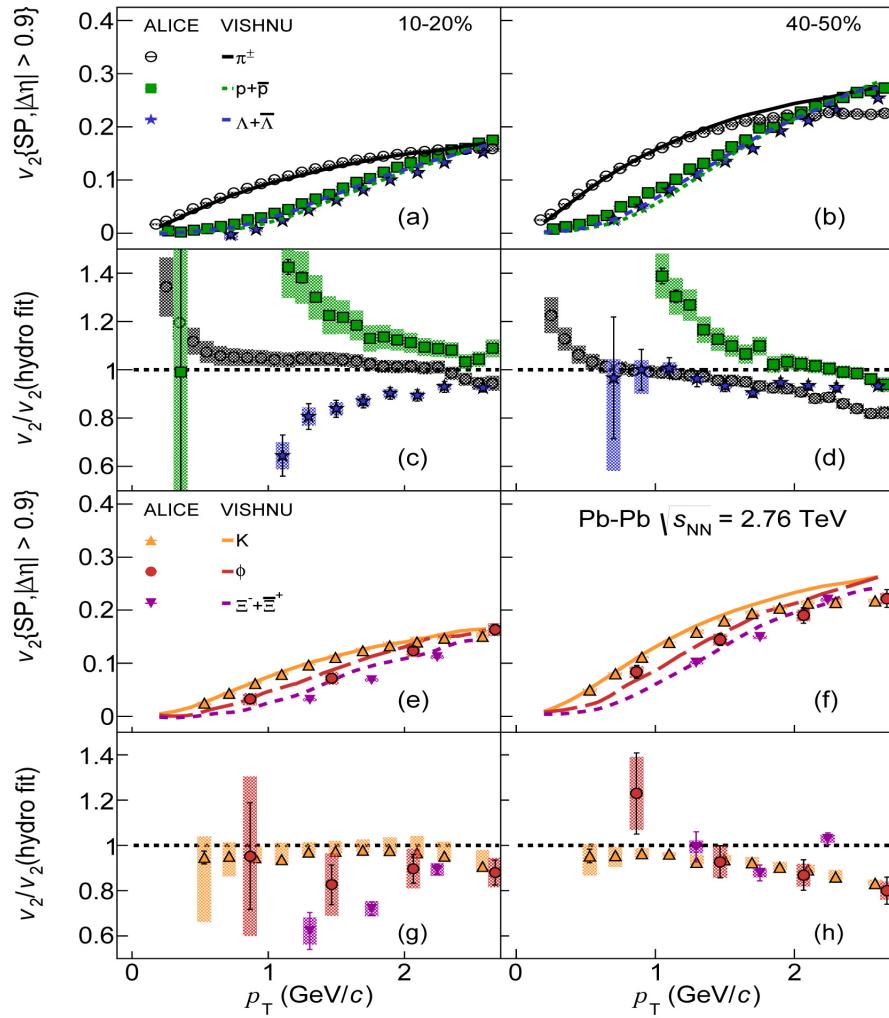
5.3.2 Vyšší harmonické toky

Původ vyšších harmonických toků je podobný jako u eliptického, jen vznikají z jiných prostorových asymetrií. Například trojúhelníkový tok v_3 vzniká (jak název napovídá) z asymetrie překryvu jader ve tvaru trojúhelníku. Více viz sekce o vlastnostech jádrové srážky 3.1.

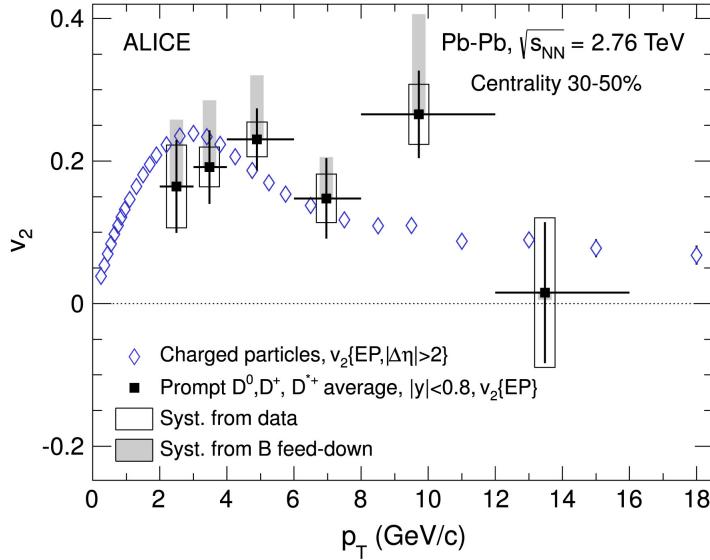
Závislost trojúhelníkového toku v_3 na příčné hybnosti p_T pro různé částice v semicentrální srážce Pb-Pb je na Obr. 5.12. Vidíme, že závislost je velmi podobná té pro eliptický tok (Obr. 5.12), jen hodnoty v_3 pro dané p_T jsou menší. Jedná se tedy o slabší, ale stále významný jev.

Lze měřit i ještě vyšší harmonické toky. Příkladem takového měření je Obr. 5.16, kde jsou vyobrazeny toky pro $n = 2$ až 6 jako funkce příčné hybnosti p_T pro osm různých intervalů centralit ve srážce Pb-Pb. Jednak vidíme, že vyšší harmonické toky jsou obecně menší než ty nižší, s výjimkou centrálního binu, kde v_3 dominuje nad v_2 . Dále to fakt, že především eliptický tok v_2 je nejsilnější v semicentrálních srážkách. Oba jevy jsou očekávatelné, vzhledem ke geometrii

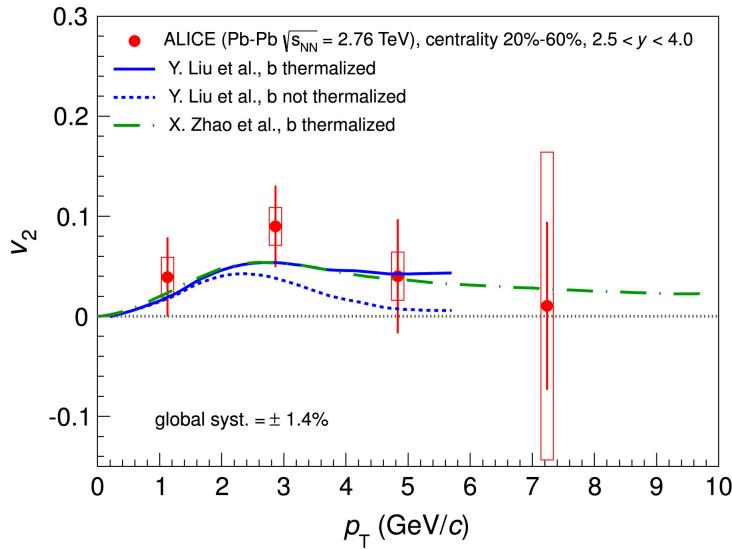
jádro-jádrové srážky v závislosti na centralitě.



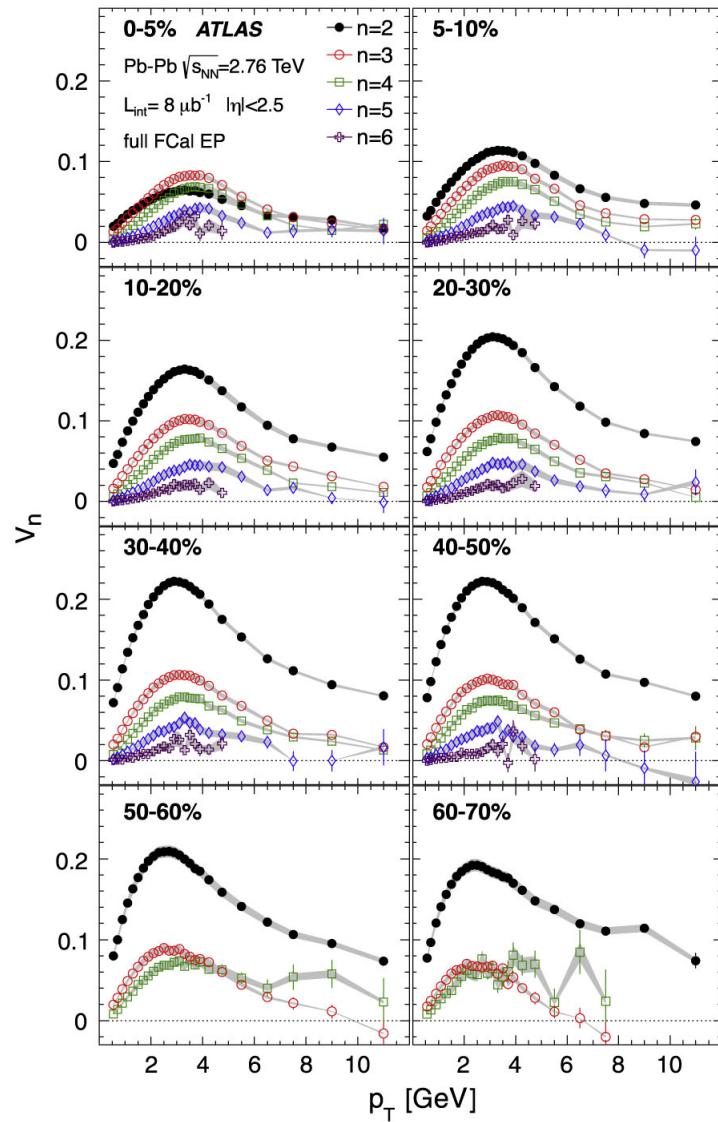
Obr. 5.13: (a), (b), (e), (f): Závislost eliptického toku v_2 na příčné hybnosti p_T pro různé hadrony ve srážce Pb-Pb vždy pro dva intervaly centrality. Vyobrazené závislosti (čáry) jsou fity dat pomocí hydrodynamického modelu VISHNU (Viscous Israel-Steward Hydrodynamics 'n' UrQMD). (c), (d), (g), (h): Poměr experimentálních dat a fitu jako funkce příčné hybnosti p_T . [29]



Obr. 5.14: Eliptický tok v_2 pro promptní D mezony (viz popisek v grafu) jako funkce příčné hybnosti p_T ze semicentrální srážky Pb-Pb. Pojmem promptní rozumíme vzniklé v prvotní fázi srážky (z tvrdých procesů), tedy před utvořením QGP. [30]



Obr. 5.15: Eliptický tok v_2 pro všechny částice J/ψ ze semicentrální srážky Pb-Pb jako funkce příčné hybnosti p_T . Vyobrazeny jsou také různé modely. [31]



Obr. 5.16: Měření harmonických toků v_n pro $n = 2$ až 6 jako funkce p_T pro osm různých intervalů centralit ve srážce Pb-Pb. [32]

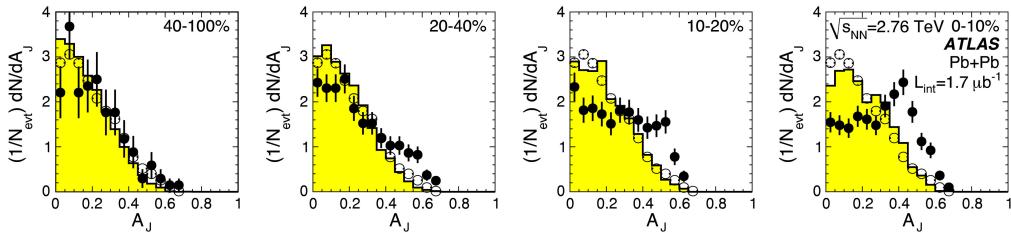
5.4 Jety

Jak již bylo diskutováno dříve, tak jety jsou úzké výtrysky částic které mají původ v rozpadu částic z tvrdých procesů v počáteční fázi srážky. Takto vzniklé částice vždy vznikají v párech a pohybují se opačnými směry kvůli zákonu zachování hybnosti, z jedné takové reakce tedy pozorujeme dva jety. Ten s větší příčnou hybností nazýváme vedoucí (leading) jet, druhý pak přidružený (subleading) jet.

Jedná se o jev, který je přítomný jak v p-p, tak jádro-jádrových srážkách. Rozdíl je však v tom, že jety ve srážkách jádro-jádro musí, předtím než je detekujeme, projít skrz QGP a proto ztratí určitou část své energie. V případě, že je původ častic blízko hranice QGP, může být jeden jet zcela potlačen. Tento jev se nazývá zhášení jetů (jet quenching).

Porovnáním chování jetů v p-p a jádro-jádrové srážce tedy dostáváme zajímavé informace o QGP a i jetech samotných. Podívejme se teď na několik experimentálních výsledků ze studia jetů.

5.4.1 Dvoujetové korelace

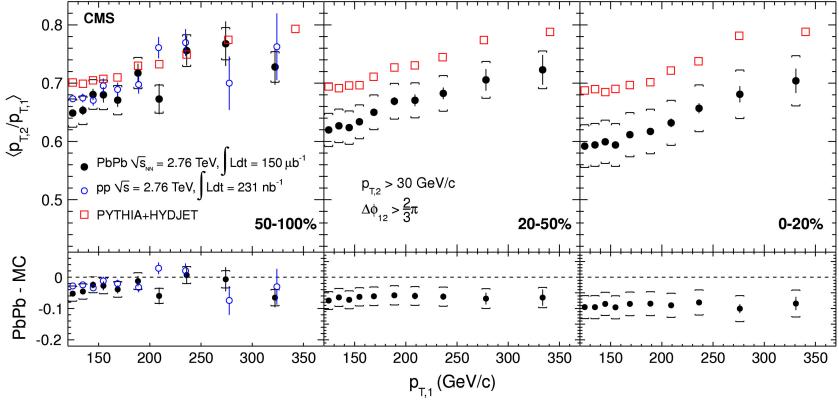


Obr. 5.17: Rozdělení hybnostní asymetrie A_J , viz (3.17). Černé body představují data pro srážku Pb-Pb, prázdné pro srážku p-p a žlutý histogram model (HIJING+PYTHIA). Uvedeny jsou čtyři biny centrality Pb-Pb srážky. [33]

Základní možnost, jak měřit jety je pomocí hybnostní (energetické) asymetrie A_J (definice viz (3.17)). Na Obr. 5.17 můžeme vidět rozdělení A_J pro srážku Pb-Pb (černé body), p-p (prázdná kolečka) a model (žlutý histogram). Model i data pro p-p srážku ukazují, že většina přidružených jetů ztratila proti vedoucímu jen velmi málo hybnosti. Naopak v Pb-Pb srážce pozorujeme posun, přičemž v nejcentrálnějším binu (Obr. 5.17 vpravo) ztratila většina jetů přibližně polovinu své hybnosti. Pozorujeme tedy zhášení jetů.

Dále vidíme že potlačení přidruženého jetu je slabší v periferálnějších srážkách. To je pochopitelné, protože v méně centrálních srážkách je „kapka“ QGP menší a jety tak v něm urazí menší vzdálenost. Také vidíme, že v periferálním binu (Obr. 5.17 vlevo) již zhášení jetů prakticky nepozorujeme.

Trochu jiný přístup k měření dijetových korelací je na Obr. 5.18, kde je vyobrazena závislost střední hodnoty poměru příčné hybnosti přidruženého a



Obr. 5.18: (Nahoře) Závislost střední hodnoty poměru příčné hybnosti přidruženého a vedoucího jetu $\langle p_T^2/p_T^1 \rangle$ na příčné hybnosti vedoucího jetu p_T^1 pro tři biny centrality srážky Pb-Pb. Dále jsou pro referenci uvedena data pro srážku p-p a model. (dole) Rozdíl experimentálních dat a modelu pro Pb-Pb i p-p srážku. [34]

vedoucího jetu $\langle p_T^2/p_T^1 \rangle$ na příčné hybnosti vedoucího jetu p_T^1 pro tři biny centrality srážky Pb-Pb. Dále jsou uvedena data pro p-p srážku a model.

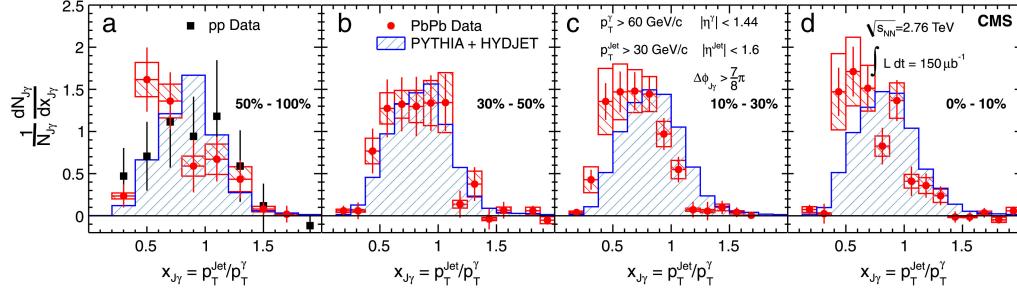
Celkově pozorujeme dva hlavní efekty. Jedná s rostoucí příčnou hybností vedoucího jetu p_T^1 roste i poměr pro všechny centrality. To tedy znamená, že pro větší p_T^1 je přidružený jet méně potlačen, což naznačuje, že energetičtější jety jsou méně ovlivněny QGP. Dále vidíme, že v centrálnějších srážkách je potlačení přidruženého jetu větší, což je patrné z toho, že data leží v centrálních srážkách níže než v periferálnějších. Tento jev je očekávatelný, vzhledem k tomu, že v centrálních srážkách je „kapka“ QGP větší a jety tak musí urazit skrz QGP obecně větší dráhu.

Celkem tedy znovu pozorujeme zhášení jetů a navíc vidíme, že s rostoucí příčnou hybností vedoucího jetu p_T^1 je potlačení přidruženého jetu menší.

5.4.2 Foton-jetové korelace

Nevýhoda předchozí metody je ta, že oba jety ve srážkách jádro-jádro ztratí určitou část své hybnosti. Měření nám tedy nedává žádnou informaci o první energii srážky. Existuje však metoda, která nám tuto informaci poskytne a to korelace foton-jet. Fotony, kterými nahradíme vedoucí jet, musí pocházet z první fáze srážky, což je úskalí této metody. My totiž detekujeme všechny fotony a není snadné z nich vybrat pouze ty správné.

Příklad foton-jetové korelace je vyobrazen na Obr. 5.19. Jedná se o rozdělení poměru příčných hybností fotona a jetu $x_{J\gamma} = p_T^{jet}/p_T^\gamma$ pro čtyři různé biny centrality v Pb-Pb srážce. Vidíme, že v centrálním binu (Obr. 5.19 vpravo) má většina jetů asi poloviční příčnou hybnost proti fotonu, opět tedy pozorujeme



Obr. 5.19: Rozdělení poměru příčných hybností fotonu a jetu $x_{J\gamma} = p_T^{Jet}/p_T^\gamma$ pro čtyři různé biny centrality v Pb-Pb srážce. Pro referenci jsou v levém panelu uvedena data z p-p srážek, dále je uveden model. [35]

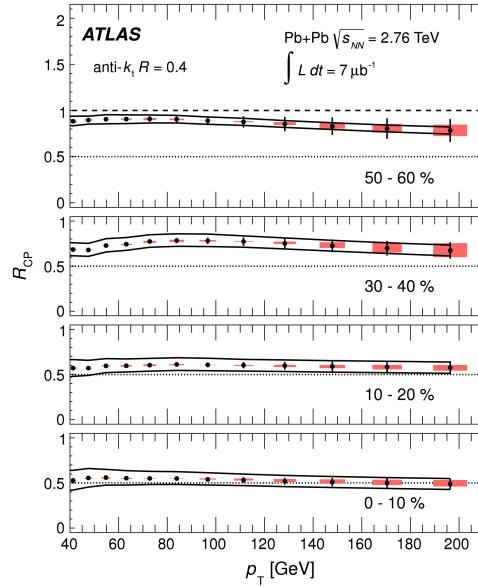
zhášení jetů. Síla jevu je opět slabší pro méně centrální srážky. Jen periferální bin vykazuje zvláštní chování, ale to může být způsobeno například výše zmíněnými problémy s identifikací fotonů.

5.4.3 Potlačení produkce jetů

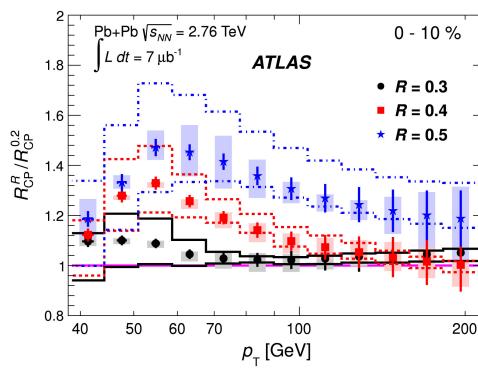
Dále se můžeme podívat na to, jak vypadá produkce jetů v jádro-jádrových srážkách. To lze provést porovnáním se srážkami p-p, tedy pomocí jaderného modifikačního faktoru R_{AA} (3.9) nebo porovnáním centrálních a periferálních srážek. Pro takové měření se zavádí faktor R_{CP} .

Na Obr. 5.20 můžeme vidět R_{CP} jako funkci příčné hybnosti p_T pro čtyři biny centrality pro srážku Pb-Pb a pro poloměrový parametr $R = 0.4$ (R je vlastně vzdálenost od osy jetu, do které se ještě díváme). Vidíme, že v centrálních srážkách je potlačení produkce jetů největší a je menší pro periferálnější srážky, což lze opět vysvětlit velikostí „kapky“ QGP.

Dále se můžeme podívat na to, jak se faktor R_{CP} mění při různých volbách poloměrového parametru R . Takové měření je vyobrazeno na Obr. 5.21. Jako reference je použit faktor R_{CP} pro $R = 0.2$, tedy úzký výběr z původního jetu. Srovnání je pak provedeno pro $R = 0.3, 0.4$ a 0.5 , tedy pro větší výběry. Jak vidíme větší R znamená i větší R_{CP} (tj. menší potlačení) pro všechny příčné hybnosti. Z toho lze usoudit, že oblast blízká ose jetu je silněji potlačena, než oblast vzdálenější od osy jetu. Druhé možnost je ta, že se jetы v centrálních srážkách rozšiřují, tedy, že mají větší poloměr, oproti periferálním srážkám.



Obr. 5.20: Faktor R_{CP} jako funkce příčné hybnosti p_T pro čtyři biny centrality pro srážku Pb-Pb. [36]



Obr. 5.21: Poměr $R_{CP}^R / R_{CP}^{0.2}$ jako funkce p_T pro tři různé volby R (viz legenda grafu). [36]

Závěr

V této práci jsme se seznámili se studiem jaderné hmoty prostřednictvím jádro-jádrových srážek. Postupně jsme se seznámili se základními obecnými principy a fyzikou jaderné hmoty, jádro-jádrových srážek a QGP, představili jsme si urychlovač LHC a experiment ALICE a nakonec jsme si ukázali přehled experimentálních výsledků z LHC, na kterých jsme demonstrovali zmíněnou fyziku.

Celkově lze říct, že se jedná o velice komplexní problematiku, která již přinesla několik odpovědí, ale stále má celou řadu nevyřešených otázek. Za s velkou pravděpodobností dokázané a do jisté míry pochopené můžeme považovat například následující:

- QGP vykazuje kolektivní chování, které se projevuje jako asymetrie v příčné hybnosti, která má podle současných představ původ v prostorové asymetrii aktivní zóny srážky. Toto chování lze dobře vysvětlit, pokud „kapku“ QGP approximujeme téměř ideální (tj. téměř neviskozní) kapalinnou.
- Promptní, silně interagující, částice (tj. částice pocházející z tvrdých procesů v prvotní fázi srážky před utvořením QGP) při průchodu skrz QGP výrazně ztrácejí svou energii. To se nám projevuje především jako zhášení jetů.
- QGP potlačuje produkci častic v jádro-jádrových srážkách oproti p-p srážkám.
- V centrálních jádro-jádrových srážkách skutečně vzniká QGP, což lze usužovat z jevů jako zhášení jetů, kolektivní chování (tj. existence harmonických toků) nebo potlačení produkce častic.

Mezi věci, které stále nebyly uspokojivě vysvětleny nebo nebyly doposud detailněji studovány jsou například tyto:

- V asymetrických srážkách, jako například p-Pb na LHC, které mají sloužit jako další reference ke srážkám Pb-Pb, byly naměřeny jevy, které nebyly původně očekávány. Je to například nenulový eliptický tok, který oproti Pb-Pb srážkám nemůže mít původ v prostorové asymetrii.

- Donedávna nebyl detailněji experimentálně studován fázový diagram jáderné hmoty. Dnes však již probíhají měření na urychlovači RHIC, která si dala za cíl nalézt kritický bod. První oficiální výsledky byly publikovány v [6].
- Stále se nedaří uspokojivě propojit teorii jádro-jádrových srážek vypočtenou na základě QCD a ostatních (např. hydrodynamiky pro harmonické toky) s experimentálními daty. Každý ze současných modelů většinu dobře popisuje jen nějakou určitou situaci, najinou však již není aplikovatelný.

Tyto problémy však neznamenají, že je s výzkumem jádro-jádrových srážek a jáderné hmoty konec. Jako příklad můžeme uvést plánované a probíhající vylepšení pro LHC, které by se mělo konečně přiblížit energiím, na které bylo projektováno, nebo pr detektor ALICE, který by měl získat výrazně lepší detekční schopnosti, než měl doposud. Další zajímavý projekt, který by mohl obohatit tento výzkum, je stavba nového „hyperurychlovače“ v laboratoři CERN, který by měl mít obvod až 100 km. K realizaci má však tento projekt zatím ještě daleko.

Rozhodně lze říct, že studium jádro-jádrových srážek má stále co nabídnout a tedy má i svoji budoucnost. Jen čas ukáže, co všechno se ještě podaří na LHC i jinde naměřit a jaké fyzikální závěry z těchto měření uděláme.

Literatura

- [1] M. Kliemant et al., Global Properties of Nucleus-Nucleus Collisions, Lect.Notes Phys.785:23-103,2010, arXiv:0809.2482v1 [nucl-ex]
- [2] K. Yagi et al., Quark-gluon Plasma, Cambridge University Press 2005
- [3] H. Satz, The Thermodynamics of Quarks and Gluons, BI-TP 2008/06, arXiv:0803.1611v1 [hep-ph]
- [4] F. Karsch and E. Laermann, Susceptibilities, the Specific Heat and a Cumulant in Two-Flavour QCD, Phys. Rev. D 50 (1994) 6954, arXiv:hep-lat/9406008v1.
- [5] F. Karsch, E. Laermann and A. Peikert, The Pressure in 2, 2+1 and 3 Flavour QCD, Phys. Lett. B 478 (2000) 447, arXiv:hep-lat/0002003v1.
- [6] STAR collaboration et al., Energy Dependence of Moments of Net-proton Multiplicity Distributions at RHIC, Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 032302, arXiv:1309.5681v1 [nucl-ex]
- [7] M. Bleicher et al., Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model, J. Phys. G 25, 1859 (1999).
- [8] T. Hirano et al., Hydrodynamics and flow, 2008, arXiv:0808.2684v1 [nucl-th].
- [9] L. Evans et al., LHC machine, 2008 JINST 3 S08001.
- [10] B. Müller, Investigation of hot QCD matter: Theoretical aspect, 2013, arXiv:1309.7616v2 [nucl-th]
- [11] D. d'Enteria, B. Betz, High- p_T hadron suppression and jet quenching, Lect.Notes Phys.785:285-339, Springer 2010.
- [12] G. Roland et al., Heavy-ion collisions at the LHC, Prog.Part.Nucl.Phys. 77 (2014) 70-127.
- [13] S. Voloshin and Y. Zhang, Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of Azimuthal particle distributions, Z.Phys. C70 (1996) 665–672, arXiv:hep-ph/9407282 [hep-ph].

- [14] ALICE Collaboration et al., Multi-particle azimuthal correlations in p–Pb and Pb–Pb collisions at the CERN Large Hadron Collider, Phys. Rev. C 90, 054901 (2014), arXiv:1406.2474v2.
- [15] Oficiální webové stránky CERN, článek *Member states*, <http://home.web.cern.ch/about/member-states>, navštívěno 29. 06. 2015
- [16] CERN, The LHC guide, 2009, <http://cds.cern.ch/record/1165534/files/CERN-Brochure-2009-003-Eng.pdf>
- [17] ALICE collaboration et al., The ALICE experiment at the CERN LHC, 2008 JINST 3 S08002
- [18] ALICE collaboration et al., Upgrade of the ALICE Experiment, Letter Of Intent, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 087001
- [19] ALICE collaboration et al., Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber, CERN-LHCC-2013-020 / ALICE-TDR-016, 03/03/2014
- [20] ALICE collaboration et al., The ALICE dimuon spectrometer, článek online: http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_dim_spec.html, navštívěno 31. 05. 2015
- [21] S. Chatrchyan, et al., Study of high- p_T charged particle suppression in PbPb compared to pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, Eur. Phys. J. C 72 (2012) 1945. arXiv:1202.2554.
- [22] B.B. Abelev, et al., Production of charged pions, kaons and protons at large transverse momenta in pp and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, PLB 736 (2014) 196–207, arXiv:1401.1250.
- [23] B.B. Abelev, et al., K_S^0 and Λ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 222301. arXiv:1307.5530.
- [24] B. Abelev, et al., Suppression of high transverse momentum D mesons in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, J. High Energy Phys. 1209 (2012) 112. arXiv:1203.2160.
- [25] B.B. Abelev, et al., Centrality, rapidity and transverse momentum dependence of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, Phys. Lett. B 734 (2014) 314–327, arXiv:1311.0214.
- [26] S. Chatrchyan, et al., Observation of sequential Upsilon suppression in PbPb collisions, Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 222301. arXiv:1208.2826.
- [27] K. Aamodt, et al., Harmonic decomposition of two-particle angular correlations in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, Phys. Lett. B 708 (2012) 249–264. arXiv:1109.2501.

- [28] B. Abelev, et al., Anisotropic flow of charged hadrons, pions and (anti-)protons measured at high transverse momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, Phys. Lett. B 719 (2013) 18–28. arXiv:1205.5761.
- [29] B. Abelev, et al., Elliptic flow of identified hadrons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, CERN-PH-EP-2014-104, arXiv:1405.4632v1.
- [30] B. Abelev, et al., D meson elliptic flow in non-central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 102301. arXiv:1305.2707.
- [31] E. Abbas, et al., J/ψ Elliptic Flow in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 162301, arXiv:1303.5880.
- [32] G. Aad, et al., Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector, Phys. Rev. C 86 (2012) 014907. arXiv:1203.3087.
- [33] G. Aad, et al., Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC, Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 252303. arXiv:1011.6182.
- [34] S. Chatrchyan, et al., Jet momentum dependence of jet quenching in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, Phys. Lett. B 712 (2012) 176. arXiv:1202.5022.
- [35] S. Chatrchyan, et al., Studies of jet quenching using isolated-photon + jet correlations in PbPb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, Phys. Lett. B 18 (2013) 773. arXiv:1205.0206.
- [36] G. Aad, et al., Jet size dependence of single jet suppression in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Lett. B 719 (2013) 220. arXiv:1208.1967.