

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



Měření anizotropního toku na experimentu ALICE

Anisotropic flow measurements with the ALICE experiment

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Daniel Mihatsch
Vedoucí práce: Ing. Katarína Křížková Gajdošová, Ph.D.
Rok: 2020



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2019/2020

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Daniel Mihatsch

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Název práce: Měření anizotropního toku na experimentu ALICE
(česky)

Název práce: Anisotropic flow measurements with the ALICE experiment
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

- 1) Popis ultrarelativistických jádro-jaderných srážek
- 2) Sondy pro studium vlastností kvark-gluonového plazmatu
- 3) Anizotropní tok
- 4) Velký hadronový urychlovač a experiment ALICE v CERN
- 5) Malé srážkové systémy

Doporučená literatura:

- [1] S. Sarkar, H. Satz and B. Sinha: The Physics of the Quark-Gluon Plasma, Springer, 2010
- [2] R. Vogt: Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions, Elsevier, 2007
- [3] U. Heinz: Concepts of Heavy-Ion Physics, arXiv: hep-ph/0407360 (2004)
- [4] U. Heinz and R. Snellings: Collective Flow and Viscosity in Relativistic Heavy-Ion Collisions, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 63:123-51 (2013)
- [5] ALICE Collaboration: The ALICE experiment at the CERN LHC, JINST 3 S08002, (2008)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Katarína Křížková Gajdošová, Ph.D., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Datum zadání bakalářské práce: 25.10.2019

Termín odevzdání bakalářské práce: 07.07.2020

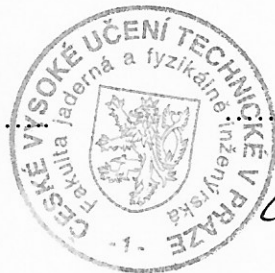
Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



.....
garant oboru



.....
vedoucí katedry



.....
děkan

V Praze dne 25.10.2019

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v přiloženém seznamu. Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....

Daniel Mihatsch

Poděkování

Chtěl bych předně poděkovat Ing. Kataríně Křížkové Gajdošové, Ph.D. za ochotu a trpělivost při vedení práce a za odborné rady, které mi pomohly problematice porozumět. Dále děkuji své rodině za dlouhodobou podporu v průběhu studia. V poslední řadě chci poděkovat své snoubence, která mi byla stálou psychickou podporou a pomohla mi s jazykovou stránkou práce.

Daniel Mihatsch

Název práce:

Měření anizotropního toku na experimentu ALICE

Autor: Daniel Mihatsch

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Katarína Křížková Gajdošová, Ph.D.

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Konzultant: –

Abstrakt: Kvark-gluonové plasma je stav hmoty, v němž jsou kvarky a gluony téměř volné. Takový stav vzniká v jádro-jaderných srážkách na urychlovačích částic. Jedním ze způsobů, jak plasma můžeme zkoumat, je měření anizotropního toku parametrizovaného koeficienty v_n , které kvantifikují preferované směry produkce částic. Tato práce shrnuje dosavadní výsledky měření v této oblasti v jádro-jaderných srážkách, především pak na experimentu ALICE na LHC. Dále se zabývá srážkami v malých systémech, kde se kolektivní chování dříve neočekávalo. Výsledky měření z posledních let však naznačují jeho přítomnost. Poslední část je zaměřena na ilustrativní analýzu dat ze srážek $p + p$ generovaných programem Pythia.

Klíčová slova: quark-gluonové plasma, měření anizotropního toku, srážky malých systémů, ALICE, LHC

Title:

Anisotropic flow measurements with the ALICE experiment

Author: Daniel Mihatsch

Abstract: Quark-gluon plasma is a state of matter, in which quarks and gluons are quasi-free. This state of matter is created in heavy-ion collisions in particle accelerators. One of the probes of plasma is anisotropic flow measurements parametrized by coefficients v_n , which quantify preferred directions of particle yield. This bachelor thesis summarizes current results in this field in heavy-ion collisions, especially from the ALICE experiment at the LHC. Furthermore, the collisions of small systems, in which no collective behavior is expected, are investigated. However, the results from recent years indicate collective behavior. Last chapter is focused on illustrative data analysis from $p + p$ collisions generated by the Pythia.

Key words: quark-gluon plasma, anisotropic flow measurements, small systems collisions, ALICE, LHC

Obsah

Úvod	9
1 Ultrarelativistické jádro-jaderné srážky	11
1.1 Standardní model	11
1.1.1 Základní interakce	11
1.1.2 Elementární částice	13
1.2 Srážky těžkých iontů	13
1.2.1 Vývoj srážek a QGP	13
1.2.2 Fázový diagram QCD	15
1.2.3 Kinematické veličiny	15
2 Sondy pro studium QGP	20
2.1 Studium kvark-gluonového plasma	20
2.2 Tvrdé sondy	20
2.2.1 Kvarkonie	22
2.3 Měkké sondy	23
2.3.1 Spektra identifikovaných částic	23
2.3.2 Celkové výtěžky částic	24
2.3.3 Femtoskopie	24
2.4 Elektromagnetické sondy	25
2.4.1 Produkce fotonů	25
2.4.2 Produkce dileptonů	25
3 LHC a ALICE	27
3.1 Velký hadronový urychlovač (LHC)	27
3.1.1 Princip fungování	27
3.1.2 Konstrukce	27
3.1.3 Experimenty	29
3.2 A Large Ion Collider Experiment (ALICE)	30
3.2.1 Vnitřní dráhový detektor (ITS)	31
3.2.2 Časově projekční komora (TPC)	34
3.2.3 Detektor doby letu (TOF)	34
3.2.4 Detektor V0	36
3.2.5 Vylepšení ALICE v rámci LS2	36
4 Anizotropní tok	39
4.1 Hydrodynamický popis QGP	39

4.2	Anizotropie toku částic	40
4.2.1	Definice	40
4.2.2	Význam	40
4.3	Metoda azimutálních korelací	40
4.3.1	Vektor toku Q_n	41
4.3.2	Generic Framework	43
4.3.3	Kumulanty symetrie	43
4.3.4	Rozdělení na podudálosti	43
4.4	Shrnutí měření anizotropního toku	44
4.4.1	Dvou-částicové korelace	44
4.4.2	Měření v_n v různých závislostech	44
5	Malé systémy	52
5.1	Kolektivita v malých systémech	52
5.2	Výsledky měření nabitých částic	52
5.2.1	Dvou-částicové korelace	52
5.2.2	Měření kumulantu $c_2\{4\}$	54
5.2.3	Eliptický tok v malých a velkých systémech	55
5.2.4	Tok identifikovaných částic	55
5.3	Potlačení jetů v malých systémech	57
6	Srážky $p + p$ generované programem Pythia	58
6.1	Úvod a motivace	58
6.2	Generátor Pythia	58
6.2.1	Struktura programu	59
6.3	Generování srážek a zpracování dat	59
6.3.1	Vlastnosti nagenерованých srážek	59
6.3.2	Použité metody výpočtu	60
6.4	Výsledky simulací	62
6.4.1	Koeficienty $v_n\{2\}$ z dvou-částicových korelací	62
6.4.2	Čtyř-částicový kumulant $c_2\{4\}$	63
	Závěr	65
	Literatura	66
	Přílohy	71
	A Slovník	71

Úvod

Otázkou elementárních stavebních prvků, z nichž se skládá hmota okolo nás, se zabývá lidstvo již od dob starověkého Řecka. Podle našeho současného poznání je hmota okolo nás tvořena atomy, které se sestávají z atomového jádra a elektronového obalu. Jádro je dále tvořeno protony a neutrony, které byly dlouho považovány za elementární částice. Avšak ve skutečnosti jsou nukleony, jak se jim souhrnně říká, složeny ještě z menších částic nazývaných kvarky. Ty jsou k sobě vázány gluony a za běžných okolností se nikdy nevyskytují samostatně. Přesto v jádro-jaderných srážkách na urychlovačích částic při vysokých energiích dochází ke vzniku natolik horkého a hustého média, že jsou v něm kvarky osvobozeny, tj. nevázány. Zkoumání tohoto nově vzniklého média nazývaného kvark-gluonové plasma (QGP) je klíčové, protože je velmi podobné stavu, v němž se veškerá hmota nacházela na počátku našeho vesmíru krátce po Velkém třesku.

V jádro-jaderných srážkách vzniká QGP pouze na velmi krátký čas. Příčinou je jeho rychlé chladnutí způsobené rozpínáním média, což v důsledku vede ke slučování kvarků do komplexnějších částic. To je důvodem, proč nelze vlastnosti QGP studovat přímo, ale pouze z finálních vyprodukovaných částic zachycených na detektoru. Jednou z metod zkoumání QGP je měření anizotropního toku a jeho koeficientů v_n , které kvantifikují preferované směry produkce částic. Z kolektivního chování vyprodukovaných částic lze zpětně zkoumat vlastnosti QGP.

Důležitým referenčním bodem pro jádro-jaderné srážky jsou srážky malých systémů, tj. proton-protonové nebo proton-jádrové srážky. Dlouho se předpokládalo, že v nich nevzniká QGP a mohou tedy sloužit ke srovnání charakteru srážek velkých a malých systémů. Avšak se ukázalo, že částice produkované ve srážkách malých systémů vykazují též jisté kolektivní chování, jehož původ je od té doby předmětem mnoha diskuzí a měření.

V první kapitole své bakalářské práce začínám obecným popisem jádro-jaderných srážek v kontextu současných znalostí částicové fyziky. Dále se zabývám charakterizací a vlastnostmi kvark-gluonového plasmatu. Náplní druhé kapitoly je přehled vybraných sond, které se ke studiu QGP využívají a jejich výsledků měření. Třetí kapitola je zaměřena na Velký hadronový urychlovač (LHC) v CERN a především na experiment ALICE na něm. Klíčovou součástí této kapitoly je popis vybraných detektorů, z nichž se ALICE skládá. Ve čtvrté kapitole definuji anizotropní tok, vysvětluji v současné době nejpoužívanější metodu měření pomocí azimutálních korelací a shrnuji dosavadní výsledky měření anizotropního toku v jádro-jaderných srážkách. Pátá kapitola pojednává o srážkách malých systémů, přičemž se zaměřuje

především na shrnutí výsledků měření, které vykazují známky kolektivity. V poslední kapitole se zaměřuji na vlastní analýzu dat, kterou jsem provedl na datech z proton-protonových srážek nagenеровaných programem Pythia a následnou diskuzi výsledků.

Kapitola 1

Ultrarelativistické jádro-jaderné srážky

1.1 Standardní model

Standardní model částic sdružuje všechny dosud získané poznatky o elementárních částicích a silových interakcích mezi nimi. Mimo gravitaci, která v modelu není obsažena, protože její síla je v porovnání s ostatními zanedbatelná, známe tři základní silové interakce - silnou, slabou a elektromagnetickou. Ty jsou zprostředkovávány příslušnými intermediálními bosony uvedenými v Tab. 1.1. Elementární částice, z nichž se skládá veškerá hmota kolem nás, lze rozdělit do dvou skupin na kvarky a leptony (+ jejich příslušné antičástice). Speciální částicí je pak Higgsův boson, díky němuž je vysvětlena hmotnost ostatních elementárních částic. Všechny tyto částice spolu s intermediálními bosony a jejich vlastnostmi jsou přehledně shrnuty v Obr. 1.1.

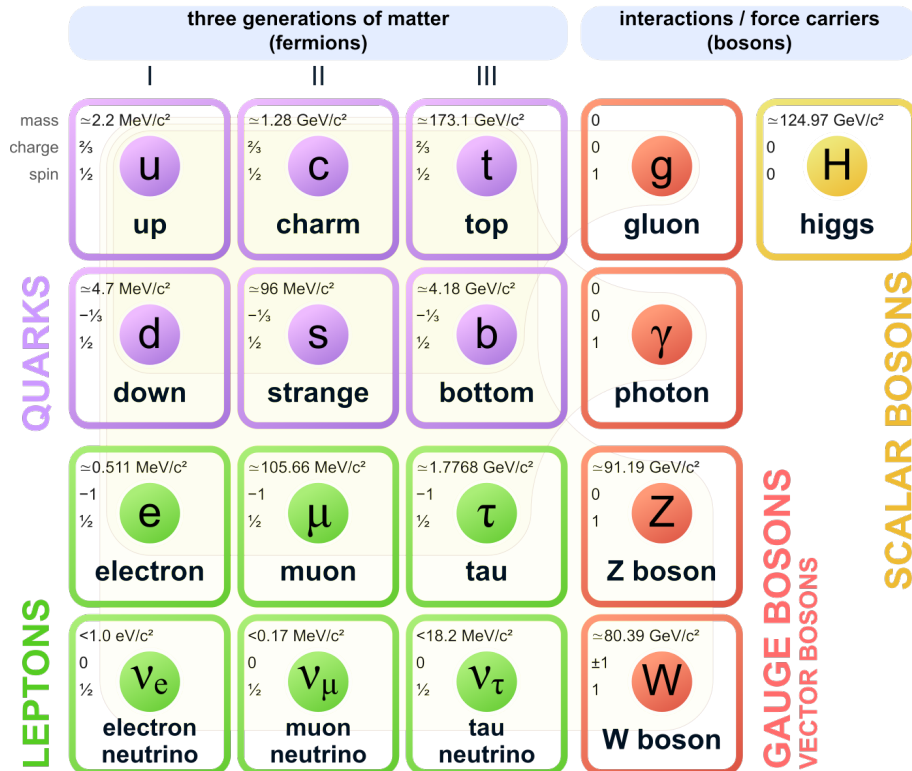
interakce	intermediální boson	hmotnost [GeV]	dosah [fm]	relativní síla
silná	8 gluonů (g)	0	1	~ 1
slabá	W^\pm, Z^0	80,38; 91,19	10^{-3}	$\sim 10^{-7}$
elektromagnetická	foton (γ)	0	$+\infty$	$\sim 10^{-2}$
gravitační	graviton (G)	0	$+\infty$	$\sim 10^{-39}$

Tabulka 1.1: Přehled intermediálních bosonů zprostředkujících základní interakce a jejich vlastnosti [2].

1.1.1 Základní interakce

První ze základních interakcí je silná, kterou zprostředkovává 8 gluonů. Nejlepším jejím současným popisem je Kvantová chromodynamika (QCD), jejíž název je odvozen od třech barevných nábojů (červený, zelený, modrý), přičemž každý kvark má právě jeden takový náboj. Naopak leptony, ani intermediální bosony barevný náboj nemají,

Standard Model of Elementary Particles



Obrázek 1.1: Standardní model elementárních částic [1].

proto spolu silně neinteragují. Jak lze vidět v Tab. 1.1, silná interakce má krátký dosah, ale současně je nejsilnější interakcí ze všech. Při vzrůstající vzdálenosti její síla roste a při klesající naopak klesá asymptoticky k nule. Z tohoto důvodu pozorujeme dva související jevy: barevné uvěznění a asymptotickou volnost. Barevné uvěznění ve své podstatě umožňuje soudržnost hmoty a současně vysvětluje, proč se v přírodě nevyskytují volné kvarky. Pokud bychom se totiž pokusili dva silně vázané kvarky od sebe vzdalovat, museli bychom ve výsledku působit takovou silou, že energie práce by již postačovala na vytvoření nového páru kvark-antikvark. Asymptotická volnost naopak znamená, že při velmi malých vzdálenostech mezi kvarky nebo při vysokých energiích se silná interakce zeslabuje, což v důsledku umožňuje uvolnění kvarků z hadronů, čímž vzniká kvark-gluonové plasma (QGP) [3].

Slabá interakce má výrazně nižší relativní sílu oproti silné interakci, z čehož byl ostatně odvozen i její název. Intermediálními bosony jsou částice W^\pm a Z^0 s nenulovou hmotností, což způsobuje, že slabá interakce má jen velmi krátký dosah, za to ale působí mezi kvarky i mezi leptony.

Elektromagnetická interakce má nekonečný dosah a relativní sílu o dva řády nižší než silná interakce. Intermediálním bosonem je virtuální foton, který na rozdíl od reálného existuje jen po dobu danou relací neurčitosti a je pevně svázán se zdrojem. Elektromagnetická interakce působí jen mezi částicemi s elektrickým nábojem a je zodpovědná mimo jiné za vazbu elektronů v atomu a vazbu atomů v molekulách. V mikroskopickém měřítku ji popisuje kvantová elektrodynamika (QED), v makro-

skopickém měřítku pak klasická elektrodynamika. V 60. letech 20. století probíhaly snahy o sloučení elektromagnetické a slabé interakce do jedné, což vyvrcholilo udělením Nobelovy ceny za fyziku v roce 1979 pro pány S. Glashowa, A. Salama a S. Weinberga za formulaci Teorie elektroslabé interakce [3].

Poslední z výčtu je gravitační interakce s nekonečným dosahem, velmi malou relativní silou a dosud nepozorovanou zprostředkující částicí - gravitonem. Interakce je pouze přitažlivá a projevuje se pouze pro objekty s velmi vysokou hmotností. Dosud nejlepším jejím popisem je Obecná teorie relativity, která ovšem není plně kompatibilní s kvantovou mechanikou [3].

1.1.2 Elementární částice

Standardní model předpokládá složení veškeré hmoty z 6 kvarků ve třech generacích (nahoru a dolů, podivný a půvabný, svrchní a spodní) a 6 leptonů ve třech generacích (elektron a elektronové neutrino, mion a mionové neutrino, taon a taonové neutrino). Kvarky se dále spojují do hadronů, jejichž výsledný barevný náboj musí být vždy neutrální. Takto rozlišujeme hadrony na baryony (částice složené ze tří kvarků, každý s jiným nábojem) a mesony (částice složené z páru kvark-antikvark). Celkově je dnes známo zhruba 300 hadronů složených z kvarků. Higgsův mechanismus vysvětluje, proč jsou bosony hmotné. Využívá k tomu konceptu Higgsova pole, v němž jsou všechny ostatní elementární částice umístěny a předpovídá existenci Higgsova bosonu, který byl skutečně v roce 2012 na experimentech ATLAS a CMS v CERN pozorován [3].

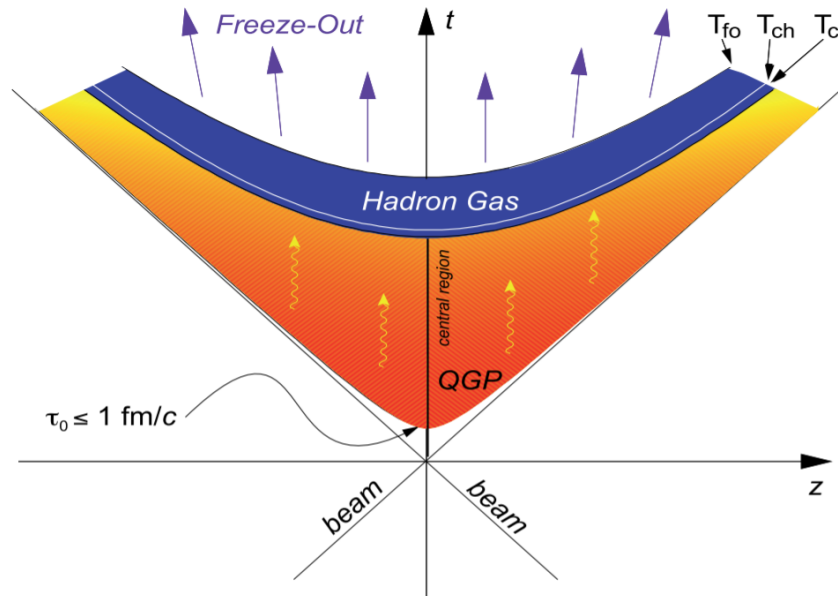
1.2 Srážky těžkých iontů

Na urychlovačích částic můžeme při velmi vysokých rychlostech blízkých rychlosti světla srážet jádra olova nebo jiných těžkých prvků (v současnosti nejčastěji Au , U , Xe), přičemž je produkováno kvark-gluonové plasma (QGP). Tento stav, v němž jsou kvarky téměř nevázané, se velice podobá stavu, ve kterém se nacházel celý vesmír krátce po Velkém třesku. Studováním jádro-jaderných srážek (někdy nazývaných srážky těžkých iontů) tak vytváříme v podstatě malé Velké třesky. Jejich vývoj, stejně jako v případě celého vesmíru, zkoumáme a získáváme tak informace o vlastnostech QGP.

1.2.1 Vývoj srážek a QGP

Dvě relativisticky kontrahovaná jádra interagující při vzájemné srážce především skrze gluony tvoří nové médium. Jeden z nejpoužívanějších modelů spočívá v tom, že částice mezi sebou při interakci natahují barevné struny, které následně fragmentují do partonů, čímž vzniká nové médium [4]. Vzniklá hmota je v nerovnováze, přičemž nehomogenní rozložení energie závisí přímo na geometrii srážky. Tuto fázi nazýváme pre-ekvilíbrio. Pro lepší popis zavádíme souřadný systém, v němž po

ose z přicházejí z opačných stran dvě jádra a rovinu (x,y) kolmou k ose svazku z pak nazýváme transversální. Vzniklé médium kvůli výchozí hybnosti srážených částic expanduje nejdříve v podélném směru, tj. ve směru osy z . Krátce poté ovšem nastupuje i expanze nově vzniklého média v transversální rovině. Hmota postupně termalizuje, až dosáhne stavu lokální tepelné rovnováhy v čase $\tau_0 \approx 1 \text{ fm}/c$. V ní je možno médium popisovat relativistickou viskózní hydrodynamikou. To je dáno splněním podmínky $R \gg l_{mfp}$, kde R je nejmenší rozměr systému a l_{mfp} střední volná dráha. V tento moment mluvíme o inicializace QGP, která je zásadním objektem studia v jádro-jaderných srážkách. Během celého procesu médium postupně chladne (rozpíná se) kvůli tomu, že je obklopeno vakuem uvnitř urychlovací trubice, a má tak tendenci expandovat do míst s nižším tlakem, resp. hustotou částic. Při překročení kritické teploty přibližně 170 MeV dojde k fázovému přechodu a následně k hadronizaci, tj. slučování kvarků do hadronů [5]. Jedním z častých modelů hadronizace je Cooper-Frye mechanismus [6], který modeluje přerod hydrodynamického a statisticky popsaného média do částic, přičemž jako vstupní parametry bere parametry hydrodynamického modelu. Hadrony pak ještě interagují neelasticky a elasticky, přičemž neelastické interakce vymizí při chemickém vymrznutí a elastické později při kinetickém vymrznutí [7]. Po skončení těchto procesů finální částice opouští interakční oblast a jsou detekovány detektory. Evoluce srážky a vznik QGP jsou schématicky zobrazeny na dvourozměrném časoprostorovém diagramu 1.2. Na diagramu jsou vyobrazena dvě jádra přicházející po trajektoriích $t = \pm z$, kde t je čas a z je osa ve směru svazku. V místě $t = z = 0$ dochází ke srážce a v kladném směru osy t je pak zaznamenán vývoj systému. Pro vlastní čas systému platí vztah $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ [8].



Obrázek 1.2: Prostorčasový diagram vývoje jádro-jaderné srážky. Na diagramu jsou vyznačeny: T_c - teplota fázového přechodu, T_{ch} - teplota, při níž dojde k chemickému vymrznutí a T_{fo} - teplota, při níž dojde ke kinetickému vymrznutí [9].

1.2.2 Fázový diagram QCD

Pro jadernou hmotu můžeme podobně jako u vody sestavit fázový diagram, který vyjadřuje jednotlivé stavy hmoty a přechody mezi nimi. Pro tento účel zavádíme baryo-chemický potenciál μ_B , který vyjadřuje rovnováhu mezi hmotou a antihmotou. V případě, že je v systému zastoupeno stejné množství baryonů a antibaryonů, nabývá potenciál hodnoty $\mu_B = 0$. V takovém stavu se nacházel vesmír těsně po Velkém třesku, kdy byl poměr mezi hmotou a antihmotou přibližně roven jedné. V případě, že baryony dominují, nabývá baryo-chemický potenciál hodnot $\mu_B > 0$. Pro srážky s malou energií platí, že hodnota potenciálu je vysoká, protože vzniklé médium obsahuje zhruba stejné množství výchozí hmoty, která pochází ze srážených jader, a nově vzniklé hmoty, která vzniká v poměru 1:1 pro hmotu a antihmotu. S rostoucí energií srážky roste i počet nově produkovaných částic (opět v poměru 1:1 pro hmotu a antihmotu), takže původní částice ze srážených jader již nehrají velkou roli a hodnota potenciálu μ_B limitně klesá k nule. Na základě výpočtů z mřížkové neperturbativní QCD bylo stanoveno, že při $\mu_B = 0$ dochází k přechodu od hadronů ke QGP při hustotě energie přibližně $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ a kritické teplotě $T_{crit} \approx 170 \text{ MeV}$ [8]. Díky pokrokům v těchto výpočtech byl také teoreticky stanoven fázový diagram pro QGP, jehož současná podoba včetně přibližné polohy kritického bodu, kde se mění typ fázového přechodu, je na Obr. 1.3. Nad hranicí vyznačenou bílou čarou se v diagramu nachází QGP a pod ní hadronový plyn, v němž jsou kvarky vázané v hadronech. Z diagramu je patrné, že při $200 \leq \mu_B(E) \leq 500 \text{ MeV}$ je fázový přechod z vázaného na nevázaný stav prvního druhu až po kritický bod, kde se přechod mění na cross-over [8]. Dále na diagramu vidíme tzv. energy scan, což je hledání přesné polohy kritického bodu pomocí postupného snižování energie srážky. Zatímco zcela vlevo máme v diagramu vysokoenergetické srážky na LHC, ve střední části máme srážky při středních energiích na urychlovači RHIC a vpravo pak další plánované experimenty s nižšími energiemi srážek.

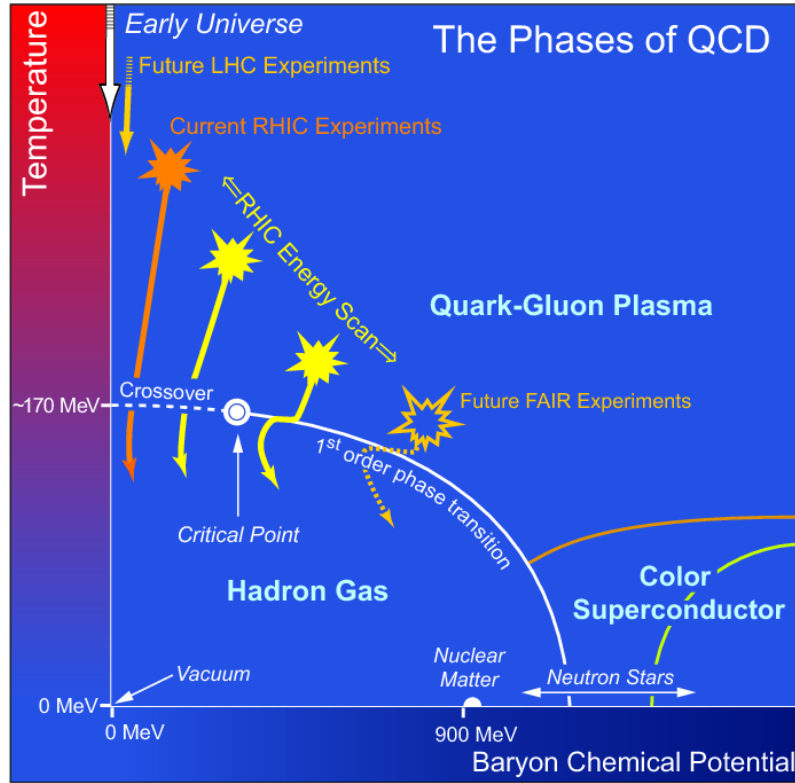
1.2.3 Kinematické veličiny

Pro popis a charakterizaci srážek používáme kinematické veličiny. Částice zpravidla popisujeme relativisticky pomocí čtyřhybností $p^\mu = (E, \vec{p})$, kde se vektorová hybnost \vec{p} často dále rozděluje na podélnou část p_z ve směru svazku a na ni kolmou transversální část \vec{p}_T v rovině (x, y) , která je relativisticky invariantní. Mezi další důležité veličiny, které budou popsány v této podkapitole patří rapidita, energie srážky, luminozita, účinný průřez a centralita.

Rapidita a pseudorapidita

Bezrozměrná veličina rapidita y je definována vztahem

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (1.1)$$



Obrázek 1.3: Fázový diagram QCD v závislosti teploty T na baryo-chemickém potenciálu μ_B [10].

Určeme nyní její fyzikální význam. Předpokládejme částici pohybující se ve směru osy z s podélnou rychlostí β a jejíž podélnou hybnost p_z a energii E můžeme vyjádřit vztahy

$$\begin{aligned} E &= \gamma m, \\ p_z &= \gamma \beta m, \end{aligned} \quad (1.2)$$

kde m je klidová hmotnost uvažované částice. Dosazením do vzorce pro rapiditu (1.1) získáme

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\gamma m + \gamma \beta m}{\gamma m - \gamma \beta m} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right). \quad (1.3)$$

Rapidita je tedy nezávislá na hmotnosti částice a v nerelativistické limitě můžeme provést rozvoj v rychlosti β

$$y = \beta + O(\beta^3), \quad (1.4)$$

z čehož vidíme, že rapidita je relativistickou analogií rychlosti.

Pokud budeme uvažovat částici emitovanou pod úhlem θ ke směru svazku, zapíšeme její rapiditu využitím vztahu (1.1) následovně

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{m^2 + p^2} + p \cos \theta}{\sqrt{m^2 + p^2} - p \cos \theta} \right), \quad (1.5)$$

kde používáme přirozené jednotky, tj. $c = \hbar = 1$. Při velmi vysokých energiích, kterých dosahujeme při ultrarelativistických srážkách, platí $p \gg m$, a proto můžeme psát

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} \right) = -\ln \tan \theta/2 \equiv \eta, \quad (1.6)$$

kde nově zavedenou veličinu η nazýváme pseudorapidita. Z odvození je patrné, že pro vysoké energie platí $y \approx \eta$. Velkou výhodou pseudorapidity oproti rapiditě je, že k jejímu určení nám stačí znalost úhlu θ [8].

Energie srážky

Energii srážky můžeme počítat v laboratorní (LS) nebo těžištové soustavě (CMS). V LS uvažujeme dvě srážené částice, kde jedna je v klidu (terčík) a druhá na ní nalétá (projektil), jejich čtyřhybnosti pak mají tvar $p_1 = (m_1, 0)$ a $p_2 = (E_1, \vec{p}_1)$. V CMS, tj. soustavě spojené s těžištěm srážených objektů, uvažujeme hybnosti částic stejně velké a opačného směru, proto příslušné čtyřhybnosti můžeme vyjádřit ve tvaru $p_1 = (E_1, \vec{p}_1)$ a $p_2 = (E_2, -\vec{p}_1)$. Ze zákona zachování čtyřhybností mezi těmito soustavami dostaneme vztah pro energii srážky v CMS

$$\begin{aligned} (p_1 + p_2)^2 &\stackrel{LS}{=} m_1^2 + m_2^2 + 2E_1m_2 = (p_1 + p_2)^2 \stackrel{CMS}{=} (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = \\ &= (E_1 + E_2)^2 = E_{cms}^2 \equiv s \Rightarrow E_{cms} = \sqrt{s} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1m_2}, \end{aligned} \quad (1.7)$$

kde E_1 je energie projektilové částice v LS.

Často také vyjadřujeme energii jádro-jaderné srážky ve smyslu sumy energií jednotlivých nukleon-nukleonových srážek v CMS. V tom případě používáme označení $\sqrt{s_{NN}}$ a platí vztah

$$\sqrt{s} = A\sqrt{s_{NN}}, \quad (1.8)$$

kde A je počet nukleonů ve srážených jádrech [8].

Účinný průřez a luminozita

Diferenciální účinný průřez σ_c v geometrické interpretaci, kdy uvažujeme srážku dvou částic a a b s produkcí jedné finální částice c , vyjadřuje pravděpodobnost produkce částice c v závislosti na nějakém parametru (např. směru produkce). Integrací

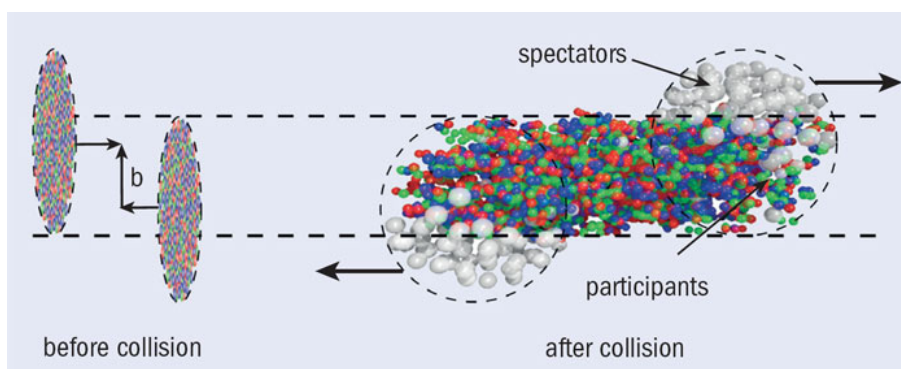
následně dostaneme celkový účinný průřez, který už je nezávislý a vyjadřuje celkovou pravděpodobnost produkce částice c . V obecnějším případě můžeme účinný průřez ztotožnit s pravděpodobností, že proběhne jistý proces. Pokud uvažujeme vstříčné svazky v urychlovači, pro četnost interakcí dostaneme vztah

$$R_{int} = L\sigma_c, \quad (1.9)$$

kde L je luminozita - veličina, která nezávisí na konkrétní interakci ale pouze na vlastnostech svazků v urychlovači. Integrovanou luminozitu pak získáme snadno integrací přes nějaký časový úsek. Ve výsledku lze pro jistý účinný průřez a danou integrovanou luminozitu určit počet vyprodukovaných částic v urychlovači za dané období [3].

Centralita

Centralita je důležitým parametrem, podle něhož vybíráme srážky s jistým charakterem. Je parametrizována srážkovým parametrem b , což je zjednodušeně vzdálenost středů srážených jader, jak je ilustrováno na Obr. 1.4. Pokud si označíme R_1 a R_2 průměry jader, pro hodnoty srážkového parametru v intervalu $0 \leq b \leq R_1 + R_2$ pak mluvíme o tzv. minimum-bias srážkách. Jestliže $b = 0$, označujeme srážku jako čelní (centrální, přímou). V případě, kdy b není blízké nule a současně platí $b < R_1 + R_2$, označujeme srážku jako periferální. Pokud platí $b > R_1 + R_2$, srážku označujeme jako ultraperiferální a má naprosto odlišný charakter od předchozích typů, protože v ní nedochází k přímé hadronické interakci. Bohužel srážkový parametr b není přímou pozorovatelnou, proto využíváme jiné metody, jak centralitu určit experimentálně.



Obrázek 1.4: Dvě jádra nalétávající na sebe se srážkovým parametrem b před srážkou a po srážce [11].

Jedna z nich pracuje s Glauber model [12], který je využíván pro odhad počtu nukleonů zapojených do srážky N_{part} a počtu binárních srážek nukleon-nukleon N_{bin} , ke kterým v dané srážce jader dojde, pro daný srážkový parametr b . Existují dva přístupy, jak dojít k počtům srážek - optický a Monte Carlo (MC). Rozebereme si

pouze přístup využívající metodu Monte Carlo. Předpokládejme Woods-Saxonovu distribuci nukleonů v jádře podle vztahu

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left\{\frac{r-r_0}{c}\right\}}, \quad (1.10)$$

kde ρ_0 je konstanta jaderné hustoty, r vzdálenost od centra jádra, r_0 průměrný poloměr jádra a c tloušťka slupky jádra. Dále předpokládejme, že jádro-jadernou srážku můžeme rozložit do jednotlivých nezávislých nukleon-nukleonových srážek, přičemž k jednotlivým srážkám dochází v případě, že vzdálenost dvou nukleonů splňuje jisté kritérium. Následně modelujeme srážky dvou jader, v nichž jsou nukleony rozmístěny podle distribuce (1.10), s různými srážkovými parametry b . Z namodelovaných srážek pro jednotlivé hodnoty b postupně získáme hodnoty N_{part} metodou Monte Carlo, přičemž tyto hodnoty nejsou konstantní, ale odpovídají normálnímu rozdělení.

Otázkou pak zůstává, jak tyto získané hodnoty propojit s experimentálně měřenou multiplicitou. Klíčovou roli zde hraje počet částic, které jsou produkovány v každé nukleon-nukleonové srážce. Ten odpovídá opět jisté distribuci, která byla experimentálně naměřena v $p + p$ srážkách. Ukázalo se, že se jedná o záporné binomické rozdělení (NBD) [12]. Propojením distribuce N_{part} z MC Glauber metody s touto distribucí počtu produkováných částic získáme výslednou distribuci multiplicity, kterou již lze experimentálně měřit. Podrobnosti k určení centrality lze nalézt v [12].

Kapitola 2

Sondy pro studium QGP

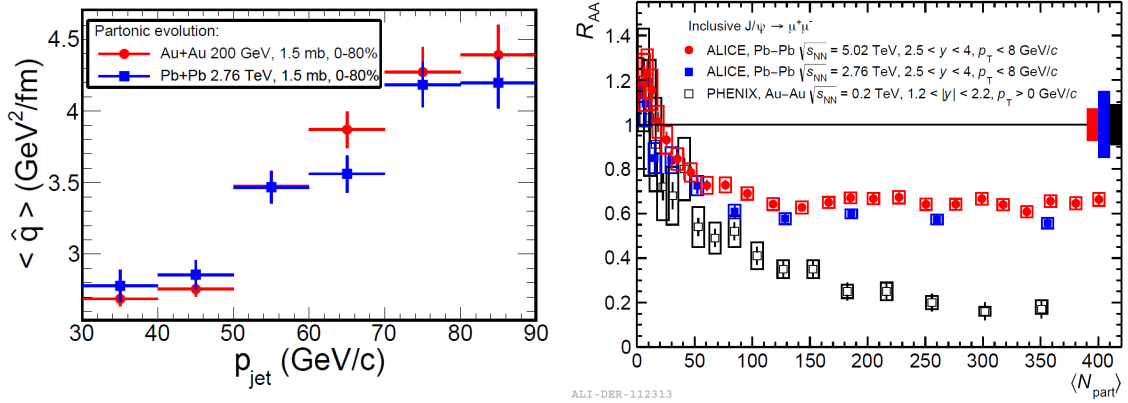
2.1 Studium kvark-gluonového plasma

Přítomnost kvark-gluonového plasma a jeho vlastnosti lze zkoumat pomocí celé řady sond, z nichž mezi nejvýznamnější patří vyzařování fotonů a dileptonů, produkce kvarkonií, potlačení jetů, měření spektra produkovaných hadronů a hydrodynamický tok. Někdy se pak tyto sondy řadí do tří skupin - tvrdé (např. potlačení jetů a produkce kvarkonií), měkké (např. hadronová spektra, hydrodynamický tok) a elektromagnetické (produkce fotonů a dileptonů). Vybrané sondy a výsledky budou rozebrány v dalších podkapitolách vyjma hydrodynamického toku, kterému je věnována celá čtvrtá kapitola [13].

Pomocí těchto sond zkoumáme vlastnosti QGP - stavové termodynamické proměnné (teplota a rozložení energie), transportní vlastnosti (viskozita), elektromagnetickou odezvu a reakci plasmatu na průchod partonů, tj. kvarků a gluonů. Analýza se pak zpravidla provádí porovnáváním předpovědí teoretických modelů s naměřenými daty z experimentu [14].

2.2 Tvrdé sondy

Tvrdé sondy souvisí s ranou fází vývoje srážky, v níž jsou při srážce dvou partonů vytvořeny nové vysokoenergetické částice. Z jejich modifikace průchodem plasmou lze zjistit informace o QGP. Mezi tyto částice patří partony, která fragmentují do kaskád tvořených gluony a kvarky. Kvarky se pak postupně slučují do hadronů, které pozorujeme na detektoru. Kolimovaná sprška takto vyprodukovaných částic se nazývá jet. Díky pokrokům v technologii detektorů a teorii lze v současné době pomocí různých algoritmů zrekonstruovat celou spršku částic až k primární srážce. Při počáteční srážce nebo během fragmentace pak mohou vznikat také další vysokoenergetické částice složené z těžkých kvarků, které označujeme jako kvarkonia. Přítomnost plasmy způsobuje zanikání nebo potlačení těchto jevů a při nich produkovaných částic kvůli ztrátám energie srážkovými nebo radiačními procesy.



Obrázek 2.1: Vlevo: Závislost transportního koeficientu \hat{q} na energii jetu pro srážky $Au + Au$ při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a srážky $Pb + Pb$ při $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV ve fázi QGP [16]; Vpravo: Potlačení produkce J/Ψ parametrizované jaderným modifikačním faktorem R_{AA} ve srážkách $Pb + Pb$ na LHC a srážkách $Au + Au$ na RHIC jako funkce průměrného počtu zapojených nukleonů $\langle N_{part} \rangle$ [17].

Ke kvantifikaci tohoto potlačení v plasmatu se používá jaderný modifikační faktor R_{AA} , který porovnává produkci v jádro-jaderných a proton-protonových srážkách. Srážku jader interpretujeme jako sérii srážek nukleonů, a proto výsledná produkce částic při srážce jádra s N nukleony by měla být pouze škálovaná (N -krát) multiplacita protonové srážky. V případě, že škálování nepopisuje výslednou produkci, došlo k nějaké modifikaci např. vlivem přítomnosti média. Jaderný modifikační faktor v závislosti na rapiditě y a transversální hybnosti p_T definujeme zpravidla jako poměr

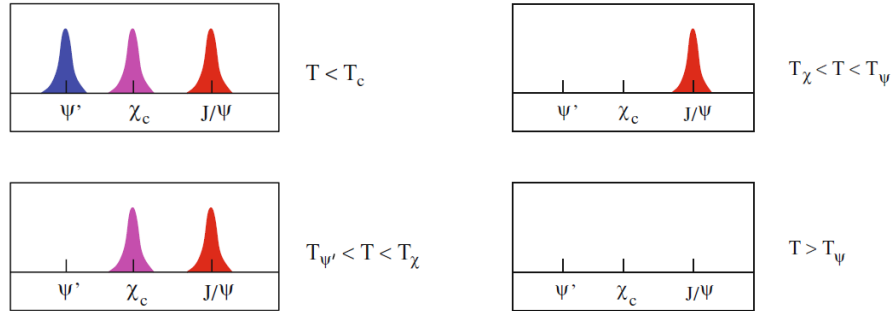
$$R_{AA}(y, p_T) = \frac{d^2 N_{AA}/dy dp_T}{\langle N_{bin} \rangle \cdot d^2 N_{pp}/dy dp_T}, \quad (2.1)$$

kde N_{AA} je počet produkovaných částic ve srážce jader, N_{pp} počet produkovaných částic ve srážce protonů a $\langle N_{bin} \rangle$ průměrný počet binárních srážek nukleonů ve srážce jader pro danou třídu centrality [8]. Hodnota faktoru $R_{AA} \approx 1$ naznačuje, že srážka jader je jen škálováním proton-protonové srážky, tj. nepozorujeme žádný vliv média. Hodnoty $R_{AA} < 1$ naopak naznačují potlačení produkce částic v jádro-jaderné srážce, což může souviset s přítomností média.

Jedním z parametrů, který lze studiem potlačení jetů určit, je transportní koeficient \hat{q} , který vyjadřuje brzdící schopnost média, resp. efektivitu předávání energie z prolétávající částice na médium. Porovnáním experimentálních dat s teoretickými předpověďmi lze studovat závislost tohoto parametru na hustotě energie a teplotě plasmatu [15]. Změřená závislost transportního koeficientu \hat{q} na energii jetu p_{jet} je na Obr. 2.1 vlevo, přičemž se ukazuje, že s narůstající energií jetu, resp. jeho transversální hybností roste i předávání energie médiu. Současně hodnota \hat{q} je při nižších energiích jetů mírně vyšší pro srážky s energií na úrovni LHC, ale situace se obrací pro jety o vyšší energii. Nízkoenergetické jety jsou ve výsledku citlivější na vlastnosti plasmu než vysokoenergetické [16].

2.2.1 Kvarkonia

Kvarkonia jsou mesony složené z těžkého kvarku a jeho antikvarku. Podle složení je dále dělíme na charmonia ($c\bar{c}$) a bottomonia ($b\bar{b}$). Zatímco většina hadronů má poloměr ~ 1 fm, kvarkonia mají poloměr v rozmezí 0,1–0,3 fm [13], což je způsobeno vyšší vazebnou energií než mají ostatní hadrony. Z tohoto důvodu se očekává, že přežijí i uvnitř plasmy při teplotách vyšších než kritická teplota. Podle velikosti vazebné energie se bude lišit teplota, při které dané kvarkonium roztaje na jednotlivé kvarky. Tento proces je spjatý s barevným, tzv. Debeyovým stíněním, které funguje podobně jako stínění elektrického náboje, kdy se plasma polarizuje po vložení náboje a odstíní tak jeho elektrické pole. Podobně pokud máme dva barevné náboje, které vstoupí do QGP, jsou obklopeny velkým množstvím jiných nábojů a přestanou se vidět navzájem, což vede k rozpuštění vazby mezi nimi. Ke stínění dochází pouze v jistém kulovém prostoru o poloměru r_s nazývaném Debeyův poloměr, přičemž jeho velikost je závislá na teplotě média. Pokud se poloměr r_s stane srovnatelný s poloměrem hadronů, dochází k rozpouštění. Jestliže tedy známe poloměry kvarkonií a chování funkce $r_s(T)$, může nám rozpouštění kvarkonií posloužit k určení teploty T a energetické hustoty ε QGP [18]. Na Obr. 2.2 můžeme tento proces vidět názorně. Vezměme tři kvarkonia s různými poloměry, resp. vazebnými energiemi - J/Ψ ($r = 0,2$ fm), χ_C ($r = 0,3$ fm) a Ψ' ($r = 0,4$ fm). Pokud všechna přežijí průchod plasmou, získáme horní odhad teploty média [13]. Potlačení jejich produkce pak vyjadřuje zmíněný jaderný modifikační faktor (2.1).



Obrázek 2.2: Ilustrace rozpouštění charmonií při různých teplotách plasmy. Uvedené teploty $T_{\Psi'}$, T_χ a T_Ψ jsou teploty, při nichž dochází k rozpouštění vazby charmonií Ψ' , resp. χ_C , resp. J/Ψ , což se projeví vymizením dané částice z měřeného spektra [13].

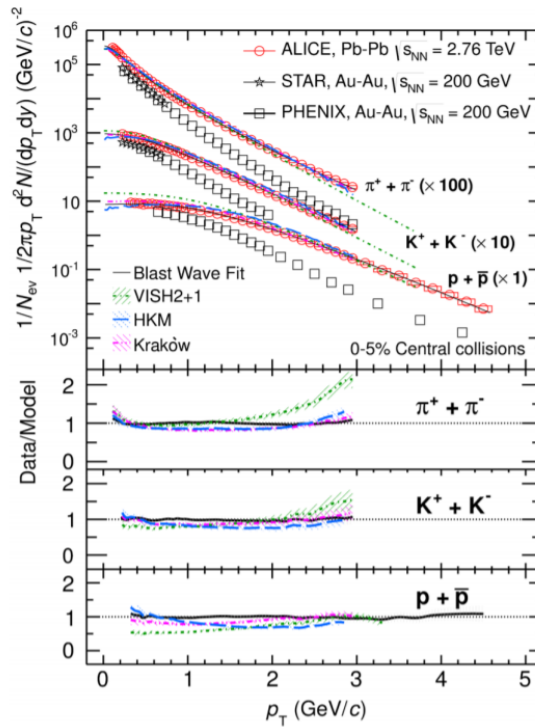
Toto potlačení je při vyšších energiích srážek částečně kompenzováno rekombinací c kvarků. Při přechodu k vyšším energiím vzniká tolik c kvarků, že kvarky z rozpuštěných charmonií mají velkou šanci nalézt svého c partnera při průchodu plasmou a tím vytvořit nové charmonium. Pokles produkce kvarkonií při energiích na LHC tedy není tak silný jako u nižších energiích na urychlovači RHIC, což můžeme vidět z měření jaderného modifikačního faktoru R_{AA} v závislosti na průměrném počtu nukleonů zapojených do srážky $\langle N_{part} \rangle$ na Obr. 2.1 vpravo [17].

2.3 Měkké sondy

Mezi měkké sondy patří studium spekter identifikovaných částic, celkové výtěžky částic a femtoskopie, které budou popsány v následujících podkapitolách. Významnou měkkou sondou je také hydrodynamický tok, který bude popsán v samostatné kapitole.

2.3.1 Spektra identifikovaných částic

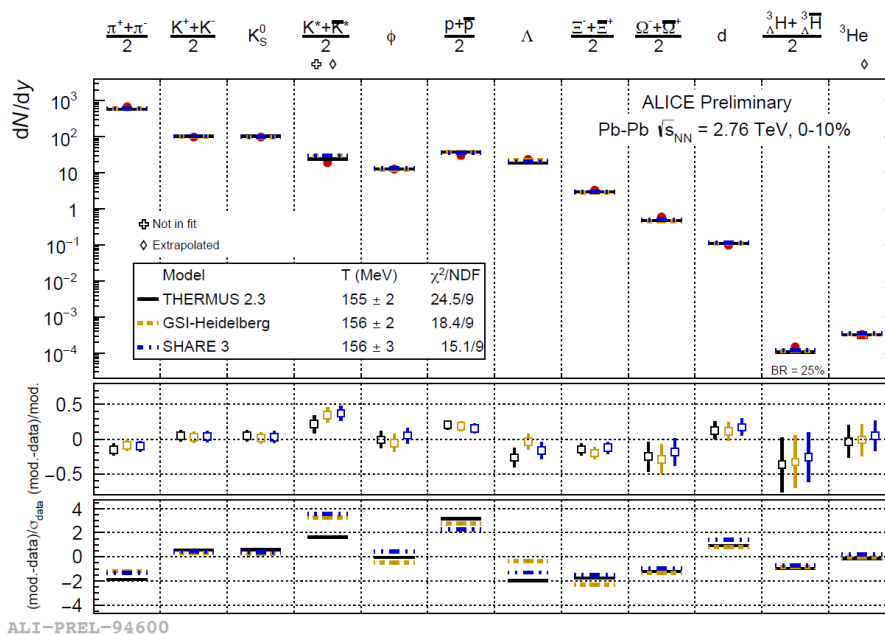
V prvním případě měříme produkci identifikovaných, tj. vybraných částic v závislosti na jejich transversální hybnosti p_T . Nejčastěji se měří spektra pionů, kaonů a protonů, která jsou následně fitována teoretickým modelem, jehož parametry jsou průměrná rychlost částic při expanzi $\langle\beta\rangle$ a teplota kinetického vymrznutí T_{fo} . Příklad takového měření je na Obr. 2.3, kde vidíme spektra pionů, kaonů a protonů naměřená na detektorech ALICE, STAR a PHENIX při příslušných energiích v centrálních srážkách. V tomto případě byla určena průměrná rychlost částic při expanzi $\langle\beta\rangle = 0,65 \pm 0,02$ a teplota kinetického vymrznutí $T_{fo} = 95 \pm 10$ MeV [19]. Z měření je dále patrné, že přechodem k vyšším energiím se zvyšuje počet částic s vysokou transversální hybností p_T .



Obrázek 2.3: Spektra identifikovaných částic naměřená na detektorech ALICE, STAR a PHENIX při příslušných energiích v centrálních srážkách fitovaná různými teoretickými modely [19].

2.3.2 Celkové výtěžky částic

Celkové výtěžky částic získáme tak, že vyintegrujeme spektra z předchozí části pro všechny hodnoty p_T . Ve výsledku tak získáme počty vyprodukovaných částic daného typu. Příklad takového měření je na Obr. 2.4, kde vidíme naměřené počty různých částic porovnané s hodnotami z teoretických termálních modelů, jejichž parametrem je teplota chemického vymrznutí T_{ch} , která byla v tomto případě všemi modely určena na přibližně 155 MeV.



Obrázek 2.4: Počty produkovaných částic změřené na experimentu ALICE v centrálních srážkách $Pb - Pb$ při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV porovnané s hodnotami termálních modelů a z nich určené hodnoty teploty chemického vymrznutí.

2.3.3 Femoskopie

Studium produkce hadronů nám mimo jiné pomáhá určovat objem média, z něž jsou emitovány částice při vymrznutí. Měřením tohoto objemu se zabývá femoskopie, která k tomu využívá především měření korelace dvou částic s podobnou hybností, tj. měření šířky distribuce (HBT poloměr) vzdálenosti dvou bodů, z nichž byly částice emitovány. Tato distribuce je studována ve třech rovinách, čímž je získána 3D informace a lze tak určit avizovaný objem média. Z měření bylo zjištěno, že všechny tři HBT poloměry rostou s třetí odmocninou hustoty multiplicity nabitých částic ve střední rapiditě $dN/d\eta^{1/3}$ a klesají s rostoucí transversální hybností dvojice částic k_T , což je potvrzeno měřeními publikovanými v [20].

2.4 Elektromagnetické sondy

Během celé evoluce srážky dochází k elektromagnetickému vyzařování, tj. emisi fotonů a dileptonů (párů e^+e^- a $\mu^+\mu^-$). Tyto částice interagují pouze elektromagneticky, proto procházejí médiem téměř bez modifikace. Mohou tak sloužit jako kontrola pro měření R_{AA} hadronů. Pokud je např. jaderný modifikační faktor fotonů roven jedné, tj. $R_{AA} = 1$ a R_{AA} hadronů je naopak nenulový, můžeme usoudit, že veškeré modifikace produkce hadronů pocházejí z plasmatu. Fotony mohou být produkovány v počáteční srážce, pak poskytují informace o rané fázi evoluce QGP, nebo v plasmatu samotném, a pak mohou být použity k určení její teploty [13].

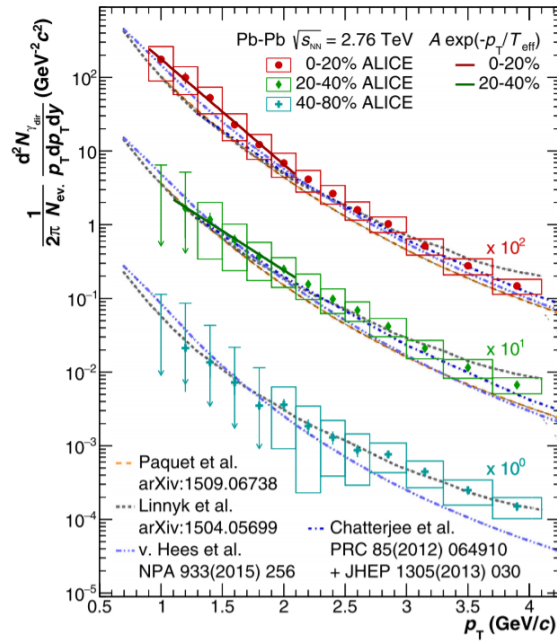
2.4.1 Produkce fotonů

Většina fotonů produkovaných v jádro-jaderných i proton-protonových srážkách pochází z rozpadů mezonů (např. π , ω). Zbytek emitovaných fotonů, tzv. přímé s vysokou transversální hybností p_T pak pochází z počátečních nukleon-nukleonových srážek a fragmentací jetů. Přímé fotony s nízkou transversální hybností, tzv. termální pocházející z horké QGP jsou produktem anihilací párů kvark-antikvark, Comptonových rozptylů, sekundárních interakcí mezonů (např. $\pi + \pi \rightarrow \rho + \gamma$) a brzděného záření hadronů [21].

Z měření produkce fotonů v závislosti na transversální hybnosti p_T lze určit teplotu QGP. Z celkového p_T spektra se vybere pouze část nízkých transversálních hybností, která se následně fituje exponenciální funkcí podle předpokladů záření černého tělesa. Jedním z parametrů je teplota média, z něhož jsou fotony vyzařovány. Měření takového spektra je na Obr. 2.5, kde vidíme změřené produkce fotonů v závislosti na p_T na experimentu ALICE ve srážkách $Pb - Pb$ s různou centralitou při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Průměrná teplota plasmatu při těchto srážkách byla určena fitem na přibližně $T \sim 300$ MeV při centralitě 0 – 20 %, tj. v centrálních srážkách a na $T \sim 400$ MeV při centralitě 20 – 40 % [22].

2.4.2 Produkce dileptonů

Dileptony mohou být produkovány stejně jako fotony v celém objemu plasmatu. Jejich výhodou je však nenulová klidová hmotnost m_0 , která může pomoci určit místo jejich původu. Dileptony emitované z hadronových procesů rozdělujeme podle jejich hmotnosti, resp. původu: rozpad mezonů, baryonů (např. π^0 , Δ , ρ , ω) a hadronové brzděné záření ($m_0 < 1$ GeV/c); leptony z párů $D + \bar{D}$ a radiace z mesonových reakcí ($1 < m_0 < 3$ GeV/c); přímé rozpady vektorových mezonů (např. J/Ψ) a anihilace páru kvark-antikvark za vzniku dvou leptonů ($m_0 > 3$ GeV/c). Druhým zdrojem jsou rozpady termálních fotonů. Původ takto vzniklých elektronů lze určit z invariantní hmotnosti m_{inv} , přičemž částice s vysokou m_{inv} pocházejí z QGP a částice s nízkou m_{inv} z hadronové fáze. Nejčastějšími procesy jsou anihilace páru kvark-antikvark a Comptonův rozptyl [21].



Obrázek 2.5: Změřené produkce fotonů v závislosti na p_T na experimentu ALICE ve srážkách $Pb - Pb$ s různou centralitou při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV a fit exponenciální funkcí.

Kapitola 3

LHC a ALICE

3.1 Velký hadronový urychlovač (LHC)

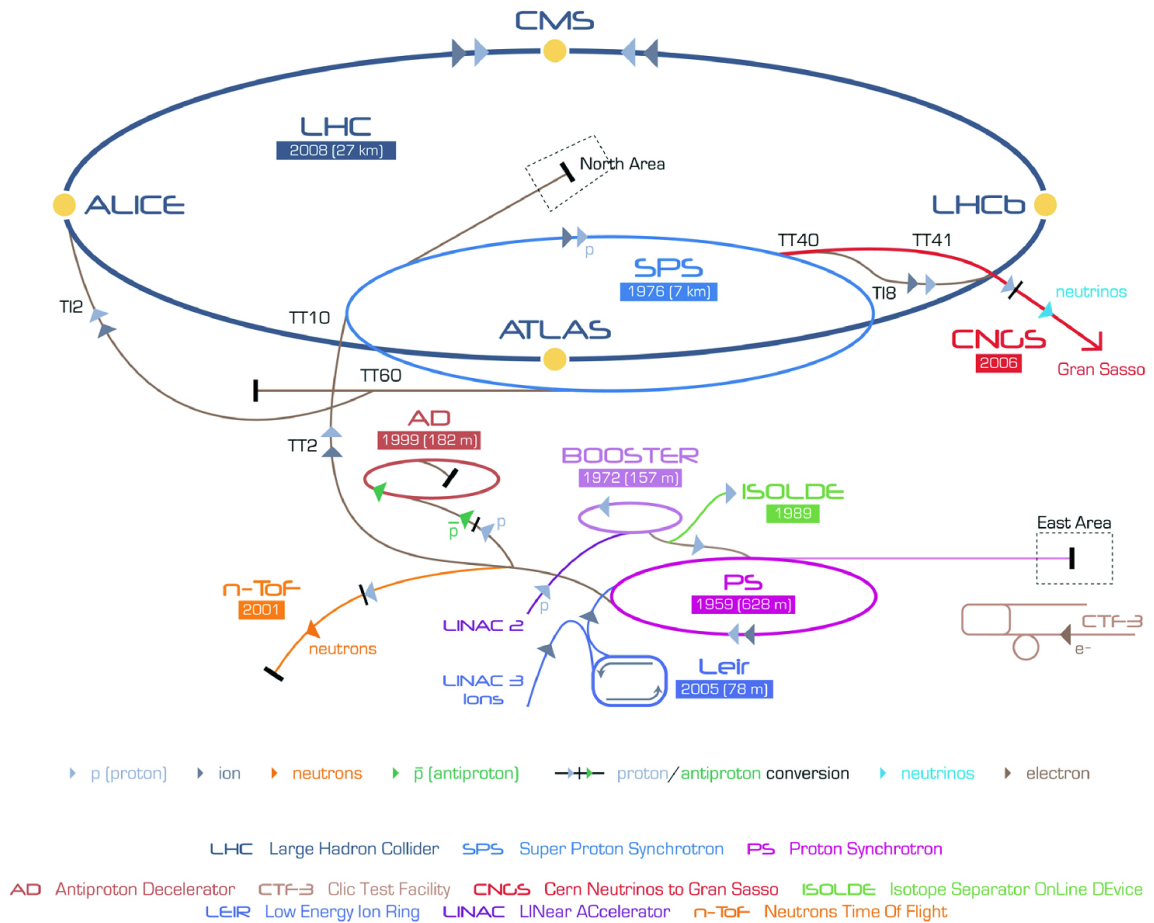
Velký hadronový urychlovač (LHC), který je největším urychlovačem částic na světě, byl vybudován v 26,7 km dlouhém tunelu po Velkém elektron-pozitronovém urychlovači (LEP) v hloubce 45 – 170 m pod povrchem na hranici Švýcarska a Francie v rámci komplexu urychlovačů v ženevském sídle Evropské organizace pro jaderný výzkum (CERN). Projekt byl schválen v prosinci roku 1994 a k prvnímu spuštění došlo v roce 2008. Hlavními oblastmi výzkumu na LHC jsou Higgsův boson, hledání modelů za hranicemi Standardního modelu, antihmota a kvark-gluonové plasma [23].

3.1.1 Princip fungování

Na LHC jsou urychlovány svazky protonů a iontů, které se skládají ze shluků částic (tzv. bunchů). Tyto shluky jsou před vložením do LHC postupně urychlovány kaskádou menších urychlovačů. Prvním z nich je lineární urychlovač, který urychlí protony (LINAC2), resp. ionty (LINAC3) na energii v řádu desítek, resp. jednotek MeV. V kaskádě následuje kruhový urychlovač, který protonům (PS Booster), resp. iontům (LEIR) udělí energii 1,4 GeV, resp. 72 MeV. Poté jsou protony i ionty posílány do Proton Synchrotronu (energie protonů 25 GeV) a následně do Super Proton Synchrotronu, kde jsou protony urychleny na 450 GeV. Svazky s touto energií už mohou být vloženy do LHC, kde se dosahuje energie až $\sqrt{s} = 13$ TeV ve srážkách proton-proton, $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$ TeV ve srážkách proton-olovo a $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV ve srážkách olovo-olovo [24]. Celá kaskáda je schématicky znázorněna na Obr. 3.1.

3.1.2 Konstrukce

Tvar LHC není zcela kruhový, spíše se jedná o osm rovných úseků, přičemž pouze na jednom z nich dochází k urychlování, a osm obloukových úseků, v nichž je svazek stáčen. Hlavními částmi urychlovače jsou dvě vakuové trubice, sady magnetů



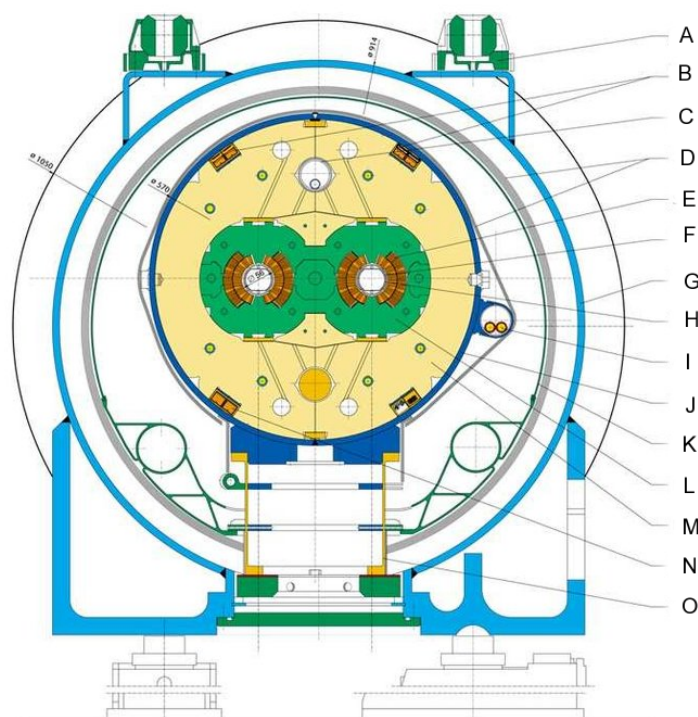
Obrázek 3.1: Komplex urychlovačů CERN [25].

sloužící pro stáčení svazku (dipóly), fokusaci svazku (kvadrupóly) a další korekce a urychlovací kavity.

Na rozdíl od urychlovače LEP, kde byly sráženy částice s antičásticemi, jsou u LHC, který slouží ke srážení dvou částic, nutné dvě samostatné trubice, v nichž obíhají svazky proti sobě, a tím pádem i dvě magnetická pole s opačnou orientací. Každá z trubic obsahuje velmi kvalitní vakuum (10^{-13} atm), aby byly minimalizovány srážky svazku s částicemi v trubici [23].

Dipólové magnety slouží ke stáčení svazku a jsou jedním z hlavních limitujících faktorů při snaze dosáhnout co největších energií srážky. Limitace spočívá v tom, že čím je částice urychlená na vyšší rychlost, tj. čím má vyšší hybnost, tím potřebujeme silnější magnety, abychom ji udrželi uvnitř trubice urychlovače. Jediný způsob, jak dosáhnout velmi silného magnetického pole, které je pro tento účel vyžadováno, je použití supravodivých magnetů, resp. cívek generujících magnetické pole. Na vinutí cívek byla použita slitina $NbTi$, která se stává supravodivou při teplotách pod 10 K. Z tohoto důvodu je nutné neustálé chlazení dipólů tekutým heliem o teplotě 1,9 K. Tímto způsobem je vytvořeno magnetické pole o síle 8,3 T generované podél svazku celkem 1232 dipóly o délce 15 m. Průřez dipólem je na Obr. 3.2. Kvadrupóly a další více pólové magnety jsou pak používány pro fokusaci svazku a manipulaci s ním před bodem srážky a při jeho vložení do LHC. I tyto magnety jsou supravodivé, a tudíž

chlazené tekutým heliem.



Obrázek 3.2: Průřez dipólem urychlovače LHC. Nejdůležitějšími částmi jsou: (E) supravodivé cívkky; (F) urychlovací trubice; (G) stěna vakuové nádoby; (K) tepelný štít [26].

Urychlování částic probíhá v soustavě radiofrekvenčních kavit, což jsou kovové bloky, na něž je přivedeno střídavé napětí. Urychlovaná částice je nejdříve přitahována nejbližší RF kavitou nabitou opačným nábojem. Při průletu se náboj RF kavity obrátí, a tím je částice naopak odpuzována. Tímto způsobem jsou částice v soustavě postupně urychlovány a současně shlukovány do balíků částic, tzv. bunchů. To je dáno střídavým napětím, které způsobí, že částice, které ke RF kavitě dorazí dříve, jsou urychleny méně než částice, které dorazí později. Frekvence je volena tak, aby částice s ideální rychlostí již urychlena nebyla. Na každé urychlovací trubici je instalováno celkem osm supravodivých kavit podchlazených na 4,5 K, přičemž na každou z nich je přivedeno napětí 2 MV při frekvenci 400 MHz [24].

3.1.3 Experimenty

Na LHC jsou celkem čtyři místa, na nichž dochází ke křížení svazků, tj. ke srážkám, a jsou tam tudíž umístěny experimenty. V dalších čtyřech bodech se pak urychlovací trubice mohou rozpojit z důvodu údržby. Experimenty ATLAS a CMS jsou zaměřeny na studium procesů Standardního modelu ve srážkách proton-proton (např. produkce Higgsova bosonu, měření rozpadových šířek částic). Dalším bodem výzkumu je hledání teorií za hranicemi Standardního modelu, mezi něž patří např. teorie supersymetrie. Experiment LHCb je zaměřen především na studium narušení CP symetrie, což souvisí s tzv. *b*-fyzikou, tj. studiem částic obsahujících těžký *b* kvark

[27]. Posledním je experiment ALICE, který se zabývá studiem jádro-jaderných srážek a kvark-gluonového plasmatu, které při nich vzniká. Tento experiment je podrobně popsán v následující sekci 3.2.

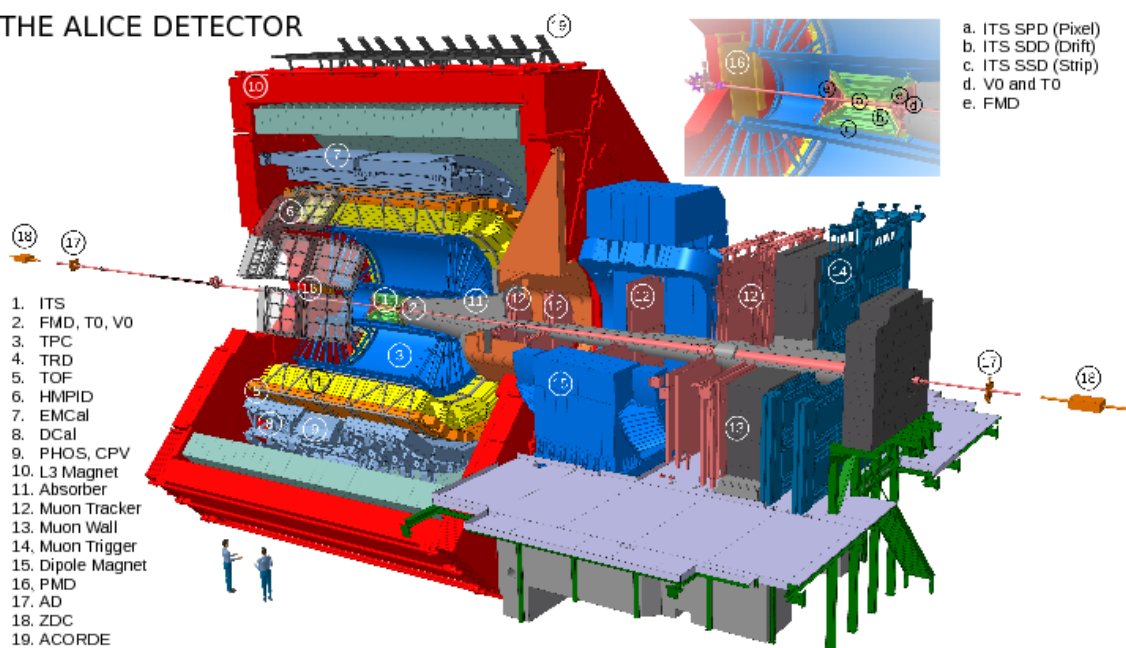
3.2 A Large Ion Collider Experiment (ALICE)

Detektor ALICE, který patří mezi čtyři hlavní experimenty na urychlovači LHC, byl uveden do provozu v roce 2008. Jeho primární účel je studium jádro-jaderných srážek a vlastností kvark-gluonového plasmatu, které při nich vzniká. Skládá se z centrální části (barelu) umístěné uvnitř velkého solenoidu s magnetickým polem až 0,5 T, mionového spektrometru a dopředných detektorů. Rozměry ALICE dosahují $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$ a váží přibližně 10000 t.

Detektor je složen z 18 detektorových subsystémů a příslušných podpůrných systémů (napájení, chlazení, bezpečnostní systémy a další), přičemž jeho uspořádání je schématicky znázorněno na Obr. 3.3. V centrální části se nachází následující subdetektory: Vnitřní dráhový detektor (ITS), Časově projekční komora (TPC), Detektor přechodového záření (TRD), Detektor doby letu (TOF), Detektor identifikující částice s vysokou hybností (HMPID), Elektromagnetický kalorimetr (EMCAL), Fotonový spektrometr (PHOS) a Detektor kosmického záření (ACORDE). Mionový spektrometr je umístěn za betonovou zdí, která slouží jako pohlcovač všech částic vyjma mionů a neutrin, které by vytvářely nežádoucí signály. Pracuje jako celek skládající se z Mionového dráhového detektoru, Mionového triggeru a dipólového magnetu. Poslední kategorií subdetektorů jsou dopředné detektory: Kalorimetr v nulovém úhlu (ZDC), Čítač multiplicity fotonů (PMD), Dopředný čítač multiplicity (FMD), detektor V0, detektor T0 a Difrakční detektor (AD). Nejdůležitější z těchto detektorů, které jsou používány pro nejvíce analýz a současně jsou klíčové pro měření anizotropního toku, jsou popsány důkladněji dále v sekcích 3.2.1-3.2.4.

Jednotlivé detektorové systémy byly zvoleny s ohledem na zkoumané fyzikální pozorovatelné. Primárním úkolem detektoru je zaznamenat dráhy částic, z jejichž zakřivení v magnetickém poli lze určit náboj a hybnost příslušné částice, tím se zabývají subdetektory ITS, TPC a v dopředné rapiditě mionový spektrometr. Dalším klíčovým úkolem detektoru je identifikovat produkované částice, za což jsou zodpovědné především subdetektory ITS, TPC, TOF a HMPID. Díky měření ztrát energie dE/dx na ITS a TPC disponuje ALICE výjimečnou schopností identifikace částic včetně pionů a kaonů. Mezi specializované detektory patří EMCAL (měření energie částic), PHOS (detekce fotonů) a mionový spektrometr (analýza mionových rozpadů těžkých částic). Poslední skupinou, do níž patří např. detektor V0, jsou detektory, jejichž data se využívají pro tzv. triggerování, což je hardwarové nastavení, které za určitých podmínek spustí zaznamenávání dat. Technickou výzvou pro detektor ALICE bylo zvládnutí vysoké multiplicity částic, která dosahuje při jádro-jaderných srážkách až o tři řády vyšších hodnot než při srážkách proton-proton [29]. Design detektoru byl zvolen tak, aby zvládal předpokládané maximum produkovaných částic, tj. 8000 nabitých částic na jednotku rapidity [30].

THE ALICE DETECTOR



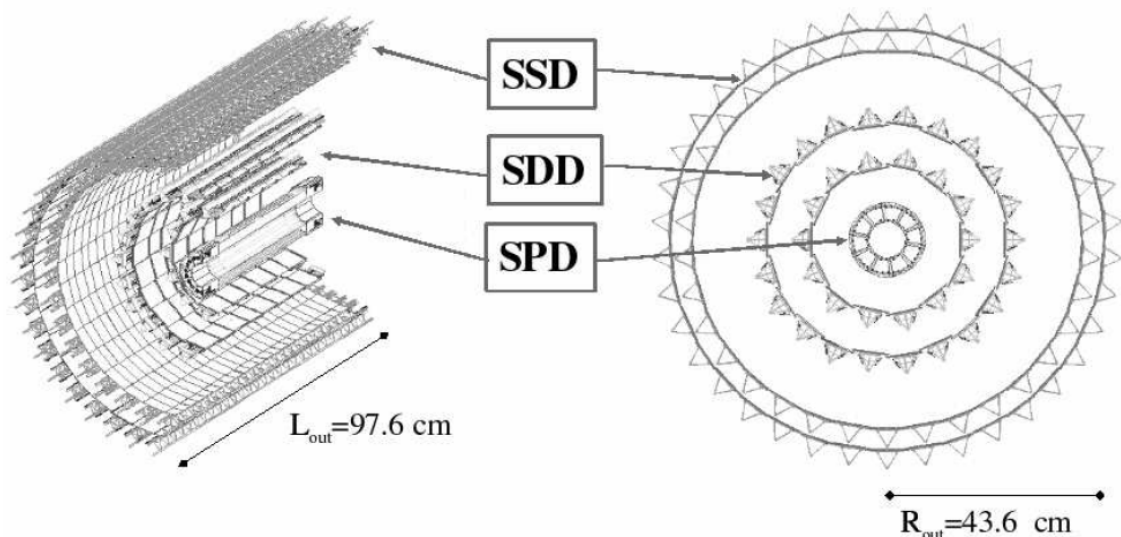
Obrázek 3.3: Schématický pohled na experiment ALICE skládající se z centrální části, mionového spektrometru a dopředných detektorů [28].

3.2.1 Vnitřní dráhový detektor (ITS)

Prvním z detektorů je Vnitřní dráhový detektor, který je všestranným detektorem poskytujícím široké spektrum měření. Jeho hlavním úkolem je určovat polohu primárního bodu interakce (IP), rekonstruovat rozpady těžkých hadronů a identifikovat částice s hybností menší než 200 MeV/c pomocí zaznamenávání drah v blízkosti IP a měření ztrát energie dE/dx v tenké vrstvě silikonu [31]. ITS se nachází ze všech detektorů nejbližší svazku, který obklopuje díky svému válcovému tvaru, přičemž pokrývá interval pseudorapidity $|\eta| < 0,9$ [32]. ITS se skládá ze 3 subdetektorů seřazených ve směru od IP následovně: Silikonový pixelový detektor (SPD), Silikonový driftový detektor (SDD) a Silikonový pásový detektor (SSD), přičemž každý detektor je složen ze dvou silikonových vrstev. Uspořádání je schématicky ukázáno na Obr. 3.4. Poloměr nejbližší vrstvy byl zvolen tak, aby detektor byl co nejbližší svazku, konkrétně ve vzdálenosti 3,9 cm. Poloměr nejvzdálenější vrstvy byl zvolen tak, aby získaná data mohla sloužit k propojení s daty z detektoru TPC. Důležitým konstrukčním parametrem je také tloušťka detektoru, která má velký vliv na přesnost měření a vznik nežádoucího šumu. Čím je materiál tlustší, tím dochází při průchodu částice k více rozptylům, které v mezním případě vedou až k úplnému pohlcení.

Princip detektoru

Silikonové detektory jsou vyrobeny, jak název napovídá, z křemíku, který patří mezi polovodiče, tj. kovy, jejichž vodivost je závislá na specifických podmínkách. Atomy křemíku jsou k sobě vázány kovalentní vazbou vyznačující se tvorbou specifického



Obrázek 3.4: Schématický pohled na Vnitřní dráhový detektor (ITS) umístěný v centrální části experimentu ALICE. ITS se skládá ze Silikonového pixelového detektoru (SPD), Silikonového driftového detektoru (SDD) a Silikonového pásového detektoru (SSD) [29].

uspořádání diskretních energetických hladin, na nichž se mohou nacházet jejich elektrony. Energetické hladiny jsou shlukovány do vodivostního a valenčního pásu, mezi nimiž se v případě ideálního polovodiče nachází mezera bez energetických hladin (u skutečných polovodičů se v této mezeře vždy nějaká hladina nachází). Elektrony ve valenčním pásu jsou silně vázány a pro přeskok na vyšší energetické hladiny ve vodivostním pásu potřebují vyšší energii, než je energie mezery mezi pásy. Proces překonání energetické mezery elektronem nazýváme excitace. Jejím důsledkem dochází ve valenčním páse k absenci elektronu, na níž lze ekvivalentně nahlížet jako na produkci nové hypotetické kladně nabitě částice, kterou nazýváme díra. Při excitaci tak zjednodušeně dochází ke vzniku páru elektron-díra v příslušných pásích. To může být vyvoláno zvýšením teploty (termální excitace) nebo v našem případě průchodem radiace polovodičem. Na excitaci v polovodiči přitom stačí několikanásobně menší energie než na ionizaci v plynech, čímž se výrazně zvyšuje citlivost a rozlišení detektoru. Problémem je, že termální excitace produkuje mnohem více párů než excitace radiací. Z tohoto důvodu je nutné z polovodiče nejdříve odvést nosiče náboje, které se v něm původně nachází, čímž vznikne oblast vyčerpání, kde můžeme efektivně detekovat procházející záření. Čím je tato oblast větší, tím dostaneme silnější signál. V polovodičových detektorech zpravidla používáme PN přechody, což jsou dva spojené polovodiče, jeden typu P (má více kladných nosičů náboje - děr) a druhý typu N (má více záporných nosičů náboje - elektronů). Spojením dochází k pohybu příslušných nosičů náboje do míst s jejich nižší koncentrací a následné rekombinaci, tím je na rozhraní samovolně vytvořena oblast vyčerpání. Pro dostatečnou citlivost detektoru se tato oblast může rozšířit opačným připojením ke zdroji napětí. Polovodičové detektory provozujeme zpravidla ve fotocitlivém módu, kdy je v materiálu detektoru generováno elektrické pole elektrodami na okrajích, které odvádí vzniklé částice (elektrony a díry) k příslušným elektrodám. Takto zachycené nosiče náboje

jsou zdrojem proudu, tj. výstupního signálu. Rychlost pohybu částic je závislá na síle pole a na teplotě, přičemž tu potřebujeme u polovodičových detektorů kontrolovat ještě z jiného důvodu. Čím vyšší teplotu materiál má, tím je mezera mezi valenčním a vodivostním pásem menší, což umožňuje snadnější generaci párů elektron-díra. Ty pak mohou vznikat i při pokojové teplotě a spolu s termálním pohybem atomů mohou generovat nežádoucí šum. Důsledkem je nutnost chlazení křemíkových detektorů. Vzhledem k použití polovodičových detektorů v urychlovači jsou klíčovými konstrukčními požadavky efektivita a rychlost sběru náboje. Ty jsou důležité proto, aby bylo možné rozeznávat jednotlivé signály přicházející ve velmi krátkých časových rozestupech a dále kvůli odolnosti detektoru vůči vysokým dávkám radiace.

SPD

Úkolem Silikonového pixelového detektoru, který se nachází nejbližší svazku, je určit přesné místo srážky a změřit srážkový parametr druhotných částic vzniklých z rozpadů podivných, půvabných a krásných částic. Detektor se skládá ze dvou vrstev ve vzdálenosti 3,9 cm a 7,6 cm od svazku. SPD tvoří silikonové pole rozdělené na obdélníkové elementy nazývané pixely, z nichž každý je připojen k procesoru, který vyčítá data. Toto vyčítání funguje binárně, což znamená, že pokud daný pixel detekuje dostatečně silný signál, je zaznamenána informace o průchodu částice daným pixelem. Velkou výhodou je obrovská přesnost detektoru, nevýhodou naopak nutnost samostatné vyčítací elektroniky pro každý pixel. Data se dále dají využít také pro spuštění nabírání dat na základě parametrů dané srážky (tzv. triggerování) [29].

SDD

V prostřední části nalezneme Silikonový driftový detektor, který se opět skládá ze dvou vrstev ve vzdálenosti 15 cm, resp. 23,9 cm od svazku. Detektor je tvořen z pruhů pixelů, z nichž je následně vyčítána informace o přítomnosti částice a době, za kterou elektron dosáhl anodu na okraji daného pruhu, čímž získáváme dvojrozměrnou informaci. Analogové vyčítání pak umožňuje zaznamenat i sílu signálu, což využíváme pro měření ztráty energie částice dE/dx při průchodu detektorem. To nám v důsledku pomáhá s identifikací částice.

SSD

Posledním detektorem je Silikonový pásový detektor skládající se ze dvou vrstev ve vzdálenosti 38 cm a 43 cm od svazku. Hlavním úkolem SSD je tvořit propojení mezi ITS a TPC a také díky analogovému vyčítání opět měřit ztrátu energie částic dE/dx . Jeho princip fungování je velmi podobný detektoru SPD s tím rozdílem, že díky menší hustotě částic nejsou vyčítány již jednotlivé pixely, ale celé obdélníkové bloky.

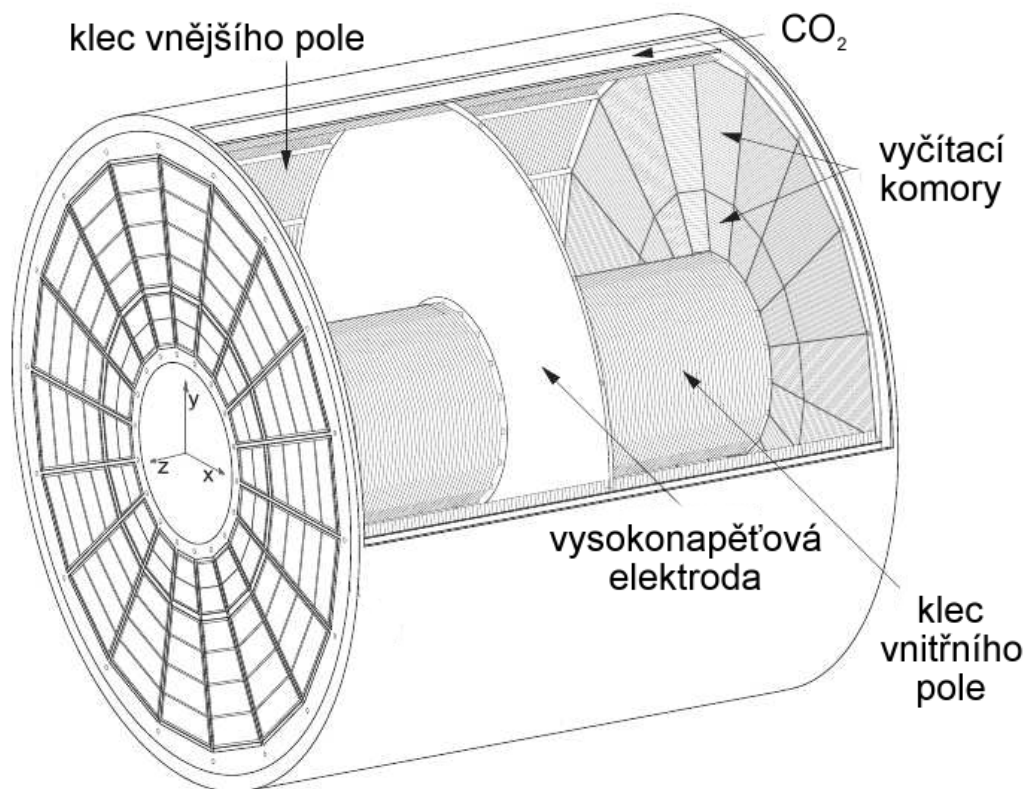
3.2.2 Časově projekční komora (TPC)

Časově projekční komora je největším detektorem v centrální části experimentu ALICE. Jeho primárním úkolem je rekonstrukce drah částic, měření jejich hybnosti a identifikace na základě měření ztrát energie dE/dx [33]. TPC je tvořen válcem o vnitřním poloměru 85 cm, vnějším poloměru 250 cm a délce 500 cm, který zcela obklopuje detektor ITS. Tím pokrývá interval pseudorapidity $|\eta| < 0,9$, což je klíčové pro spolupráci s detektory ITS a TOF. Zároveň pokrývá celý azimutální úhel φ , což umožňuje kupříkladu určování roviny srážky. To je klíčové pro měření anizotropního toku. Vzhledem k funkci TPC je klíčovým faktorem zvládnání extrémní multiplicity, což v praxi znamená zachycení přibližně 20000 trajektorií primárních a sekundárních částic. Další významnou charakteristikou je vysoké rozlišení měření hybnosti na velkém intervalu řádově od 100 MeV až po 100 GeV, což umožňuje správnou identifikaci i částic s velmi podobnými hybnostmi [32].

Princip fungování TPC je ve své podstatě velmi podobný jako u ITS s tím rozdílem, že místo excitace elektronů v polovodičích se využívá procesu ionizace plynu. Nabitá částice při průletu detektorem ionizuje atomy plynu, čímž vznikají páry složené z elektronu a pozitivně nabitého iontu. Pomocí elektrického pole vytvořeného v objemu detektoru jsou pak nabitě elektrony a ionty směřovány k příslušným elektrodám umístěným na okrajích detektoru. Elektrony se pohybují rychleji než ionty, z toho důvodu se většinou ionizační detektory provozují v módu citlivém na elektrony, což snižuje jejich reakční dobu. V blízkosti anody je elektrické pole výrazně silnější, což způsobuje urychlení separovaných elektronů do té míry, že jsou schopny ionizovat další atomy. Výsledkem je pak lavina elektronů, která na anodě vybudí dostatečně silný signál. V případě TPC je ve střední části válcové komory umístěna katoda, k níž jsou směřovány ionty. Elektrony jsou naopak směřovány ke dvěma vyčítacím komorám v podstavách válce dle Obr. 3.5. Výsledné elektrické pole je tak rovnoběžné k svazku. Vyčítací komory jsou složeny z několika částí, které jsou umístěny ve vrstvách nad sebou. První z nich je vstupní mřížka, která dovolí projít elektronům pouze v případě, že srážka má být zaznamenána. V prostřední části se nachází mřížka z vodičů sloužící jako katoda zachycující ionty, které jsou vedlejším produktem vznikajících lavin elektronů. Poslední v řadě je anodová mřížka, kde jsou zachyceny samotné elektrony. Ze signálu z anodové mřížky, vyčítací plochy, která je umístěna pod ní a doby, za kterou elektrony dorazí k anodě, je nakonec získána trojrozměrná informace. V případě TPC byla zvolena kombinace plynů $Ne/CO_2/N_2$ s ohledem na rychlost pohybu nabitých částic, stabilitu, krátkou radiační délku a nízkou míru difúze. Plyn neustále cirkuluje, čímž se udržuje jeho dostatečná čistota a neuzavřenost systému dále umožňuje použití jiné kombinace plynů [29]. Ze síly zaznamenaného signálu se pak měří také energie částic, což umožňuje jejich identifikaci.

3.2.3 Detektor doby letu (TOF)

Detektor doby letu se opět nachází v centrální části experimentu ALICE, přičemž jeho účel je identifikace částic, konkrétně především pionů, kaonů (s hybností do



Obrázek 3.5: Schématický pohled na Časově projekční komoru, jejíž hlavními částmi jsou vysokonapěťová katoda v centru a vyčítací komory na krajích [34].

2, 5 GeV/c) a protonů (s hybností do 4 GeV/c). Identifikace je provedena na základě změření hybnosti částice (TPC) a určení doby jejího letu, přičemž první čas t_1 pochází z triggeru a druhý t_2 právě z TOF. Detektor je uchycen v kostře válcového tvaru s vnitřním a vnějším poloměrem 370 cm, resp. 399 cm a složen z 90 segmentů (18 segmentů v azimutálním úhlu a 5 segmentů ve směru svazku), čímž je pokryt celý azimutální úhel a polární úhel v rozmezí $|\theta - 90^\circ| < 45^\circ$ [29].

Vzhledem k využití detektoru k identifikaci částic bylo při konstrukci nutno dbát na vysokou rychlost odezvy, resp. časové rozlišení, které musí dosahovat minimálně 150 ps, abychom od sebe rozlišili částice s velmi podobnými hmotnostmi. Současně to umožňuje využití detektorů při triggerování. Důležitým faktorem byla také obrovská plocha, kterou detektor musí pokrývat. Z těchto důvodů byly nakonec pro TOF zvoleny ionizační komory plněné plynem podobně jako u TPC [35]. Princip je obdobný s tím rozdílem, že v tomto případě požadujeme, aby objem detektoru pokrývalo velmi silné elektrické pole, což umožní okamžitý vznik elektronových lavin a radikální zrychlení měření. Základním stavebním prvkem TOF jsou Odporové deskové vícemezerové komory (MRPC) dlouhé 122 cm a široké 13 cm, které jsou umístěny ve výše zmíněných plynotěsných segmentech spolu s příslušnou elektronikou. Každý MRPC modul (schématicky na Obr. 3.6) je tvořen dvěma mezerami obsahujícími po pěti skleněných deskách, které jsou od sebe odděleny malými mezerami vyplněnými plynem. Každá pětice skleněných desek je shora a zezdola pokryta odporovou vrst-

vou, na níž je přivedeno napětí, čímž je vytvořeno velmi silné elektrické pole. Nabitě částice pak při průletu ionizují plyn, čímž vznikají elektrony v jednotlivých plynech naplněných mezerách, které jsou následně elektrickým polem odváděny ke kraji detektoru, kde jsou vyčítány. Velkou výhodou je, že díky malému rozměru mezer s plynem je dosaženo velmi vysokého časového rozlišení a díky jejich velkému počtu je možné detektor provozovat při atmosférickém tlaku.

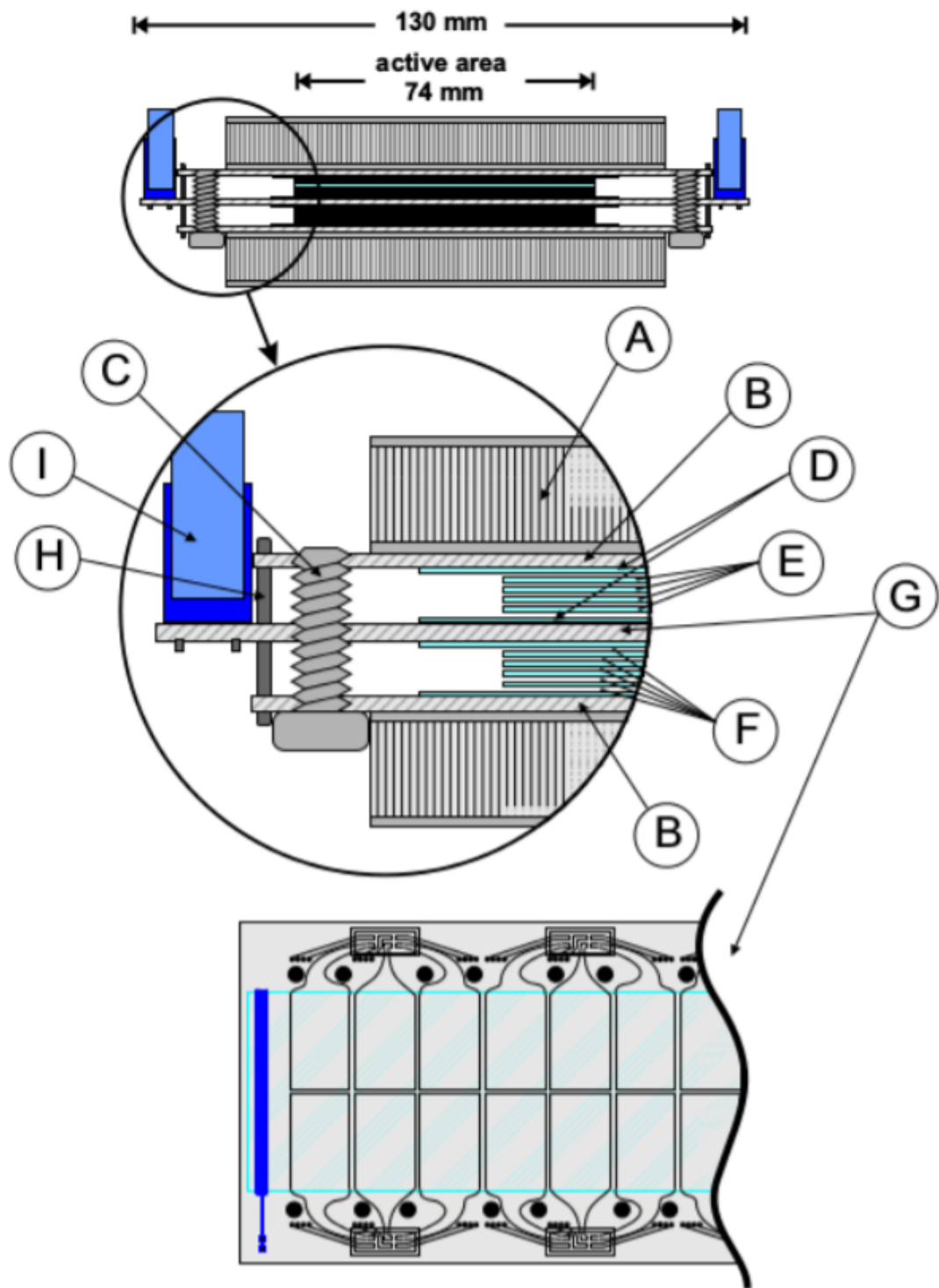
3.2.4 Detektor V0

Detektor V0 je tvořen dvěma poli scintilátorů asymetricky umístěnými ve vzdálenosti 329 cm (V0A) a -86 cm (V0C) po svazku od bodu interakce, čímž pokrývá interval pseudorapidity $2,8 < \eta < 5,1$ (V0A) a $-3,7 < \eta < -1,7$ (V0C) [29]. Hlavním účelem V0 je tzv. minimum-bias trigger, který ze srážek vybírá neelastické události, v nichž došlo k difrakčním nebo nedifrakčním procesům. Jedná se tak o velmi hrubý filtr s mírnými požadavky, který vyloučí pouze minimum srážek [37]. Díky přímé závislosti naměřené multiplicity částic na centralitě srážky, slouží V0 také k určování centrality a v případě proton-protonových srážek umožňuje měřit luminozitu svazku [29]. Každý subdetektor (V0A/V0C) se skládá z 32 jednotlivých čítačů uspořádaných do 4 soustředných prstenců dále rozdělených do 8 segmentů po 45° , což je ilustrováno na Obr. 3.7. Prstence mají v případě V0A nejmenší poloměr 4,3 cm a největší 42,2 cm. V případě V0C je nejmenší poloměr 4,5 cm a největší 32 cm. Asymetrické umístění a rozměry jednotlivých detektorů byly zvoleny na základě celkového uspořádání experimentu ALICE s ohledem na podmínku, aby mezi IP a detektory V0 bylo minimální množství materiálu, který by způsoboval tvorbu sekundárních částic a ovlivňoval tak měření multiplicity [38].

Scintilátory jsou detektory pracující na principu fluorescence, což je proces emise viditelného záření z organického nebo anorganického materiálu detektoru způsobený excitací jeho atomů průchodem nabitě částice. Takto vzniklé fotony jsou přeneseny optickým vláknem do fotonásobiče, který slouží k převodu záření na elektrický signál a k jeho následnému zesílení. Fotonásobič se pak skládá z fotokatody, z níž přicházející fotony vyrážejí elektrony pomocí fotoelektrického jevu. Vzniklé elektrony jsou následně urychleny elektrickým polem na kaskádě elektrod (tzv. dynod), přičemž nárazem do každé další elektrody vzniká velké množství nových elektronů, které posilují celkový signál, který je nakonec vyčten na anodě [38].

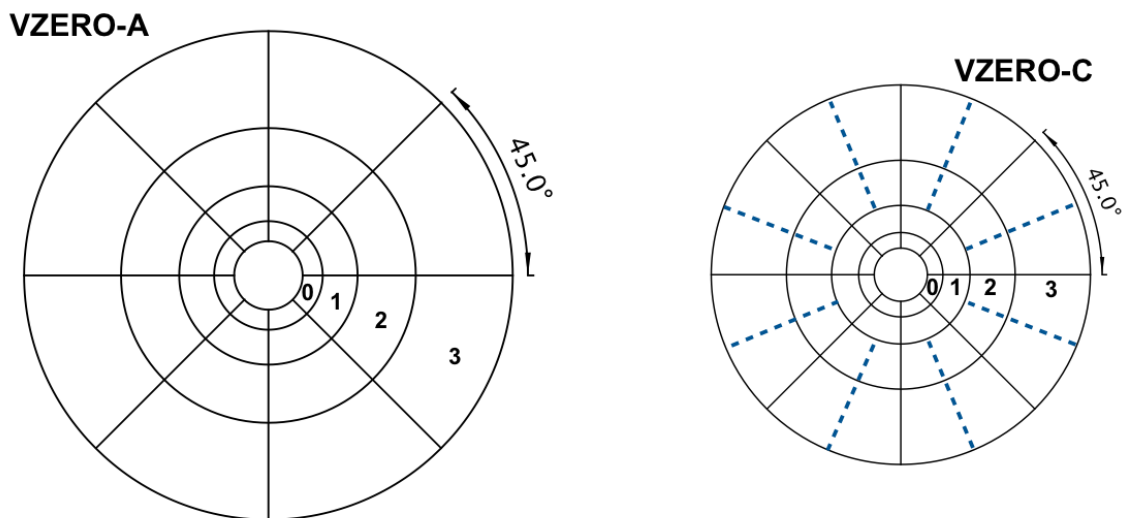
3.2.5 Vylepšení ALICE v rámci LS2

Mezi lety 2019-2021 probíhá dlouhá technická odstávka (LS2) urychlovače LHC, při níž dojde k výraznému navýšení luminozity na hodnotu $L = 6 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, což současně znamená nárůst frekvence $Pb - Pb$ srážek na 50 kHz. V souvislosti s tímto vylepšením dojde také k přestavbě experimentu ALICE. Cílem je umožnit detailnější studium těžkých kvarků, studium potlačení jetů a měření produkce kvarkonií a dileptonů. K dosažení těchto cílů je nutné především zlepšit schopnost detektoru zaznamenávat dráhy a rozpady částic s nízkou hybností. Problémem takových měření je vysoká míra šumu, který téměř znemožní použití triggerů. Současně kvůli šumu



Obrázek 3.6: Schématický pohled na MRPC modul, který je základem pro Detektor doby letu. Nejdůležitějšími částmi jsou: (B) vyčítací katoda; (D) vnější skleněná deska s odporovou vrstvou; (E) vnitřní skleněné desky; (F) mezery vyplněné plynem; (G) vyčítací anoda; (I) připojení k elektronice. [36].

vzniká potřeba větší statistiky. Tyto dva faktory vedou k nutnosti zvýšit vyčítací frekvence jednotlivých detektorových systémů do té míry, že budou zaznamenávána



Obrázek 3.7: Schématický pohled na detektory V0A a V0C [39].

data ze všech srážek, tj. detektory budou pracovat nepřetržitě. Další změnou bude zmenšení průměru trubice, v níž je svazek, z původních 28 mm až na 17,2 mm. Motivací je zlepšení pozorování rozpadů částic s velmi krátkou dobou rozpadu (např. již zmíněné těžké kvarky) tím, že detektory umístíme blíže místu rozpadu [40].

Vylepšení experimentu ALICE se v první řadě dotkne detektoru ITS, který je nedostačující kvůli nízké vyčítací frekvenci a současně jeho současná konstrukce neumožňuje jeho průběžné opravy a vylepšení [41]. Nový detektor ITS bude tenčí a umístěný blíže svazku díky tenčí trubici. To způsobí přibližně trojnásobné zlepšení rozlišení detektoru při rekonstrukci drah částic a určování srážkového parametru. Dále bude nainstalována lepší vyčítací elektronika, která umožní požadované nepřetržité zaznamenávání dat. Na detektoru TPC budou vyměněny původní vyčítací komory s příslušnou elektronikou za plynové elektronové násobiče vybavené rychlejší elektronikou. To umožní provozovat detektor bez vstupní mřížky a snížit tak čas, po který je detektor neschopný zaznamenávat data, do té míry, že TPC bude stejně jako ITS pracovat nepřetržitě. Dále bude vyměněna vyčítací elektronika detektorů TRD, TOF, PHOS, EMCAL a mionového spektrometru za účelem navýšení vyčítací frekvence [40].

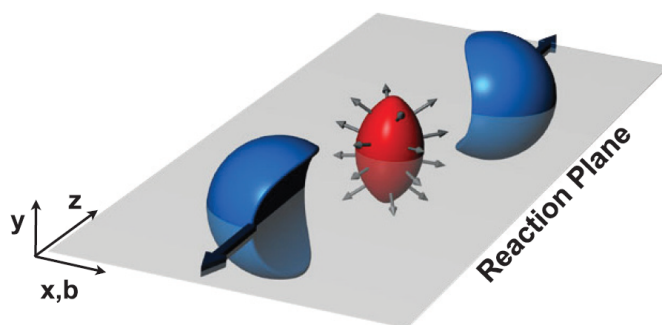
Kromě vylepšení dojde i k úplné výměně některých detektorů a instalaci zcela nových. Mezi ně patří např. Mionový dopředný dráhový detektor (MFT) [42], Dopředný difrakční detektor (FDD) a Spouštěč pro rychlé interakce (FIT) [43]. Kvůli kontinuálnímu vyčítání dat bude vytvořen také zcela nový software pro vyčítání, rekonstrukci a analýzu dat označovaný O^2 [44].

Kapitola 4

Anizotropní tok

4.1 Hydrodynamický popis QGP

Kvark-gluonové plasma, které dosáhne lokální rovnováhy, lze popisovat relativistickou viskózní hydrodynamikou. Tuto podmínku použití hydrodynamického popisu lze vyjádřit vztahem $R \gg l_{mfp}$, kde R je nejmenší rozměr systému a l_{mfp} střední volná dráha [7]. Při jádro-jaderné srážce vzniká QGP, které okamžitě podélně expanduje kvůli výchozí hybnosti částic. Současně dochází k expanzi i do ostatních směrů, protože nově vzniklá hustá hmota je obklopena vakuem. Tato expanze je ovlivněna výchozí geometrií srážky, resp. její centralitou. V necentrálních srážkách, kdy dochází pouze k částečné kolizi, zůstávají po srážce dva fragmenty jader a interakční objem ve tvaru mandle, jak je vidět na Obr. 4.1, kde osa x (definovaná srážkovým parametrem b) a osa z (osa svazku) definují rovinu srážky a rovinu $x-y$ označujeme jako transversální. Prostorová anizotropie srážky má za následek nehomogenní rozložení energie v plasmatu v transversální rovině, což způsobuje různé gradienty tlaku v jednotlivých směrech. To se projevuje větší expanzí média v nich a současně vznikem anizotropie v distribuci produkce částic, které jsou po hadronizaci zachyceny na detektoru. Tato anizotropie je pak označována jako kolektivní chování a jeho původ lze nalézt v hydrodynamice, kterou QGP popisujeme.



Obrázek 4.1: Necentrální srážka dvou jader, v níž vzniká interakční objem tvaru mandle. Rovinu $x-z$ nazýváme rovina srážky a rovinu $x-y$ transversální rovina [45].

4.2 Anizotropie toku částic

4.2.1 Definice

Jedním ze způsobů, jak charakterizovat počáteční prostorovou anizotropii srážky je excentricita ε definovaná vztahem

$$\varepsilon = \frac{\langle y^2 - x^2 \rangle}{\langle y^2 + x^2 \rangle}, \quad (4.1)$$

kde x a y jsou souřadnice nukleonů srážených jader v transversální rovině a $\langle \cdot \rangle$ značí průměr přes všechny nukleony zapojené v dané srážce.

Azimutální distribuci částic lze rozvinout do Fourierova rozvoje

$$\frac{dN}{d\varphi} \propto 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos [n(\varphi - \Psi_n)], \quad (4.2)$$

kde φ je azimutální úhel v transversální rovině a Ψ_n úhel roviny symetrie v transversální rovině. Úhel Ψ_n současně míří ve směru příslušného momentu Fourierova rozvoje v_n a vyjadřuje tak směr maximálního toku produkovaných částic. Anizotropie toku je pak charakterizována Fourierovými koeficienty

$$v_n = \langle \cos [n(\varphi - \Psi_n)] \rangle, \quad (4.3)$$

kde $\langle \cdot \rangle$ vyjadřuje průměr přes všechny částice v dané srážce [46]. Jednotlivé koeficienty Fourierova rozvoje dostaly své názvy: v_1 - přímý tok, v_2 - eliptický tok, v_3 - triangulární tok, atd. Z důvodu eliptického tvaru interakční plochy dominuje v necentrálních srážkách zpravidla koeficient v_2 [47].

4.2.2 Význam

Koeficienty anizotropního toku v_n při měření vykazují závislost na centralitě, transversální hybnosti p_T , pseudorapiditě η a typu zkoumaných částic. Tyto naměřené závislosti pak lze využít především pro určování výchozích podmínek při srážce a těsně po ní (např. rozložení energie, modelování srážených nukleonů), studování transportních vlastností QGP (porovnáváním experimentálních dat s hydrodynamickými modely) a určování stavové rovnice systému. Tyto typy analýz budou důkladněji popsány v podkapitole 4.4 [47].

4.3 Metoda azimutálních korelací

Úhel roviny symetrie Ψ_n z rovnice (4.3) se dříve určoval přímo experimentálně, avšak tato měření nebyla dostatečně přesná. Proto se nyní v praxi používají azimutální

korelace mezi pozorovanými částicemi. V případě dvou-částicové azimutální korelace máme

$$\langle v_n^2 \rangle = \langle \langle \cos [n(\varphi_1 - \varphi_2)] \rangle \rangle = \langle \langle e^{in(\varphi_1 - \varphi_2)} \rangle \rangle, \quad (4.4)$$

kde φ_1 a φ_2 jsou azimutální úhly v transversální rovině a $\langle \cdot \rangle$ vyjadřuje průměr přes všechny srážky daného typu [48]. V druhé rovnosti pak zmizí členy s funkcí sinus kvůli symetrii, protože částice jsou zhruba rovnoměrně produkovány v okolí úhlu roviny symetrie na obě strany a příspěvky jednotlivých korelací jsou kladné a záporné z lichosti funkce sin, tedy se odečtou. Snadno lze ověřit (např. pro v_2), že tento způsob výpočtu je ekvivalentní určení koeficientů toku z definice

$$\begin{aligned} \langle v_2^2 \rangle &= \langle \langle \cos 2(\varphi_1 - \Psi_2) \cdot \cos 2(\varphi_2 - \Psi_2) \rangle \rangle \sim \langle \langle \cos 2(\varphi_1 - \Psi_2 - (\varphi_2 - \Psi_2)) \rangle \rangle = \\ &= \langle \langle \cos 2(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle \rangle. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Dvou-částicové azimutální korelace po odmocnění neodpovídají přesně velikosti koeficientu v_2 z původní definice (4.3), protože jsou zatíženy fluktuacemi mezi jednotlivými událostmi, což lze vyjádřit výrazem $\langle v_n^k \rangle \neq \langle v_n \rangle^k$ pro $k \geq 2$. Přejdem k azimutálním korelacím tedy přeci jen zatěžujeme naše měření jistou nepřesností [46].

Z definice azimutální dvou-částicové korelace (4.4) vidíme, že pro zpracování dat jsou nutné dvě přes sebe probíhající smyčky (FOR cykly), které postupně prochází všechny dvojice částic. Tento postup je ještě adekvátní v případě dvou-částicových korelací, ale v případě více-částicových již z důvodu náročnosti výpočtu není v praxi použitelný.

4.3.1 Vektor toku Q_n

Vzorce z následující části pocházejí z [48], kde lze také nalézt podrobnosti. S ohledem na náročnost výpočtu více-částicových korelací se přešlo k jinému přístupu, podle něhož jsou výsledné koeficienty toku v_n spočteny pomocí vektoru toku Q_n definovaného vztahem

$$Q_n = \sum_{k=1}^M e^{in\varphi_k}, \quad (4.6)$$

kde M je celkový počet částic v dané srážce, n řád koeficientu toku a φ_k příslušný azimutální úhel v transversální rovině.

V případě dvou-částicové azimutální korelace z vektoru toku Q_n nejdříve spočítáme korelaci

$$\langle 2 \rangle = \frac{|Q_n|^2 - M}{M(M-1)}, \quad (4.7)$$

kde člen $|Q_n|^2 = Q_n \cdot Q_n^* = \sum_{i,j} e^{in(\varphi_i - \varphi_j)}$ reprezentuje všechny možné dvou-částicové korelace v dané události včetně případu $i = j$. Tento autokorelační člen následně v čitateli odečítáme. Výraz ve jmenovateli pak vyjadřuje počet dvojic, tj. jistou formu normy. Následně spočítáme průměry přes všechny události daného typu pomocí vztahu

$$\langle\langle 2 \rangle\rangle = \frac{\sum_{události} (W_{\langle 2 \rangle})_i \langle 2 \rangle_i}{\sum_{události} (W_{\langle 2 \rangle})_i}, \quad (4.8)$$

kde $W_{\langle 2 \rangle} = M(M-1)$ je váha dané události. Z vypočtené zprůměrované dvou-částicové korelace (4.8) pak snadno dostaneme kumulant druhého řádu podle vztahu

$$c_n\{2\} = \langle\langle 2 \rangle\rangle \quad (4.9)$$

a konečně určíme koeficient toku $v_n\{2\}$ z kumulantu druhého řádu $c_n\{2\}$ podle vztahu

$$v_n\{2\} = \sqrt{c_n\{2\}}. \quad (4.10)$$

U čtyř-částicové azimutální korelace postupujeme podle stejného schématu (korelace \rightarrow průměr korelací \rightarrow kumulant \rightarrow koeficient toku) s využitím komplikovanějších vztahů

$$\langle 4 \rangle = \frac{|Q_n|^4 + |Q_{2n}|^2 - 2 \cdot \text{Re}[Q_{2n} Q_n^* Q_n^*]}{M(M-1)(M-2)(M-3)} - 2 \frac{2(M-2) \cdot |Q_n|^2 - M(M-3)}{M(M-1)(M-2)(M-3)}, \quad (4.11)$$

$$\langle\langle 4 \rangle\rangle = \frac{\sum_{události} (W_{\langle 4 \rangle})_i \langle 4 \rangle_i}{\sum_{události} (W_{\langle 4 \rangle})_i}, \quad (4.12)$$

$$c_n\{4\} = \langle\langle 4 \rangle\rangle - 2 \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle^2, \quad (4.13)$$

$$v_n\{4\} = \sqrt[4]{-c_n\{4\}}, \quad (4.14)$$

kde člen $|Q_n|^4 = Q_n Q_n Q_n^* Q_n^* = \sum_{i,j,k,l} e^{in(\varphi_i + \varphi_j - \varphi_k - \varphi_l)}$ reprezentuje všechny možné čtyř-částicové korelace v dané události a $W_{\langle 4 \rangle} = M(M-1)(M-2)(M-3)$ je opět váha dané události [48].

Jak lze vidět ze vztahu (4.13), výpočty kumulantů vyšších řádů jsou komplikovanější, protože z nich musíme odseparovat příspěvky nižších řádů. Více-částicové azimutální korelace se v praxi také využívají, ale vztahy pro jejich výpočty jsou velmi zdlouhavé a z toho důvodu je zde nebudeme uvádět v plné formě. Uvedeme pouze vztahy pro výpočty kumulantů šestého a osmého řádu

$$c_n\{6\} = \langle\langle 6 \rangle\rangle - 9 \cdot \langle\langle 4 \rangle\rangle \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle + 12 \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle^3, \quad (4.15)$$

$$c_n\{8\} = \langle\langle 8 \rangle\rangle - 16 \cdot \langle\langle 6 \rangle\rangle \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle - 18 \cdot \langle\langle 4 \rangle\rangle^2 + 144 \cdot \langle\langle 4 \rangle\rangle \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle^2 - 144 \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle^4, \quad (4.16)$$

a finální vztahy pro získání koeficientů toku $v_n\{6\}$ a $v_n\{8\}$

$$v_n\{6\} = \sqrt[6]{\frac{1}{4}c_n\{6\}}, \quad (4.17)$$

$$v_n\{8\} = \sqrt[8]{-\frac{1}{33}c_n\{8\}}, \quad (4.18)$$

z nichž je patrné, že pro získání reálných hodnot koeficientů toku musí kumulanty druhého a šestého řádu vycházet pozitivně a kumulanty čtvrtého a osmého řád naopak negativně [49]. Liché korelace se v praxi pro výpočet v_n nevyužívají, protože by pak výpočty vždy vyžadovali znalost alespoň jednoho úhlu roviny symetrie Ψ_n .

4.3.2 Generic Framework

Nejnovější metodou výpočtu kumulantů je tzv. Generic Framework, který u vektorů toku Q_n uvažuje navíc jistou váhu w , která vyjadřuje efektivitu detektoru pro jednotlivé azimutální úhly v transversální rovině. V praxi se pak klade vyšší váha $w > 1$ částicím zachyceným v místech s nižší efektivitou detektoru za účelem kompenzace ztrát, zatímco v ostatním regionech mají částice stálou váhu w [50].

4.3.3 Kumulanty symetrie

Korelace mezi dvěma řády koeficientů toku v_n a v_m vyjadřují kumulanty symetrie $SC(m, n)$ definované vztahem

$$SC(m, n) = \langle v_n^2 \cdot v_m^2 \rangle - \langle v_n^2 \rangle \cdot \langle v_m^2 \rangle, \quad (4.19)$$

kde $\langle \cdot \rangle$ vyjadřuje průměr přes všechny události. V případě žádné korelace mezi v_n a v_m bude $SC(m, n) = 0$, v opačném případě bude $SC(m, n)$ nenulové. Kumulanty symetrie umožňují získávat detailnější informace o QGP, především pak transportní parametry a počáteční podmínky [51].

4.3.4 Rozdělení na podudálosti

Při výpočtu koeficientů toku v_n z m -částicových korelací často do výsledku nezanedbatelně přispějí korelace mezi částicemi z jetů nebo rozpadů, což má za následek zkreslení, které nemá s hydrodynamickým tokem nic společného. Tyto jevy se označují jako *non-flow* a lze je separovat za pomoci více-částicových korelací nebo pomocí rozdělení částic produkovaných v jedné události na více podudálostí. To provedeme rozdělením celkového intervalu pseudorapidity η , v němž byly produkované částice

zachyceny, na více podintervalů mezi nimiž vytvoříme jistou mezeru $\Delta\eta$. Dvoučásticové azimutální korelace ze vztahu (4.4) pro příklad počítáme tak, že událost rozdělíme nejdříve na dvě podudálosti a částice do korelace pak vybereme každou z jiného podintervalu pseudorapidity η . Obdobně lze samozřejmě rozdělit událost na tři a více podudálostí. Tímto postupem se sníží non-flow příspěvky do celkového anizotropního toku, přičemž čím větší zvolíme mezeru $\Delta\eta$ mezi intervaly, tím dojde k většímu potlačení těchto příspěvků.

V praxi se k výpočtu v_n používají vektory toku Q_n , což znemožňuje rozdělení na podudálosti pro jednotlivé částice. Řešením je zvolení mezery $\Delta\eta$ mezi celými sety částic, z nichž jsou následně počítány vektory toku [52].

4.4 Shrnutí měření anizotropního toku

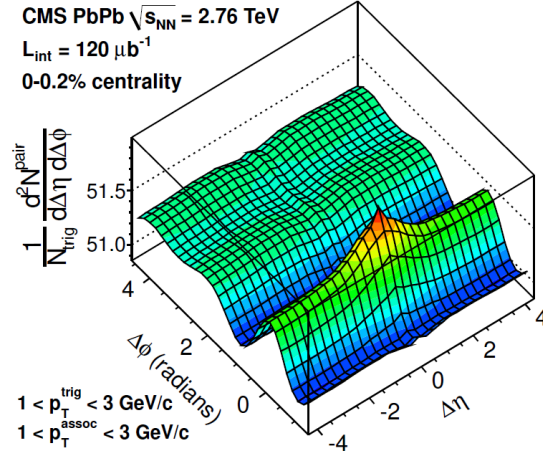
4.4.1 Dvou-částicové korelace

Jedním ze základních měření ukazujících na jistou azimutální anizotropii produkce částic je měření dvou-částicových korelací jako funkcí rozdílů pseudorapidity $\Delta\eta$ a azimutálních úhlů $\Delta\phi$ daných částic. Příkladem takového měření ve srážce $Pb + Pb$ je na Obr. 4.2, kde můžeme vidět dva výrazné hřebeny. První hřeben v místě $\Delta\phi \approx 0$ se příznačně nazývá *blízká strana*. Druhý hřeben $\Delta\phi \approx \pi$ se pak nazývá *vzdálená strana* [7]. Často se v této souvislosti používají také termíny *krátko-dosahová* korelace ($\Delta\eta \approx 0$) a *dlouho-dosahová* korelace ($|\Delta\eta| \gg 0$). Výrazný vrchol v místě $\Delta\phi \approx \Delta\eta \approx 0$ je důsledkem korelací z rozpadů částic s velkou transversální hybností p_T a korelací částic, které jsou součástí jetů. Tyto nežádoucí non-flow příspěvky lze odstranit zaměřením se pouze na dlouho-dosahové korelace ($|\Delta\eta| > 1$), čímž získáme příspěvky korelací převážně z anizotropie toku částic. Druhý hřeben má svůj původ v rozpadech částic s nízkou transversální hybností p_T , korelacích mezi částicemi z opačných kuželů jetů a kolektivním chování [52]. Lokální minimum uprostřed hřebenu v místě $\Delta\phi \approx \pi$ se vyskytuje pouze u centrálních srážek a naznačuje nezanedbatelný příspěvek od vyšších řádů koeficientů v_n [53].

4.4.2 Měření v_n v různých závislostech

Na Obr. 4.3(a) je závislost v_2 , v_3 a v_4 na centralitě integrovaná pro transversální hybnosti $0, 2 < p_T < 5, 0$ GeV/c změřená na experimentu ALICE ve srážkách $Pb-Pb$ při energiích $\sqrt{s_{NN}} = 2, 76$ (Run 1) a $\sqrt{s_{NN}} = 5, 02$ TeV (Run 2). Pro vyloučení non-flow efektů bylo u dvou-částicových korelací použito dělení na podudálosti s mezerou pseudorapidity $|\Delta\eta| > 1$. V grafu jsou dále uvedeny koeficienty v_2 získané ze 4,6,8-částicových kumulantů [54].

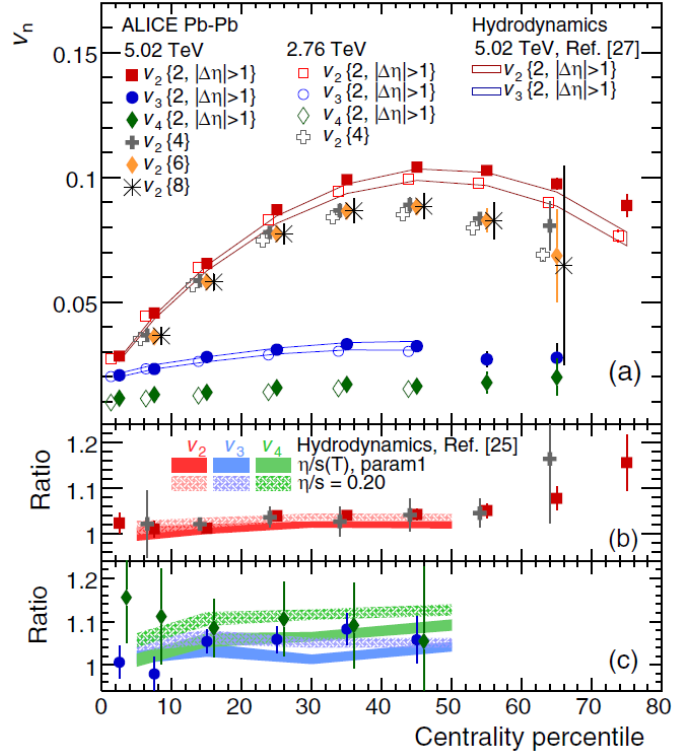
V centrálních srážkách jsou dle očekávání hodnoty všech koeficientů v_n nízké kvůli téměř kruhovému překryvu jader ve srážce, který vede k minimálním anizotropiím v energetickém rozložení na počátku srážky. Mírné odlišnosti v hodnotách jsou způsobeny fluktuacemi distribuce nukleonů v jádrech mezi jednotlivými srážkami. Elip-



Obrázek 4.2: Měření dvou-částicová korelace ve srážce $Pb + Pb$ na LHC při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV a centralitě 0 – 0,2 % [53].

tický tok v_2 narůstá v periferních srážkách. Vyšší řady koeficientů v_3, v_4 pocházející z fluktuací počáteční geometrie, resp. rozložení nukleonů projevují slabší závislost na centralitě. To odpovídá předpokladu eliptického tvaru překryvu při periferních srážkách. Hodnoty eliptického toku získaného z více-částicových kumulantů $v_2\{4\}$, $v_2\{6\}$ a $v_2\{8\}$, které jsou méně citlivé na non-flow příspěvky, si odpovídají v rámci 1 %, tj. jsou kompatibilní. Rozdíl mezi velikostí eliptického toku z dvou-částicového kumulantu $v_2\{2\}$ a více-částicových kumulantů může být způsoben zbytkovými non-flow efekty, které nemusí být zcela potlačeny použitím metody rozdělení na podudálosti. Druhým faktorem jsou fluktuace (různé šířky distribuce v_2 související s nepřesným určením koeficientu z metody korelací), které ve třetím řádu a vyšších řádech přispívají do změřené hodnoty $v_2\{m\}$ záporně, proto jsou tyto hodnoty menší [54].

Při přechodu od energie $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV k $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV zaznamenáváme nárůst eliptického toku v_2 o $(3,0 \pm 0,6)$ %, triangulárního toku v_3 o $(4,3 \pm 1,4)$ % a kvadrangulárního toku v_4 o $(10,2 \pm 3,8)$ % [54]. Pro centrální srážky měříme menší nárůst v_2 než pro periferní srážky, což souvisí se vznikem anizotropie toku částic z počáteční anizotropie rozložení energie. Předpokládá se, že se zvyšující se energií srážky roste teplota QGP a tudíž i její doba života [55]. Anizotropie rozložení energie na počátku srážky postupem času vymizí, ale zvýšením energie u periferních srážek lze její životnost prodloužit a tím zvýšit v_2 . Na druhou stranu u centrálních srážek se zvýšením energie už fáze QGP zásadně neprodlužuje a tudíž je nárůst při přechodu k vyšším energiím mnohem menší [56], což vidíme na Obr. 4.3(b), kde jsou uvedeny podíly hodnot v_2 pro energie 2,76 a 5,02 TeV. U koeficientu v_3 a v_4 na Obr. 4.3(c) pozorujeme nárůst toku, který už tak jasnou závislost na centralitě nevykazuje [54]. Rozsáhlejší studium energetické závislosti je na Obr. 4.4 vlevo, kde vidíme integrovaný eliptický tok $v_2\{4\}$ při energii srážky $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV a centralitě 20 – 30 % porovnaný s výsledky z dalších experimentů. Vidíme, že v_2 v závislosti na energii srážky stále roste, což souvisí s tím, že s vyšší energií vytváříme ideálnější, tj. méně viskózní QGP a hodnoty v_2 jsou tak vyšší [57]. Rychlý pokles hodnoty v_2 na Obr. 4.4 vlevo lze pak připisat tomu, že při energiích pod jistou hranicí QGP nevzniká.

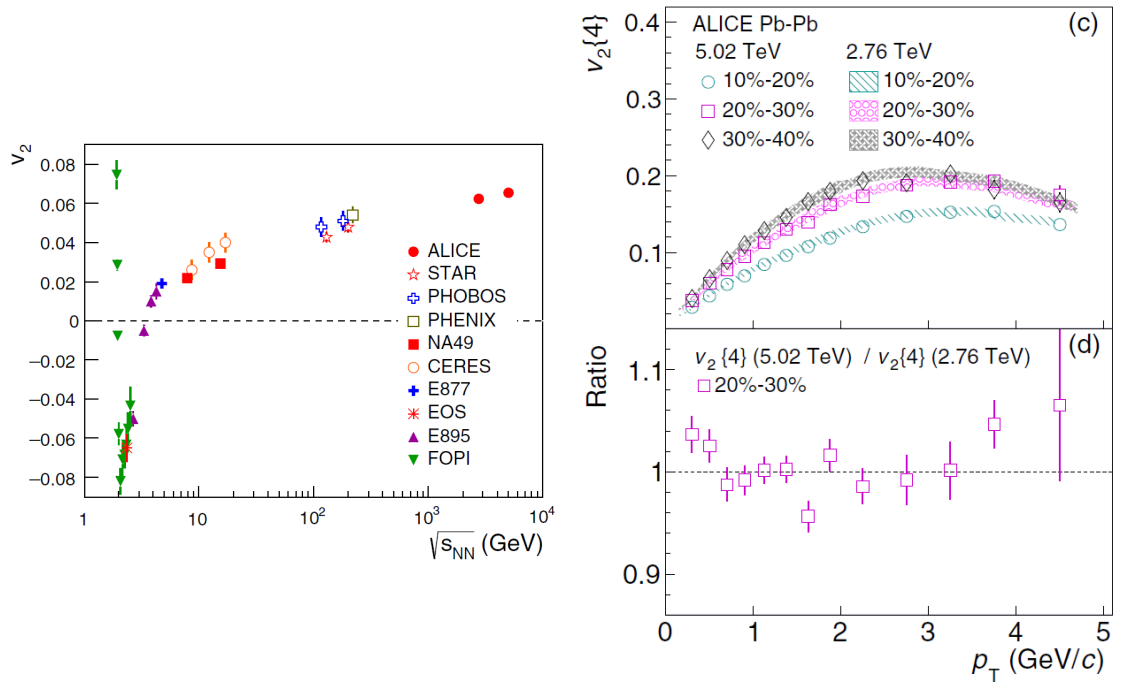


Obrázek 4.3: (a) Závislost integrovaného anizotropního toku v_n pro transversální energii $0,2 < p_T < 5,0$ GeV/c na centralitě ve srážkách Pb+Pb při energiích 2,76 a 5,02 TeV. Uvedeny jsou více-částicové korelace a srovnání s hydrodynamickým modelem; (b, c) Podíl hodnot v_n pro energie 2,76 a 5,02 TeV [54].

Dále nás zajímá, jak eliptický tok v_2 závisí na transversální hybnosti p_T . Taková závislost je často označována jako diferenciální eliptický tok, což je detailnější měření než integrované závislosti pro všechna p_T na Obr. 4.3. Výsledky z experimentu ALICE pro centralitu 10–20 %, 20–30 % a 30–40 % ve srážkách $Pb-Pb$ při energiích $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ a $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV jsou na Obr. 4.4 vpravo (c), kde pozorujeme pokles $v_2\{4\}$ při přechodu od periferních k centrálním srážkám a téměř žádnou změnu při přechodu k vyšší energii srážky. Jak jsme zmínili v předchozím odstavci, hodnota v_2 při přechodu k vyšším energiím stoupá. Dohromady tedy zjišťujeme, že při vyšších energiích je vyšší také průměrná transversální hybnost částic. Měření p_T diferenciálního eliptického toku je více citlivé na určování parametrů hydrodynamického modelu než integrovaná energetická závislost [54].

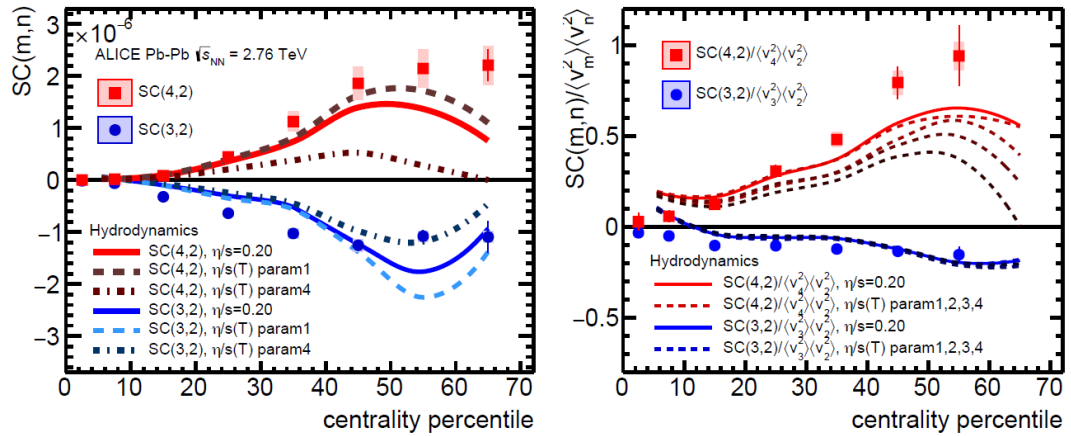
Měření kumulantů symetrie

Jedním z dalších měření poskytujících detailnější informace o plasmatu jsou kumulanty symetrie $SC(m, n)$. Na Obr. 4.5 vlevo vidíme závislost kumulantů symetrie $SC(4, 2)$ a $SC(3, 2)$ na centralitě v porovnání s hodnotami z hydrodynamických modelů. Kladné hodnoty $SC(4, 2)$ ukazují korelaci koeficientů v_2 a v_4 pro všechny centrality, což znamená, že pokud změříme v_2 větší než průměrné $\langle v_2 \rangle$ v dané události, zvyšuje se pravděpodobnost, že rovněž v_4 bude nabývat v dané události hodnot



Obrázek 4.4: Vlevo: Integrovaný eliptický tok $v_2\{4\}$ při energii srážky $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV a centralitě 20 – 30 % porovnaný s výsledky měření eliptického toku v_2 z dalších experimentů při jiných energiích [54]; Vpravo: (c) Závislost $v_2\{4\}$ na transversální hybnosti p_T pro centrality 10 – 20 %, 20 – 30 % a 30 – 40 % ve srážkách Pb+Pb při energiích 2,76 a 5,02 TeV. (d) Poměr $v_2\{4\}$ pro energie 2,76 a 5,02 TeV ve srážkách Pb+Pb s centralitou 20 – 30 % [54].

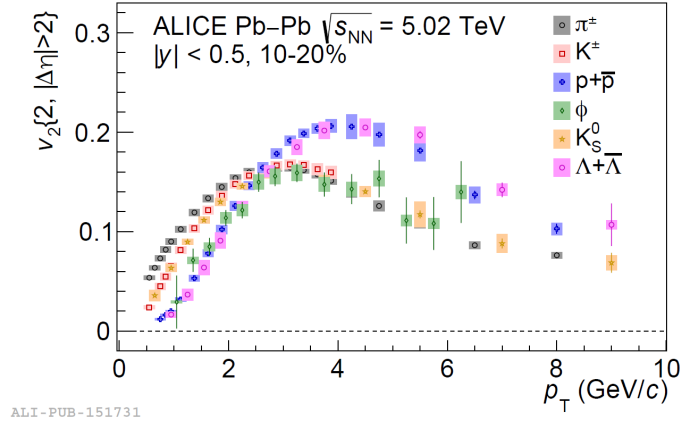
vyšších než $\langle v_4 \rangle$. Naopak negativní hodnoty $SC(3, 2)$ ukazují antikorelaci koeficientů v_2 a v_3 pro všechny centrality, což znamená, že měření $v_2 > \langle v_2 \rangle$ zvyšuje pravděpodobnost $v_3 < \langle v_3 \rangle$. Ze srovnání s teoretickými hydrodynamickými modely je patrné, že měření kumulantů symetrie je citlivé na transportní vlastnosti QGP (především viskozitu). Modely s danými parametry se pak s hodnotami shodují spíše lokálně, ale předpovídají alespoň správná znaménka kumulantů. Na Obr. 4.5 vpravo vidíme hodnoty kumulantů symetrie normalizované hodnotami $\langle v_m^2 \rangle \langle v_n^2 \rangle$, tj. 2-částicovými kumulanty s mezerou pseudorapidit $|\Delta\eta| > 1, 0$. Tím jsme získali závislost, která již není ovlivněna fluktuacemi velikosti v_n . Do změřených závislostí jsou opět zaneseny teoreticky předpovězené hodnoty, z nichž lze usoudit, že kumulant $SC(4, 2)$ vykazuje vysokou citlivost na viskozitu QGP [51].



Obrázek 4.5: Vlevo: Závislost kumulantů symetrie $SC(4, 2)$ a $SC(3, 2)$ na centralitě ve srážkách Pb+Pb při energii 2,76 TeV v porovnání s hodnotami z teoretických hydrodynamických modelů [51]; Vpravo: Hodnoty kumulantů symetrie vydělené $\langle v_m^2 \rangle \langle v_n^2 \rangle$ [51].

Tok identifikovaných částic

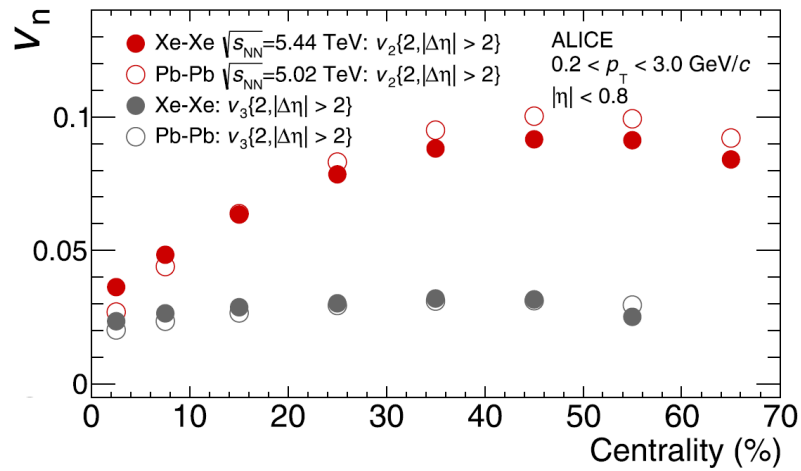
Měření identifikovaného toku částic, tj. koeficientu v_2 v závislosti na p_T pro vybrané typy částic je také jedním z ukazatelů kolektivity produkce částic. Příklad takového měření je na Obr. 4.6, kde vidíme v_2 různých částic v závislosti na p_T v centrálních srážkách Pb – Pb při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV na experimentu ALICE. Důkazem kolektivity je zde rozštěpení trendu při středních hodnotách p_T na dvě větve, přičemž vyšší hodnoty v_2 vykazují baryony a menší mesony. To je způsobeno tím, že všechny kvarky, které jsou v QGP fázi volné, vykazují na počátku stejný eliptický tok a když tedy dojde k jejich spojení, částice z více kvarků mají vyšší v_2 než částice z méně kvarků. Při nízkých p_T pozorujeme jev řazení podle hmotnosti, což v podstatě znamená, že čím vyšší je hmotnost částice, tím vykazuje větší v_2 . Tento jev je také jednou ze známek kolektivity [7].



Obrázek 4.6: Identifikovaný eliptický tok v závislosti na transversální hybnosti v centrálních srážkách $Pb - Pb$ při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV na experimentu ALICE.

Srážky jiných jader

Nyní se zaměříme na srážky jiných jader než olova, v našem případě na měření srážek jader xenonu, která jsou o polovinu menší než jádra olova, což má vliv na hodnotu viskozity plazmatu η/s , s jejímž určením tak mohou tyto srážky pomoci. Závislost v_2 a v_3 na centralitě pro systémy $Xe - Xe$ a $Pb - Pb$ změřená na experimentu ALICE při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,44$ TeV je na Obr. 4.7. Ze srovnání je patrné, že hodnoty koeficientů toku si odpovídají v rámci 10 %. Výjimku tvoří centrální srážky, kde hodnoty $v_2\{2\}$ pro $Xe - Xe$ jsou přibližně o 35 % vyšší. Tento rozdíl je způsoben tím, že jádro ^{129}Xe je deformované, zatímco jádro ^{208}Pb není. Druhým důvodem jsou fluktuační pozice nukleonů ve srážených jádrech, které se u xenonu kvůli jeho menší velikosti projeví silněji. Druhou výjimkou jsou periferální srážky, kde je hodnota v_2 naopak vyšší u srážek $Pb - Pb$. Důvodem je menší velikost jádra xenonu, kvůli které má viskozita větší vliv, a tak v_2 nabývá nižších hodnot [58].



Obrázek 4.7: Srovnání změřených koeficientů $v_n\{2\}$ v závislosti na centralitě pro systémy $Xe - Xe$ a $Pb - Pb$ [58].

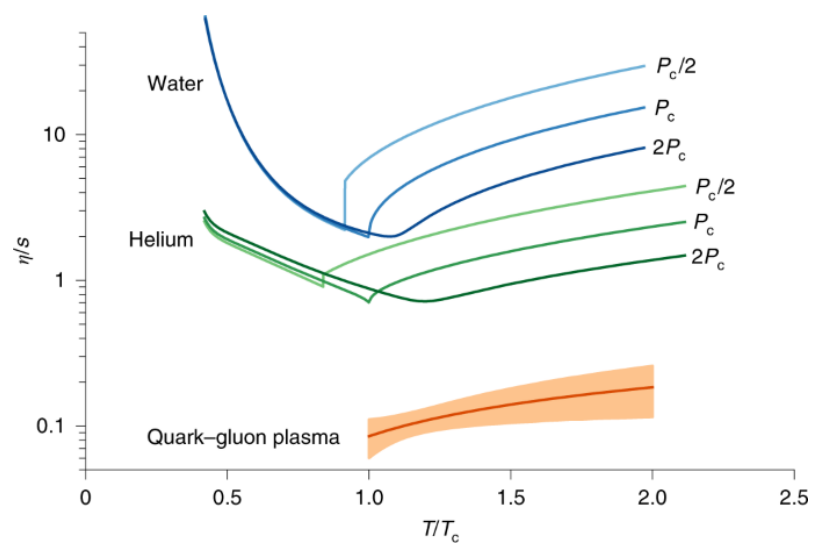
Určování viskozity

Jedním z klíčových parametrů hydrodynamických modelů je viskozita média. Měření anizotropního toku poskytuje jako jedno z mála vhodnou sondu pro určení tohoto parametru kvark-gluonového plasmatu. Princip určení viskozity spočívá v prokládání změřených závislostí koeficientů v_n na různých veličinách křivkami odpovídajícími příslušným teoretickým modelům. Volbou různých viskozit jako parametrů těchto modelů se snažíme dosáhnout co nejlepší shody s experimentálními daty. Problémem je, že modely mají více parametrů, které nejsou určeny, např. způsob inicializace QGP nebo proces hadronizace. Z tohoto důvodu je potřeba provádět množství podrobných analýz závislostí anizotropie toku na různých veličinách ideálně závislých pouze na jednom parametru modelu, který z nich můžeme určit. Získání viskozity je pak výrazně snazší. Viskozita η se zpravidla neudává samostatně, ale vždy je vztažena k entropii s , proto se bez výjimky setkáváme u modelů s parametrem η/s , tj. poměrem viskozity vůči entropii.

Obecně se viskozita projevuje na měření potlačením anizotropie toku. Efekty viskozity projevující se snížením hodnot v_n jsou tedy závislé na velikosti systému a v důsledku na centralitě. Dále se předpokládá, že viskozita QGP je stejně jako viskozita jiných látek závislá na teplotě. Třetím důležitým faktem při určování viskozity je původ vzniku anizotropie toku. Jeho nezanedbatelný příspěvek ve srážkách o nižších energiích totiž pochází nikoli z partonové fáze (QGP), ale z hadronové fáze. Je tedy klíčové tyto dva zdroje odlišit, abychom se mohli zabývat čistě studiem QGP a nikoli následujících fází. Toto rozlišení je možné provést přechodem k vyšším energiím srážek, čímž se zvyšuje příspěvek anizotropie toku pocházející z partonové fáze [46].

Vraťme se nyní k měřením z předchozích sekcí a podívejme se na ně optikou určování viskozity jako parametru hydrodynamických modelů. Na Obr. 4.3 jsme viděli změřené hodnoty v_n v závislosti na centralitě pro dvě různé energie srážky. Ukazuje se, že experimentální data jsou v dobré shodě s hydrodynamickými modely pracujícími s viskozitou η/s závislou na teplotě [54]. Citlivější na určování viskozity jsou pak měření p_T diferenciálního toku. Pokud se dále přesuneme k měření kumulantů symetrie $SC(m, n)$ na Obr. 4.5, je zřejmé, že pro danou fixní hodnotu viskozity hydrodynamické modely nekopírují současně změřené hodnoty kumulantů $SC(4, 2)$ a $SC(3, 2)$. Z toho lze usoudit, že souběžným studováním kumulantů symetrie a koeficientů toku v_n lze dospět k výrazně přesnějším odhadům hodnoty viskozity QGP [51].

Přestože určení přesné hodnoty viskozity je velmi složité kvůli závislosti modelů na více parametrech, již nyní víme, že její hodnota bude velmi nízká. Dokonce se předpokládá, že se jedná o dosud nejnižší pozorovanou viskozitu, což ilustruje Obr. 4.8. Tento závěr by znamenal, že kvark-gluonové plasma je nejideálnější známou tekutinou.



Obrázek 4.8: Srovnání předpokládané hodnoty viskozity η/s pro QGP s hodnotami pro helium a vodu v závislosti na teplotě [59].

Kapitola 5

Malé systémy

5.1 Kolektivita v malých systémech

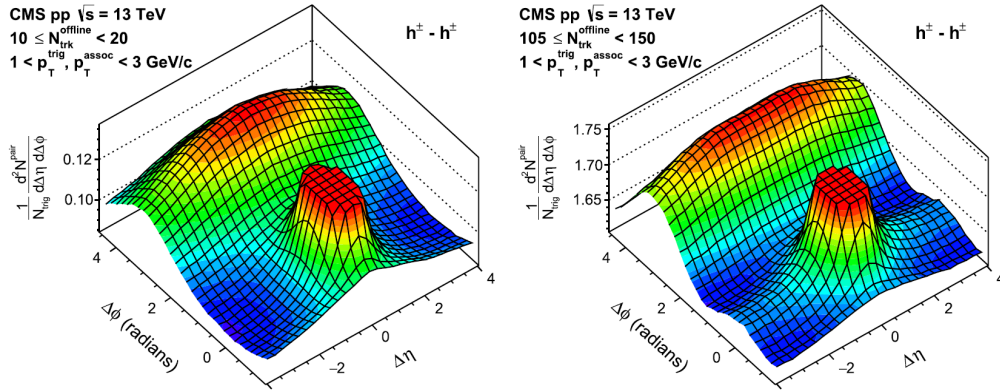
V počátcích zkoumání jádro-jaderných srážek hrály srážky malých systémů roli kontrolních měření, např. pro měření jaderného modifikačního faktoru R_{AA} nebo pro zkoumání distribuce partonů v hadronech, přičemž se neočekávalo, že by v takových srážkách mohlo vznikat kvark-gluonové plasma [7]. V roce 2010 byla zkoumána data ze srážek $p + p$ o vysokých multiplicitách z experimentu CMS na urychlovači LHC [60]. Při studiu dvou-částicových korelací (viz. sekce 4.4.1), v nichž pozorujeme u srážek $Pb + Pb$ charakteristický hřeben na blízké straně přisuzovaný kolektivnímu chování, byl zaznamenán podobný hřeben na blízké straně i ve srážkách $p + p$, avšak o mnohem menší intenzitě. To vedlo k úvaze, že produkce částic ve srážkách $p + p$ by také mohla vykazovat jistou kolektivitu. Otázkou pak zůstává, kde má toto chování svůj původ a jestli nějakým způsobem souvisí s přítomností QGP. Z tohoto důvodu byly následně provedeny podobné analýzy jako u srážek $Pb + Pb$ s cílem odhalit možné podobnosti v chování velkých a malých systémů. V následující kapitole popíšeme měření anizotropního toku v malých systémech, tj. srážkách $p + p$, $p + A$ (A je libovolné jádro), $d + A$ a ${}^3He + A$. Konkrétně podrobněji rozebereme dvou-částicové korelace, dále se zaměřím na měření kumulantu $c_2\{4\}$ a v poslední řadě na rozdělení anizotropního toku podle hmotnosti zkoumaných částic.

5.2 Výsledky měření nabitých částic

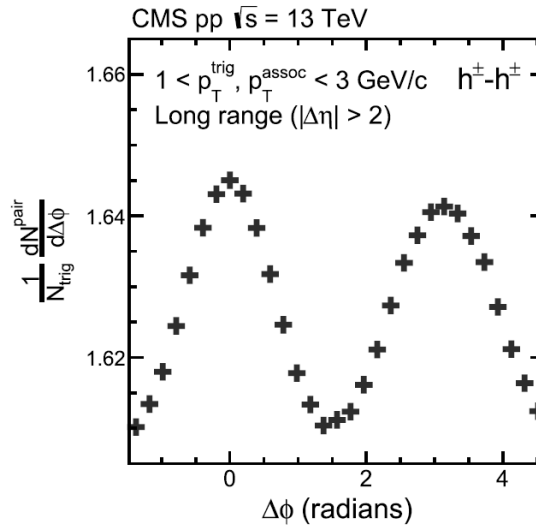
5.2.1 Dvou-částicové korelace

Na Obr. 5.1 vidíme měření dvou-částicových korelací nabitých částic na experimentu CMS ve srážkách $p + p$ při energii $\sqrt{s} = 13$ TeV. Na vzdálené straně ($\Delta\phi \approx \pi$) pozorujeme široký hřeben přes všechny hodnoty $\Delta\eta$, který pochází stejně jako ve srážkách $Pb + Pb$ z rozpadů částic, jetů a celkové kolektivity, kterou produkované částice vykazují. Odlišnost nacházíme na blízké straně ($\Delta\phi \approx 0$), kde v případě nízké multiplicity (Obr. 5.1 vlevo) vidíme osamocený vrchol v místě $\Delta\eta \approx 0$, jehož

původ je v korelacích částic z jetů. Naopak v případě vysoké multiplicity (Obr. 5.1 vpravo) pozorujeme náznak slabého hřebenu v rozsahu celého spektra $\Delta\eta$, který je ve srážkách $Pb + Pb$ přisuzován kolektivnímu chování pocházejícímu z QGP (viz. sekce 4.4.1). Pro důkladnější prozkoumání tohoto jevu byl proveden výřez dat, v němž byla ponechána pouze měření s $|\Delta\eta| > 2$, čímž byl odstraněn výrazný pík z jetů. Navíc byla vzata data ze srážek s nízkou multiplicitou, kde se kolektivní chování neočekává, a odečtena od výsledků ze srážek s vysokou multiplicitou. Výsledná projekce je na Obr. 5.2. Zde je již zcela jasně viditelná dvou-hřebenová struktura velmi podobná srážkám $Pb + Pb$, která je způsobena dominancí koeficientu anizotropního toku druhého řádu v_2 [61].

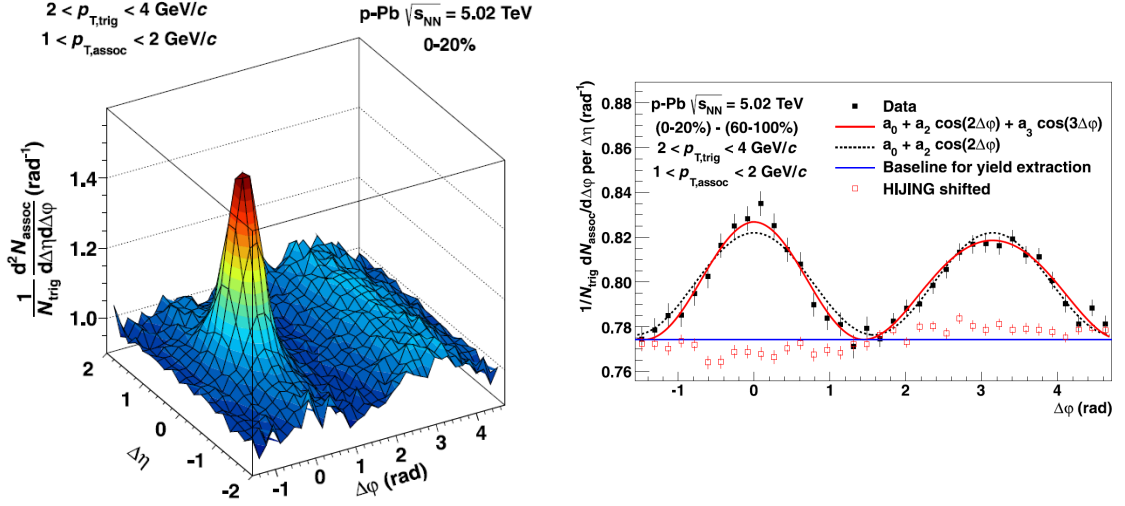


Obrázek 5.1: Dvou-částicové korelace nabitých částic ve srážkách s nízkou multiplicitou (vlevo) a vysokou multiplicitou (vpravo) [61].



Obrázek 5.2: Projekce vzniklá průměrováním přes všechny dlouho-dosahové korelace ($|\Delta\eta| > 2$) ve srážkách s vysokou multiplicitou po odečtení výsledků ze srážek s nízkou multiplicitou [61].

Objev známek kolektivity ve srážkách $p + p$ se stal motivem pro hledání těchto známek také ve srážkách $p + A$. Na Obr. 5.3 vlevo jsou výsledky měření dvou-částicových

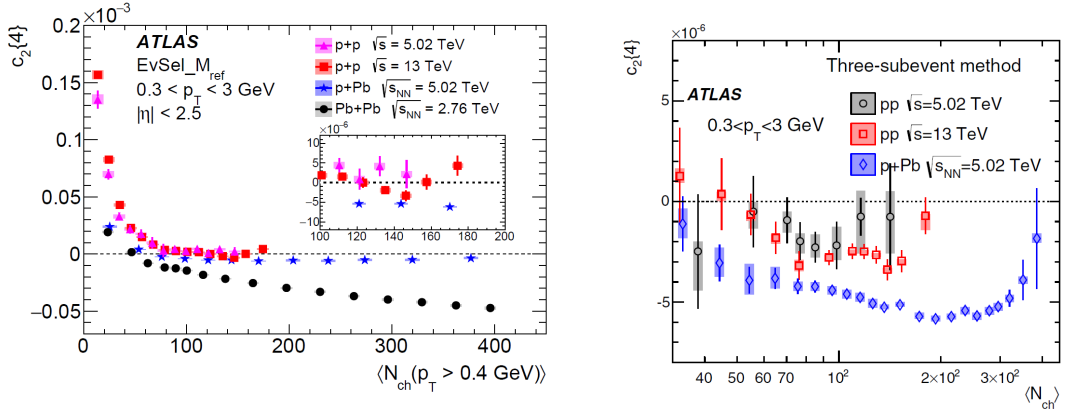


Obrázek 5.3: Vlevo: Dvou-částicové korelace nabitých částic v centrálních $p - Pb$ srážkách [62]; Vpravo: Projekce dvou-částicových korelací do $\Delta\varphi$ po odstranění non-flow korelací [62].

korelací nabitých částic na experimentu ALICE při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV v centrálních $p - Pb$ srážkách. Centralita je stejně jako ve srážkách $Pb + Pb$ stanovena z naměřené multiplicity. Zatímco v jádro-jaderných srážkách souvisí centralita s geometrií srážky, v tomto případě tomu tak není, pouze je použit stejný přístup z důvodu konzistence. I zde pozorujeme hřeben na vzdálené straně z korelovaných spršek a výrazný vrchol na blízké straně pocházející opět z jetů. Omezený rozsah osy $\Delta\eta$ oproti experimentu CMS je dán menším měřicím rozsahem detektorů na experimentu ALICE. Současně zde opět vidíme náznak slabého hřebenu, který zvýrazníme odstraněním non-flow korelací odečtením výsledků z periferálních srážek. Výsledná projekce do $\Delta\varphi$ je na Obr. 5.3 vpravo, kde vidíme opět dvou-hřebenovou strukturu popsanou Fourierovým rozvojem s dominantním koeficientem druhého řádu v_2 stejně jako u srážek $p + p$ a $Pb + Pb$ [62].

5.2.2 Měření kumulantu $c_2\{4\}$

Kolektivita se obecně projevuje jistou korelací mezi produkovanými částicemi, proto má smysl se dále zabývat měřením kumulantů $c_2\{m\}$. Konkrétně pak měřením čtyř-částicového kumulantu $c_2\{4\}$, který je málo ovlivněn non-flow příspěvkem a ve srážkách $Pb + Pb$, kde kolektivní chování očekáváme, bylo experimentálně zjištěno, že nabývá výlučně záporných hodnot. Jeho zápornou hodnotu tedy můžeme brát jako nutnou, ne však postačující podmínku pro výskyt kolektivního chování v dané srážce. Zatímco v měření ze srážek $Pb+Pb$ a $p+Pb$ na experimentu ATLAS vychází hodnota kumulantu $c_2\{4\}$ záporná, ve srážkách $p+p$ je kumulant v rámci chyby nulový, což je vidět na Obr. 5.4 vlevo, kde máme měření $c_2\{4\}$ v závislosti na multiplicitě ve srážkách $Pb + Pb$ (při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV), $p + Pb$ (při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV) a $p + p$ (při energiích $\sqrt{s} = 5,02$ TeV a $\sqrt{s} = 13$ TeV). S využitím metody rozdělení



Obrázek 5.4: Vlevo: Závislost $c_2\{4\}$ na multiplicitě ve srážkách $Pb+Pb$, $p+Pb$ a $p+p$ [64]; Vpravo: Stejná závislost získaná z analýzy s využitím rozdělení na podudálosti [63].

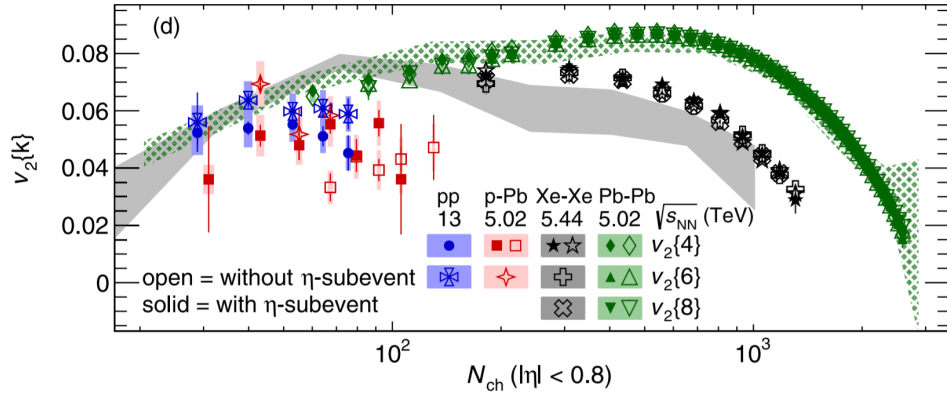
na podudálosti popsané v sekci 4.3.4 byly získány záporné hodnoty kumulantu i ve srážkách $p+p$. Tato metoda je využívána pro lepší potlačení non-flow příspěvků, které ve srážkách malých systémů hrají výrazně větší roli než ve srážkách $Pb+Pb$. Výsledek je ilustrován na Obr. 5.4 vpravo, kde vidíme závislost $c_2\{4\}$ na multiplicitě ve srážkách $p+p$ a $p+Pb$ [63].

5.2.3 Eliptický tok v malých a velkých systémech

Na Obr. 5.5 vidíme srovnání závislosti $v_2\{k\}$ na multiplicitě pro systémy $p+p$, $p+Pb$, $Xe+Xe$ a $Pb+Pb$ v porovnání s teoretickým hydrodynamickým modelem. Pro výpočet v_2 ze čtyř-částicového, resp. dvou-částicového kumulantu bylo využito rozdělení na tři, resp. dvě podudálosti. Srážky $Pb+Pb$ vykazují silnou závislost na multiplicitě danou velikostí plochy překryvu srážených jader. Tento jev je pozorovatelný i ve srážkách $Xe+Xe$, přičemž velikost v_2 je nižší kvůli menším rozměrům jádra xenonu. Ve srážkách malých systémů jsou hodnoty eliptického toku po odstranění non-flow příspěvků v oblasti malé multiplicity srovnatelné s hodnotami ze srážek velkých systémů, což naznačuje přítomnost jisté kolektivity. Eliptický tok pak vykazuje pouze slabou závislost na multiplicitě, což je dáno rozměry systému [65]. Důležitým důkazem kolektivity je také kompatibilita $v_2\{4\}$ a $v_2\{6\}$. Ta vyjadřuje, že bez ohledu na to, kolik částic vezmeme do korelací, vždy dostaneme stejný signál eliptického toku, což znamená, že pozorujeme globální korelaci.

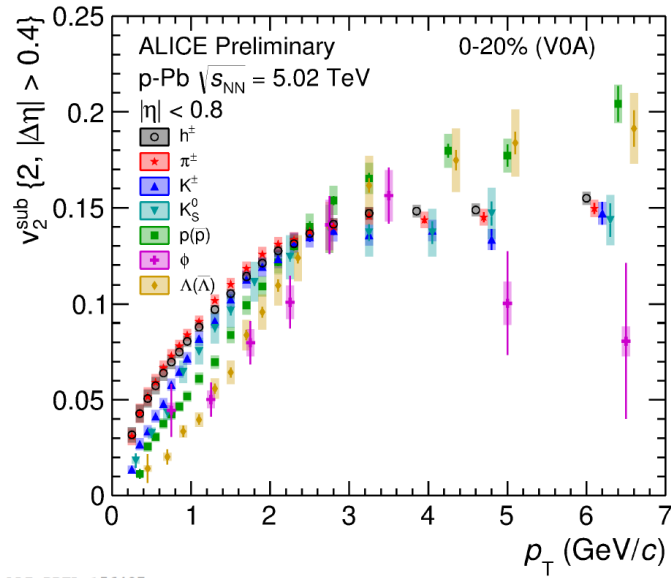
5.2.4 Tok identifikovaných částic

Poslední měření, které v této sekci zmíním, je měření identifikovaného toku částic, tj. koeficientu v_2 v závislosti na p_T pro vybrané typy částic. Známkami kolektivity v těchto měřeních jsou rozštěpení trendu při středních hodnotách p_T na dvě větve příslušející baryonům a mesonům a jev řazení podle hmotnosti při nízkých hodnotách p_T , přičemž detaily k oběma jevům pro případ jádro-jaderných srážek lze nalézt v



Obrázek 5.5: Závislost eliptického toku spočteného z k -časticových kumulantů $v_2\{k\}$ na multiplicitě pro systémy $p+p$, $p+Pb$, $Xe+Xe$ a $Pb+Pb$ ve srovnání s teoretickým hydrodynamickým modelem [65].

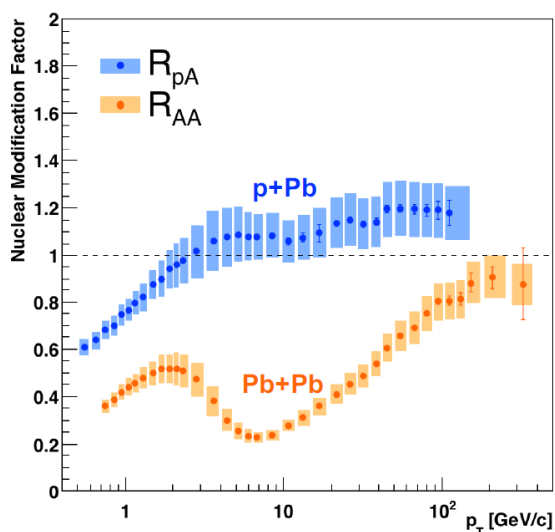
sekcí 4.4.2. Po pozorování těchto známek ve srážkách $Pb+Pb$ byly tyto jevy hledány také ve srážkách malých systémů. Na Obr. 5.6 vidíme identifikovaný eliptický tok v_2 v závislosti na p_T v centrálních srážkách $p-Pb$ při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV na experimentu ALICE. Je zde zřetelné rozštěpení trendu pro $2,5 < p_T < 6$ GeV/c na dvě větve obdobné jako u jádro-jaderných srážek a také jev řazení podle hmotnosti v oblasti nízkých hodnot p_T , což v konečném důsledku může být znakem kolektivity pocházející z hydrodynamicky se chovajícího média [66]. Závěrem lze na základě výsledků v této a předchozích sekcích usoudit, že srážky malých systémů vykazují jistou kolektivitu v produkci částic.



Obrázek 5.6: Identifikovaný eliptický tok v závislosti na transversální hybnosti v centrálních srážkách $p+Pb$ při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV na experimentu ALICE.

5.3 Potlačení jetů v malých systémech

Přestože měření uvedená v předchozích kapitolách naznačují, že částice produkované ve srážkách malých systémů vykazují jistou kolektivitu, není možné snadno dojít k závěru, že původem této kolektivity je hydrodynamicky se chovající médium jako je tomu u jádro-jaderných srážek. Jedním z faktorů, které tomuto závěru oponují, je absence potlačení, resp. zhášení jetů. Ve srážkách velkých systémů dochází k utlumení nebo úplnému vymizení spršek hadronů vlivem ztrát energie průchodem QGP, což se projevuje na jaderném modifikačním faktoru R_{AA} , jehož hodnota je pak menší než jedna a dále klesá s rostoucí transversální hybností částic. V malých systémech nic podobného nepozorujeme, což je ilustrováno na Obr. 5.7, kde vidíme srovnání hodnot jaderného modifikačního faktoru v závislosti na p_T pro systémy $Pb + Pb$ a $p + Pb$. Jedním z možných vysvětlení je, že velikost vzniklého média je příliš malá na to, aby byly částice průchodem skrze něj utlumeny. Přesto je stále předčasné usuzovat, zda pozorované kolektivní chování v malých systémech souvisí s přítomností QGP nebo je známkou zcela jiného jevu [7].



Obrázek 5.7: Závislost jaderného modifikačního faktoru na transversální hybnosti pro systémy $Pb + Pb$ a $p + Pb$ [67].

Kapitola 6

Srážky $p + p$ generované programem Pythia

6.1 Úvod a motivace

Poslední část této bakalářské práce je věnována měření anizotropního toku v proton-protonových srážkách generovaných programem Pythia. Motivací je seznámení se s metodami výpočtu anizotropního toku na konkrétních datech z malých srážkových systémů, pro jejichž simulaci je tento generátor vhodný. Současně je však paradoxem, že model, s nímž Pythia pracuje, žádný anizotropní tok neobsahuje. Jedná se tedy pouze o ilustraci výpočtu a využití metod, které potlačují non-flow příspěvky (rozdělení na podudálosti a více-částicové korelace). Tyto metody potlačení pak hrají klíčovou roli v reálných experimentálních datech např. při výpočtu kumulantu $c_2\{4\}$ (viz. 5.2.2). V první části krátce představím generátor srážek Pythia, následně popíšu stručně postup provedené analýzy a na závěr představím a odiskutuji výsledky své práce.

6.2 Generátor Pythia

Program Pythia je generátorem vysokoenergetických srážek částic. K modelování náhodných procesů (např. nastavení počátečních parametrů) využívá metodu Monte Carlo a dále pracuje s celou řadou teoretických modelů pro simulaci jednotlivých procesů během vývoje srážky. Cílem tvůrců bylo vytvořit program, který generuje srážky se všemi detaily a využívá k tomu veškeré současné znalosti z dané oblasti [68]. Hlavním výstupem je pak především seznam vyprodukovaných částic a jejich vlastností. Dřívější verze programu (do verze Pythia 6 včetně [68]) byly psány v programovacím jazyku Fortran. Při následné modernizaci a implementaci nových fyzikálních modelů byl celý program přepsán do jazyku C++, v němž pracuje až do současné verze Pythia 8 [69].

Fyzikální procesy, s nimiž program pracuje, jsou podrobně rozepsány v [68]. Proces hadronizace je v generátoru modelován dle Lundova modelu fragmentace strun po-

psaného v [4]. Používané vlastnosti částic včetně jejich identifikačních kódů pocházejí z PDG tabulek [2].

6.2.1 Struktura programu

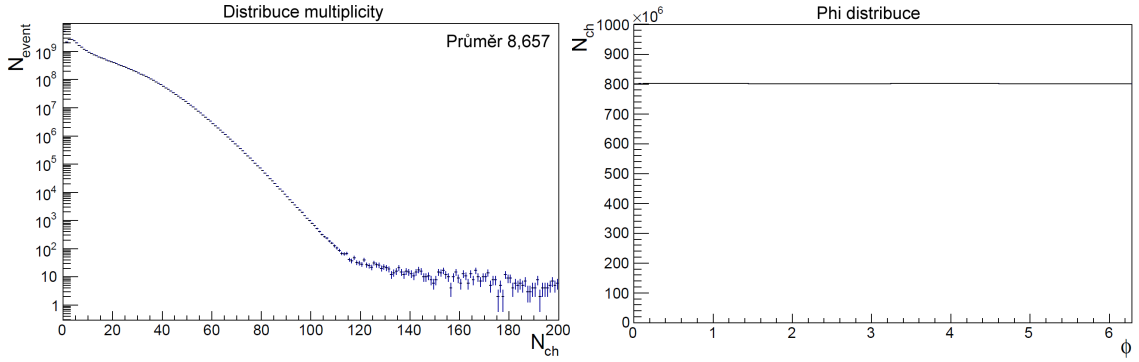
Struktura generátoru Pythia je rozdělena na tři třídy odpovídající jednotlivým etapám simulované srážky. První třída se týká primárních procesů, k nimž dochází na počátku srážky, tj. reakcí výchozích partonů. Často se jedná o tzv. tvrdé procesy, které mohou být popsány perturbativní teorií QCD. Druhá třída popisuje strukturu svazků a procesy po prvotní srážce, mezi něž patří druhotné interakce partonů a vyzařování radiace [69]. Ty jsou částečně určeny perturbativní a částečně neperturbativní QCD. Poslední třída je zaměřena na proces hadronizace a rozpadů nestabilních vyprodukovaných částic. Naprostá většina těchto procesů je neperturbativní, proto je popis této fáze nejméně přesný. Po provedení těchto tří etap simulace získáme výsledný report události se seznamem produkovaných částic stejně jako v případě experimentálního měření na detektoru. Z více technického hlediska lze práci generátoru rozdělit dle [69] také na tři fáze:

- inicializace, resp. nastavení vstupních parametrů srážky,
- generování jednotlivých událostí (ve smyčce),
- provedení závěrečné statistické analýzy (histogramy, seznam vyprodukovaných částic a další).

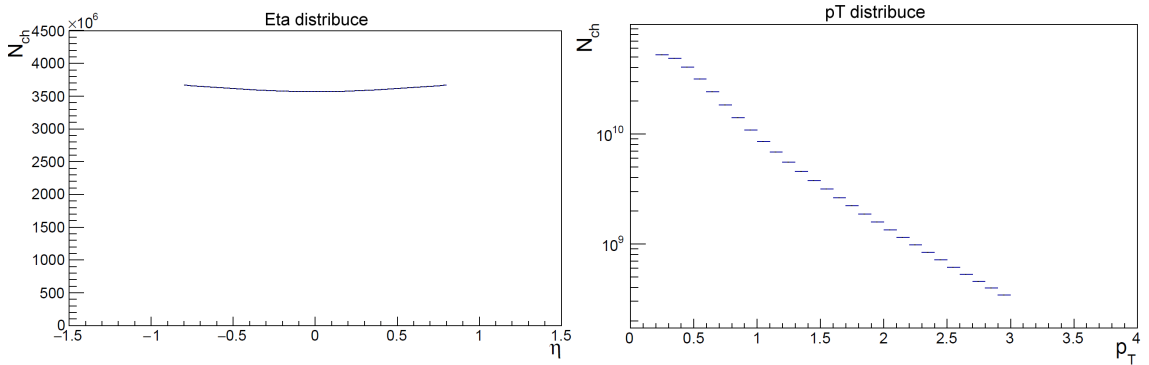
6.3 Generování srážek a zpracování dat

6.3.1 Vlastnosti nagenерованých srážek

Vzhledem k tomu, že srážky malých systémů s vysokou multiplicitou jsou spíše ojedinělé, je nutné generovat velmi velké množství srážek, abychom získali vypovídající statistiku. V mém případě jsem pracoval s daty vygenerovanými na Gridu. Vzhledem k tomu, že na Grid nemám přístup, byla mi data zpřístupněna formou výstupního souboru programu ROOT. Poskytnutý dataset obsahoval přibližně 30 miliard generovaných srážek $p + p$ při energii $\sqrt{s} = 13$ TeV. Vstupní nastavení parametrů srážek bylo výchozí s výjimkou zapnutí neelastických měkkých QCD procesů. Dále byly z dat vybrány pouze částice s transversální hybností $0,2 < p_T < 3$ GeV, čímž byly potlačeny vysokoenergetické částice (jety). Druhým omezením bylo vyřazení částic s pseudorapiditou mimo interval $|\eta| < 0,8$. Histogram, v němž je zanesena četnost generovaných srážek s danou multiplicitou je na Obr. 6.1 vlevo. Rozložení odpovídá předpokladu, že nejčastěji jsou generovány srážky s nízkou multiplicitou (průměrně 9 vyprodukovaných částic v jedné srážce) a naopak srážky s vysokou multiplicitou jsou ojedinělé. V oblasti vysoké multiplicity se dále vyskytuje určitá kontaminace, kterou však nelze určit z důvodu, že jsem data dostal již nagenеровaná. Navíc se ve výsledcích budu omezovat pouze na multiplicitu do 100 produkovaných částic, takže



Obrázek 6.1: Vlevo: Četnost generovaných srážek s danou multiplicitou; Vpravo: Distribuce počtu produkovaných částic v závislosti na azimutálním úhlu ϕ .

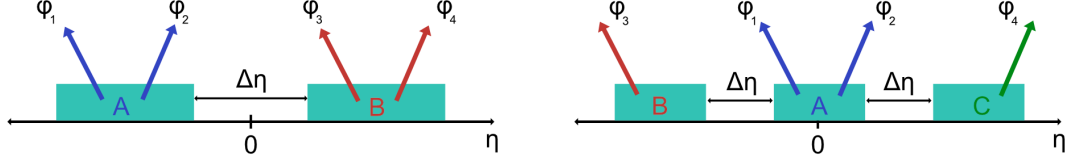


Obrázek 6.2: Vlevo: Distribuce počtu produkovaných částic v závislosti na pseudorapiditě η ; Vpravo: Distribuce počtu produkovaných částic v závislosti na transversální hybnosti p_T .

tento problém není třeba dále uvažovat. Na Obr. 6.1 vpravo pak vidíme počty produkovaných částic v daném azimutálním úhlu ϕ . Rovnoměrné rozdělení ϕ -distribuce odpovídá očekávání, že částice jsou po zprůměrování přes všechny události produkovány rovnoměrně do všech úhlů kvůli různé prostorové orientaci jednotlivých srážek. Na Obr. 6.2 vlevo a vpravo pak vidíme distribuce produkovaných částic v závislosti na pseudorapiditě η , resp. na transversální hybnosti p_T . Tyto distribuce odpovídají zaměření se pouze na částice určitých vlastností, jak je zmíněno výše v tomto odstavci.

6.3.2 Použité metody výpočtu

K výpočtu jsem využíval metodu azimutálních korelací popsanou v kapitole 4.3, konkrétně pak především sekci 4.3.1, kde jsou uvedeny všechny potřebné vzorce. Samotné korelace jsem nepočítal, ale dostal již spočítané v poskytnutém datasetu. Ve své analýze jsem začal s dvou-částicovými korelacemi, z nichž jsem pomocí vztahů (4.9) a (4.10) získal kumulanty $c_n\{2\}$ a koeficienty anizotropního toku $v_n\{2\}$. Stejně



Obrázek 6.3: Vlevo: Ilustrace metody rozdělení na 2 podudálosti v případě čtyřčasticových korelací s mezerou pseudorapidity $\Delta\eta$; Vpravo: Ilustrace metody rozdělení na 3 podudálosti v případě čtyřčasticových korelací s mezerou pseudorapidity $\Delta\eta$.

ným způsobem jsem počítal tyto kumulanty a koeficienty s využitím metody rozdělení na podudálosti (viz. sekce 4.3.4), která potlačuje non-flow příspěvky.

Dále jsem počítal pomocí vztahu (4.13) kumulanty $c_2\{4\}$. I v tomto případě jsem pak aplikoval metodu rozdělení na dvě a tentokrát i na tři podudálosti. Pro vypočítání čtyřčasticového kumulantu využíváme kromě čtyřčasticových i dvoučasticové korelace dle vztahu (4.13). Je tedy otázkou, jak z uvažovaných čtyř částic vybírat dvojice do dvoučasticových korelací. V případě rozdělení na dvě podudálosti nám pro představu pomůže schéma na Obr. 6.3 vlevo. Jednotlivé podudálosti si označme A, B a v nich produkované částice φ_1 a φ_2 (podudálost A), resp. φ_3 a φ_4 (podudálost B). Pak dostaneme dvě možnosti, jak z podudálostí částice vybírat

$$\begin{aligned} \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AB}^{1,3} \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AB}^{2,4} &= \langle\langle e^{in(\varphi_1 - \varphi_3)} \rangle\rangle \cdot \langle\langle e^{in(\varphi_2 - \varphi_4)} \rangle\rangle \\ \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AB}^{1,4} \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AB}^{2,3} &= \langle\langle e^{in(\varphi_1 - \varphi_4)} \rangle\rangle \cdot \langle\langle e^{in(\varphi_2 - \varphi_3)} \rangle\rangle. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Vzhledem k tomu, že korelace počítáme přes všechny částice v dané podudálosti, vycházejí oba dva výrazy (6.1) stejně a na výběru částic z podudálostí v tomto případě nezáleží. Pro výpočet kumulantu $c_n\{4\}$ při využití metody rozdělení na 2 podudálosti pak dostaneme vztah

$$c_n\{4\}_{sub2} = \langle\langle 4 \rangle\rangle - 2 \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AB}^2. \quad (6.2)$$

V případě rozdělení na tři podudálosti, kterému odpovídá Obr. 6.3 vpravo, je situace složitější. Označme si podudálosti A, B, C a v nich produkované částice φ_1 a φ_2 (podudálost A), resp. φ_3 (podudálost B), resp. φ_4 (podudálost C). Opět dostáváme dvě možnosti, jak částice vybírat

$$\begin{aligned} \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AB}^{1,3} \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AC}^{2,4} &= \langle\langle e^{in(\varphi_1 - \varphi_3)} \rangle\rangle \cdot \langle\langle e^{in(\varphi_2 - \varphi_4)} \rangle\rangle \\ \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AC}^{1,4} \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AB}^{2,3} &= \langle\langle e^{in(\varphi_1 - \varphi_4)} \rangle\rangle \cdot \langle\langle e^{in(\varphi_2 - \varphi_3)} \rangle\rangle, \end{aligned} \quad (6.3)$$

avšak v tomto případě se již výrazy (6.3) po spočítání korelací přes všechny částice nerovnaj. Tento fakt tedy musíme zohlednit při počítání kumulantu $c_n\{4\}$ s

využitím metody rozdělení na tři podudálosti, pro něhož dostaneme vztah

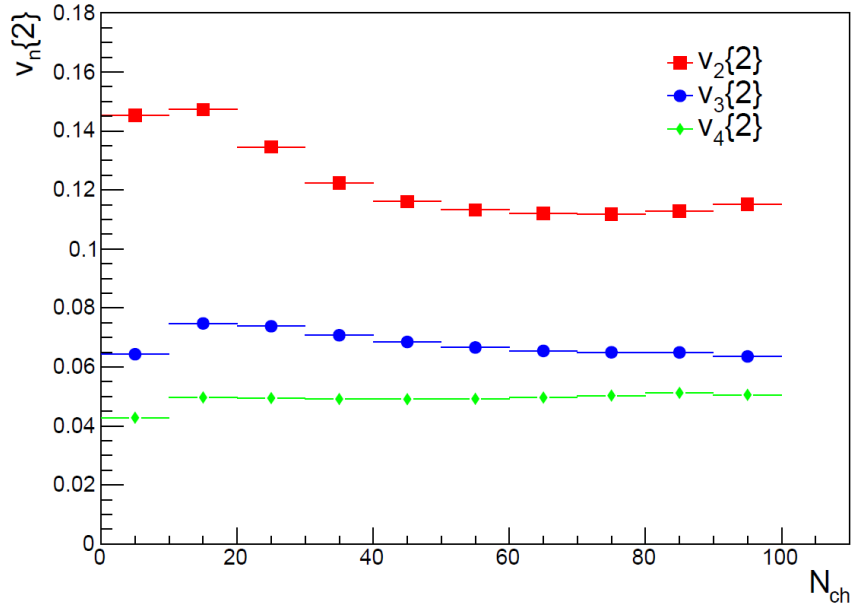
$$c_n\{4\}_{sub3} = \langle\langle 4 \rangle\rangle - 2 \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AB} \cdot \langle\langle 2 \rangle\rangle_{AC}. \quad (6.4)$$

Ke všem hodnotám jsem dále spočítal a do grafu vynesl statistické chyby, které jsou ovšem vzhledem k velkému množství dat velmi malé, a proto nejsou v grafech ve většině případech viditelné.

6.4 Výsledky simulací

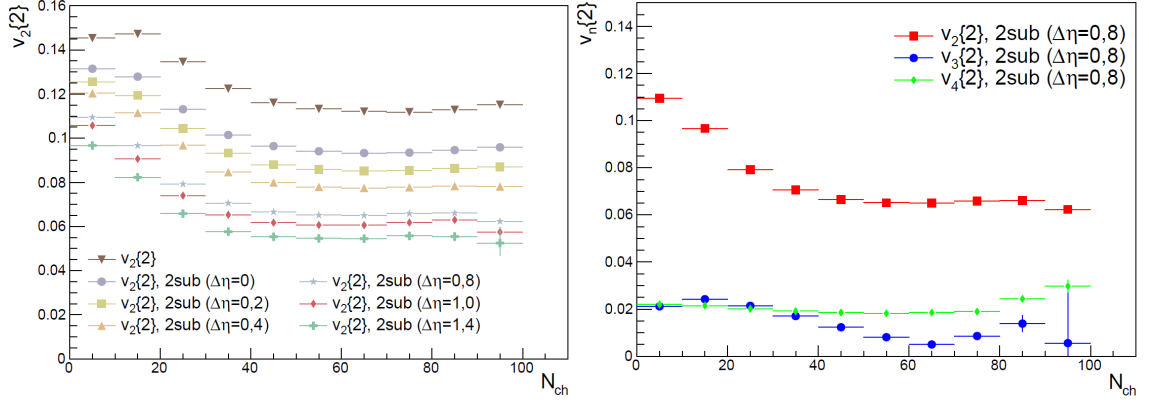
6.4.1 Koeficienty $v_n\{2\}$ z dvou-částicových korelací

Na Obr. 6.4 vidíme závislost koeficientů anizotropního toku $v_2\{2\}$, $v_3\{2\}$ a $v_4\{2\}$ na multiplicitě změřenou v generovaných srážkách $p + p$ při energii $\sqrt{s} = 13$ TeV. V analýze jsem se omezil na srážky s multiplicitou menší než 100 částic. Důvodem je fakt, že srážek s vyšší multiplicitou nebylo pro analýzu dostatek (jak je vidět z Obr. 6.1 vlevo) a vypočtené kumulanty i koeficienty tak vycházely s velmi velkými chybami. Z výsledku je patrné seřazení koeficientů toku podle jejich velikosti, tj. $v_2 > v_3 > v_4$, které se vyskytuje v reálných srážkách $Pb + Pb$ (viz. sekce 4.4.2) i $p + p$ [65]. Zatímco koeficient eliptického toku $v_2\{2\}$ nabývá svého maxima v oblasti multiplicity 10-20 produkovaných částic, vyšší řády koeficientů toku nevykazují téměř žádnou závislost na multiplicitě.



Obrázek 6.4: Závislost anizotropního toku spočteného z dvou-částicových korelací $v_n\{2\}$ na multiplicitě v nagerovaných srážkách $p + p$ při energii $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Koeficienty toku $v_n\{2\}$ jsem dále počítal s využitím metody rozdělení na dvě podudálosti, přičemž jsem použil mezery pseudorapiditě $\Delta\eta = 0$, $\Delta\eta = 0, 2$, $\Delta\eta = 0, 4$, $\Delta\eta = 0, 8$, $\Delta\eta = 1, 0$ a $\Delta\eta = 1, 4$. Na Obr. 6.5 vlevo je závislost eliptického toku



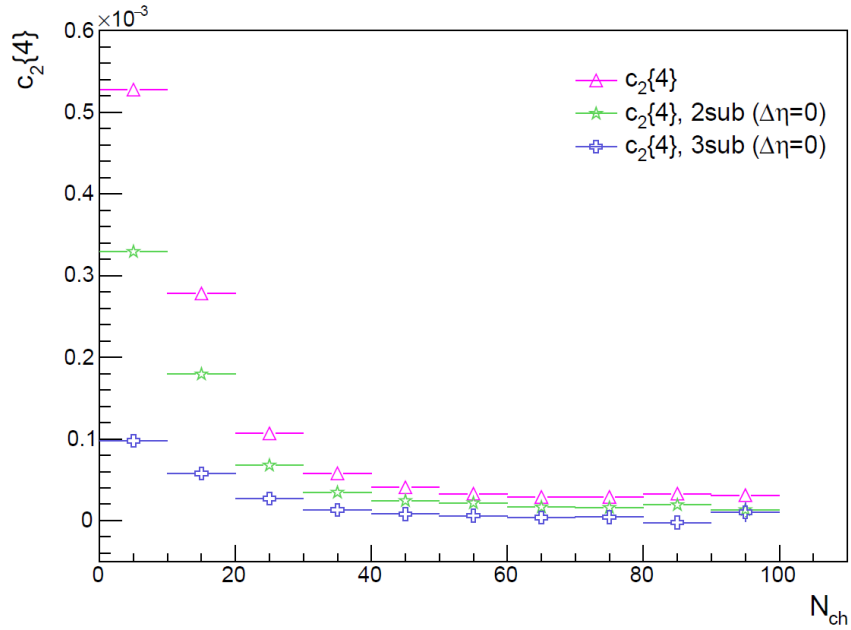
Obrázek 6.5: Vlevo: Závislost eliptického toku spočteného z dvou-částicových korelací $v_2\{2\}$ na multiplicitě v nagenovaných srážkách $p + p$ při energii $\sqrt{s} = 13$ TeV bez využití a s využitím metody rozdělení na 2 podudálosti s různými mezerami pseudorapidity $\Delta\eta$; Vpravo: Závislost anizotropního toku spočteného z dvou-částicových korelací $v_n\{2\}$ na multiplicitě v nagenovaných srážkách $p+p$ při energii $\sqrt{s} = 13$ TeV s využitím metody rozdělení na 2 podudálosti s mezerou pseudorapidity $\Delta\eta = 0, 8$.

$v_2\{2\}$ na multiplicitě pro různé mezery pseudorapidity $\Delta\eta$ použité v metodě rozdělení na podudálosti a porovnání s hodnotami $v_2\{2\}$ spočtenými bez využití této metody. Je patrné, že s aplikací metody rozdělení na podudálosti a následným zvětšováním mezery pseudorapidity $\Delta\eta$ klesá celková amplituda anizotropního toku. To odpovídá předpokladu, že tato metoda potlačuje non-flow příspěvky. Avšak vzhledem k tomu, že model Pythie neobsahuje žádný anizotropní tok, tj. veškerý signál je ve své podstatě non-flow, pozorujeme rovnoměrný útlum bez změny tvaru závislosti. Na Obr. 6.5 vpravo je pak vidět závislost koeficientů anizotropního toku $v_n\{2\}$ na multiplicitě s využitím rozdělení na 2 podudálosti s mezerou pseudorapidity $\Delta\eta = 0, 8$. Z výsledku je patrné, že již neplatí seřazení koeficientů toku podle velikosti tak, jak jsme jej pozorovali na Obr. 6.4. Vymizení tohoto trendu ve srážkách $Pb + Pb$, kde očekáváme kolektivní chování, téměř nepozorujeme. Podobně je tomu také ve srážkách $p + p$ s vysokou multiplicitou, kde opět zůstává trend seřazení zachován. Docházíme tedy k závěru, že výsledky, které pozorujeme v reálných $p + p$ srážkách nelze vysvětlit pouze pomocí non-flow příspěvků bez přítomnosti kolektivního chování. Důvodem je, že si výsledky z generátoru, který kolektivní chování neobsahuje, s reálnými výsledky neodpovídají. Na závěr můžeme poznamenat, že na Obr. 6.5 vpravo pozorujeme celkový útlum signálu oproti výsledku bez použití metody rozdělení na podudálosti na Obr. 6.4.

6.4.2 Čtyř-částicový kumulant $c_2\{4\}$

Z dvou-částicových a čtyř-částicových korelací jsem spočítal také kumulant $c_2\{4\}$, který je, jak víme ze sekce 5.2.2, důležitým ukazatelem kolektivity. Na Obr. 6.6 vidíme závislost kumulantu $c_2\{4\}$ na multiplicitě změřenou v generovaných srážkách

$p + p$ při energii $\sqrt{s} = 13$ TeV bez využití metody rozdělení na podudálosti a s jejím využitím při rozdělení na dvě a tři podudálosti. Opět se zaměříme (z důvodu nedostatku dat pro srážky s vyšší multiplicitou) na srážky, v nichž bylo produkováno 0-100 částic. Je zřejmé, že kumulant ve všech případech nabývá v celém spektru multiplicity kladných hodnot, což odpovídá dle sekce 5.2.2 nepřítomnosti kolektivního chování v souladu s předpokladem, že Pythia anizotropii toku neuvažuje. Současně můžeme pozorovat, že využitím metody rozdělení na podudálosti klesá celkový signál, avšak tvar závislosti zůstává zachován. To odpovídá předpokladům, že tato metoda potlačuje non-flow příspěvky a že Pythia neobsahuje kolektivní chování, tj. obsahuje pouze non-flow. Tyto výsledky jsou tedy podobně jako v předchozí sekci důkazem, že reálná data ze srážek $p + p$ nelze popisovat pouze non-flow modelem bez kolektivního chování, protože si naměřené výsledky neodpovídají.



Obrázek 6.6: Závislost čtyř-částicového kumulantu $c_2\{4\}$ na multiplicitě v nagenetovaných srážkách $p + p$ při energii $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Závěr

Měření anizotropního toku patří mezi nejdůležitější sondy kvark-gluonového plasmatu (QGP). V praxi se pro měření koeficientů v_n , kterými je anizotropní tok charakterizován, využívá metoda azimutálních korelací. Základním měřením odhalujícím kolektivní chování je měření dvou-částicových korelací, v nichž vidíme charakteristickou strukturu se dvěma hřebeny odpovídající dominanci eliptického toku v_2 . Znamky kolektivity jsou patrné také z měření identifikovaného toku částic, kde pozorujeme jev řazení podle hmotnosti pro nízké hodnoty p_T a rozštěpení trendu pro střední hodnoty p_T . Z měření koeficientů v_n v závislosti na transversální hybnosti p_T a centralitě lze určit parametry hydrodynamického modelu (např. viskozitu), kterým QGP popisujeme. Hodnota viskozity η/s QGP se dle dosavadních měření očekává velmi nízká. Dokonce se pravděpodobně jedná o dosud nejnižší pozorovanou hodnotu.

Při hledání kolektivního chování ve srážkách malých systémů využíváme měření dvou-částicových korelací, v nichž hledáme podobnou strukturu jako v datech z jádro-jaderných srážek. Ukazuje se, že po potlačení non-flow příspěvků v datech obdobnou strukturu skutečně pozorujeme. Klíčovým ukazatelem kolektivity je také záporná hodnota čtyř-částicového kumulantu $c_2\{4\}$, která byla pozorována téměř bez výjimek v systémech, kde se vznik QGP očekává. Záporná hodnota byla skutečně naměřena a společně s jevy řazení podle hmotnosti a rozštěpení trendu na dvě větve pozorovanými na experimentálních datech se stala důležitým důkazem kolektivity v malých systémech.

Kromě hlavního tématu jsem si během práce osvojil znalosti o vývoji a charakterizaci jádro-jaderných srážek. Dále jsem se krátce zaměřil na další vybrané sondy QGP a výsledky jejich měření. V poslední řadě jsem se seznámil s principem fungování urychlovače LHC a vybranými detektory v rámci experimentu ALICE.

Na závěr své práce jsem si v praxi vyzkoušel metody výpočtu anizotropního toku na datech z $p + p$ srážek vygenerovaných programem Pythia. Pro potlačení non-flow příspěvků jsem při analýze používal metodu rozdělení na podudálosti, která je v datech ze srážek malých systémů klíčová pro odhalení znaků kolektivity. Generátor Pythia sice nepracuje s modelem, který obsahuje anizotropní tok, proto má moje analýza spíše ilustrativní charakter, přesto lze dojít k jistým závěrům. Některé pozorované jevy (např. neplatnost seřazení koeficientů v_n podle velikosti a kladná hodnota kumulantu $c_2\{4\}$) v nagenovaných srážkách totiž potvrzují, že experimentálně naměřená data nelze vysvětlit pouze pomocí non-flow příspěvků, a tudíž naznačují přítomnost kolektivního chování ve srážkách malých systémů.

Literatura

- [1] Wikipedia. Standard Model — Wikipedia, the free encyclopedia, 2020.
- [2] M. Tanabashi et al. Review of particle physics: Particle data group. *Physical Review D*, 98, 08 2018.
- [3] J. Cepila. *02SF - Subatomová fyzika (pracovní verze)*. 12 2019.
- [4] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys. Rept.*, 97:31–145, 1983.
- [5] U. W. Heinz. Concepts of heavy ion physics. In *2nd CERN-CLAF School of High Energy Physics*, pages 165–238, 7 2004.
- [6] F. Cooper and G. Frye. Single-particle distribution in the hydrodynamic and statistical thermodynamic models of multiparticle production. *Phys. Rev. D*, 10:186–189, Jul 1974.
- [7] J. L. Nagle and W. A. Zajc. Small System Collectivity in Relativistic Hadronic and Nuclear Collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 68:211–235, 2018.
- [8] M. Kliemant, R. Sahoo, T. Schuster, and R. Stock. *Global Properties of Nucleus–Nucleus Collisions*, pages 23–103. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [9] R. Stock. Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram. 7 2008.
- [10] L. Kumar. Review of Recent Results from the RHIC Beam Energy Scan. *Mod. Phys. Lett. A*, 28:1330033, 2013.
- [11] A. Toia. Participants and spectators at the heavy-ion fireball. *CERN Courier*, 2013.
- [12] B. Abelev et al. Centrality determination of pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ tev with alice. *Phys. Rev. C*, 88:044909, Oct 2013.
- [13] H. Satz. *The Thermodynamics of Quarks and Gluons*, pages 1–21. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [14] X. Wang. What hard probes tell us about the quark–gluon plasma: Theory. *Nucl. Phys. A*, 932:1–8, 2014.

- [15] D. Enterria and B. Betz. *High-pT Hadron Suppression and Jet Quenching*, pages 285–339. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [16] F. Zhou, G. Ma, and Y. Ma. Extracting jet transport parameter \hat{q} from a multiphase transport model. *Eur. Phys. J. A*, 56(2):70, 2020.
- [17] J. Adam et al. J/ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Phys. Lett. B*, 766:212–224, 2017.
- [18] P. P. Bhaduri, P. Hegde, H. Satz, and P. Tribedy. *An Introduction to the Spectral Analysis of the QGP*, pages 179–197. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [19] B. Abelev et al. Pion, Kaon, and Proton Production in Central Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 109:252301, 2012.
- [20] L. K. Graczykowski. Soft QGP Probes with ALICE. *Acta Phys. Polon. B*, 47:1473–1487, 2016.
- [21] E.L. Bratkovskaya, O. Linnyk, and W. Cassing. Electromagnetic probes of the QGP. *EPJ Web Conf.*, 95:01002, 2015.
- [22] J. Adam et al. Direct photon production in pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ tev. *Phys. Lett. B*, 754:235–248, 2016.
- [23] L. Evans and P. Bryant, editors. *LHC Machine*. 2008.
- [24] Communications Education and Outreach Group (CERN). *CERN Brochure*. CERN, Geneva, 2017.
- [25] P. L. S. Connor. *The Large Hadron Collider and the Compact Muon Solenoid*, pages 65–93. Springer International Publishing, Cham, 2019.
- [26] M. Thioye and M. Rijssenbeek. Topics in the measurement of electrons with the ATLAS detector at the LHC. 01 2008.
- [27] R. Vogt. Chapter 1 - kinematics and invariants. In Ramona Vogt, editor, *Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions*, pages 3 – 24. Elsevier Science B.V., Amsterdam, 2007.
- [28] A. Tauro. ALICE Schematics. General Photo, May 2017.
- [29] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08002, 2008.
- [30] G. Dellacasa et al. ALICE technical design report of the Inner Tracking System (ITS). 1999.
- [31] C. W. Fabjan et al. ALICE: Physics performance report, volume II. *J. Phys.*, G32:1295–2040, 2006.
- [32] P. Cortese et al. ALICE: Physics performance report, volume I. *J. Phys.*, G30:1517–1763, 2004.

- [33] G. Dellacasa et al. ALICE: Technical design report of the Time Projection Chamber. 2000.
- [34] C. Lippmann. Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber. 3 2014.
- [35] *ALICE Time-Of-Flight system (TOF): Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 2000.
- [36] S. Ragoni. *Hadron spectra measurement in Xe-Xe collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV with the ALICE experiment at the LHC*. PhD thesis, 09 2018.
- [37] M. Leyton. Minimum Bias and Underlying Event Measurements with ATLAS. In *Proceedings, 3rd International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI@LHC 2011): Hamburg, Germany, 21-25 Nov 2011*, pages 11–19, 2012.
- [38] P. Cortese et al. *ALICE forward detectors: FMD, TO and VO: Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 2004. Submitted on 10 Sep 2004.
- [39] E. Abbas et al. Performance of the ALICE VZERO system. *JINST*, 8:P10016, 2013.
- [40] B Abelev et al. Upgrade of the ALICE Experiment: Letter Of Intent. *J. Phys. G*, 41:087001, 2014.
- [41] L. Palomo. The ALICE experiment upgrades for LHC Run 3 and beyond: contributions from mexican groups. *Journal of Physics: Conference Series*, 912:012023, 10 2017.
- [42] *Technical Design Report for the Muon Forward Tracker*. Number CERN-LHCC-2015-001. ALICE-TDR-018. Jan 2015.
- [43] A.I. Maevskaya. Fast Interaction Trigger for the upgrade of the ALICE experiment at CERN: design and performance. *EPJ Web Conf.*, 204:11003, 2019.
- [44] P. Buncic, M. Krzewicki, and P. V. Vyvre. *Technical Design Report for the Upgrade of the Online-Offline Computing System*. Number CERN-LHCC-2015-006. ALICE-TDR-019. Apr 2015.
- [45] R. Snellings. Elliptic Flow: A Brief Review. *New J. Phys.*, 13:055008, 2011.
- [46] U. Heinz and R. Snellings. Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 63:123–151, 2013.
- [47] J. Adam et al. Anisotropic flow of charged particles in pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ tev. *Physical Review Letters*, 116, 04 2016.
- [48] A. Bilandzic, R. Snellings, and S. Voloshin. Flow analysis with cumulants: Direct calculations. *Phys. Rev. C*, 83:044913, 2011.
- [49] V. Khachatryan et al. Evidence for collective multiparticle correlations in p–Pb collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 115:012301, Jun 2015.

- [50] A. Bilandzic, C. H. Christensen, K. Gulbrandsen, A. Hansen, and Y. Zhou. Generic framework for anisotropic flow analyses with multiparticle azimuthal correlations. *Phys. Rev. C*, 89:064904, Jun 2014.
- [51] J. Adam et al. Correlated event-by-event fluctuations of flow harmonics in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 117:182301, 2016.
- [52] K. Gajdosova. *Investigations on collectivity in small and large collision systems at the LHC with ALICE*. PhD thesis, Bohr Inst., 2018.
- [53] S. Chatrchyan et al. Studies of Azimuthal Dihadron Correlations in Ultra-Central PbPb Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV. *JHEP*, 02:088, 2014.
- [54] J. Adam et al. Anisotropic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 116(13):132302, 2016.
- [55] C. Shen and U. Heinz. Collision energy dependence of viscous hydrodynamic flow in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C*, 85:054902, May 2012.
- [56] J. Noronha-Hostler, M. Luzum, and J. Ollitrault. Hydrodynamic predictions for 5.02 TeV Pb-Pb collisions. *Phys. Rev. C*, 93:034912, Mar 2016.
- [57] K. Aamodt et al. Elliptic Flow of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV. *Physical review letters*, 105:252302, 12 2010.
- [58] S. Acharya et al. Anisotropic flow in Xe-Xe collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44$ TeV. *Phys. Lett. B*, 784:82–95, 2018.
- [59] J. E. Bernhard, J. S. Moreland, and S. A. Bass. Bayesian estimation of the specific shear and bulk viscosity of quark–gluon plasma. *Nature Physics*, 15(11):1113–1117, Nov 2019.
- [60] V. Khachatryan et al. Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC. *JHEP*, 09:091, 2010.
- [61] V. Khachatryan et al. Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC. *Phys. Lett. B*, 765:193–220, 2017.
- [62] Betty Abelev et al. Long-range angular correlations on the near and away side in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. *Phys. Lett. B*, 719:29–41, 2013.
- [63] M. Aaboud et al. Measurement of long-range multiparticle azimuthal correlations with the subevent cumulant method in pp and p+Pb collisions with the ATLAS detector at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C*, 97(2):024904, 2018.
- [64] M. Aaboud et al. Measurement of multi-particle azimuthal correlations in pp, p+Pb and low-multiplicity Pb+Pb collisions with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 77(6):428, 2017.
- [65] S. Acharya et al. Investigations of Anisotropic Flow Using Multiparticle Azimuthal Correlations in pp, p–Pb, Xe-Xe, and Pb-Pb Collisions at the LHC. *Phys. Rev. Lett.*, 123:142301, Oct 2019.

- [66] K. K. Gajdosova. Collectivity in small and large collision systems at the LHC with ALICE. *J. Phys. Conf. Ser.*, 1271(1):012002, 2019.
- [67] V. Khachatryan et al. Charged-particle nuclear modification factors in PbPb and pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *JHEP*, 04:039, 2017.
- [68] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05:026, 2006.
- [69] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, 178:852–867, 2008.

Příloha A

Slovník

Kapitola 1

Kvarky:

nahoru - up

dolů - down

podivný - strange

půvabný - charm

svrchní - top

spodní - bottom

srážkový parametr - impact parameter

Kapitola 3

jev řazení podle hmotnosti - mass-ordering

Kapitola 4

Velký hadronový urychlovač - Large Hadron Collider (LHC)

Vnitřní dráhový detektor - Inner Tracking System (ITS)

Časově projekční komora - Time Projection Chamber (TPC)

Detektor přechodového záření - Transition Radiation Detector (TRD)

Detektor doby letu - Time of Flight (TOF)

Detektor identifikující částice s vysokou hybností - High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID)

Elektromagnetický kalorimetr - Electromagnetic Calorimeter (EMCAL)

Fotonový spektrometr - Photon Spectrometer (PHOS)

Detektor kosmického záření - ALICE Cosmic Radiation Detector (ACORDE)

Mionový dráhový detektor - Muon Tracker

Mionový trigger - Muon Trigger

Kalorimetr v nulovém úhlu - Zero Degree Calorimeter (ZDC)

Čítač multiplicity fotonů - Photon Multiplicity Detector (PMD)

Dopředný čítač multiplicity - Forward Multiplicity Detector (FMD)

Difrakční detektor - ALICE Diffractive detector (AD)

Bod interakce - Interaction Point (IP)
Silikonový pixelový detektor - Silicon Pixel Detectors (SPD)
Silikonový driftový detektor - Silicon Drift Detectors (SDD)
Silikonový pásový detektor - Silicon Strip Detectors (SSD)
Odporové deskové vícemezerové komory - Multi-gap Resistive Plate Chamber (MRPC)
Mionový dopředný dráhový detektor - Muon Forward Tracker (MFT)
Dopředný difrakční detektor - Forward Diffractive Detector (FDD)
Spouštěč pro rychlé interakce - Fast Interaction Trigger (FIT)