

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



Studium produkce c-kvarků v jetech

Study of charm quark production in jets

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Jitka Mrázková
Vedoucí práce: RNDr. Jana Bielčíková, Ph.D.
Rok: 2020



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2019/2020

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Jitka Mrázková

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Název práce: Studium produkce c-kvarků v jetech
(česky)

Název práce: Study of charm quark production in jets
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

- 1) Přehled studia kvark-gluonového plazmatu se zaměřením na výsledky produkce c-kvarků, jetů a c-kvarků v jetech na urychlovačích RHIC a LHC.
- 2) Přehled jetových rekonstrukčních algoritmů se zaměřením na sekvenčně rekombinační algoritmy.
- 3) Popis experimentu STAR na urychlovači RHIC a jeho detektorů.
- 4) Praktická aplikace jetového algoritmu anti-kT a topologické rekonstrukce D-mesonů asociovaných s jety na datech z experimentu STAR s cílem extrahovat nekorigovaná spektra D-mesonů v jetech (dle dostupnosti dat bude analýza provedena buďto v p+p nebo Au+Au srážkách při energii 200 GeV na nukleon-nukleonový pár v těžišťovém systému).

Doporučená literatura:

- [1] K. Yagi, et al.: Quark-gluon plasma, Cambridge University Press, 2005
- [2] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez: The anti-kT jet clustering algorithm, JHEP 0804 (2008) 063
- [3] STAR Collaboration: Centrality and transverse momentum dependence of D0-meson production at mid-rapidity in Au+Au collisions at 200 GeV, Phys.Rev. C99 (2019) 034908
- [4] CMS Collaboration: Nuclear modification factor of D0 mesons in PbPb collisions at 5.02 TeV, Phys.Lett. B782 (2018) 474
- [5] ALICE Collaboration: Measurement of the production of charm jets tagged with D0 mesons in pp collisions at 7 TeV, JHEP 1908 (2019) 133

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

RNDr. Jana Bielčíková, Ph.D.

Ústav jaderné fyziky AV ČR, v.v.i. a Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

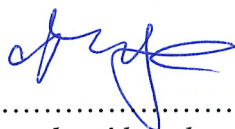
Datum zadání bakalářské práce: 25.10.2019

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 vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém 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

.....
Jitka Mrázková

Poděkování

Na tomto místě bych ráda poděkovala vedoucí mé bakalářské práce RNDr. Janě Bielčíkové, Ph.D. za její cenné rady, odborné vedení a trpělivost. Dále děkuji Mgr. Pavolu Federičovi, Ph.D., Ing. Robertu Líčeníkovi a Ing. Miroslavu Šimkovi za pomoc při přípravě a zpracování praktické části bakalářské práce.

Jitka Mrázková

Název práce:

Studium produkce c-kvarků v jetech

Autor: Jitka Mrázková

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: RNDr. Jana Bielčíková, Ph.D.

Ústav jaderné fyziky AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Studium jetů představuje jednu z klíčových pozorovatelných ve vysokoenergetických proton-protonových srážkách, kde testuje naše znalosti kvantové chromodynamiky. V jádro-jaderných srážkách pak jety hrají zásadní roli jako tzv. tvrdá sonda při studiu vlastností kvark-gluonového plazmatu. Tato práce je zaměřena konkrétně na jety, které pochází z c kvarků. Obsahem práce je také úvod do studia srážek těžkých iontů a přehled současných jetových algoritmů. V rámci praktické části práce byla analyzována data ze srážek Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na nukleon-nukleonový pár v těžišтовém systému, která byla naměřena experimentem STAR v roce 2014.

Klíčová slova: kvark-gluonové plazma, c kvarky, jetové algoritmy, produkce jetů

Title:

Study of charm quark production in jets

Author: Jitka Mrázková

Abstract: The study of jet production in high-energy proton-proton collisions provides important tests for Quantum-Chromodynamics calculations. Jets also play a crucial role in nucleus-nucleus collisions where they serve as hard probes, which are used to study the properties of the Quark-Gluon Plasma. This thesis focuses on jets that originate from c quarks and a brief introduction into heavy-ion collisions and jet algorithms is provided. Data collected in Au+Au collisions in the STAR experiment at the center of mass energy per nucleon pair $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV in 2014 were analyzed.

Key words: Quark-Gluon Plasma, charm quarks, jet algorithms, jet production

Obsah

Úvod	12
1 Studium horké a husté jaderné hmoty	13
1.1 Standardní model částicové fyziky	13
1.2 Kvantová chromodynamika	14
1.3 Kvar-k-gluonové plazma ve srážkách těžkých iontů	16
1.3.1 Prostor-časový vývoj srážky těžkých iontů	17
1.3.2 Centralita a Glauberův model	18
1.3.3 Sondy kvar-k-gluonového plazmatu	21
1.3.4 Jaderný modifikační faktor	21
1.3.5 Zhášení jetů	24
2 Urychlovač RHIC a experiment STAR	27
2.1 Urychlovač RHIC	27
2.2 Experiment STAR	29
2.3 Srovnání s experimentem ALICE na LHC	33
3 Jetové algoritmy	35
3.1 Základní charakteristika jetových algoritmů	35
3.1.1 Infračervená a kolineární bezpečnost	36
3.2 Třídy jetových algoritmů	37
3.2.1 Kuželové algoritmy	38
3.2.2 Sekvenční rekombinační algoritmy	40
4 Měření produkce D^0 taggovaných c-jetů v pp srážkách na LHC	44
4.1 Produkce c kvarků	44
4.2 Analýza experimentálních dat	45
4.2.1 Rekonstrukce D^0 -mezonů a jetů	45
4.2.2 Extrakce výtěžků D^0 taggovaných jetů	45
4.2.3 Korekce experimentálních dat	47
4.3 Spektra D^0 mezonů v jetech	48
5 Analýza dat	51
5.1 Výběr událostí	51
5.2 Rekonstrukce D^0 mezonu	54
5.3 Rekonstrukce jetů	57
5.4 Asociace D^0 mezonů s jety	58

Seznam obrázků

1.1	Přehled elementárních částic Standardního modelu. Převzato z [2]. . .	14
1.2	Výsledky měření vazebné konstanty α_s v závislosti na přenesené čtyřhybnosti Q . Převzato z [4].	15
1.3	Fázový diagram QCD hmoty s naznačenými experimentálními měřeními, které souvisí s průzkumem fázových přechodů. Žlutý pruh naznačuje dosah teoretických výpočtů mřížkové QCD. Převzato z [6].	16
1.4	Evoluce srážky těžkých iontů. Převzato z [7].	17
1.5	Srážka dvou těžkých iontů se srážkovým parametrem b . Převzato z [8].	18
1.6	Schéma srážky v Glauberově optickém modelu. Převzato z [9]. . . .	19
1.7	Diferenciální účinný průřez v závislosti na počtu vyprodukovaných nabitých částic N_{ch} a stanovení centrality pomocí výpočtů z Glauberova modelu. Převzato z [10].	20
1.8	Měření faktoru R_{CP} pro různé energie Au+Au srážek v rámci RHIC BES (<i>Beam Energy Scan</i>) programu [11].	22
1.9	Měření jaderného modifikačního faktoru R_{AA} pro D^0 a $\pi^\pm$ mezony na experimentu STAR v Au+Au srážkách s energií $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v porovnání s měřením na experimentu ALICE ve srážkách Pb+Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV [13].	23
1.10	Zhášení jetů (<i>jet quenching</i>) v centrální srážce dvou jader. Jet, který prochází silně interagujícím médiem, je částečně potlačen. QGP je charakterizováno transportním koeficientem $\langle\hat{q}\rangle$, hustotou gluonů dN^g/dy a teplotou T . Převzato z [14].	24
1.11	Jaderný modifikační faktor R_{AA} jetů jako funkce příčné hybnosti p_T v Pb+Pb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV ve čtyřech různých intervalech centrality. Převzato z [15].	25
1.12	Srovnání R_{CP} faktoru nabitých jetů pro srážky Au+Au s energií $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (RHIC) a srážky Pb+Pb o energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV (LHC) s rozlišovacími parametry jetů $R = 0,2$ (vlevo) a $R = 0,3$ (vpravo). Dále jsou zde vyznačeny hodnoty R_{CP} pro nabitě hadrony v příslušných srážkách. Data z urychlovače RHIC jsou vyznačena modře, data z LHC červeně. Převzato z [16].	26
2.1	Soustava urychlovačů, RHIC. Převzato z [21].	28
2.2	Průřez experimentem STAR. Převzato z [22].	29
2.3	Časová projekční komora TPC. Popisek IP (<i>Interaction Point</i>) označuje interakční bod, popisky IFC a OFC vnitřní a vnější systém vodičů v detektoru (respektive <i>Inner and Outer Field Cage</i>). Převzato z [22].	30
2.4	Měření ztráty energie dE/dx částic v TPC na experimentu STAR [13].	30

2.5	Elektromagnetický kalorimetr BEMC (<i>Barrel Electromagnetic Calorimeter</i>). Převzato z [22].	31
2.6	Průřez HFT detektorem. Převzato z [28].	32
2.7	Urychlovač LHC s experimenty CMS, LHCb, ATLAS a ALICE [33].	34
2.8	Schéma experimentu ALICE s vyznačeným systémem detektorů [34].	34
3.1	Porušení infračervené bezpečnosti v kuželovém algoritmu. Vyzáření měkkého gluonu (viz ilustrace vpravo) způsobuje splynutí dvou původně vytvořených jetů. Převzato z [35].	36
3.2	Ilustrace k pojmu kolineární bezpečnost. Převzato z [35].	37
3.3	Srovnání ploch jetů vytvořených čtyřmi jetovými algoritmy (nahore: k_t a C/A algoritmus, dole: SIScone a anti- k_t algoritmus) Převzato z [40].	42
3.4	Průměrná plocha jetů v závislosti na příčné hybnosti jetu p_t pro čtyři jetové algoritmy (viz legenda v grafu). Křivky popisují průměrnou plochu jetů při dané příčné hybnosti p_t . Žlutý pás v okolí křivky popisující chování anti- k_t algoritmu odpovídá fluktuacím plochy v generovaných událostech. Převzato z [40].	43
4.1	Základní typy Feynmanových diagramů pro vznik c kvarků pomocí přímých procesů. Převzato z [7].	45
4.2	Invariantní hmotnostní spektrum jetů taggovaných D^0 mezonem pro interval $5 < p_{\text{jet}}^{\text{ch}} < 30$ GeV/ c (vlevo a uprostřed) a $15 < p_{\text{jet}}^{\text{ch}} < 30$ GeV/ c (vpravo). Červeně znázorněné plochy odpovídají oblastem peaku a zelené plochy <i>side-band</i> oblastem. Převzato z [43].	46
4.3	Akceptance $\times$ efektivita rekonstrukce D^0 taggovaných jetů přímo vzniklých D^0 mezonů pro $5 < p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}} < 15$ GeV/ c a $15 < p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}} < 30$ GeV/ c . Převzato z [43].	48
4.4	Podíl b -hadronových jetů (nepřímo vzniklé D^0 mezony). Převzato z [43].	49
4.5	p_T -diferenciální účinný průřez D^0 taggovaných jetů (vlevo) v poměru s inkluzivním jetovým účinným průřezem (vpravo) v pp srážkách při $\sqrt{s} = 7$ TeV, srovnání s Monte Carlo generátory. Převzato z [43]. .	50
4.6	$z_{\parallel}^{\text{ch}}$ -diferenciální účinný průřez D^0 taggovaných jetů pro intervaly $5 < p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}} < 15$ GeV/ c (vlevo) a $15 < p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}} < 30$ GeV/ c (vpravo) v pp srážkách při $\sqrt{s} = 7$ TeV, srovnání s Monte Carlo generátory. Převzato z [43].	50

5.1	Distribuce vzdáleností primárního vertexu od středu detektoru STAR v MB datech naměřených v Run14 v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	52
5.2	Referenční multiplicita nabitých částic ve srážkách Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Run14 (MB).	52
5.3	Počet událostí (eventů) po aplikaci výběrových kritérií v Au+Au datech při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro střední luminozitu. .	53
5.4	Fragmentace a hadronizace c kvarků na D^0 mezon a dva hlavní rozpadové kanály D^0 mezonu. Převzato z [7], upraveno.	54
5.5	Hmotnostní spektrum kandidátů na D^0 mezony v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14.	55
5.6	Hmotnostní spektrum kandidátů na D^0 mezony v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14. Přiblížení v oblasti invariantní hmotnosti D^0 mezonu.	56
5.7	Hmotnostní spektrum z předchozího histogramu (Obr.5.6) navíc s podmínkou $p_T > 2$ GeV/ c pro D^0 mezon.	56
5.8	Rozdělení střední hustoty energie ρ v závislosti na multiplicitě nabitých částic v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 (MB).	57
5.9	Spektrum příčné hybnosti jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro nízkou luminozitu s podmínkou $p_T^{lead} > 5$ GeV/ c . Centralita je 0-80%.	59
5.10	Spektrum příčné hybnosti jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro nízkou luminozitu s podmínkou $p_T^{lead} > 5$ GeV/ c . Centralita je 0-10%.	59
5.11	Spektrum příčné hybnosti jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro nízkou luminozitu s podmínkou $p_T^{lead} > 5$ GeV/ c . Centralita 40-80%.	60
5.12	Histogram pro p_T spektrum jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro střední luminozitu s podmínkou $p_T^{lead} > 5$ GeV/ c . Centralita srážky je 0-80%.	60
5.13	Histogram pro p_T spektrum jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro střední luminozitu s podmínkou $p_T^{lead} > 5$ GeV/ c . Centralita 0-10%.	61
5.14	Histogram pro p_T spektrum jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro střední luminozitu s podmínkou $p_T^{lead} > 5$ GeV/ c . Centralita srážky 40-80%.	61
5.15	Histogram pro p_T spektrum jetů s podmínkou na D^0 mezon. Srážky Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro low luminozitu. .	62
5.16	Histogram pro p_T spektrum jetů s podmínkou na D^0 mezon. Srážky Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro mid luminozitu. .	63

Úvod

Jety, které vznikají při srážkách ultra-relativistických částic ve výkonných urychlovačích, představují významný objekt experimentální jaderné a částicové fyziky se širokým uplatněním ve fyzikální analýze.

Pojmem jet označujeme kolimovanou spršku energetických hadronů, která pochází z kvarků a gluonů prošlých fragmentací a hadronizací. Studium jetů představuje jednu z klíčových pozorovatelných ve vysokoenergetických proton-protonových srážkách, kde testuje naše znalosti kvantové chromodynamiky. Ve srážkách těžkých iontů pak jety hrají zásadní roli jako tzv. tvrdá sonda při studiu vlastností kvark-gluonového plazmatu. Tato bakalářská práce je zaměřena konkrétně na jety, které pochází z c kvarků.

Cílem první kapitoly této práce je uvést čtenáře do základů problematiky srážek těžkých iontů a vzniku kvark-gluonového plazmatu (QGP). Mimo to je zde přehled některých vlastností QGP a nástrojů, které se využívají k jeho studiu.

V rámci druhé kapitoly bude představen urychlovač RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) s experimentem STAR, jenž se nachází v americké laboratoři Brookhaven National Laboratory (BNL). Kapitola zahrnuje popis urychlovacího systému a představení některých detektorů z experimentu STAR. V závěru kapitoly bude zmíněn také urychlovač LHC (Large Hadron Collider) a jeho experiment ALICE sídlící ve výzkumném středisku CERN ve Švýcarsku.

Předmětem třetí kapitoly je popis jetových algoritmů, které se využívají při rekonstrukci jetů z experimentálních dat. Po úvodu do obecných vlastností jetových algoritmů budou představeny dvě základní třídy jetových algoritmů (kuželové algoritmy a sekvenční rekombinační algoritmy) a někteří jejich zástupci.

Čtvrtá kapitola bude věnována měření produkce c -jetů v proton-protonových srážkách v experimentu ALICE na urychlovači LHC, neboť toto měření souvisí s tématem praktické části bakalářské práce, která je zaměřena na studium c -jetů v experimentu STAR na urychlovači RHIC.

Poslední kapitola se zabývá analýzou experimentálních dat. V rámci této práce byla analyzována data ze srážek Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na nukleon-nukleonový pár v těžišťovém systému, která byla naměřena experimentem STAR v roce 2014. Cílem analýzy je získání nekorigovaných spekter D^0 mezonů v jetech.

Kapitola 1

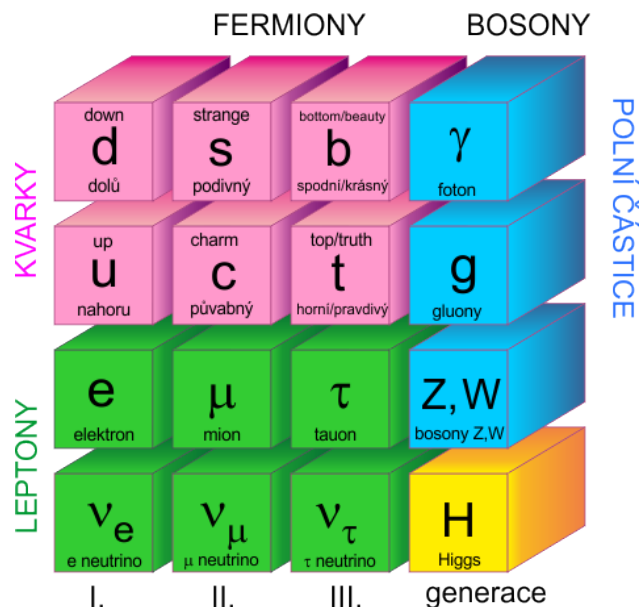
Studium horké a husté jaderné hmoty

1.1 Standardní model částicové fyziky

V experimentální jaderné a částicové fyzice se ke klasifikaci a popisu elementárních částic a jejich interakcí využívá Standardní model. Jedná se o teorii, která předpokládá, že lze veškerou nám známou hmotu a tři základní interakce popsat dvěma typy částic – fermiony (leptony a kvarky) a bosony (intermediální částice). Fermiony, tj. částice s poločíselným spinem, se řídí Pauliho vylučovacím principem. Rozlišujeme tři generace leptonů (elektron, mion, tauon a příslušná neutrina) a tři generace kvarků, viz Obr. 1.1. Kvarky tvoří hadrony, mezi něž patří baryony (protony, neutron apod.) a mezony.

Základní interakce (elektromagnetická, slabá a silná) jsou ve Standardním modelu popsány prostřednictvím polních částic – bosonů s celočíselným spinem. Intermediální částice odpovídající elektromagnetické interakci je foton (γ), slabá interakce je zprostředkována pomocí $W^\pm$ a Z^0 bosonů a silnou interakci popisuje 8 gluonů. Zvláštní roli v teorii Standardního modelu hraje Higgsov boson, který nese zodpovědnost za hmotnost částic.

Ačkoliv Standardní model stále nedokáže odpovědět na všechny otázky – například popsat gravitační interakci – jde v současné době o nejrozšířenější teorii na poli částicové fyziky. Za vysokých energií, které lze dosáhnout v urychlovačích, je tato teorie stále testována v mnoha experimentech, které vedly mimo jiné i k objevu Higgsova bosonu v roce 2012 na experimentech ATLAS a CMS v urychlovači LHC [1].



Obrázek 1.1: Přehled elementárních částic Standardního modelu. Převzato z [2].

1.2 Kvantová chromodynamika

Zkoumáním silné interakce se podrobně zabývá kvantová chromodynamika (QCD). Tato teorie vysvětluje silnou interakci na základě výměny intermediálních částic (gluonů) mezi částicemi s barevným nábojem. Dle QCD existuje 8 typů gluonů, které nesou nějakou kombinaci barvy R (*red*), G (*green*) a B (*blue*) a antibarvy.

Gluony mají v QCD podobnou funkci jako fotony v teorii kvantové elektrodynamiky (QED), která se zabývá popisem elektromagnetické interakce. Na rozdíl od gluonů však fotony samy nejsou nositeli barevného náboje. Tyto dva typy interakcí se rovněž liší rozdílnou vazebnou silou v závislosti na vzájemné vzdálenosti částic.

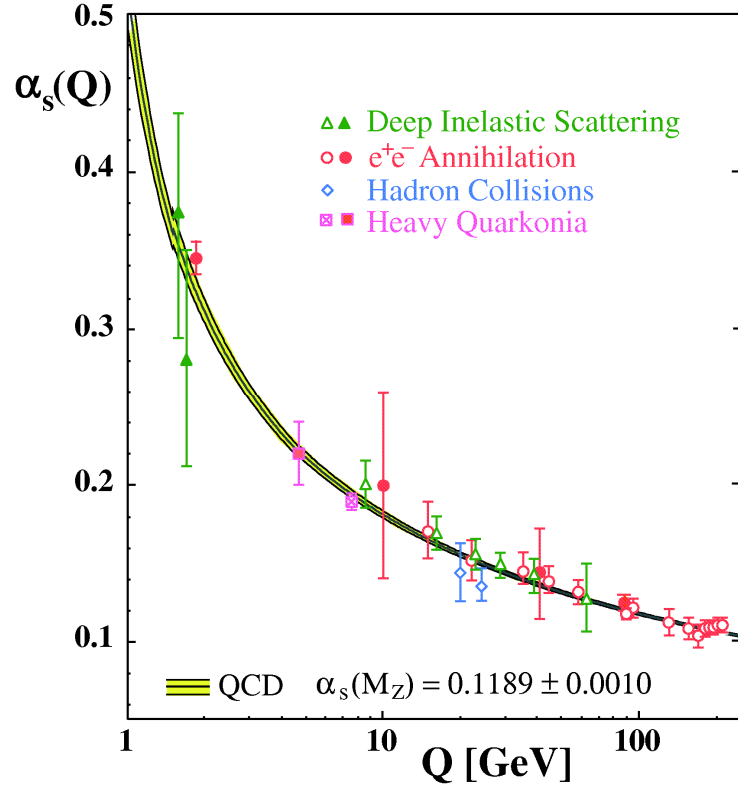
Sílu interakce lze vyjádřit pomocí vazebné konstanty α_s (viz Obr. 1.2) jako funkci kvadrátu přenesené čtyřhybnosti Q^2 vztahem:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)}, \quad (1.1)$$

kde N_f je počet vůní kvarků, které se účastní interakce a $\Lambda_{QCD} \approx 0,2 \text{ GeV}$ je škálující parametr pro QCD [3].

V závislosti na velikosti přenesené čtyřhybnosti lze pozorovat dva odlišné důsledky chování silné interakce. Pro malé hodnoty Q^2 (nebo také velké vzdálenosti částic) dochází k tzv. **uvěznění kvarků**. Snaha separovat dva kvarky od sebe vede k nárůstu energie vazby a může mít za následek vznik kvark-antikvarkového páru z vakua. Partony (kvarky a gluony) proto za normálních okolností nepozorujeme volně, ale jsou vázané v hadronech s nulovým barevným nábojem.

Naopak pro velké hodnoty kvadrátu přenesené čtyřhybnosti Q^2 ze vztahu (1.1) plyne, že vazebná konstanta α_s klesá k nule. Pro velkou přenesenou hybnost a na velmi malých vzdálenostech tedy síla působící mezi kvarky a gluony slábne a pozorujeme jev zvaný **asymptotická volnost**. V tomto stavu se částice chovají prakticky jako volné částice. Toho je možné dosáhnout například při vysokoenergetických srážkách těžkých iontů, kde vzniká stav hmoty zvaný kvark-gluonové plazma (QGP).



Obrázek 1.2: Výsledky měření vazebné konstanty α_s v závislosti na přenesené čtyřhybnosti Q . Převzato z [4].

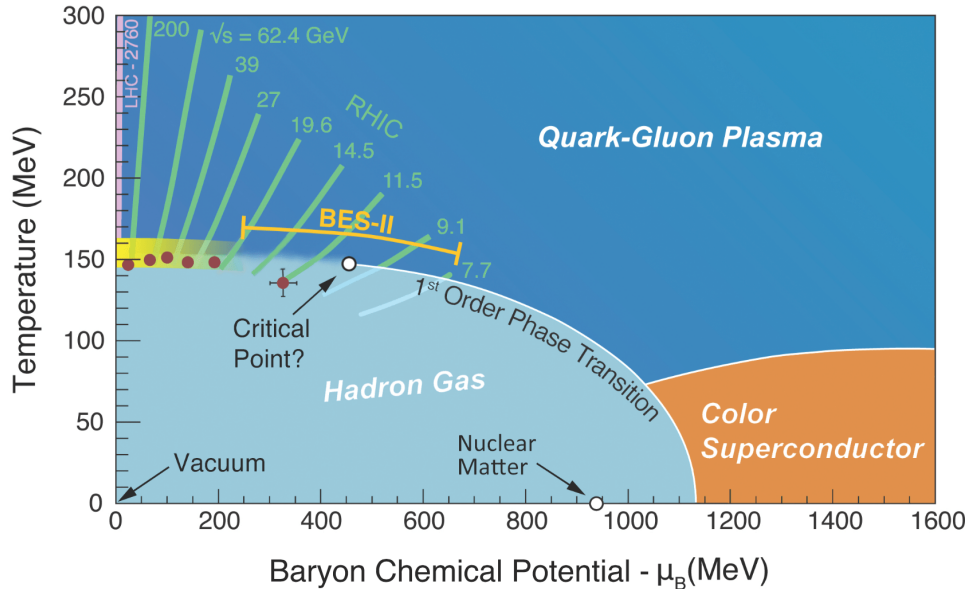
Rovnice spjaté s Lagrangiánem kvantové chromodynamiky jsou značně složité [3]. Jedním z možných přístupů k této teorii je využít tzv. poruchovou teorii kvantové chromodynamiky (pQCD). Poruchová teorie vychází z možnosti rozvinout interakční členy Lagrangiánu do mocninné řady v mocninách vazbové konstanty. Poruchové výpočty lze však použít jen v omezené míře pro malé hodnoty vazbové konstanty $\alpha_s \ll 1$. Dalším z možných přístupů jsou výpočty na mřížce (*lattice* QCD) pomocí neporuchového přístupu. Tato metoda je založena na modelu konečné prostorové mřížky, v jejíž vrcholech jsou umístěny kvarky a interakce probíhá podél jejich spojnic. Využití této metody nalezneme například v popisu fázového přechodu mezi uvězněnými kvarky a kvarkovým-gluonovým plazmatem [3], [5].

1.3 Kvark-gluonové plazma ve srážkách těžkých iontů

Kvark-gluonové plazma (QGP) je extrémní stav hmoty, ve které se kvarky a gluony pohybují téměř volně. Předpokládá se, že tento stav hmoty existoval i v raném počátku vesmíru v období přibližně do $10 \mu\text{s}$ po jeho vzniku, kdy začalo docházet k procesu hadronizace [3]. V současné době se s cílem znovu vytvořit takto extrémní podmínky konstruují výkonné urychlovače jako jsou RHIC a LHC, ve kterých je možné srážet těžké ionty – například jádra zlata ^{197}Au nebo olova ^{208}Pb .

Stav jaderné hmoty lze popsat pomocí fázového diagramu v rovině popsané teplotou T a baryonovým chemickým potenciálem μ_B , jenž je znázorněn na Obr. 1.3. Baryonový chemický potenciál souvisí s nerovnováhou mezi hmotou a antihmotou. Stav, ve kterém jsou kvarky a gluony vázány v hadronech, nazýváme hadronový plyn.

Přechod z hadronového plynu do QGP fáze lze dosáhnout zvyšováním teploty nebo potenciálu μ_B . Pokud platí $\mu_B \approx 0$, pak je teplota přechodu mezi QGP a hadronovým plynem rovna přibližně $T_c \simeq 170 \text{ MeV}$. Nízké hodnoty μ_B odpovídají stavu kvark-gluonového plazmatu na počátku vesmíru nebo také podmínkám ve vysoko-energetických srážkách těžkých iontů. Znalosti, které o fázovém diagramu máme, plynou především z výpočtů QCD na mřížce (lQCD) a výzkumu na urychlovačích. Pro nízké hodnoty μ_B dochází pravděpodobně k plynulému fázovému přechodu až do kritického bodu, viz Obr. 1.3. Poté nastává přechod prvního druhu. Jinou možností fázového přechodu jaderné hmoty je zvyšování baryonového chemického potenciálu μ_B při nepřiliš vysoké teplotě (oproti extrémním podmínkám v jádro-jaderné srážce), ke kterému může docházet v neutronových hvězdách.



Obrázek 1.3: Fázový diagram QCD hmoty s naznačenými experimentálními měřeními, které souvisí s průzkumem fázových přechodů. Žlutý pruh naznačuje dosah teoretických výpočtů mřížkové QCD. Převzato z [6].

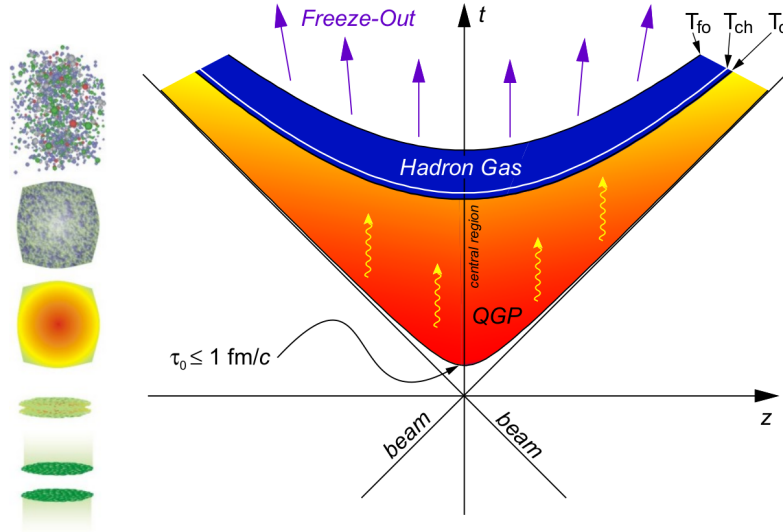
1.3.1 Prostorovo-časový vývoj srážky těžkých iontů

Prostorovo-časová evoluce srážky těžkých iontů, kde vzniká kvark-gluonové plazma, je znázorněna na Obr. 1.4. Svislá osa popisuje časový vývoj t , kde dolní polovina představuje časový úsek před srážkou a horní polovina čas po srážce. Vodorovná osa udává prostorový směr z a pro vlastní čas vyvíjejícího se systému platí $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$.

Před srážkou se jádra pohybují relativistickými rychlostmi, což má za následek Lorentzovskou kontrakci délky ve směru jejich pohybu a pozorovateli se tak jeví jako tenké disky. V první fázi srážky začnou partony v jádrech interagovat a vznikají částice s velkou příčnou hybností p_T . Následně v čase $\tau_0 \leq 1 \text{ fm}/c$ vzniká oblast horké a husté hmoty, tzv. *fireball*.

V dalším kroku jaderná hmota přechází do fáze QGP a rozpínání *fireballu* lze popsat v souladu s relativistickou hydrodynamikou [3]. Po ochlazení na kritickou teplotu T_c začíná plazma hadronizovat.

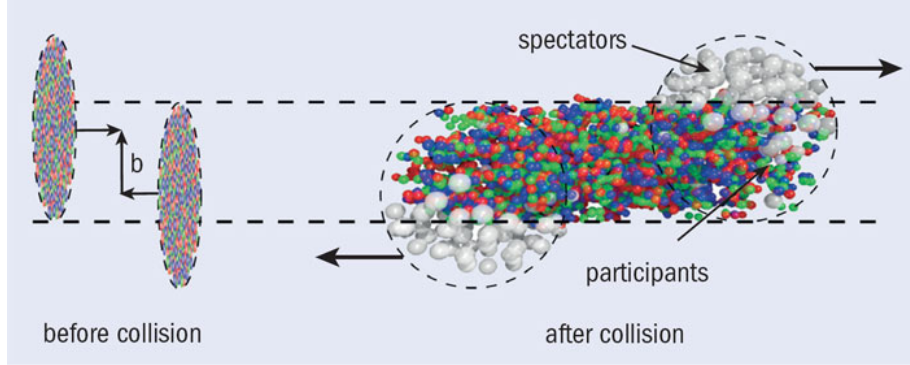
Systém dále expanduje a ochlazuje se, dokud nedosáhne teploty chemického vymrznutí T_{ch} , nastává tzv. *freeze-out*. Po překročení této teploty postupně vymizí nepružné srážky částic, počet částic se začne stabilizovat. Poslední fází je kinetické vymrznutí při teplotě T_{fo} , kdy už spolu hadrony vzájemně přestanou interagovat.



Obrázek 1.4: Evoluce srážky těžkých iontů. Převzato z [7].

1.3.2 Centralita a Glauberův model

Při srážce těžkých jader závisí výsledná produkce částic na tom, jakým způsobem na sebe jádra nalétávají. K popisu vzájemné polohy jader (centrality) můžeme zavést veličinu zvanou srážkový parametr b , jenž lze definovat jako vzdálenost mezi geometrickým středem dvou srážejících se jader v příčné rovině. Na Obr. 1.5 je znázorněn stav před a po kolizi dvou těžkých jader. Je patrné, že se srážky neúčastní všechny nukleony v jádrech – rozlišujeme tzv. účastníky (*participants*) a pozorovatele (*spectators*) srážky, jejichž poměr závisí na srážkovém parametru b .



Obrázek 1.5: Srážka dvou těžkých iontů se srážkovým parametrem b . Převzato z [8].

Experimentálně však nejsme schopni přímo změřit srážkový parametr b ani počet účastníků srážky N_{part} nebo počet binárních nukleon-nukleonových srážek N_{coll} , ke kterým v dané události dochází. Proto se zavádí tzv. Glauberův model [9], jenž umožňuje tyto geometrické veličiny pomocí teoretických výpočtů odhadnout. Jedním z přístupů k těmto výpočtům je optický Glauberův model, který bude stručně představen v následujících odstavcích.

Glauberův optický model popisuje jádro-jadernou srážku jako superpozici mnoha nezávislých kolizí nukleonů (N-N srážek). Mezi předpoklady modelu patří dostatečně vysoká energie nukleonů, díky níž se částice pohybují po přímých trajektoriích, nezávislý pohyb nukleonů v jádře a předpoklad, že jsou síly působící mezi nukleony oproti velikosti jádra zanedbatelné.

V Glauberově modelu se zavádí parametrizace hustoty jádra pomocí Woods-Saxonova rozdělení:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{c}\right)}, \quad (1.2)$$

kde r značí vzdálenost od centra nukleonu, ρ_0 odpovídá hustotě v centru jádra a R je střední poloměr jádra. Parametry ρ_0 a c lze určit z rozptylových experimentů [3].

Uvažujme nyní srážku jader A (terč) a B (projektil) se srážkovým parametrem $\mathbf{b}$ na Obr. 1.6, přičemž A a B jsou počty nukleonů.

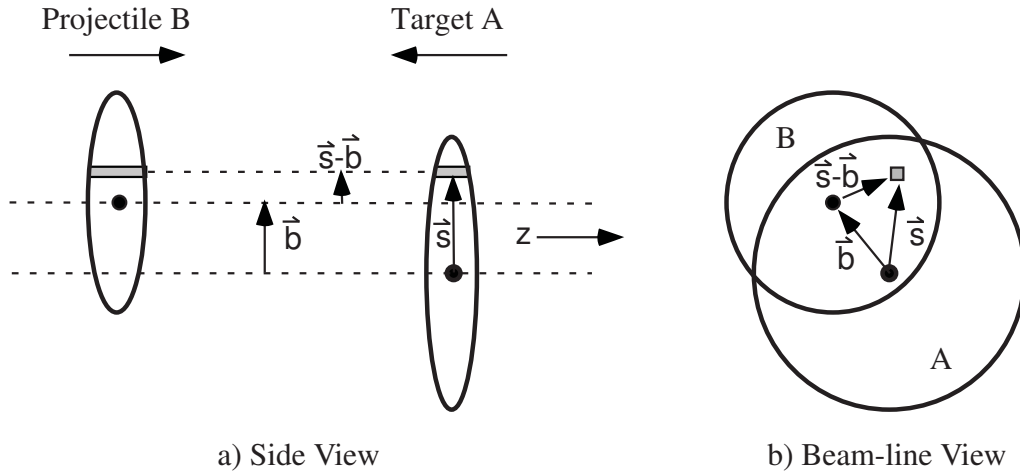
Zavedeme funkci $\hat{T}_A(s) = \int \hat{\rho}_A(\mathbf{s}, z_A) dz_A$, kde $\mathbf{s}$ vyjadřuje vzdálenost od centra projektilu A, z je osa ve směru svazku a $\hat{\rho}_A$ je objemová pravděpodobnost výskytu nukleonu v bodě $(\mathbf{s}, z_A)$. Obdobný vztah platí i pro projektil B. Celkový počet nukleon-nukleonových srážek N_{coll} je pak v Glauberově optickém modelu definován jako:

$$N_{coll}(\mathbf{b}) = AB \int \hat{T}_A(\mathbf{s}) \hat{T}_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \sigma_{inel}^{NN} d^2s, \quad (1.3)$$

kde z je osa ve směru svazku, $\mathbf{b}$ srážkový parametr a σ_{inel}^{NN} označuje inelastický účinný průřez pro nukleon-nukleonové srážky.

Počet účastníků srážky N_{part} je dán vztahem:

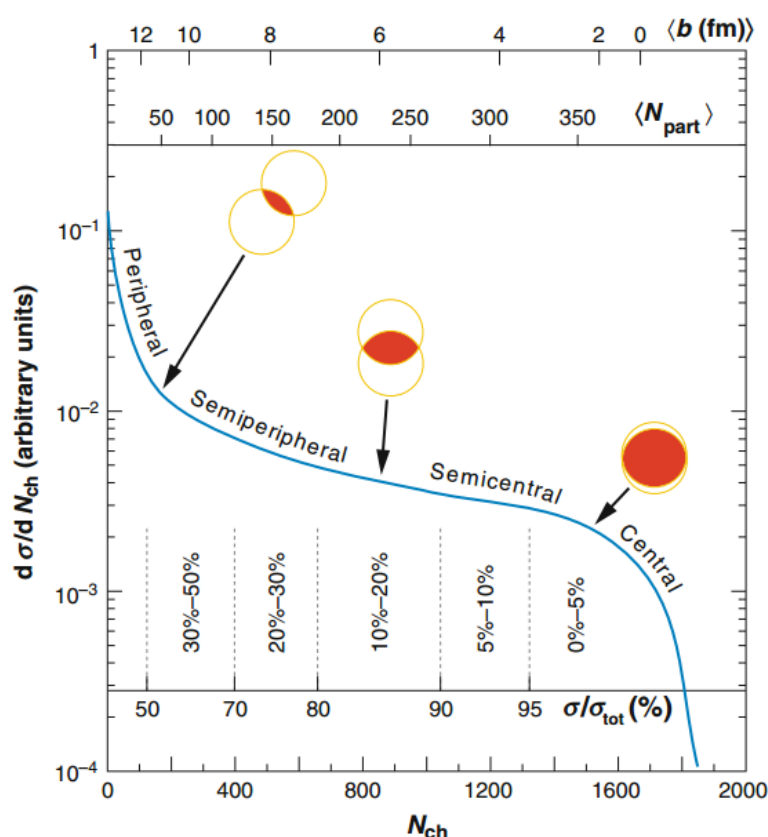
$$N_{part}(\mathbf{b}) = A \int \hat{T}_A(\mathbf{s}) \left\{ 1 - \left[1 - \hat{T}_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \sigma_{inel}^{NN} \right]^B \right\} d^2s + \\ B \int \hat{T}_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \left\{ 1 - \left[1 - \hat{T}_A(\mathbf{s}) \sigma_{inel}^{NN} \right]^A \right\} d^2s. \quad (1.4)$$



Obrázek 1.6: Schéma srážky v Glauberově optickém modelu. Převzato z [9].

Centralitu je možné určit experimentálně na základě veličin, které jsou na rozdíl od těch výše zmíněných měřitelné – například multiplicita srážky (počet vyprodukovaných částic). Na Obr. 1.7 je vykreslena závislost diferenciálního účinného průřezu na počtu vyprodukovaných nabitých částic (N_{ch}). Distribuce je rozdělena do intervalů centralit tak, aby počet nabitých částic v jednom binu odpovídal určitému procentu geometrického překrytí při srážce.

Nejvíce centrální srážky odpovídají hodnotám centralit 0 – 5% a malým hodnotám parametru b . Naopak srážky s nejvyššími hodnotami centralit a velkými hodnotami parametru b nazýváme periferální.



Obrázek 1.7: Diferenciální účinný průřez v závislosti na počtu vyprodukovaných nabitých částic N_{ch} a stanovení centrality pomocí výpočtů z Glauberova modelu. Převzato z [10].

1.3.3 Sondy kvark-gluonového plazmatu

Stav kvark-gluonového plazmatu existuje po srážce těžkých iontů pouze na krátký časový okamžik, než začne hmota hadronizovat. Informace o vlastnostech QGP lze však získat nepřímo pomocí tzv. tvrdých sond (*hard probes*).

Pojmem tvrdá sonda obvykle označujeme částice, které vznikají při procesech s velkou přenesenou hybností Q , jsou produkovány na velmi krátké časové škále ($\tau \lesssim 0,1 \text{ fm}/c$) a jejich produkci je možné teoreticky předpovědět pomocí poruchové teorie QCD.

Mezi sondy QGP patří například jety, kvarkonia (tj. vázané kombinace těžkých kvarků s jejich antikvarkem) nebo těžké kvarky (c a b). Těžké kvarky vznikají v počátečních fázích srážky a poté procházejí všemi fázemi vývoje QGP, díky čemuž mohou sloužit jako sondy ke zkoumání kvark-gluonového plazmatu. Průchod částic silně interagujícím médiem může mít za následek jevy jako jsou například potlačení produkce jednotlivých částic, kterou popisuje jaderný modifikační faktor, nebo zhášení jetů.

1.3.4 Jaderný modifikační faktor

Partony při průchodu kvark-gluonovým plazmatem ztrácí energii a interagují s médiem. Ztráta energie partonů je způsobená zejména dvěma mechanismy: kolizemi (pružný rozptyl) a vyzařováním gluonů (nepružný rozptyl). Důsledkem interakcí částic v QGP je potlačení produkce částic v jádro-jaderných srážkách ve srovnání s produkcí částic v proton-protonových srážkách. Vliv média na výslednou produkci částic lze popsat jaderným modifikačním faktorem R_{AA} :

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{d^2 N_{AA}/dp_T dy}{d^2 N_{pp}/dp_T dy}, \quad (1.5)$$

kde N_{coll} označuje počet binárních nukleon-nukleonových srážek z výpočtů v Glauberově modelu. N_{AA} je počet částic vyprodukovaných v jádro-jaderné srážce a N_{pp} počet částic v $p + p$ srážkách jako funkce příčné hybnosti p_T a rapidity y ¹.

¹Definice rapidity a přehled několika dalších fyzikálních veličin používaných ve srážkách těžkých iontů je obsahem přílohy této práce (viz. Příloha A)

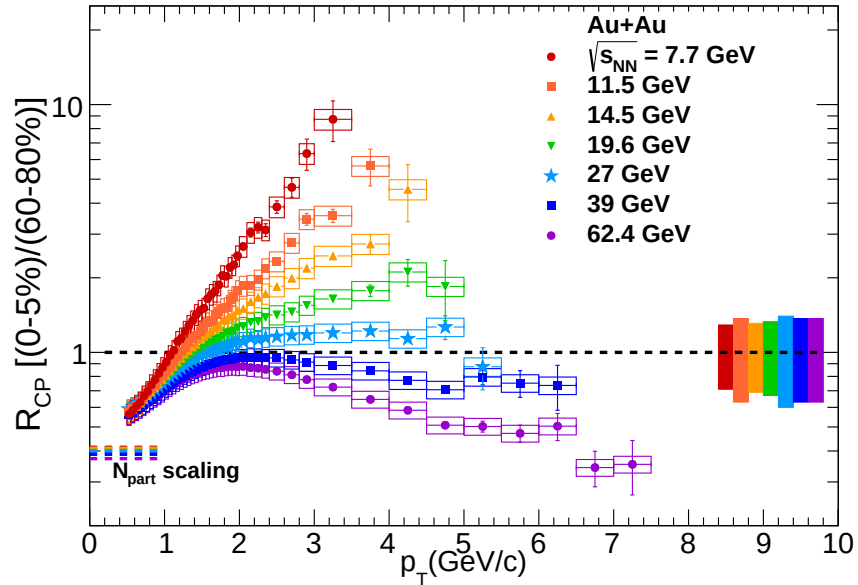
Další z možností, jak vyjádřit účinky silně interagujícího média na produkci jetů, je pomocí tzv. R_{CP} faktoru. Jedná se o poměr spekter centrálních (C) a periferálních (P) srážek normalizovaných příslušnými průměrnými počty binárních nukleon-nukleonových srážek $\langle N_{coll}^C \rangle$, resp. $\langle N_{coll}^P \rangle$:

$$R_{CP} = \frac{\langle N_{coll}^P \rangle}{\langle N_{coll}^C \rangle} \frac{d^2 N_{AA}^C / dp_T dy}{d^2 N_{AA}^P / dp_T dy}. \quad (1.6)$$

Tento faktor je možné využít jako alternativu jaderného modifikačního faktoru v případě nedostupnosti referenčních dat z $p + p$ srážek.

Za předpokladu, že médium nemá vliv na procházející částice, bude produkce částic v jádro-jaderných srážkách odpovídat superpozici $p + p$ srážek a $R_{AA} \approx 1$, respektive $R_{CP} \approx 1$. Experimentálně však pozorujeme i hodnoty jaderného modifikačního faktoru menší či větší než jedna (dochází k potlačení produkce nebo k nadprodukci částic).

Graf na Obr. 1.8 prostřednictvím hodnoty R_{CP} faktoru demonstruje oba zmíněné jevy – potlačení produkce i nadprodukci částic. Jedná se o měření nabitých hadronů v Au+Au srážkách na urychlovači RHIC pro různé energie srážek v těžištvém systému na nukleon-nukleonový pár v intervalu $7,7 \text{ GeV} \leq \sqrt{s_{NN}} \leq 62,4 \text{ GeV}$. Lze pozorovat, že u částic s nízkou příčnou hybností při nízké energii dochází k jejich nadprodukci a R_{CP} faktor dosahuje hodnot vyšších než jedna. Naopak produkce částic s velkým p_T je ve vysokoenergetických srážkách potlačena faktorem $R_{CP} < 1$.

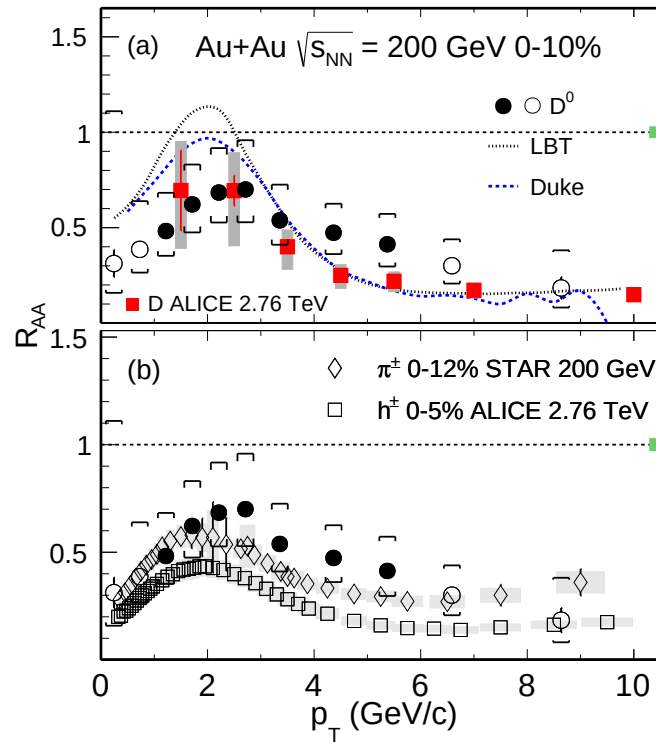


Obrázek 1.8: Měření faktoru R_{CP} pro různé energie Au+Au srážek v rámci RHIC BES (*Beam Energy Scan*) programu [11].

Výše uvedené měření R_{CP} faktoru hadronů, které jsou tvořeny převážně piony, protony a kaony, nám dává přehled o modifikaci produkce lehkých kvarků (u , d a s) jadernou hmotou.

Na základě teoretických předpovědí bychom očekávali, že částice obsahující těžký c kvark (např. D^0 mezony) budou médiem potlačeny méně než lehčí částice kvůli tzv. dead-cone efektu [12]. Tento efekt se projevuje značným snížením radiálních ztrát těžkých kvarků ve směru jejich pohybu v úhlu $\theta \approx m_q/E_q$, kde m_q a E_q jsou hmotnost a energie kvarku.

Na Obr. 1.9 jsou výsledky měření jaderného modifikačního faktoru pro D^0 a $\pi^\pm$ mezony na experimentu STAR. V horním grafu (a) je měření R_{AA} pro D^0 v Au+Au srážkách s energií $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (STAR) v rozsahu centralit 0–10% porovnáno s výsledky ze srážek Pb+Pb s energií $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV z experimentu ALICE. Dolní graf (b) ukazuje měření R_{AA} pro $\pi^\pm$ mezony a pro nabitě hadrony. Navzdory teoretické předpovědi dead-cone efektu však z experimentálních výsledků pozorujeme téměř stejnou míru potlačení pro D^0 mezony jako pro piony z experimentu STAR a lehké hadrony z LHC.



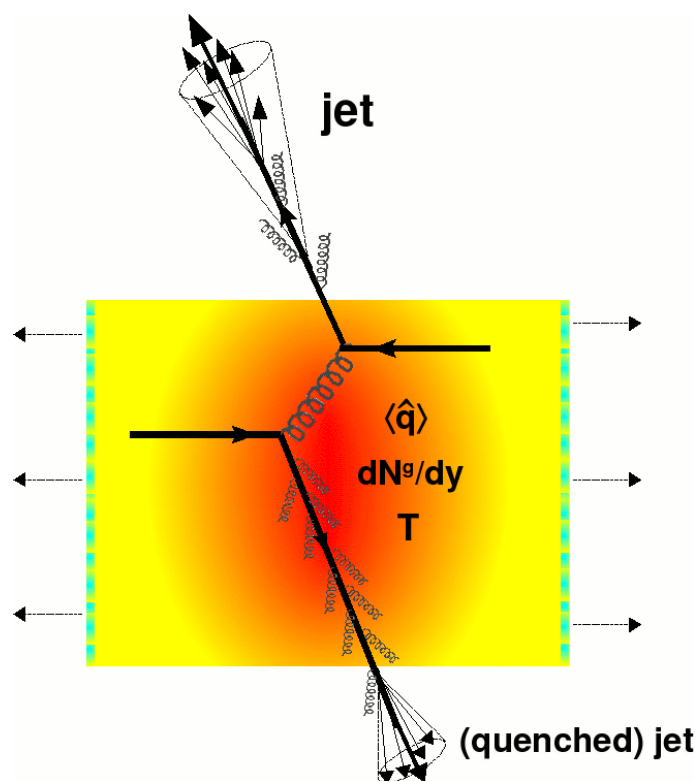
Obrázek 1.9: Měření jaderného modifikačního faktoru R_{AA} pro D^0 a $\pi^\pm$ mezony na experimentu STAR v Au+Au srážkách s energií $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v porovnání s měřením na experimentu ALICE ve srážkách Pb+Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV [13].

1.3.5 Zhášení jetů

Při srážkách částic v urychlovači dochází k produkci velkého množství energetických částic, které mohou tvořit charakteristické kolimované spršky hadronů – jety. V případě srážky těžkých iontů navíc vzniká prostředí (QGP), skrze které tyto částice prochází a interagují s ním. Jev, kdy dochází k zeslabení nebo potlačení produkce jetů při průchodu silně interagujícím médiem, nazýváme zhášení jetů (*jet quenching*).

Na Obr. 1.10 je zobrazena situace, kde dochází k částečnému potlačení jednoho z jetů v jádro-jaderné srážce. Partony, které vznikají ve srážce, při průchodu médiem vyzařují gluony a ztrácí energii. To vede k potlačení výsledného jetu oproti případu, kdy vznikající jet skrze QGP neprochází (horní jet na Obr. 1.10).

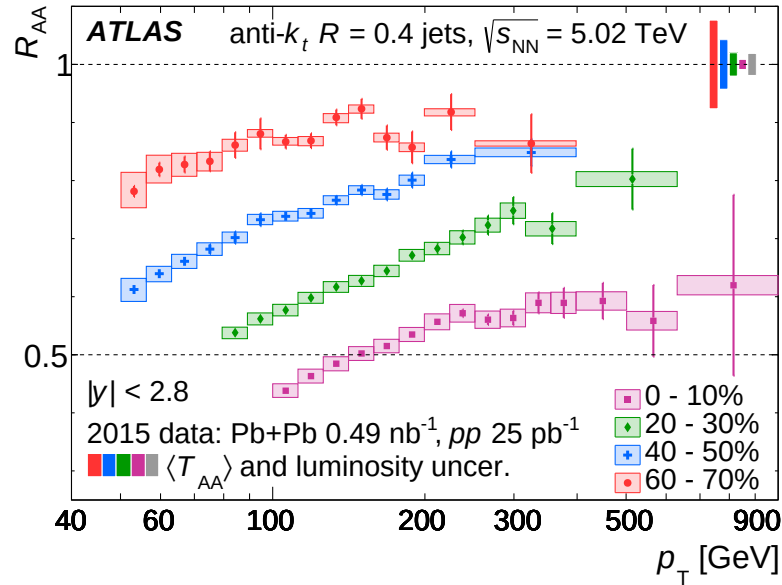
Zhášení jetů se experimentálně projevuje například potlačením produkce jetů s danou příčnou hybností p_T . Typicky se porovnávají výsledky z A+A srážek s referenčním spektrem z $p + p$ srážek prostřednictvím jaderného modifikačního faktoru R_{AA} nebo R_{CP} .



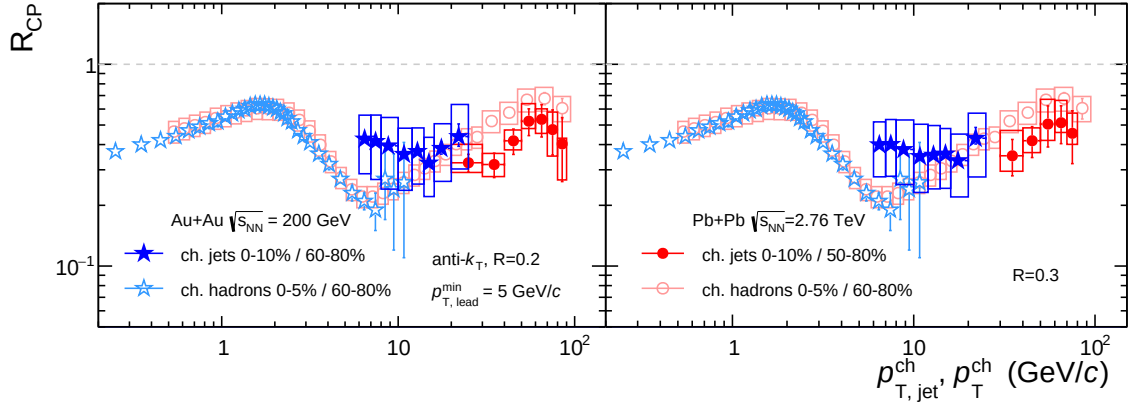
Obrázek 1.10: Zhášení jetů (*jet quenching*) v centrální srážce dvou jader. Jet, který prochází silně interagujícím médiem, je částečně potlačen. QGP je charakterizováno transportním koeficientem $\langle \hat{q} \rangle$, hustotou gluonů dN^g/dy a teplotou T . Převzato z [14].

V grafu na Obr. 1.11 je znázorněno měření R_{AA} faktoru v závislosti na příčné hybnosti p_T rekonstruovaných jetů z experimentu ATLAS na urychlovači LHC v Pb+Pb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV [15]. Lze zde pozorovat zřetelné potlačení jetů, přičemž k největšímu potlačení dochází v rozsahu centralit 0-10 %. S rostoucí příčnou hybností se hodnota R_{AA} faktoru mírně zvyšuje, ale produkce jetů v Pb+Pb srážkách zůstává ve srovnání s produkcí v p+p srážkách potlačena v celém intervalu naměřené příčné hybnosti p_T .

Na Obr. 1.12 jsou porovnávány hodnoty R_{CP} faktoru pro nabitě jety a hadrony ve srážkách Au+Au s energií $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a srážkách Pb+Pb, $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Podobně jako v předchozí sekci na Obr. 1.9 pro případ D^0 mezonů a lehkých hadronů, i zde dochází k potlačení produkce hadronů vlivem QGP. Tento fenomén pozorujeme i u zrekonstruovaných jetů, kde dochází k potlačení o podobný faktor. Naměřená data ukazují, že výsledky v jádro-jaderných srážkách na urychlovačích RHIC a LHC jsou si kvantitativně velmi podobné, přestože při srážkách na LHC hmota dosahuje extrémnější teploty a hustoty.



Obrázek 1.11: Jaderný modifikační faktor R_{AA} jetů jako funkce příčné hybnosti p_T v Pb+Pb srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV ve čtyřech různých intervalech centrality. Převzato z [15].



Obrázek 1.12: Srovnání R_{CP} faktoru nabitých jetů pro srážky Au+Au s energií $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (RHIC) a srážky Pb+Pb o energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV (LHC) s rozlišovacími parametry jetů $R = 0,2$ (vlevo) a $R = 0,3$ (vpravo). Dále jsou zde vyznačeny hodnoty R_{CP} pro nabité hadrony v příslušných srážkách. Data z urychlovače RHIC jsou vyznačena modře, data z LHC červeně. Převzato z [16].

Kapitola 2

Urychlovač RHIC a experiment STAR

BNL (*Brookhaven National Laboratory*) je americká národní laboratoř, která se nachází na Long Islandu ve státě New York. Laboratoř je sídlem jednoho z nejvýznamnějších urychlovačů těžkých iontů – RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*).

Výzkum na urychlovači RHIC je soustředěn zejména na srážky těžkých iontů a studium kvark-gluonového plazmatu (QGP). Pozornost je zde ale také věnována studiu spinu protonu pomocí srážek polarizovaných protonů. Mimo oblast částicové fyziky se BNL zabývá také studiem materiálů a výzkumy v oblastech medicíny, biologie, energetiky apod. [17]. V současnosti je BNL ve středu zájmu částicových fyziků i díky plánované výstavbě nového urychlovacího systému. V lednu roku 2020 byla Brookhavenská národní laboratoř vybrána americkým ministerstvem energetiky (DOE) k vybudování nového zařízení EIC (*Electron Ion Collider*), urychlovače zaměřeného na studium silné interakce a struktury protonu. Výstavba EIC by měla začít kolem roku 2025 po ukončení fyzikálního programu na urychlovači RHIC a měla by být dokončena včetně nových experimentů do roku 2030.

2.1 Urychlovač RHIC

Kruhový urychlovač RHIC, který byl uveden do provozu v roce 2000, patří mezi nejvýkonnější urychlovače těžkých iontů na světě. Urychlovač je tvořen dvěma oddělenými trubicemi o obvodu 3834 m, které se protínají v šesti interakčních bodech. V okolí těchto bodů nalezneme čtyři experimenty: STAR, PHENIX, PHOBOS a BRAHMS, z nichž je aktuálně v provozu pouze experiment STAR. Experimenty BRAHMS a PHOBOS ukončily svoji činnost v letech 2005 a 2006. U experimentu PHENIX právě probíhá jeho přestavba na sPHENIX, experiment, jenž se má zaměřit na detekci jetů a mesonů Υ (těžká kvarkonia) a dále prohloubit naše znalosti o QGP [18].

Systém urychlovačů

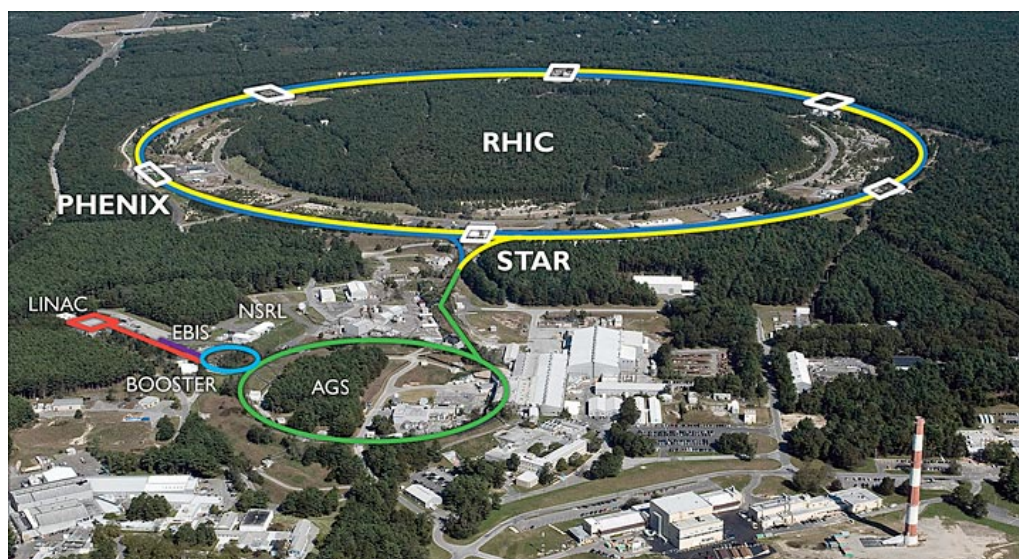
Vstupu částic do urychlovače RHIC předchází jejich předurychlování. Celý urychlovací systém tvoří soustava předurychlovačů, která je zakončena největším urychlovačem RHIC. Cesta částic se liší podle toho, zda jsou urychlovány těžké ionty nebo protony.

Urychlované těžké ionty (například ionty zlata) pochází ze zařízení LION (*Laser Ion Source*). V něm dochází ke vzniku iontů s nábojem $+1$ při ionizaci terčiku (obvykle z kovu) pulzním laserem [19]. Ionty pokračují do EBIS (*Electron Beam Ion Source*)¹, kde jsou dále ionizovány pomocí elektronového svazku na ionty s větším elektrickým nábojem (například Au^{32+}) a urychleny.

Dále těžké ionty vstupují do Booster synchrotronu. Tady se rozdělují do svazků a jsou urychlovány až na energii 95 MeV na nukleon. Po opuštění Booster synchrotronu jsou ionty při průchodu stripovací folií opět zbaveny části elektronů (v případě zlata zůstanou ionty Au^{77+}) a pokračují do urychlovače AGS.

AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) urychlí svazky iontů zlata až na energii 8,9 GeV na nukleon. Ty poté prochází skrz další stripovací folii (tím vznikají ionty Au^{79+}). Tyto dále vstupují do urychlovače RHIC, kde se svazky rozdělí do obou jeho okruhů – viz nákres urychlovacího systému na Obr. 2.1. V urychlovači RHIC pak mohou být urychleny až na maximální energii 100 AGeV pro ^{197}Au [20].

V případě protonů začíná urychlovací proces částic v lineárním urychlovači LINAC (*Linear Accelerator*), který je schopen urychlit protony na energii 200 MeV. Odtud již pokračují stejnou cestou přes Booster synchrotron do AGS a urychlovače RHIC. U protonů lze urychlováním dosáhnout maximální energie svazku přibližně 250 GeV [20].



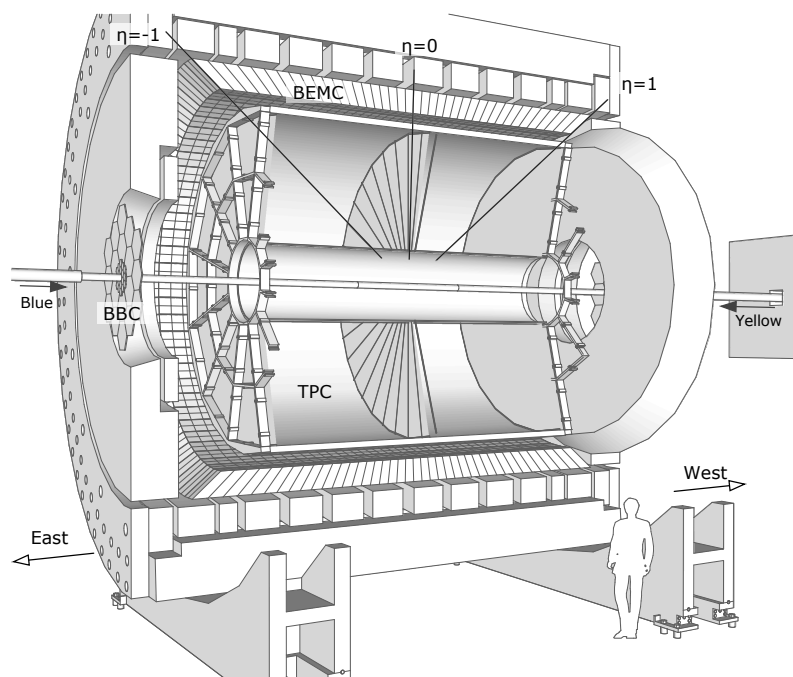
Obrázek 2.1: Soustava urychlovačů, RHIC. Převzato z [21].

¹Dříve se k předurychlování pro RHIC používal systém dvou Tandem Van de Graffových urychlovačů, jenž byl v roce 2012 nahrazen zařízením EBIS [17].

2.2 Experiment STAR

STAR (*Solenoidal Tracker At RHIC*) je komplex detektorů o hmotnosti přibližně 1200 tun, jehož hlavním posláním je studium vzniku kvark-gluonového plazmatu a chování silně interagující hmoty vznikající při srážkách na urychlovači RHIC. STAR byl navržen na měření částic ve střední rapiditě a je schopen pokrýt celý azimutální úhel ($\phi = 2\pi$). Díky sběru a zpracování dat z detektorů pomocí DAQ systému (*Data Acquisition system*) a následným provedením fyzikální analýzy lze získat informace o produkci částic a stavu hmoty, která ve srážce vznikla.

Schéma experimentu STAR je znázorněno na obrázku Obr. 2.2. Experiment je tvořen časovou projekční komorou, křemíkovými detektory, kalorimetry a dalšími systémy, které umožňují vysoce přesné určení drah částic, analýzu jejich hybností a jejich identifikaci. Celý komplex detektorů obklopuje solenoidální magnet produkující pole s magnetickou indukcí 0,5 T, které způsobuje zakřivení dráhy nabitých částic. Některé z detektorů budou blíže popsány v následujícím textu.



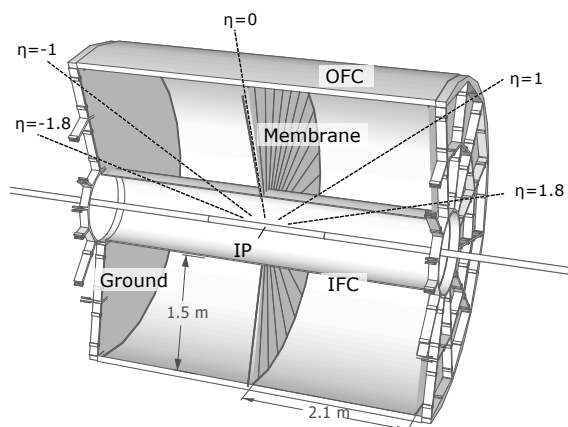
Obrázek 2.2: Průřez experimentem STAR. Převzato z [22].

TPC (*Time-Projection Chamber*)

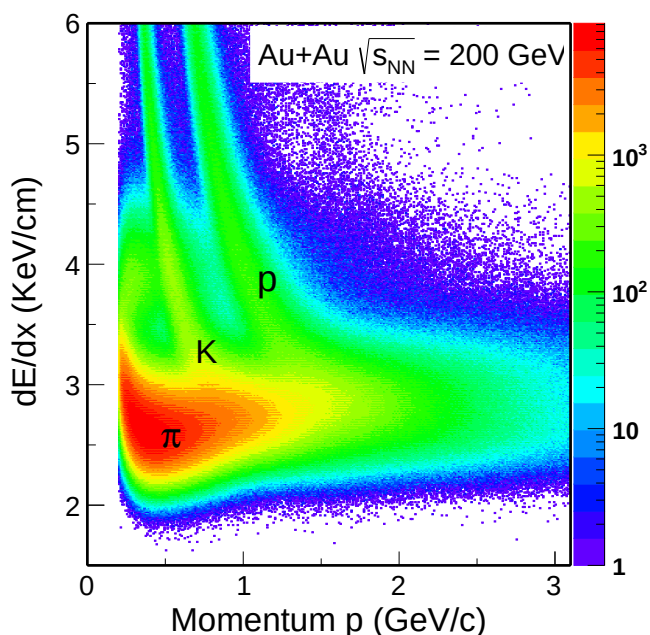
Časová projekční komora neboli TPC (*Time-Projection Chamber*) [23], viz Obr. 2.3, je detektor, který slouží k určení dráhy a identifikaci nabitých částic. Má válcovitý tvar o délce 4,2 metrů a zaujímá prostor ve vzdálenosti 50 – 200 cm symetricky okolo osy svazku. TPC umožňuje efektivní rekonstrukci drah částic v rozsahu pseudorapidit $|\eta| < 1$ a v celém azimutálním úhlu. Časová projekční komora je naplněna plynem P10 (90% argon, 10% metan) s tlakem o 2 mbar vyšší, než je hodnota atmosferického tlaku [23].

Cylindrická nádoba TPC je rozdělena na dvě poloviny vodivou membránou (katoda), která v komoře vytváří homogenní elektrické pole o velikosti 135 V/cm v podélném směru. Nabitá částice procházející komorou ztrácí energii a způsobuje ionizaci plynu v okolí své trajektorie. Elektrony, které vznikly ionizací, driftují vlivem elektrického pole od středu komory k jejím koncům (anodám), kde se nachází vyčítací systém. Tento systém je založen na sadě MWPC (*Multi-Wire Proportional Chamber*) komor, které slouží k zesílení a měření signálu elektronů.

Princip identifikace částic TPC spočívá v měření ztráty energie částic dE/dx při jejich průchodu plynem v komoře. Obr. 2.4 znázorňuje ztrátu energie částic v TPC v závislosti na jejich příčné hybnosti.



Obrázek 2.3: Časová projekční komora TPC. Popisek IP (*Interaction Point*) označuje interakční bod, popisky IFC a OFC vnitřní a vnější systém vodičů v detektoru (respektive *Inner and Outer Field Cage*). Převzato z [22].



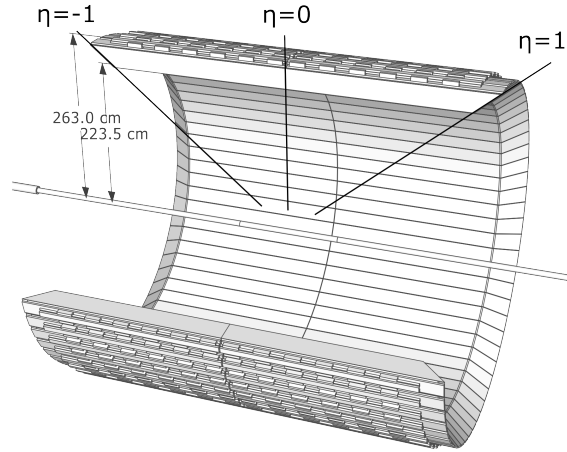
Obrázek 2.4: Měření ztráty energie dE/dx částic v TPC na experimentu STAR [13].

TOF (*Time-of-Flight Detector*)

Detektor TOF (*Time-of-Flight Detector*) [24] se podílí na identifikaci částic. Princip rozlišování částic spočívá v měření jejich rychlostí (respektive podílu $1/\beta$) na základě času, za který se částice dostane z bodu interakce do detektoru TOF. TOF pokrývá stejný rozsah pseudorapidity a azimutálního úhlu jako TPC ($|\eta| < 1$, $\phi = 2\pi$). Detektor se skládá z několika nevodivých desek oddělených vrstvami plynu.

BEMC (*Barrel Electromagnetic Calorimeter*)

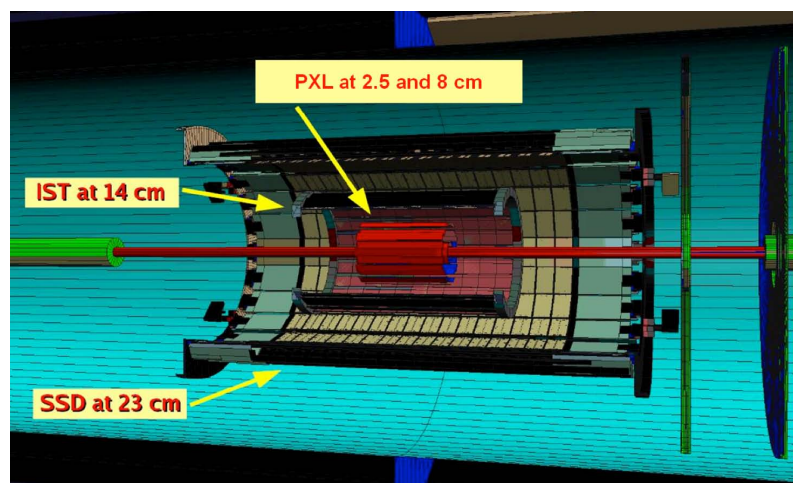
Elektromagnetický kalorimetr BEMC [25] slouží primárně k detekci elektronů, umožňuje od sebe odlišit elektrony a hadrony, detekovat fotony a také vysokoenergetické částice, které pochází z jetů. Funguje na základě měření deponované energie částic v detektoru. BEMC je složen z celkem 120 částí, které jsou dále rozděleny na 4800 věží o rozměrech $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0,05 \times 0,05$. Tyto věže jsou tvořeny scintilačními deskami oddělené tenkými vrstvami olova.



Obrázek 2.5: Elektromagnetický kalorimetr BEMC (*Barrel Electromagnetic Calorimeter*). Převzato z [22].

HFT (*Heavy Flavor Tracker*)

Detektor HFT [26] je zařízení s velmi přesným rozlišením, díky němuž je možné rekonstruovat dráhy částic v blízkosti interakčního bodu. Na rozdíl od detektoru TPC, jehož rozlišení se pohybuje v řádu jednotek mm, je HFT detektor schopen rozlišit vertexy vzdálené od primárního vertexu o méně než $\sim 150 \mu\text{m}$ [27]. Hlavním účelem HFT je proto rekonstrukce hadronů složených z těžkých kvarků (c , b), které mají krátkou dobu života – například i D^0 mezonu. HFT obsahuje čtyři vrstvy křemíkových detektorů – dvě vrstvy pixelových detektorů (PXL), prostřední křemíková vrstva (IST) a stripový detektor (SSD), které jsou znázorněny na Obr. 2.6.



Obrázek 2.6: Průřez HFT detektorem. Převzato z [28].

Další detektory experimentu STAR

Mezi některé další detektory, které experiment STAR zahrnuje, patří například MTD (*Muon Telescope Detector*), který umožňuje detekci mionů, BBC (*Beam-Beam Counter*), sloužící k diagnostice svazků polarizovaných protonů, VPD (*Vertex Position Detector*), který pomáhá určit místo srážky, či detektory ZDC (*Zero Degree Calorimeters*) apod.

Stále také dochází k vývoji nových systémů, které si kladou za cíl zlepšit akceptanci a rozlišení stávajících detektorů a umožnit tak získání přesnějších dat z měření. Příkladem takových vylepšení jsou detektory iTPC (*inner Time Projection Chamber*) [29] a eTOF (*endcap Time of Flight*) [30].

2.3 Srovnání s experimentem ALICE na LHC

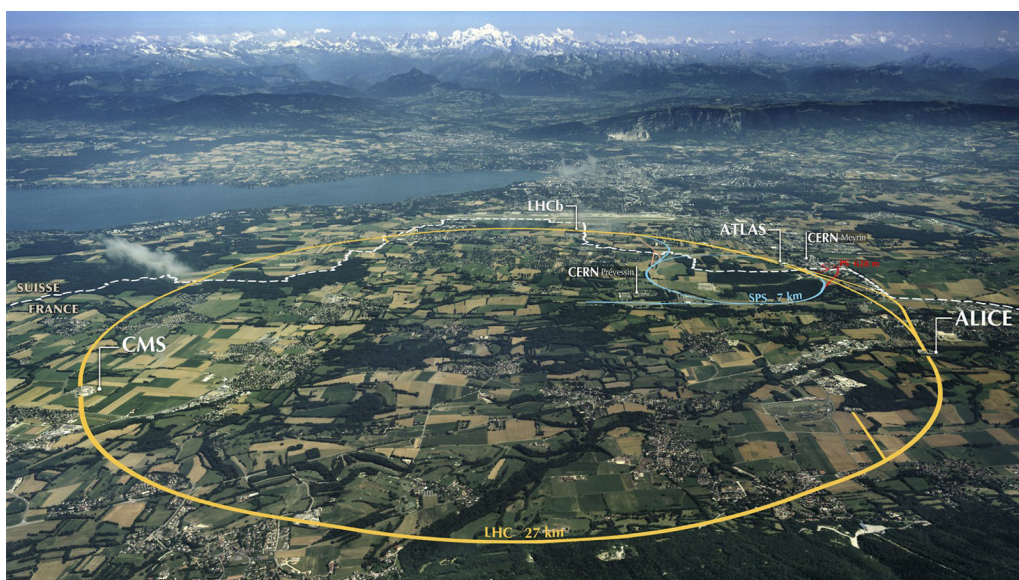
Jelikož je součástí této práce také popis analýzy dat z experimentu ALICE (viz kapitola 4), bude v následujících odstavcích stručně představen i urychlovač LHC a experiment ALICE. Poté budou rovněž nastíněny některé rozdíly mezi urychlovači RHIC a LHC a příslušnými experimenty.

LHC (*Large Hadron Collider*) se nachází v Evropském centru částicové a jaderné fyziky CERN u Ženevy (Švýcarsko). Na tomto kruhovém urychlovači o obvodu přibližně 27 km jsou rozmístěny čtyři velké experimenty: ATLAS, CMS, ALICE a LHCb (viz Obr. 2.7). Podobně jako u urychlovače RHIC, i zde urychlované částice prochází komplexem předurychlovačů – lineární urychlovač LINAC, poté PSB (*Proton Synchrotron Booster*), PS (*Proton Synchrotron*) a nakonec SPS (*Super Proton Synchrotron*), kde jsou urychleny až na energii 450 GeV a pokračují do LHC.

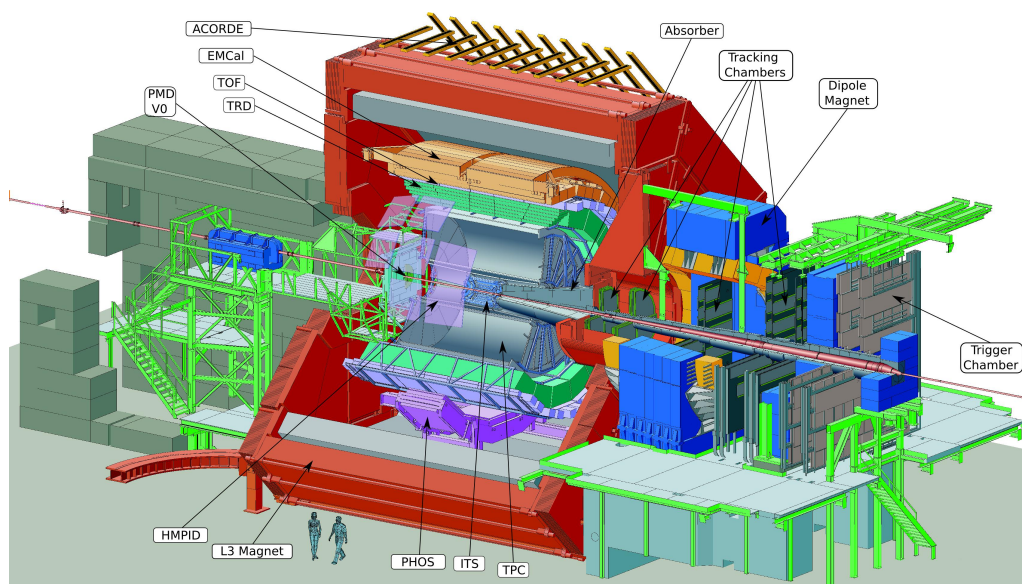
ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [31] je jedním ze čtyř hlavních experimentů na urychlovači LHC. Jedná se o komplex detektorů o hmotnosti 10000 tun. Experiment ALICE byl primárně navržen ke studiu kvark-gluonového plazmatu, které vzniká při srážkách těžkých iontů (zejména iontů Pb) na LHC. Schéma experimentu včetně jeho detektorů je znázorněno na Obr. 2.8. Zařízení se skládá z centrální části, která detekuje hadrony, elektrony a fotony, a dopředného spektrometru s jedním ramenem, jenž se zaměřuje na detekci mionů. Centrální část detektorů je umístěná uvnitř masivního magnetu o magnetické indukci až 0,5 T. Obdobně jako u experimentu STAR zde nalezneme detektory TPC a TOF. Dále je zde také elektromagnetický kalorimetr a křemíkový vnitřní dráhový systém ITS (*Inner Tracking system*), jenž umožňuje nalézt primární a sekundární vertexy srážek a zlepšuje rekonstrukci drah částic v oblasti interakčního bodu. Mimo tuto hlavní část detektorů se nachází přední mionové rameno, které experimentu ALICE dodává asymetrický tvar.

Co se týká rozdílů mezi urychlovači LHC a RHIC, tím hlavním a na první pohled patrným rozdílem je jejich odlišná velikost. Velký hadronový urychlovač LHC, o obvodu více než sedmkrát větším než má RHIC, je v současnosti největším urychlovačem světa. Obdobné tvrzení platí i o experimentech – experiment ALICE je tvořen rozsáhlejším komplexem detektorů než STAR. LHC je také nejvýkonnějším urychlovačem na světě. Uvnitř zařízení lze dosáhnout energie protonového svazku až 6,5 TeV a energie 2,51 TeV na nukleon pro svazek Pb iontů. Velký hadronový urychlovač je proto schopen studovat QGP při mnohem vyšších energiích než RHIC. Urychlovač RHIC však díky své konstrukci poskytuje větší rozmanitost v druhu urychlovaných iontů a umožňuje lepší podmínky ke studiu přechodu hmoty ze stavu QGP do obyčejné jaderné hmoty [32]. Studiu srážek těžkých iontů bývá na urychlovači RHIC také vyhrazeno více času než na LHC. Proto RHIC stále zůstává velmi důležitým představitelem urychlovačů v oblasti srážek těžkých iontů. RHIC je navíc jediným urychlovačem na světě, který se zabývá i urychlováním polarizovaných protonů.

RHIC a LHC patří mezi nejvýznamější částicové urychlovače na světě. Výsledky z jejich experimentů STAR a ALICE se porovnávají a jejich vzájemná spolupráce je klíčová pro lepší porozumění vlastnostem kvark-gluonového plazmatu.



Obrázek 2.7: Urychlovač LHC s experimenty CMS, LHCb, ATLAS a ALICE [33].



Obrázek 2.8: Schéma experimentu ALICE s vyznačeným systémem detektorů [34].

Kapitola 3

Jetové algoritmy

Jak již bylo zmíněno v úvodu, pod pojmem jet rozumíme kolimovanou spršku hadronů, která pochází z vysokoenergetických partonů prošlých fragmentací a hadronizací. Lze rozlišovat tři úrovně jetů. První úroveň je partonová úroveň neboli teoretické jety. Ty jsou popsány pomocí poruchové teorie (pQCD). Druhou úroveň (částicové jety) tvoří hadronové spršky, které vznikly z původních partonů. Poslední úrovní jsou kalorimetrické jety neboli jety na detektorové úrovni. Jedná se o soubor čtyřhybností získaných z měření v detektoru ve formě kalorimetrických věží, respektive drah částic. To jsou jety, které experimentátoři pozorují a snaží se k nim přiřadit odpovídající jety z částicové úrovně. K nalezení jetů slouží jetové algoritmy, kterými se blíže zabývá tato kapitola.

3.1 Základní charakteristika jetových algoritmů

Cílem jetových algoritmů je uspořádat částice do jetů dle jasně definovaných pravidel (způsob měření vzdáleností mezi částicemi apod.) na základě výstupních dat z detektorů. Výběr a uspořádání částic do jetů jsou následovány rekombinačním schématem, které určuje způsob, jakým jetu přiřadit kinematické veličiny (například způsob sčítání čtyřhybností). Tyto fáze dohromady definují finální jet.

Ideální jetové algoritmy by měly splňovat následující podmínky:

Teoretické předpoklady

- infračervená bezpečnost – algoritmus by měl hledat jety, které jsou odolné vůči dodání měkkých částic (gluonů)
- kolineární bezpečnost – jety by neměly být citlivé na kolineární vyzařování částic
- algoritmus by měl být rovnocenný na partonové, částicové i detektorové úrovni

Experimentální předpoklady

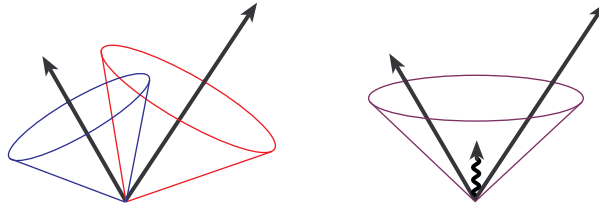
- nezávislost na detektoru – algoritmus by měl být maximálně nezávislý na vlastnostech detektoru, například na jeho rozlišení a segmentaci
- efektivita a krátký výpočetní čas – proces hledání jetů by měl být co nejrychlejší a nejpresnější
- maximální efektivita v identifikaci všech fyzikálně zajímavých jetů

3.1.1 Infračervená a kolineární bezpečnost

Pojem IRC bezpečnost (*infrared and collinear safety*) označuje infračervenou (IR) a kolineární bezpečnost, což jsou jedny z atributů ideálního jetového algoritmu. Tyto vlastnosti, jak se později přesvědčíme, však některé algoritmy nesplňují (viz kužlové algoritmy). V dalším vývoji jetových algoritmů byly hledány způsoby, jak tento problém odstranit.

Infračervená bezpečnost

IR bezpečnost zajišťuje, že přidání měkkých částic do události nebude mít za následek nalezení odlišných jetů (vzhledem k jejich počtu i tvaru), než tomu bylo v případě jetů bez jejich přítomnosti. Jinými slovy se jedná o odolnost algoritmu vůči gluonům s velmi nízkou hybností a částicím, které vznikly v důsledku jejich vyzáření. Tento efekt je demonstrován na Obr. 3.1, kde má přítomnost další měkké částice za následek splnutí dvou původně nalezených jetů. Z částic ve vrcholu kuželů vycházejí šipky, které jsou úměrné energii a směru daného jetu.



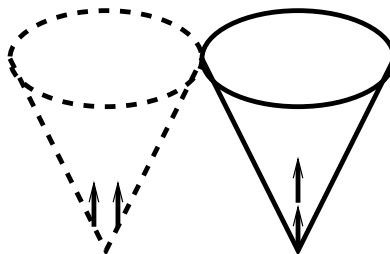
Obrázek 3.1: Porušení infračervené bezpečnosti v kužlovém algoritmu. Vyzáření měkkého gluonu (viz ilustrace vpravo) způsobuje splnutí dvou původně vytvořených jetů. Převzato z [35].

Kolineární bezpečnost

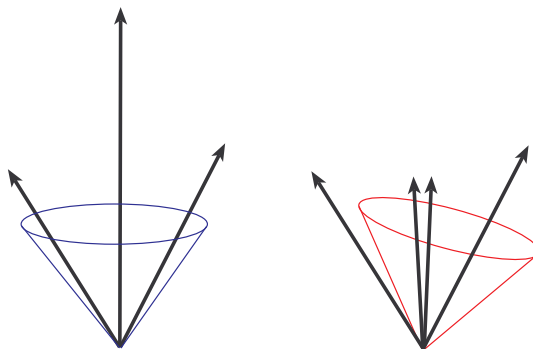
Ideální jetový algoritmus by měl být invariantní vůči kolineárnímu vyzařování částic. Pokud se energie částice rozdělí například do více kalorimetrických věží v detektoru, může být daná částice interpretována jako dvě kolineární. Algoritmus, který při rekonstrukci jetu vycházející z takovéto částice selže (nevytvoří jet), nesplňuje kolineární bezpečnost (viz Obr. 3.2a).

Další porušení kolineární bezpečnosti může být zapříčiněno citlivostí jetového algoritmu na uspořádání částic podle energie. Obr. 3.2b ilustruje situaci, kdy algoritmus

začíná rekonstruovat jety podle pořadí energie částic (šipky na obrázku jsou úměrné energiím částic). V případě, že se nejenergetičtější částice uprostřed rozpadne na dvě kolineární (ilustrace vpravo), může dojít k nalezení odlišných jetů, než tomu bylo v původní konfiguraci (tj. na ilustraci vlevo).



(a) Vlevo je ilustrován případ selhání tvorby jetu, kdy je energie těžké částice, kolem které jet vzniká (tzv. *seed*), rozložena do více kalorimetrických věží. U konfigurace vpravo se jet díky užší distribuci energie na detektoru zrekonstruuje.



(b) Na obrázku vlevo byl ze tří částic zrekonstruován jeden jet, zatímco na obrázku vpravo byl v důsledku kolineárního rozpadu prostřední částice vytvořen jet, který neobsahuje jednu z původních částic.

Obrázek 3.2: Ilustrace k pojmu kolineární bezpečnost. Převzato z [35].

3.2 Třídy jetových algoritmů

Jetové algoritmy lze rozdělit do dvou hlavních skupin – sekvenční rekombinační jetové algoritmy a kuželové algoritmy. V minulosti se hojně využívaly kuželové algoritmy, jelikož byly snadněji implementovatelné. Mezi zástupce kuželových algoritmů patří například Midpoint algoritmy a SIScone algoritmus [36]. Dnes se většinou, i díky jejich IRC bezpečnosti, dává přednost použití sekvenčních rekombinačních jetových algoritmů. Jako příklady těchto algoritmů můžeme uvést k_t algoritmus, Cambridge/Aachen a anti- k_t algoritmus.

3.2.1 Kuželové algoritmy

Základní princip kuželových algoritmů spočívá v interpretaci jetu jako kužele, jehož osa označuje směr dominantního toku energie. Selektce částic do jetů zde obvykle probíhá tak, že jsou v události nejprve nalezeny částice s příčnou hybností p_T vyšší, než je předem určená mez (tzv. *seed* částice). Kolem nich se vytvoří kužel ve směru vektoru hybnosti částice. Poté jsou čtyřhybnosti všech částic v tomto kuželu sečteny a výsledná čtyřhybnost nově určí směr osy kuželu, který se postupně stabilizuje. Iterací této metody je nakonec nalezen stabilní kužel a celý proces vyústí v nalezení finálního jetu.

Osa takto vytvořeného stabilního kuželu splývá se směrem celkové hybnosti všech částic v kuželu. Stabilní kužel je tvořen podstavou o poloměru R a v $\eta - \phi$ prostoru detektoru platí:

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2} < R, \quad (3.1)$$

kde i je *seed* částice a j značí částici v jejím kruhovém okolí o poloměru R . Dále η značí pseudorapiditu¹ a ϕ je azimutální úhel [36].

Může nastat situace, kdy dojde k nalezení stabilních jetů, které se překrývají. Pro tento případ se obvykle uvažuje fixní zlomek (např.: $f = 50\%$), který označuje podíl energie sdílených částic. Ten určuje, zda-li budou částice přiřazeny k jednomu z kuželů, který je k nim blíže v $\eta - \phi$ prostoru, nebo dojde ke splynutí kuželů (v případě podílu energie vyšším než f). Podrobněji se tímto jevem zabývají tzv. *split-merge* metody [35], [37]. Obvykle tyto algoritmy začínají seznamem protojetů, z něhož vybírají ten nejenergetičtější. Poté ho na základě podílu energie sdílených částic f rozdělí nebo sloučí s jinými protojety. Proces se opakuje, dokud dochází k překryvu protojetů. Nakonec může být protojet zařazen mezi finální jety.

V průběhu vývoje kuželových algoritmů byla snaha nalézt odpověď na otázku, jak vytvořit algoritmus, který by byl infračerveně bezpečný. Jedním z nabízejících se řešení byl **Midpoint algoritmus**, který nalezne všechny stabilní kužely a uměle mezi ně přidá tzv. *midpoint seeds*. Poté znovu hledá stabilní kužely, které tentokrát vycházejí z těchto nově přidaných bodů. Ukázalo se však, že midpoint algoritmy problém nesplnění IR bezpečnosti nevyřeší [37]. S korektním řešením této situace nakonec přichází kuželový *seedless* algoritmus SISCone, který bude představen v následující sekci.

¹Pro vyšší energie, kdy $E \approx pc$, lze pseudorapiditu η nahradit rapiditou y .

SISCone algoritmus

Siscone, neboli *Seedless Infrared-Safe Cone algorithmus*, je kuželový algoritmus splňující IRC bezpečnost. Algoritmus probíhá podle základního schématu [38]:

1. Jako aktuální množinu částic označíme souhrn všech částic v události.
2. Pro částici v aktuální množině částic nalezneme pomocí iterací stabilní kužel o poloměru R .
3. Ze stabilního kuželu vytvoříme protojet z částic obsažených v daném kuželu a přidáme ho na seznam protojetů.
4. Z množiny aktuálních částic odstraníme všechny ty, které jsou obsaženy ve stabilním kuželu.
5. Opakujeme kroky (2) – (4), dokud nenajdeme všechny stabilní kužely.
6. Seznam protojetů podrobíme *split-merge* metodě a určíme finální jety.

IRC bezpečnost tohoto algoritmu tkví ve způsobu hledání stabilních kuželů a faktu, že SISCone nepracuje s pojmem *seed* částice. Za účelem snížení výpočetní složitosti SISCone algoritmus rozlišuje všechny kužely a pro každý z nich zavede nějaké označení. Poté seřadí kužely tak, aby je bylo možné srovnávat postupně a omezuje počet částic, které musí podstoupit plnohodnotný test stability. Nakonec ověřuje stabilitu kuželů a vytváří z nich protojety. Uvedený postup je velmi zjednodušený, kód SISConu je mnohem komplexnější [37].

Operační náročnost tohoto algoritmu je $\mathcal{O}(Nn \ln n)$, kde N je počet částic a n je typický počet částic v kruhu o poloměru R .

3.2.2 Sekvenční rekombinační algoritmy

Sekvenční rekombinační algoritmy, které jsou IRC bezpečné, vycházejí z měření vzdáleností mezi částicemi v $\eta-\phi$ prostoru detektoru. Nejprve vyberou částici a poté k ní naleznou jinou nejbližší částici a zrekombinují je. V následující sekci budou postupně představeni tři významní zástupci sekvenčních rekombinačních algoritmů – k_t , Cambridge/Aachen (C/A) a anti- k_t algoritmus. Způsob hledání jetů pomocí těchto algoritmů probíhá obecně takto:

1. Mějme množinu částic. Pro každé dvě částice i a j z této množiny zavedeme veličinu d_{ij} jako jejich vzájemnou vzdálenost a pro každou částici definujeme d_{iB} jako její vzdálenost od svazku:

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{2k}, p_{Tj}^{2k}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad (3.2a)$$

$$d_{iB} = p_{Ti}^{2k}, \quad (3.2b)$$

kde $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ a p_{Ti} , y_i a ϕ_i jsou po řadě příčná hybnost, rapidita a azimutální úhel částice i a R je rozlišovací parametr.

2. Najdeme nejkratší vzdálenost $d_{min} = \min \{d_{ij}, d_{iB}\}$.
3. Pokud platí $d_{min} = d_{ij}$, dané částice se rekombinují (sečtou se jejich čtyřhybnosti). V případě, že $d_{min} = d_{iB}$, je částice i je označena jako jet.
4. Vzdálenosti mezi částicemi se aktualizují a předchozí proces opakuje až do vyčerpání všech částic.

Vedle parametru R , který určuje rozlišení algoritmu, zde vystupuje také parametr k , jenž umožňuje zahrnout do měření vzdáleností mimo geometrické rozložení částic (Δ_{ij}) také jejich energii. Pro $k = 1$ se jedná o k_t algoritmus, případ $k = 0$ odpovídá Cambridge/Aachen algoritmu a hodnota $k = -1$ charakterizuje anti- k_t algoritmus.

k_t algoritmus

Tento algoritmus začíná v souladu se vztahem (3.2) pro $k = 1$ nejprve rekombinovat částice s nízkou příčnou hybností p_T , a proto je jeho výsledkem tvorba nepravidelných jetů. Ve fyzice těžkých iontů se často používá pro odhad pozadí. Původně bylo jeho použití limitováno jeho výpočetní náročností [36]. Asymptotická složitost původního k_t algoritmu pro N částic odpovídala $\mathcal{O}(N^3)$, díky implementaci *Fastjet* (softwarový balíček na vyhledávání a analýzu jetů [39]) se však podařilo tento proces zjednodušit a dosáhnout vyšší rychlosti algoritmu $\mathcal{O}(N \ln N)$.

Cambridge/Aachen algoritmus

Cambridge/Aachen algoritmus začíná klastrovat částice nezávisle na jejich energii pouze podle jejich prostorové konfigurace, neboť ve vzorci (3.2) se $k = 0$ a platí:

$$d_{ij} = \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad (3.3a)$$

$$d_{iB} = 1, \quad (3.3b)$$

C/A algoritmus při klastrování dodržuje hierarchii v úhlech, čehož lze využít při zkoumání jetů na různých úrovních a studovat tak jejich substrukturu. Rychlost C/A byla obdobně jako u k_t algoritmu pomocí *FastJet* zvýšena na $\mathcal{O}(N \ln N)$.

Anti- k_t algoritmus

Anti- k_t algoritmus je založen na měření vzdáleností pomocí vzorců:

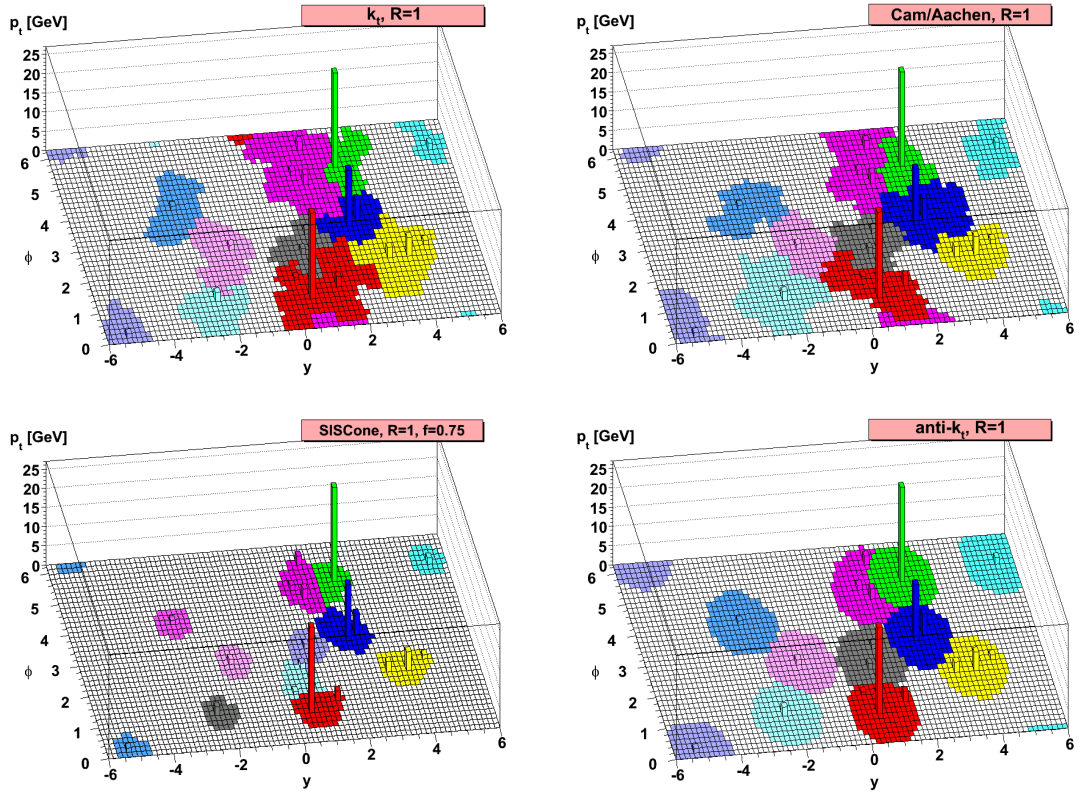
$$d_{ij} = \min(1/p_{Ti}^2, 1/p_{Tj}^2) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad (3.4a)$$

$$d_{iB} = 1/p_{Ti}^2, \quad (3.4b)$$

Způsob klastrování částic v anti- k_t algoritmu je určen výhradně velikostí příčné hybnosti částic a vzájemnými vzdálenostmi částic v prostoru. Částice s nízkou příčnou hybností se přednostně kumulují v okolí energetičtějších částic, než aby se při stejných geometrických vzdálenostech shlukovaly mezi sebou. Hodnota d_{ij} pro dvě měkké částice je totiž větší, než u prostorově stejně vzdálené dvojice složené z částice s velkou příčnou hybností a měkké částice.

Tvar jetu je determinován částicemi velkou příčnou hybností, zatímco částice s nízkou hybností tvar jetu prakticky neovlivňují, tj. hranice jetu je flexibilní pouze pro energetičtější částice. Díky tomu anti- k_t algoritmus na rozdíl od předešlých algoritmů generuje mnohem pravidelnější tvary jetů.

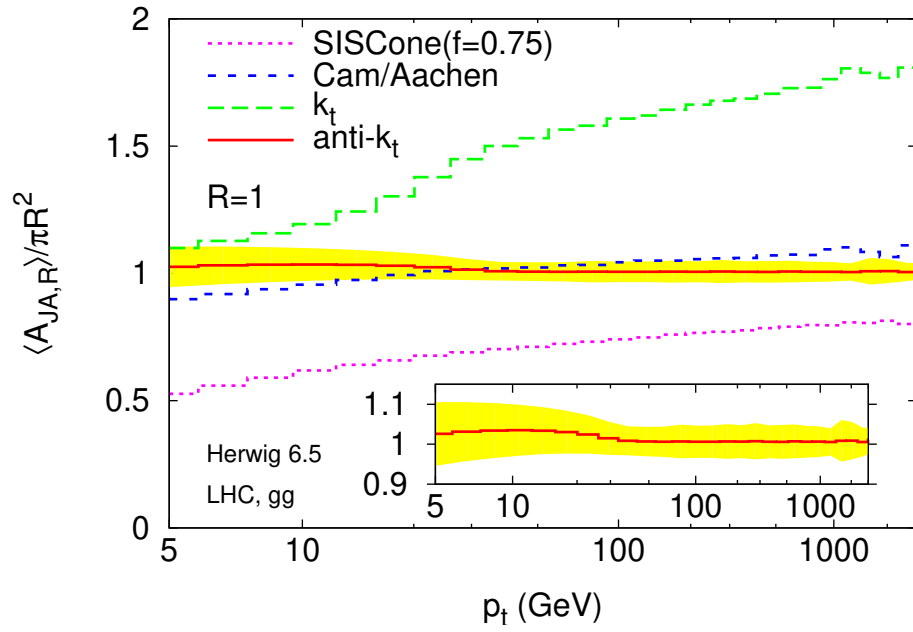
Na Obr. 3.3 [40] je ukázáno chování čtyř různých algoritmů v simulované události (generátor *Herwig* [41]) obsahující velké množství částic ($\sim 10^4$) o velmi nízké hybnosti. Algoritmy k_t a C/A jsou citlivé na rozložení měkkých částic a jety nabývají nepravidelných tvarů. SISCone nachází pravidelné jety s poloměrem $R/2$ (což je dáno použitím *split-merge* metody [42]) a pro složené jety vytváří komplexnější tvary. Anti- k_t algoritmus tvoří kolem energetických částic poměrně pravidelné kruhy o poloměru R , ale vzniklé jety hůře odpovídají skutečnému procesu hadronizace částic [36].



Obrázek 3.3: Srovnání ploch jetů vytvořených čtyřmi jetovými algoritmy (nahore: k_t a C/A algoritmus, dole: SISCone a $anti-k_t$ algoritmus) Převzato z [40].

Obr. 3.4 vyzdvihuje další vlastnost $anti-k_t$ algoritmu – plocha jetu prakticky nezávisí na jeho příčné hybnosti. Na grafu je vykreslena závislost průměrné plochy jetů na příčné hybnosti p_t , která je u $anti-k_t$ algoritmu téměř konstantní, žlutý pás zde představuje fluktuace plochy pro generované události. Události byly generovány pomocí generátoru *Herwig 6.5*, kde byly vždy ponechány jen dva jety s nejvyšší hybností a $|y| \leq 2$ [40].

Zásadní vlastností pro praktické využití algoritmu je jeho rychlost. U $anti-k_t$ algoritmu je rychlost dána asymptotickou složitostí $\mathcal{O}(N^{3/2})$, což znamená, že mu nalezení všech jetů trvá déle než původnímu k_t algoritmu. Avšak obdobně jako u k_t algoritmu, i zde existuje balíček ve *FastJet*, který dobu potřebnou na klastrování omezeného počtu částic dokáže zredukovat a vyrovnat se tak rychlosti k_t algoritmu s *Fastjet*, tj. $\mathcal{O}(N \ln N)$ [40].



Obrázek 3.4: Průměrná plocha jetů v závislosti na příčné hybnosti jetu p_t pro čtyři jetové algoritmy (viz legenda v grafu). Křivky popisují průměrnou plochu jetů při dané příčné hybnosti p_t . Žlutý pás v okolí křivky popisující chování anti- k_t algoritmu odpovídá fluktuacím plochy v generovaných událostech. Převzato z [40].

Kapitola 4

Měření produkce D^0 taggovaných c -jetů v pp srážkách na LHC

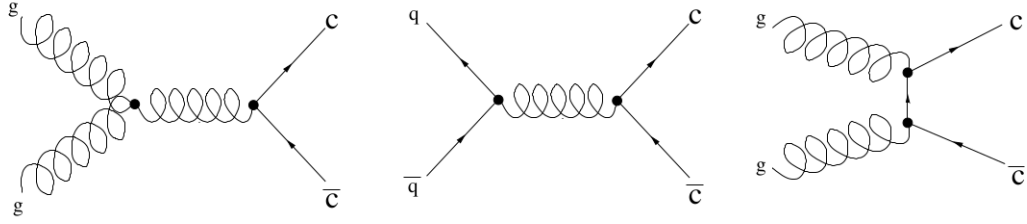
Tato kapitola je věnována studiu měření produkce c -jetů taggovaných D^0 mezonem v proton-protonových srážkách při energii 7 TeV v centrálním těžištvém systému [43]. Toto studium bylo provedeno v experimentu ALICE na urychlovači LHC v Evropském centru částicové a jaderné fyziky CERN. V následujícím textu bude popsán způsob analýzy dat použitý ve zmíněném experimentu. Na podobném principu je založena i analýza dat z experimentu STAR, která bude součástí této práce.

4.1 Produkce c kvarků

Studium produkce c kvarků ve vysokoenergetických srážkách umožňuje testování teorií kvantové chromodynamiky. Kvarky však nelze detekovat přímo. Proto se zaměříme na hledání jetů, které obsahují hadrony složené z c kvarků (jako například D^0 mezon s kvarkovým složením $c\bar{u}$). Díky nim jsme schopni zkoumat způsob vzniku a fragmentace těchto těžkých kvarků.

Dle poruchové teorie rozlišujeme dva druhy vzniku c kvarků – přímou produkci ($gg \rightarrow c\bar{c}$ a $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$) a produkci pomocí procesů vyšších řádů (*flavour excitation* a *gluon splitting* $g \rightarrow c\bar{c}$). Ukázalo se, že kromě přímých procesů hrají při produkci c kvarků během srážek nezanedbatelnou roli i procesy vyšších řádů. Jedno z prvních měření, při kterém byl tento jev pozorován, proběhlo na urychlovači SPS (CERN) v roce 1990 [44]. Experiment studoval produkci mezonů D^* v jetech v $p\bar{p}$ srážkách při $\sqrt{s} = 630$ GeV. Další experiment proběhl například na STAR (RHIC 2018), kde byla měřena produkce D^* mezonů v jetech v pp srážkách při $\sqrt{s} = 200$ GeV [45]. Experiment porovnával naměřená data s Monte Carlo simulacemi (PYTHIA6), které využívaly pouze model přímého vzniku c kvarků.

V analýze dat z experimentu ALICE [43], kterou se budeme dále zabývat, byla měřena produkce c -jetů obsahujících D^0 mezon (metoda tzv. D^0 taggování) v proton-protonových srážkách při energii $\sqrt{s} = 7$ TeV.



Obrázek 4.1: Základní typy Feynmanových diagramů pro vznik c kvarků pomocí přímých procesů. Převzato z [7].

4.2 Analýza experimentálních dat

4.2.1 Rekonstrukce D^0 -mezonů a jetů

D^0 mezony, využité k identifikaci c -jetů, byly rekonstruovány z rozpadu $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, jehož větvicí poměr je $(3.89 \pm 0.04)\%$. Podmínky kladené na kandidáty na D^0 mezony zahrnovaly například určitý počet detekovaných bodů pro dráhy částic v TPC a ITS detektorech, zohlednění rozpadové délky D^0 mezonu ($c\tau \approx 123 \mu\text{m}$) apod.¹ Na základě rekonstrukční efektivity a akceptance detektoru byl pro volbu D^0 mezonů vybrán interval $3 < p_{T,D} < 30 \text{ GeV}/c$.

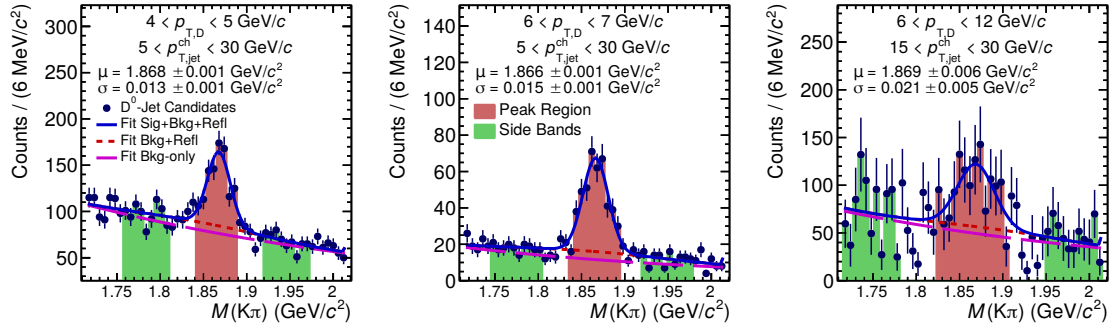
D^0 taggované jety byly rekonstruovány na základě drah nabitých částic (*track-based* jety) pomocí anti- k_t algoritmu s rozlišovacím parametrem $R = 0,4$. Při výběru jetů byla respektována podmínka, aby byl vždy pár identifikovaného kaonu a pionu, které pochází z rozpadu jednoho D^0 mezonu, součástí stejného jetu. Tento požadavek byl při hledání jetů docílen nahrazením čtyřhybností rozpadových produktů (K^- a π^+) čtyřhybností k nim přiřazeného D^0 mezonu (respektive kandidáta na D^0 mezon).

Pro analýzu dat byly vybrány jety v intervalu $5 < p_{\text{jet}}^{\text{ch}} < 30 \text{ GeV}/c$. Dále byla stanovena pseudorapidita $|\eta_{\text{jet}}| < 0,5$ tak, aby byl celý jet obsažen v akceptanci detektoru.

4.2.2 Extrakce výtěžků D^0 taggovaných jetů

Čistý výtěžek D^0 taggovaných jetů byl získán na základě analýzy invariantní hmotnosti kandidátů na D^0 mezony. Tito kandidáti byli rozděleni do příslušných binů příčné hybnosti D^0 mezonu $p_{T,D}$. Poté byly na základě fitování vhodnou funkcí (Gaussova funkce a exponenciální člen uvažující pozadí) získány hodnoty m_{fit} a šířka peaku σ_{fit} . Nalezené D^0 mezony (resp. kandidáti na D^0) byly rozděleny do dvou oblastí – oblast peaku pro $|m_{\text{inv}} - m_{\text{fit}}| < 2\sigma_{\text{fit}}$ a *side-band* oblast pro intervaly $4\sigma_{\text{fit}} < |m_{\text{inv}} - m_{\text{fit}}| < 8\sigma_{\text{fit}}$. Na Obr. 4.2 je znázorněno invariantní hmotnostní spektrum jetů taggovaných D^0 mezonem s oblastí peaku a *side-band* oblastmi.

¹Zkratky odpovídají součástí detektoru ALICE: časová projekční komora (TPC) a vnitřní dráhový systém (ITS) [43].



Obrázek 4.2: Invariantní hmotnostní spektrum jetů taggovaných D^0 mezonem pro interval $5 < p_{\text{jet}}^{\text{ch}} < 30 \text{ GeV}/c$ (vlevo a uprostřed) a $15 < p_{\text{jet}}^{\text{ch}} < 30 \text{ GeV}/c$ (vpravo). Červeně znázorněné plochy odpovídají oblastem peaku a zelené plochy *side-band* oblastem. Převzato z [43].

Oblast peaku obsahuje směs signálu a pozadí, zatímco *side-band* oblasti jsou považovány za dostatečně vzdálené na to, aby ještě obsahovaly hledaný signál. Celkové pozadí v oblasti peaku bylo stanoveno přeintegrováním exponenciální složky fitovací funkce přes interval $|m_{\text{inv}} - m_{\text{fit}}| < 2\sigma_{\text{fit}}$.

Výsledný čistý výtěžek D^0 taggovaných jetů je možné zapsat jako funkci $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ pomocí distribucí:

$$N_{\text{raw}}(p_{T,D}, p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}) = N_{\text{PR}}(p_{T,D}, p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}) - \frac{N_{\text{bkg}}(p_{T,D})}{N_{\text{tot,SB}}(p_{T,D})} N_{\text{SB}}(p_{T,D}, p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}), \quad (4.1)$$

kde N_{raw} , N_{PR} a N_{SB} značí popořadě výsledný čistý výtěžek, distribuci v oblasti peaku a distribuci *side-band* oblasti (jako funkce $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ na bin $p_{T,D}$). $N_{\text{tot,SB}}$ je celkový integrál přes *side-band* oblasti vztažený na odpovídající bin $p_{T,D}$. Analogicky lze místo funkce od $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ nalézt vztah pro $z_{\parallel}^{\text{ch}}$.

Pro účely vyhodnocování dat je vhodné zavést pozorovatelnou $z_{\parallel}$. Ta udává část momentu hybnosti jetu ($\vec{p}_{\text{jet}}$), kterou nese D^0 mezon ve směru osy jetu:

$$z_{\parallel} = \frac{\vec{p}_{\text{jet}} \cdot \vec{p}_D}{\vec{p}_{\text{jet}} \cdot \vec{p}_{\text{jet}}}, \quad (4.2)$$

kde $\vec{p}_D$ je hybnost D^0 mezonu.

4.2.3 Korekce experimentálních dat

Diferenciální účinný průřez c -jetů taggovaných D^0 mezonem a jeho závislost na příčné hybnosti p_T je dán vztahem:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} d\eta_{\text{jet}}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}) = \frac{1}{\mathcal{L}_{\text{int}}} \frac{1}{BR} \frac{N(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})}{\Delta\eta_{\text{jet}} \Delta p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}}, \quad (4.3)$$

kde $N(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ je změřený výtěžek v každém binu $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ s korekcemi. $\Delta p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ je šířka binů; $\Delta\eta_{\text{jet}} = 1$ je rekonstrukční akceptance jetu. $\mathcal{L}_{\text{int}}$ označuje integrovanou luminozitu a BR větvení poměr.

Korekce experimentálních dat byly provedeny ve čtyřech krocích:

1. rekonstrukční efektivita
2. odečtení podílu b -jetů
3. dekonvoluce (rozlišení detektoru, MC simulace, Bayesovská dekonvoluce)
4. systematické chyby

Provedení dekonvoluce a určení systematických chyb měření (body 3. a 4.) jsou značně komplexní a jsou blíže specifikovány v článku [43]. Zde budou podrobněji představeny pouze první dva kroky korekcí experimentálních dat, které jsou přímo svázány s vlastní bakalářskou prací.

Rekonstrukční efektivita

Rekonstrukční efektivita jetů závisí především na efektivitě rekonstrukce dráhy částic a na kritériích stanovených při výběru D^0 mezonů. Efektivita byla odhadnuta na základě Monte Carlo simulací (PYTHIA 6) [43].

Graf na Obr. 4.3 ukazuje závislost součinu akceptance a efektivy rekonstrukce D^0 taggovaných jetů na příčné hybnosti $p_{T,D}$ zvlášť pro $5 < p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 15$ GeV/ c a $15 < p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 30$ GeV/ c . Při srovnání závislostí pro oba intervaly nebyla pozorována žádná výrazná závislost na hodnotě $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$.

Lze však pozorovat výraznou závislost součinu akceptance a efektivy rekonstrukce na $p_{T,D}$. Její hodnota roste s $p_{T,D}$ od jednotek procent téměř k hodnotě 30% pro $p_{T,D} = 30$ GeV/ c . S cílem tyto rozdíly v rekonstrukční efektivitě minimalizovat byla distribuce pro celkový výtěžek D^0 taggovaných jetů (N_{raw} , viz vztah 4.1) nejprve vydělena příslušnou efektivitou ϵ_P pro danou příčnou hybnost $p_{T,D}$ a až poté sečtena:

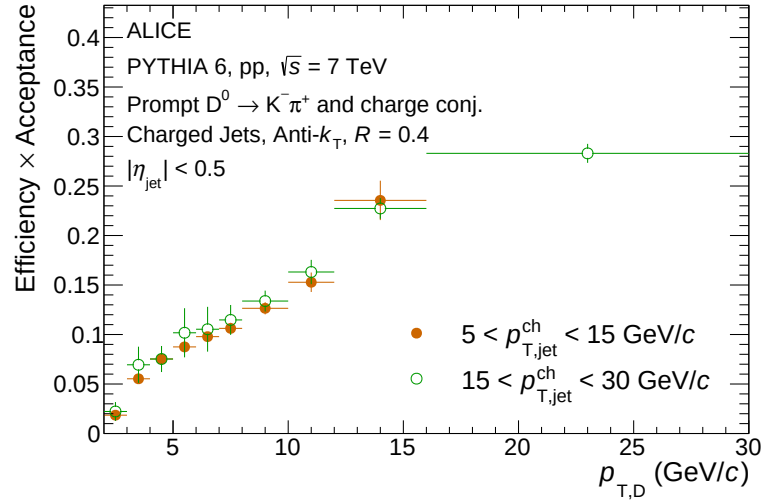
$$N_{\text{corr}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}) = \sum_{p_{T,D}} \frac{N_{\text{raw}}(p_{T,D}, p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})}{\epsilon_P(p_{T,D})}, \quad (4.4)$$

kde N_{corr} je výtěžek c -jetů s provedenou korekcí na rekonstrukční efektivitu jako funkce příčné hybnosti rekonstruovaného jetu $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$.

Odečtení podílu b -jetů

Dalším krokem v korekci dat bylo odečtení b -jetů, tj. D^0 taggovaných jetů, které pocházejí z fragmentace b kvarků. Nepřímě vzniklé D^0 mezony v rekonstruovaných jetech mají díky delší rozpadové délce b hadronů ($c\tau \approx 500\mu m$) vyšší rekonstrukční efektivitu než přímo vzniklé D^0 mezony a to především pro nízké hodnoty $p_{T,D}$.

Jety obsahující nepřímě vzniklé D^0 mezony jsou při rekonstrukci uměle zvýhodňovány způsobem detekce a jejich zastoupení v celkové produkci D^0 mezonů neodpovídá skutečnosti. Proto byl podíl b -jetů odečten. Z Obr. 4.4 je patrné, že podíl b -jetů lineárně roste jako funkce od $p_{T,jet}^{ch}$. Podíl nepřímě vzniklých D^0 mezonů byl určen pomocí simulátorů POWHEG a PYTHIA 6 [43].

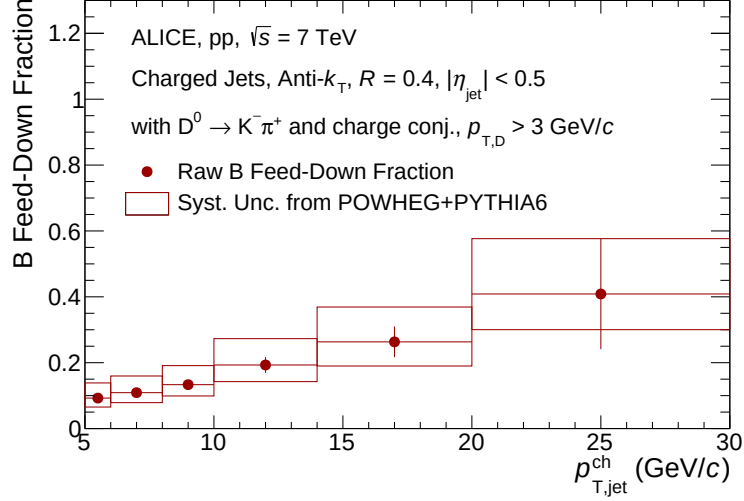


Obrázek 4.3: Akceptance $\times$ efektivita rekonstrukce D^0 taggovaných jetů přímo vzniklých D^0 mezonů pro $5 < p_{T,jet}^{ch} < 15$ GeV/ c a $15 < p_{T,jet}^{ch} < 30$ GeV/ c . Převzato z [43].

4.3 Spektra D^0 mezonů v jetech

Výsledná korigovaná spektra D^0 taggovaných jetů byla porovnána s různými verzemi Monte Carlo generátorů (PYTHIA, Herwig, POWHEG). Některé z výsledků měření jsou znázorněny na Obr. 4.5 a Obr. 4.6. Určené systematické chyby jsou v grafech zobrazeny jako šedé obdelníky [43].

Na Obr. 4.5 vlevo je zobrazena závislost p_T -diferenciálního účinného průřezu c -jetů v intervalu příčné hybnosti $5 < p_{T,jet}^{ch} < 30$ GeV/ c . Obrázek vpravo ukazuje závislost podílu D^0 taggovaných jetů k inkluzivnímu spektru jetů na $p_{T,jet}^{ch}$ podle vztahu:



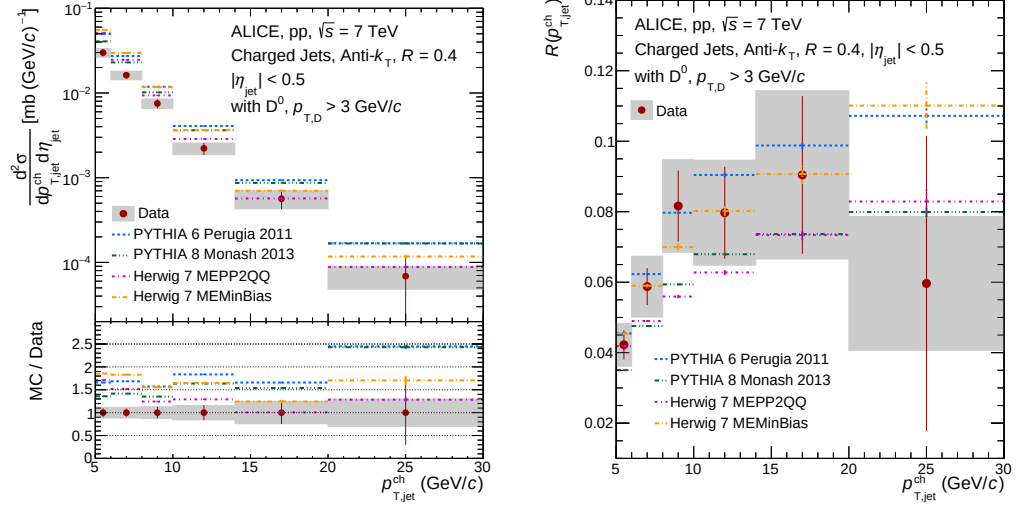
Obrázek 4.4: Podíl b -hadronových jetů (nepřímě vzniklé D^0 mezony). Převzato z [43].

$$R(p_{T,jet}^{ch}) = \frac{N_{D^0,jet}(p_{T,jet}^{ch})}{N_{jet}(p_{T,jet}^{ch})}. \quad (4.5)$$

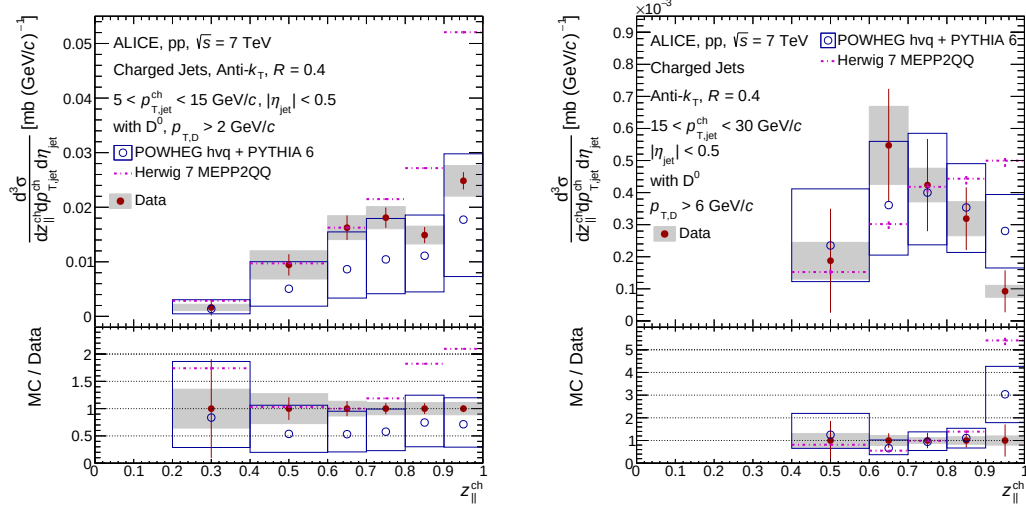
Na Obr. 4.5 vpravo je možné pozorovat, že podíl c -jetů $R(p_{T,jet}^{ch})$ roste v oblasti $5 < p_{T,jet}^{ch} < 10$ GeV/c od hodnoty 0,04 přibližně do 0,08 a dále se na této hodnotě ustaluje až do $p_{T,jet}^{ch} \approx 20$ GeV/c.

Analogicky byla provedena i analýza diferenciálního účinného průřezu D^0 taggovaných jetů v závislosti na pozorovatelné $z_{||}^{ch}$ na Obr. 4.6 pro intervaly příčné hybnosti $5 < p_{T,jet}^{ch} < 15$ GeV/c (vlevo) a $15 < p_{T,jet}^{ch} < 30$ GeV/c (vpravo). Zvolené rozdělení hybnosti na dva intervaly umožňuje plně ukázat distribuci pro $0,4 < z_{||}^{ch} < 1,0$ v obou intervalech hybností jetů. V intervalu $5 < p_{T,jet}^{ch} < 15$ GeV/c (Obr. 4.6 vlevo) lze pozorovat *peak* v oblasti $z_{||}^{ch} \approx 1$ způsobený výskytem jetů, jejichž jedinou součástí tvoří D^0 mezon. Takové jety jsou však s rostoucí hybností vzácnější, a proto v druhém intervalu $15 < p_{T,jet}^{ch} < 30$ GeV/c podobný *peak* nepozorujeme.

Výsledky z měření produkce c -jetů taggovaných D^0 mezonem v proton-protonových srážkách při energii $\sqrt{s} = 7$ TeV v experimentu ALICE v rámci chyb odpovídaly modelům z Monte Carlo generátorů. Naměřená spektra byla v souladu s předpovědmi teorie pQCD týkajícími se mechanismu produkce c kvarků.



Obrázek 4.5: p_T -diferenciální účinný průřez D^0 taggovaných jetů (vlevo) v poměru s inkluzivním jetovým účinným průřezem (vpravo) v pp srážkách při $\sqrt{s} = 7$ TeV, srovnání s Monte Carlo generátory. Převzato z [43].



Obrázek 4.6: $z_{\parallel}^{\text{ch}}$ -diferenciální účinný průřez D^0 taggovaných jetů pro intervaly $5 < p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 15$ GeV/c (vlevo) a $15 < p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 30$ GeV/c (vpravo) v pp srážkách při $\sqrt{s} = 7$ TeV, srovnání s Monte Carlo generátory. Převzato z [43].

Kapitola 5

Analýza dat

Pro účely fyzikální analýzy v této práci byl vybrán soubor dat ze srážek Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV z Run14. Run označuje úsek měření, kdy probíhá nabírání dat a data označená jako Run14 byla měřena v kalendářním roce 2014. Data potřebná k analýze se ukládají do souborů picoDst. Jedná se o formát, jenž se využívá k ukládání nejpodstatnějších informací o událostech a dráhách částic potřebných k analýze tak komplexních dat, jaká vznikají při srážkách těžkých iontů.

V následujícím textu budou představena kritéria pro výběr událostí, obecný způsob rekonstrukce D^0 mezonu a požadavky kladené na rekonstrukci jetů. V závěru bude popsán způsob, kterým byly asociovány D^0 mezony k jetům.

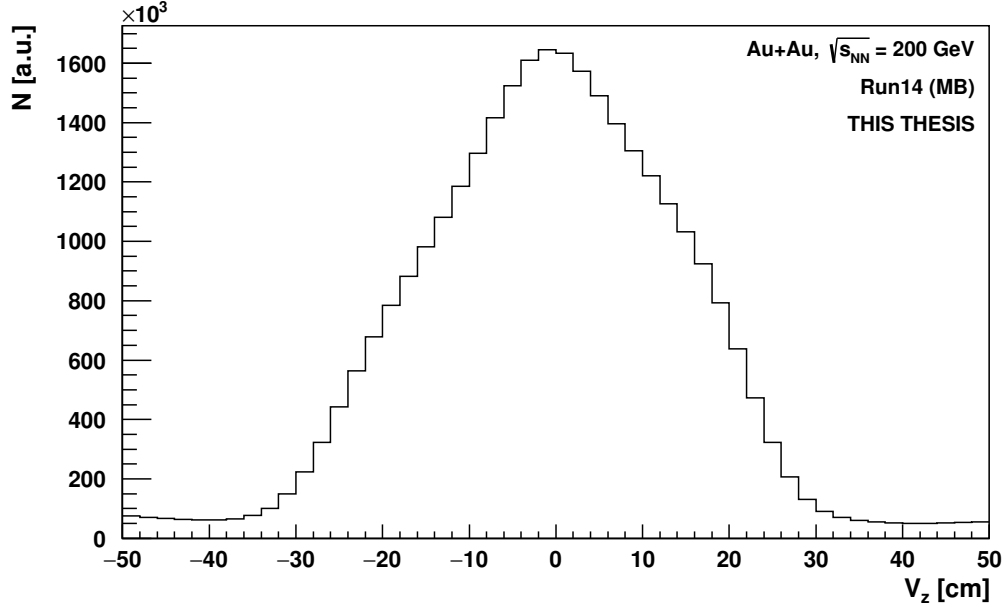
5.1 Výběr událostí

K analýze dat byla použita data z tzv. minimum-bias (MB) triggerů. Při sběru dat v módu MB je nahrávána každá událost splňující podmínku signálu zachyceného v obou dopředných scintilačních detektorech VPD a zároveň pozitivní detekce alespoň jednoho neutronu v každém ze ZDC detektorů. Tyto podmínky mají zajistit hadronovou srážku Au iontů ze srážejících se svazků.

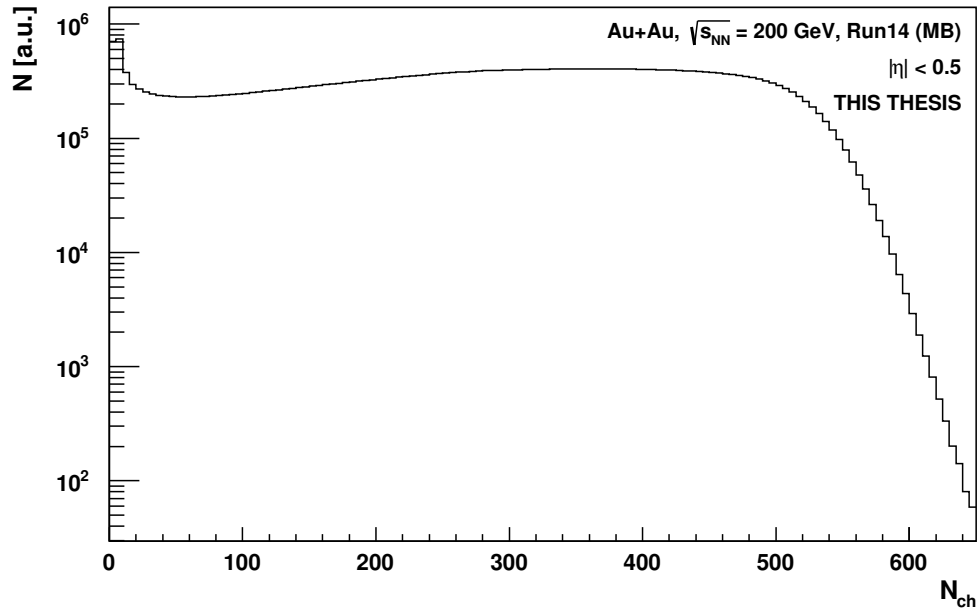
Sběr dat probíhá při různých luminozitách svazků, které dělíme obecně na nízkou (low), střední (mid) a vysokou (high) luminozitu. Tyto typy luminozit mají různou míru pozadí, tzv. pile-up. Pro účely této práce byla využita data s nízkou a střední luminozitou z Run14.

Při rekonstrukci srážek byly na data kladeny různé další požadavky, tzv. selekční kritéria (*cuty*), jež umožňují vybrat relevantní události nebo dráhy pro následnou fyzikální analýzu. Jedním z těchto požadavků bylo kritérium na polohu primárního vertexu, který označuje místo srážky. Vzdálenost primárního vertexu od středu detektoru STAR byla podél osy svazku ohraničena podmínkou $|V_z| < 30$ cm. Na Obr. 5.1 je znázorněno rozdělení vzdáleností primárního vertexu od středu detektoru STAR.

Centralita událostí byla stanovena na základě naměřené multiplicity nabitých částic z TPC detektoru v rozsahu $|\eta| < 0,5$ a pomocí Glauberova modelu [13]. Referenční multiplicita nabitých částic pro pseudorapiditu $|\eta| < 0,5$ je vykreslena v grafu na Obr. 5.2.



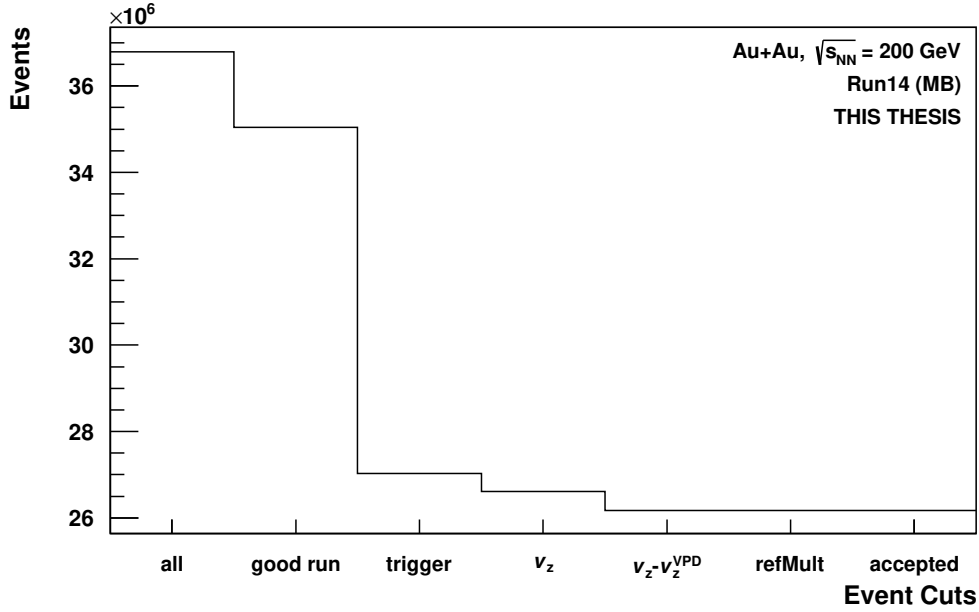
Obrázek 5.1: Distribuce vzdáleností primárního vertexu od středu detektoru STAR v MB datech naměřených v Run14 v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.



Obrázek 5.2: Referenční multiplicita nabitých částic ve srážkách Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Run14 (MB).

Pro zajištění dobré kvality dat došlo ještě k vyloučení špatných runů ze seznamu *BadRunlist*, který vytvořila kolaborace STAR.

Po aplikaci zmíněných požadavků došlo ke snížení počtu akceptovaných událostí přibližně o 11 milionů událostí (eventů) z původních ~ 37 milionů, které byly k dispozici pro analýzu v této bakalářské práci. Tento efekt je demonstrován na Obr. 5.3. Mezi kritéria, která vedla k redukci přijatých událostí, patří vyřazení špatných runů z *BadRunlist* listu, výběr triggeru a kritéria na polohu primárního vertexu.



Obrázek 5.3: Počet událostí (eventů) po aplikaci výběrových kritérií v Au+Au datech při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro střední luminozitu.

Dráhy nabitých částic mohly být zařazeny do analýzy při splnění těchto kritérií:

- Příčná hybnost je omezena na interval $0,2 < p_T < 30,0$ GeV/ c . Dráhy s nízkou příčnou hybností neposkytují dostatek dat k rekonstrukci a dráhy s $p_T > 30$ GeV/ c se velmi málo zakřivují v magnetickém poli. Při jejich rekonstrukci tedy dochází k nepřesnostem.
- Pro pseudorapiditu platí $|\eta| < 1$.
- Minimální počet bodů k rekonstrukci (fitování) dráhy v TPC je 14.
- Poměr počet bodů v TPC ku maximálnímu možnému počtu těchto bodů je větší než 0,52.

5.2 Rekonstrukce D^0 mezonu

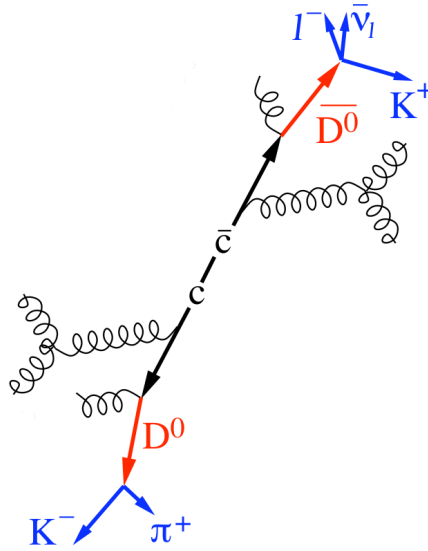
Mezon D^0 patří do skupiny tzv. otevřeně půvabných (*open charm*) mezonů, což znamená, že obsahuje pouze jeden c kvark nebo jeho antikvark (tj. má nenulový půvabný náboj). Kvarkové složení D^0 mezonu je $c\bar{u}$ a jeho antičásticí je $\bar{D}^0$ mezon ($\bar{c}u$). Hmotnost D^0 mezonu činí $M = (1864,83 \pm 0,05) \text{ MeV}/c^2$ [46].

Detekce D^0 je ztížena skutečností, že se po relativně krátké době rozpadají. Jejich průměrná rozpadová délka je $c\tau = (122,9 \pm 0,4) \mu\text{m}$ [46]. Proto se při rekonstrukci těchto částic využívá jejich rozpadových produktů. Obvykle se rekonstruuují pomocí semileptonického nebo hadronického rozpadového kanálu.

Semileptonický kanál je tvořen rozpady, při kterých vzniká leptonový pár (elektron nebo mion a příslušné neutrino) a hadrony. Výhodou tohoto kanálu je v případě elektronů jejich snadná detekce. Produkty hadronického kanálu tvoří pouze hadrony.

V této práci bylo využito hadronického rozpadového kanálu, konkrétně rozpadu $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ s větvcím poměrem $BR = (3,89 \pm 0,04)\%$ [46]. (Podobně probíhá také rozpad $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$).

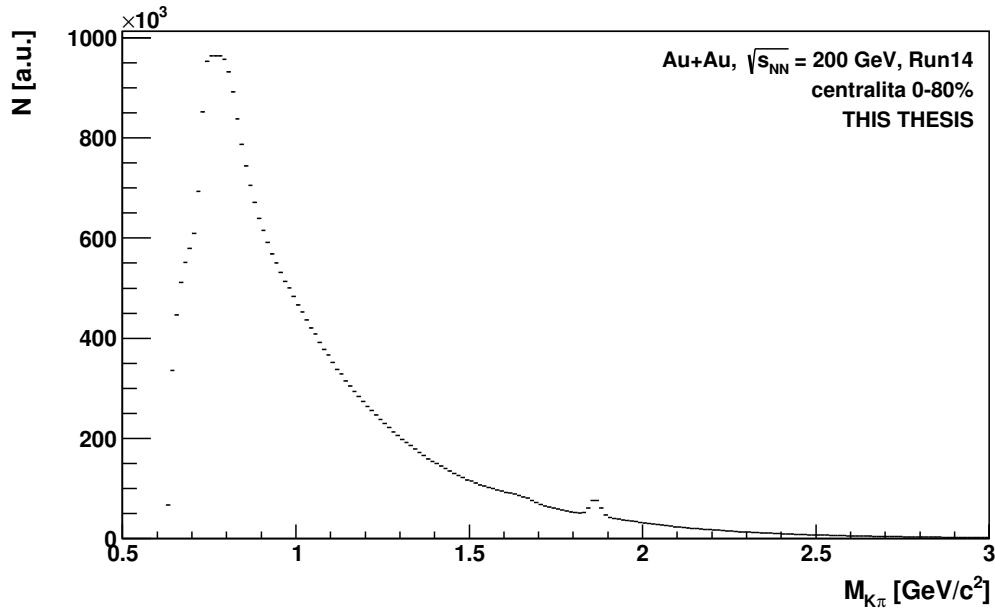
Na Obr. 5.4 je ilustrace znázorňující hadronizaci páru c kvarků na D^0 mezon a příklad některých rozpadových kanálů D^0 mezonu. Jednou z možností je zmíněný rozpad D^0 mezonu prostřednictvím hadronického kanálu na kaon a pion. Jinou alternativou, která je na obrázku znázorněna, je rozpad $\bar{D}^0$ skrze semileptonický kanál (l značí typ leptonu – elektron nebo mion).



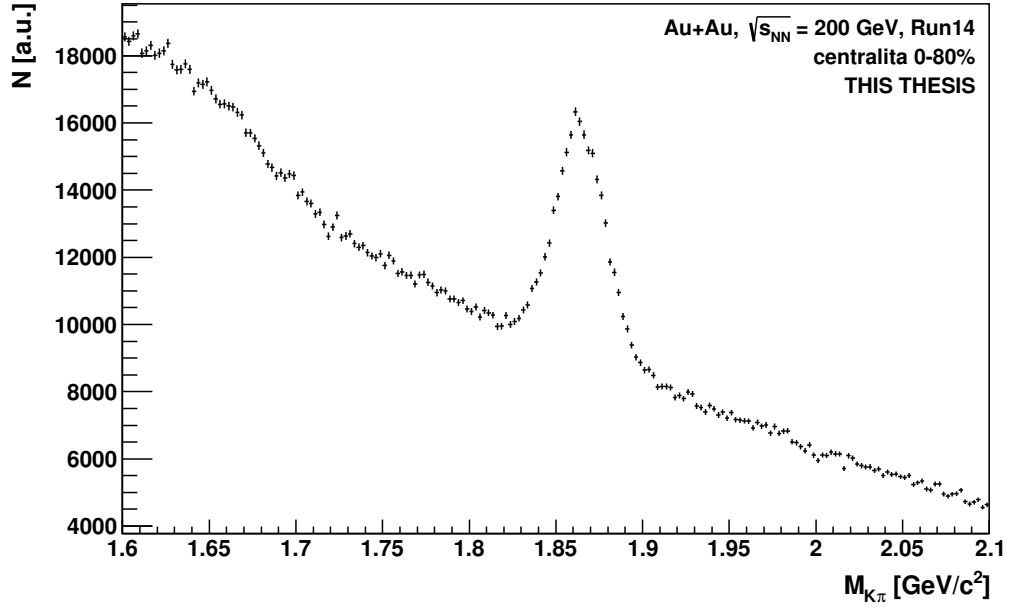
Obrázek 5.4: Fragmentace a hadronizace c kvarků na D^0 mezon a dva hlavní rozpadové kanály D^0 mezonu. Převzato z [7], upraveno.

Soubory s D^0 mezony byly k této práci vytvořeny a dodány jako externí data. Při jejich rekonstrukci se využívá HFT detektor a různá topologická kritéria na rozpadovou délku, polohu primárního vertexu, vzdálenost největšího přiblížení dráhy částic k primárnímu vertexu (*Distance of Closest Approach*) apod. K jejich rekonstrukci byla využita nová metoda založená na Kalmanově filtru [13], která se právě kolaborací STAR testuje a zavádí do fyzikálních analýz.

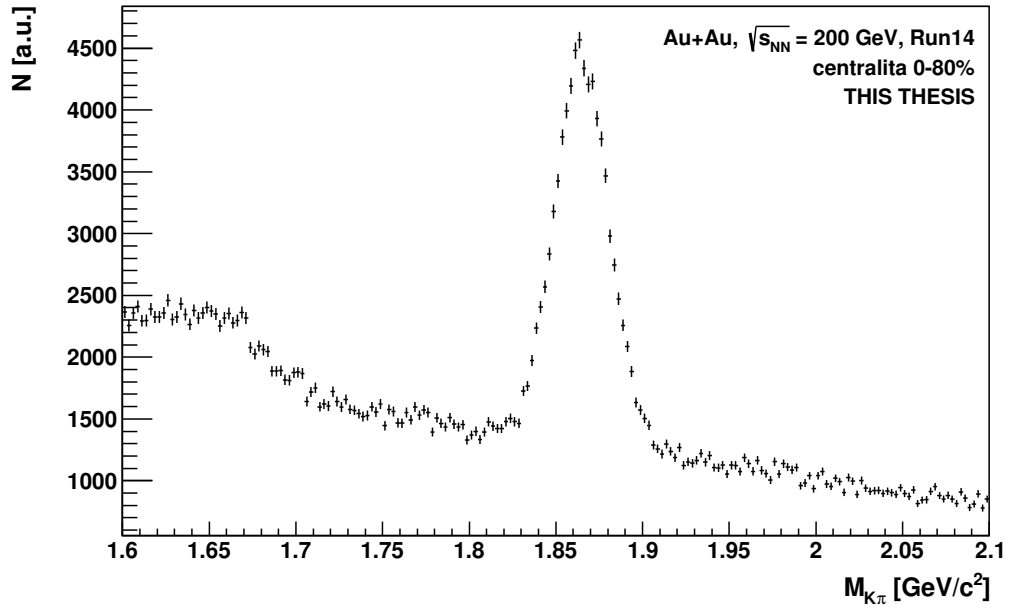
Na základě zmíněných D^0 souborů byla vykreslena hmotnostní spektra na Obr. 5.5, 5.6 a 5.7. Druhý histogram představuje přiblížení prvního histogramu v oblasti invariantní hmotnosti D^0 mezonu a třetí histogram (Obr. 5.7) je navíc zkonstruován s podmínkou $p_T > 2$ GeV/c pro příčnou hybnost D^0 mezonu. Při porovnání Obr. 5.6 a Obr. 5.7 lze vidět, že pro vyšší hodnoty p_T je oblast signálu v hmotnostním spektru kandidátů na D^0 mezony méně kontaminována pozadím.



Obrázek 5.5: Hmotnostní spektrum kandidátů na D^0 mezony v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14.



Obrázek 5.6: Hmotnostní spektrum kandidátů na D^0 mezony v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14. Přiblížení v oblasti invariantní hmotnosti D^0 mezonu.



Obrázek 5.7: Hmotnostní spektrum z předchozího histogramu (Obr.5.6) navíc s podmínkou $p_T > 2$ GeV/c pro D^0 mezon.

5.3 Rekonstrukce jetů

K rekonstrukci jetů byl použit anti- k_t algoritmus s rozlišovacím parametrem $R = 0,4$. Jety byly rekonstruovány na základě drah částic z TPC a BEMC detektorů (v analýze jsme uvažovali tzv. full jety).

Při analýze jetů je potřeba odečíst pozadí. Jednou z možností je zavedení střední hustoty energie pozadí ρ , která je pro každou událost definována jako [39]:

$$\rho = \text{med} \left\{ \frac{p_{T,i}^{jet}}{A_i} \right\}, \quad (5.1)$$

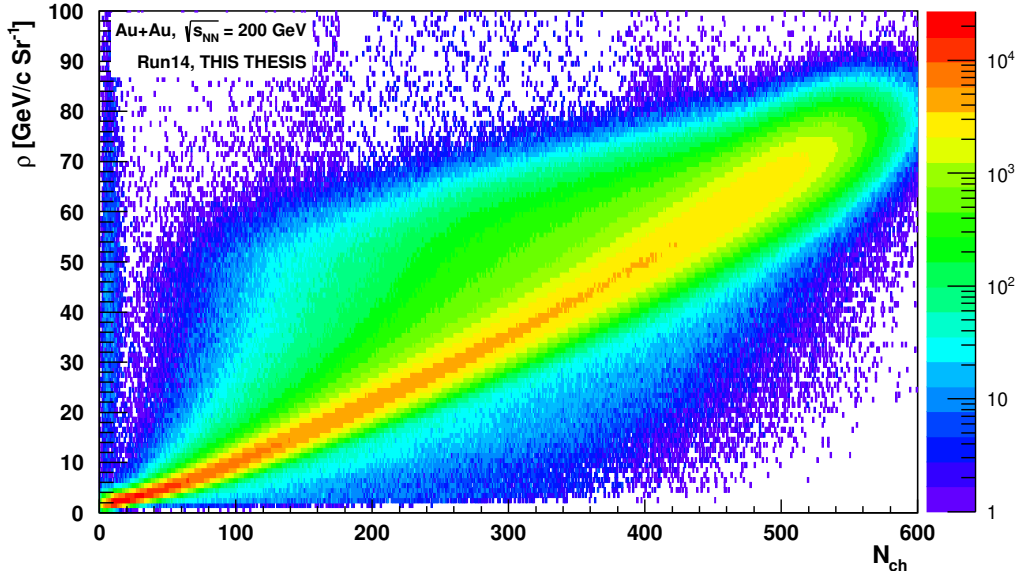
kde index i prochází přes všechny jety v dané události, $p_{T,i}^{jet}$ označuje příčnou hybnost jetu a A_i je plocha jetu.

Nyní můžeme vyjádřit korekci na odečet střední hustoty pozadí vztahem:

$$p_{T,jet}^{corr} = p_{T,jet}^{raw} - \rho \times A, \quad (5.2)$$

kde $p_{T,jet}^{raw}$ je původní příčná hybnost rekonstruovaného jetu.

Rozdělení střední hustoty energie ρ v závislosti na multiplicitě nabitých částic je vyobrazeno na Obr. 5.8. Jak můžeme vidět, v centrálních Au+Au srážkách dosahuje střední hustota pozadí hodnot až cca. 70 GeV/c Sr⁻¹, což pro jety o velikosti $R = 0,4$, které budou analyzovány v této bakalářské práci, odpovídá příspěvku pozadí přibližně 35 GeV. Tato hodnota je srovnatelná s energií jetů, které chceme ve srážce zrekonstruovat, což činí jetovou analýzu v prostředí Au+Au srážek na urychlovači RHIC náročnou.



Obrázek 5.8: Rozdělení střední hustoty energie ρ v závislosti na multiplicitě nabitých částic v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 (MB).

5.4 Asociace D^0 mezonů s jety

Dalším krokem v analýze dat bylo přiřazení souborů s D^0 mezony k vytvořeným jetům. Mým úkolem bylo nyní propojit jetový kód s D^0 soubory skrze jejich `runId` a `eventId` (tj. identifikační čísla, která jsou svázána s daným runem a událostí).

Pomocí tzv. mapovacího kódu bylo ke každé události v daném D^0 souboru vytvořeno unikátní číslo na základě jeho `runId` a `eventId`, což umožnilo jeho propojení s jetovým kódem. Dále bylo zavedeno omezení pro hmotnost kandidátů na D^0 mezony ($1,80 \text{ GeV}/c^2 < M_{K\pi} < 1,95 \text{ GeV}/c^2$), což je interval, který zahrnuje hodnotu invariantní hmotnosti D^0 mezonu.

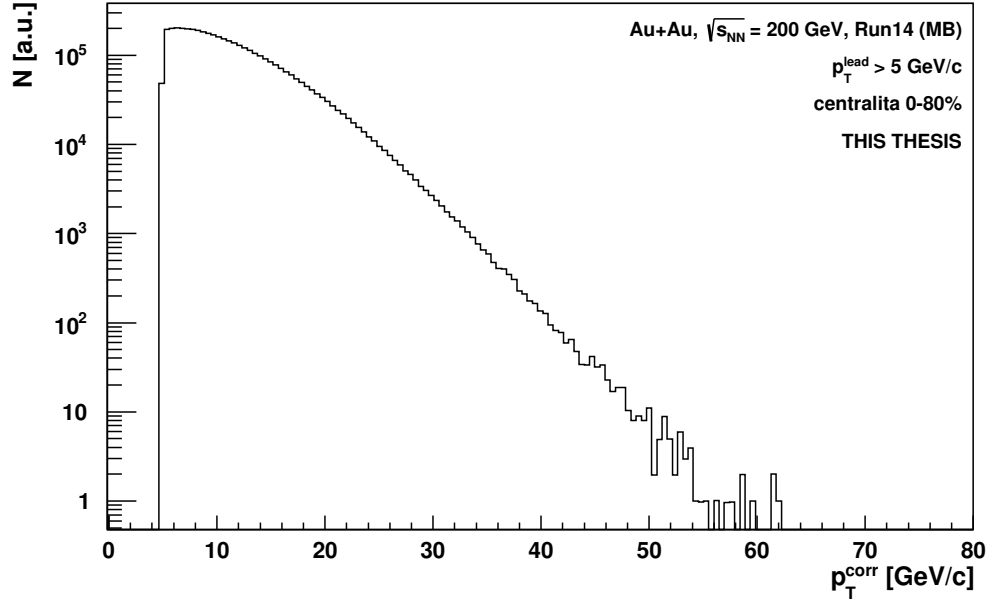
Do kódu pro rekonstrukci jetů byla následně začleněna podmínka na to, aby se D^0 mezon prostorově nacházel v kuželi jetu. Toho bylo dosaženo prostřednictvím omezení prostorových souřadnic jetu a D^0 mezonů, tj. jejich pseudorapidity η a azimutálního úhlu ϕ pomocí vztahu $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R$. Zde $\Delta\eta$ a $\Delta\phi$ symbolizují rozdíl v souřadnicích jetu a D^0 mezonu a $R = 0,4$ označuje rozlišovací parametr jetu.

V následujících histogramech jsou znázorněny podstatné výsledky celé analýzy. Jedná se o spektra příčné hybnosti jetů ve srážkách Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ v Run14 pro případ nízké a střední luminozity. Příčná hybnost jetů byla ve všech případech zdola omezena volbou $p_{T,jet}^{corr} > 5 \text{ GeV}/c$.

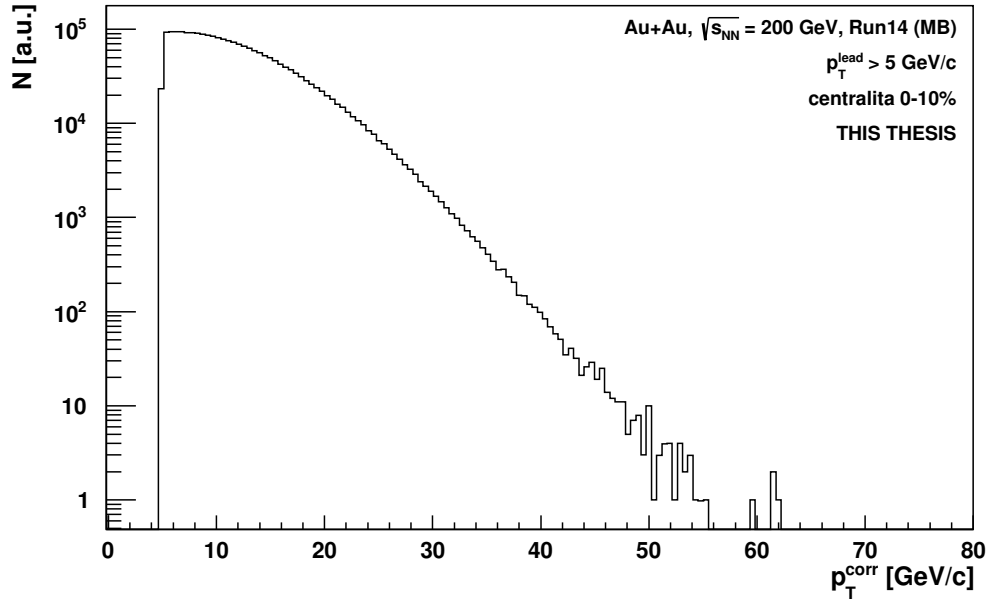
Na Obr. 5.9, 5.10 a 5.11 jsou pro tři různé rozsahy centralit postupně vykreslena spektra příčné hybnosti $p_{T,jet}^{corr}$ všech jetů pro nízkou (low) luminozitu bez podmínky na výskyt D^0 mezonu. Navíc je zde omezení na minimální příčnou hybnost nejenergetičtější částice v jetu $p_T^{lead} > 5 \text{ GeV}/c$. Toto výběrové kritérium se aplikuje za účelem potlačení nežádoucího pozadí náhodně rekonstruovaných jetů [16]. V prvním případě je vykresleno p_T spektrum pro plný rozsah centralit (0-80%). Na Obr. 5.10 je dané spektrum pro nejcentrálnější srážky (0-10%) a v posledním histogramu (Obr. 5.11) je centralita srážek 40-80%. Zde je vybrán větší rozsah centralit, neboť v periferálních srážkách mají centralitní biny nižší statistiku. Ve všech případech je vidět výrazný *cut* zleva ve spektrech jetů plynoucí z podmínky $p_{T,jet}^{corr} > 5 \text{ GeV}/c$.

Analogicky byla zrekonstruována také spektra příčné hybnosti s korekcí $p_{T,jet}^{corr}$ všech jetů pro střední (mid) luminozitu bez podmínky na výskyt D^0 mezonu. Tyto histogramy jsou znázorněny na Obr. 5.12, 5.13 a 5.14.

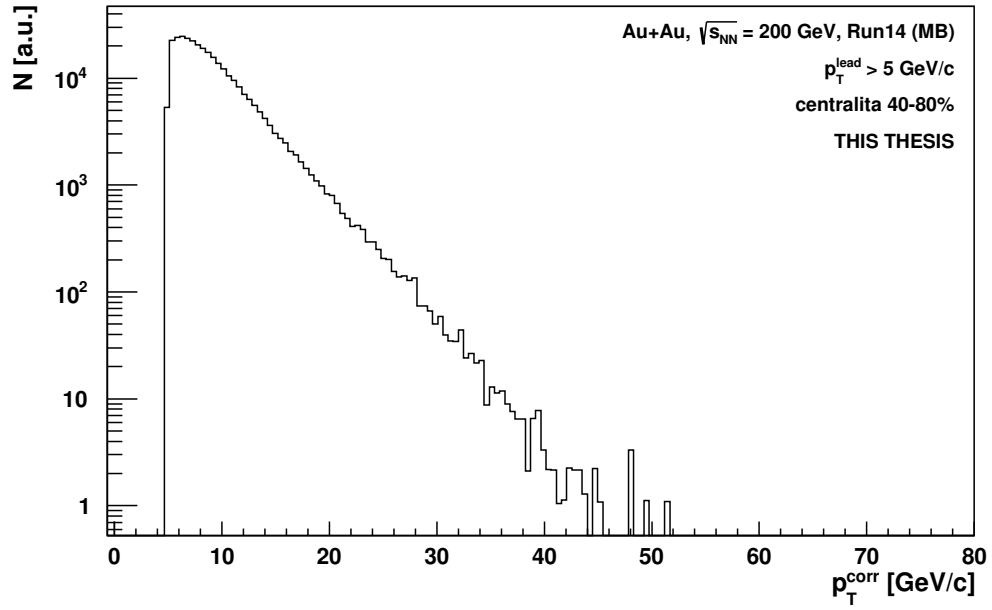
Histogramy znázorňují pouze nekorigovaná spektra, korekce experimentálních dat nebyla zatím provedena, protože se jedná o náročnou analýzu překračující rámec této bakalářské práce.



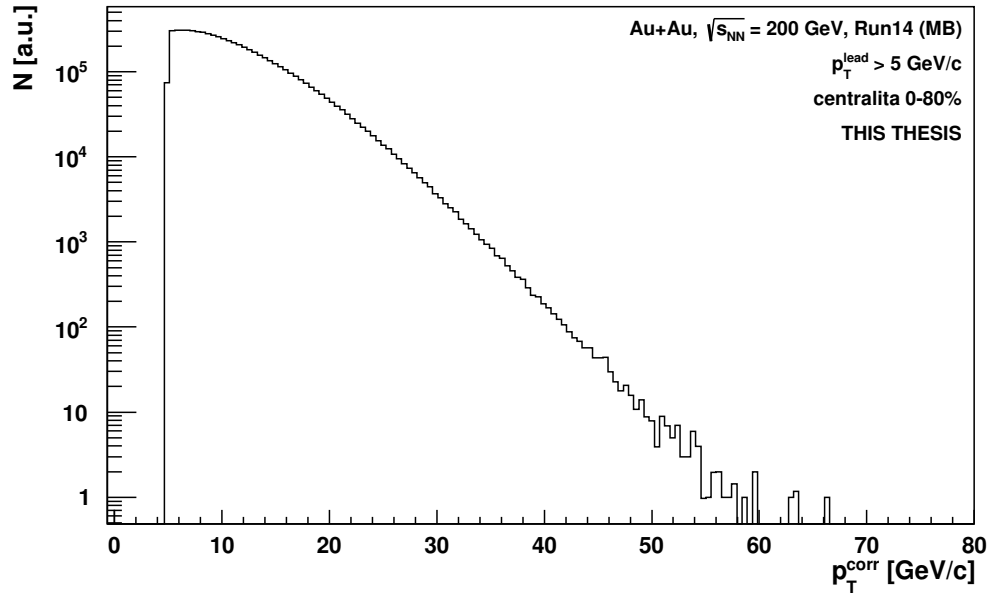
Obrázek 5.9: Spektrum příčné hybnosti jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro nízkou luminozitu s podmínkou $p_T^{\text{lead}} > 5$ GeV/c. Centralita je 0-80%.



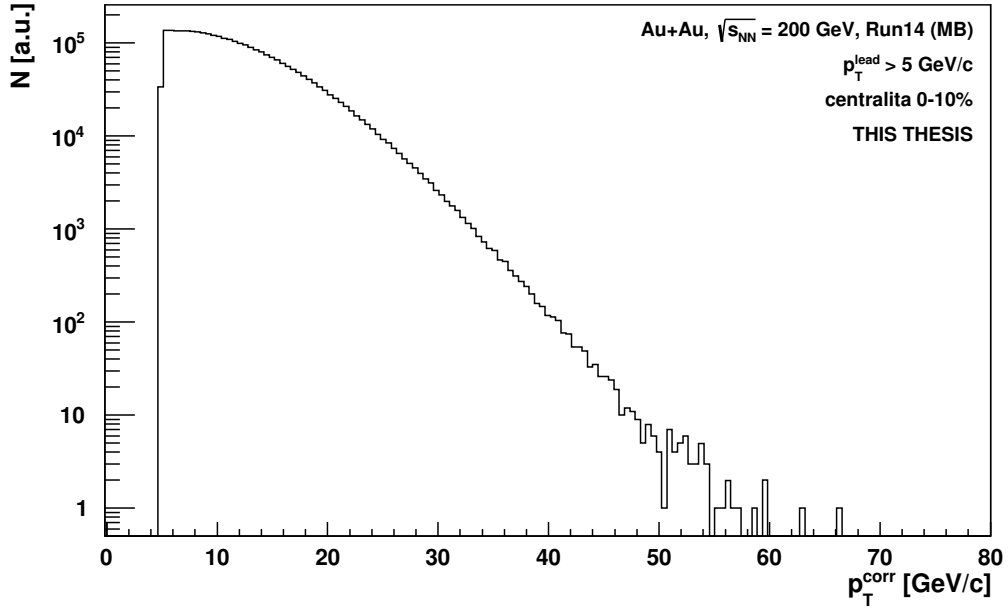
Obrázek 5.10: Spektrum příčné hybnosti jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro nízkou luminozitu s podmínkou $p_T^{\text{lead}} > 5$ GeV/c. Centralita je 0-10%.



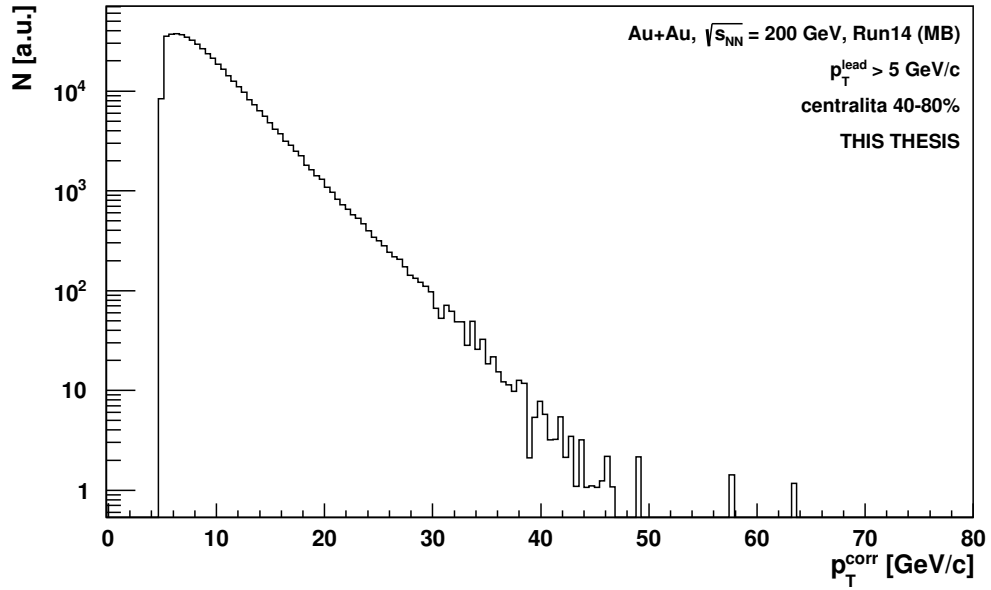
Obrázek 5.11: Spektrum příčné hybnosti jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro nízkou luminozitu s podmínkou $p_T^{\text{lead}} > 5$ GeV/c. Centralita 40-80%.



Obrázek 5.12: Histogram pro p_T spektrum jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro střední luminozitu s podmínkou $p_T^{\text{lead}} > 5$ GeV/c. Centralita srážky je 0-80%.

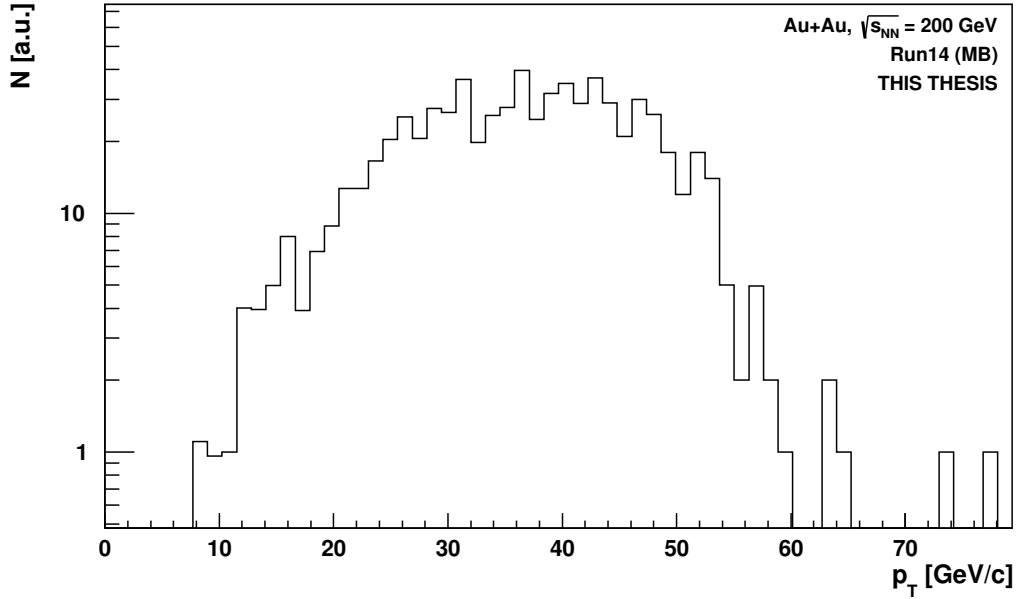


Obrázek 5.13: Histogram pro p_T spektrum jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro střední luminozitu s podmínkou $p_T^{\text{lead}} > 5$ GeV/c. Centralita 0-10%.

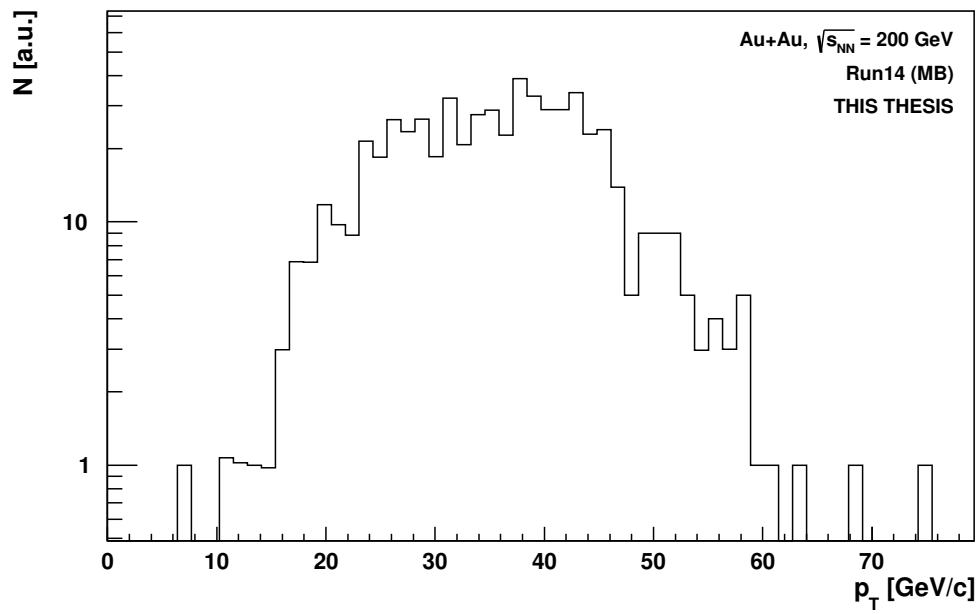


Obrázek 5.14: Histogram pro p_T spektrum jetů v Au+Au srážkách při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro střední luminozitu s podmínkou $p_T^{\text{lead}} > 5$ GeV/c. Centralita srážky 40-80%.

Dále byla zrekonstruována p_T spektra jetů s podmínkou na výskyt D^0 mezonu v kuželi jetu pro nízkou a střední luminozitu na Obr. 5.15, respektive Obr. 5.16. Tentokrát je příčná hybnost jetů p_T bez korekce na pozadí a jety nejsou ani omezeny podmínkou pro hodnotu p_T^{lead} . Lze předpokládat, že při použití minimální hodnoty pro p_{Tlead} by byla spektra názornější. Výsledky jsou rovněž zkresleny omezenou statistikou.



Obrázek 5.15: Histogram pro p_T spektrum jetů s podmínkou na D^0 mezon. Srážky Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ v Run14 pro low luminozitu.



Obrázek 5.16: Histogram pro p_T spektrum jetů s podmínkou na D^0 mezon. Srážky Au+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV v Run14 pro mid luminozitu.

Závěr

Hlavním tématem této práce bylo studium produkce c kvarků a jetů v ultra-relativistických srážkách částic. V rámci první kapitoly byly představeny základní jevy spojené se srážkami těžkých iontů. Byly zde diskutovány některé vlastnosti kvark-gluonového plazmatu se zaměřením na jeho studium pomocí tvrdých sond, což bylo také podloženo vybranými experimentálními výsledky z měření na urychlovačích RHIC a LHC.

Ve druhé kapitole byl představen urychlovač RHIC a experiment STAR, na němž byla naměřena data využitá při fyzikální analýze v rámci praktické části této práce. Další kapitola se zabývala popisem jetových algoritmů se zdůrazněním vlastností sekvenčního rekombinačního anti- k_t algoritmu.

Čtvrtá kapitola byla věnována měření produkce D^0 taggovaných c -jetů v $p + p$ srážkách na urychlovači LHC. Toto měření posloužilo jako inspirace k analýze dat, která byla provedena v poslední kapitole této práce. K analýze dat byla použita data z Au+Au srážek při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na nukleon-nukleonový pár v těžišťovém systému, která byla nabírána experimentem STAR v roce 2014 (tzv. Run14).

Součástí analýzy byl nejprve výběr vhodných událostí pro rekonstrukci dat. Navíc byly v této práci použity externí soubory s kandidáty na D^0 mezony, jejichž hmotnostní spektra jsou zde pro ilustraci také vykreslena. Následně byla provedena rekonstrukce jetů. Nejprve byly rekonstruovány samotné jety pro nízkou a střední luminozitu z Run14 v různých centralitách. Poté bylo do jetového kódu zařazeno kritérium na výskyt D^0 mezonů v jetech. Výstupem celé analýzy bylo získání nekorigovaných spekter příčné hybnosti jetů a nalezení p_T spekter jetů s podmínkou na výskyt D^0 mezonu v kuželi jetu. V prvním případě byla vykreslena spektra příčné hybnosti jetů s $p_T^{lead} > 5$ GeV/ c a s korekcí na odečet pozadí pro nízkou a střední luminozitu z Run14 v různých centralitách. V druhém případě byly výsledky analýzy pro D^0 mezony v jetech ovlivněné nízkou statistikou dat a bylo by vhodné pro porovnání vykreslit spektra se stejnou podmínkou $p_T^{lead} > 5$ GeV/ c , která byla použita v případě rekonstrukce samotných jetů.

Analýza dat v rámci praktické části bakalářské práce mi poskytla úvod do základních principů práce s experimentálními daty ze srážek těžkých iontů na urychlovači RHIC a seznámení se s postupy při rekonstrukci a analýze jetů. Součástí toho byla praktická aplikace anti- k_t jetového algoritmu na experimentální data a seznámení se s technikou taggování jetů. Postupy osvojené v této práci mohou v budoucnu sloužit k hlubšímu porozumění dané problematice a vytvořit tak základ k provedení komplexnější analýzy dat včetně jejich korekcí.

Příloha A

Přehled fyzikálních veličin používaných ve srážkách těžkých iontů

Rapidita

V relativistických srážkách částic obvykle využíváme pro vyjádření míry rychlosti bezrozměrnou veličinu y s názvem rapidita. Tu definujeme následujícím vztahem:

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

kde E je energie částice, p_z označuje její podélnou hybnost (tj. ve směru osy svazku)¹ a c je rychlost světla. Výhoda zavedení této veličiny spočívá v tom, že je aditivní při Lorentzovských transformacích.

Pseudorapidita

Pseudorapidita η se využívá jako prostorová souřadnice například v detektorech urychlovačů částic. Lze ji vyjádřit prostřednictvím úhlu θ mezi osou svazku a směrem pohybu emitované částice:

$$\eta = - \ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (\text{A.2})$$

¹Vedle podélné (longitudinální) hybnosti p_z zavádíme také příčnou hybnost p_T , která je naopak kolmá k ose svazku.

Při vysokých energiích, kdy energie částice $E \approx pc$, lze pseudorapidity vyjádřit pomocí rapidity:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right) \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} \right) \approx -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (\text{A.3})$$

kde jsme ještě využili vztahu $p_z = p \cos \theta$.

Energie srážky

Ze zachování celkové čtyřhybnosti systému při srážce dvou částic $(E_1, \mathbf{p}_1)$ a $(E_2, -\mathbf{p}_1)$ v centrálním těžišťovém systému platí:

$$s = (E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_1)^2 = (E_1 + E_2)^2. \quad (\text{A.4})$$

Potom $\sqrt{s}$ je celková energie v centrálním těžišťovém systému.

V jádro-jaderných srážkách pak využíváme energii v těžišťové soustavě na nukleon-nukleonový pár prostřednictvím vztahu $\sqrt{s_{NN}} = \sqrt{s}/A$, kde A je počet nukleonů v jádře (platí jen v případě symetrických srážek se stejným počtem jader).

Luminozita

Luminozita L popisuje vlastnosti svazků v urychlovači nezávisle na typu interakce.

$$L = f \frac{N_1 N_2}{A}, \quad (\text{A.5})$$

kde f je frekvence, $N_{1,2}$ počet částic v každém svazku a A označuje plochu příčného průřezu svazků. Také lze zavést integrovanou luminozitu, která udává celkovou luminozitu za určitý časový úsek vztahem $L_{\text{int}} = \int L dt$.

Počet interakcí za sekundu R (*interaction rate*) je dán vztahem $R = \sigma L$, kde σ je účinný průřez interakce.

Literatura

- [1] G. Aad *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys. Lett. B*, vol. 716, pp. 1–29, 2012.
- [2] Aldebaran, “Částice a interakce, standardní model, web.” <https://www.aldebaran.cz/astrofyzika/interakce/standard-model.php> [Online; 28.6.2020].
- [3] S. Sarkar, H. Satz, and B. Sinha, eds., *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*, vol. 785. 2010.
- [4] S. Bethke, “Experimental tests of asymptotic freedom,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 58, p. 351–386, Apr 2007.
- [5] R. Gupta, “Introduction to lattice QCD: Course,” in *Les Houches Summer School in Theoretical Physics, Session 68: Probing the Standard Model of Particle Interactions*, pp. 83–219, 7 1997.
- [6] B. N. L. Swagato Mukherjee, “Early-universe soup.” <https://deixismagazine.org/2016/06/early-universe-soup/> [Online; 23.7.2020].
- [7] D. Tlusty, *A Study of Open Charm Production in p+p Collisions at STAR*. PhD thesis, Czech Tech. Univ., 2014.
- [8] Toia, A., University of Padua INFN, “Participants and spectators at the heavy-ion fireball.” <https://cerncourier.com/a/participants-and-spectators-at-the-heavy-ion-fireball/> [Online; 28.6.2020].
- [9] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, “Glauber modeling in high-energy nuclear collisions,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 57, p. 205–243, Nov 2007.
- [10] N. Science and Technology, “STAR Experiment, Event Triggering.” <https://nsw.org/projects/bnl/star/trigger-system-e.php> [Online; 26.7.2020].
- [11] L. Adamczyk *et al.*, “Beam Energy Dependence of Jet-Quenching Effects in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39, \text{ and } 62.4 \text{ GeV}$,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, no. 3, p. 032301, 2018.

- [12] Y. Dokshitzer and D. Kharzeev, “Heavy-quark colorimetry of qcd matter,” *Physics Letters B*, vol. 519, p. 199–206, Nov 2001.
- [13] J. e. a. Adam, “Centrality and transverse momentum dependence of D^0 -meson production at mid-rapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,” *Physical Review C*, vol. 99, Mar 2019.
- [14] C. Document Server, “Jet quenching, web.” <https://cds.cern.ch/record/1695331/files/jetquenching.png> [Online; 26.7.2020].
- [15] M. Aaboud *et al.*, “Measurement of the nuclear modification factor for inclusive jets in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector,” *Phys. Lett. B*, vol. 790, pp. 108–128, 2019.
- [16] J. Adam *et al.*, “Measurement of inclusive charged-particle jet production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV,” 5 2020.
- [17] BNL, “Brookhaven science: a passion for discovery, web.” <https://www.bnl.gov/science/> [Online; 28.4.2020].
- [18] S. Campbell, “sPHENIX: The next generation heavy ion detector at RHIC,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 832, no. 1, p. 012012, 2017.
- [19] T. Kanesue *et al.*, “The Commissioning of the Laser Ion Source for RHIC-EBIS,” in *5th International Particle Accelerator Conference*, p. WEOAB01, 7 2014.
- [20] C. Department, “Rhic, configuration manual.” <https://www.bnl.gov/cad/accelerator/docs/pdf/RHICConfManual.pdf> [Online; 2.5.2020].
- [21] K. M. Walsh, “Accelerating particles accelerates science - with big benefits for society, web.” <https://www.bnl.gov/rhic/news2/news.asp?a=3758&t=today> [Online; 28.4.2020].
- [22] D. STAR Collaboration. <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/book/export/html/7278> [Online; 5.5.2020].
- [23] M. Anderson *et al.*, “The Star time projection chamber: A Unique tool for studying high multiplicity events at RHIC,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 499, pp. 659–678, 2003.
- [24] W. Llope, “The large-area time-of-flight (TOF) upgrade for the STAR detector,” *AIP Conf. Proc.*, vol. 1099, no. 1, pp. 778–781, 2009.
- [25] M. Beddo *et al.*, “The STAR barrel electromagnetic calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 499, pp. 725–739, 2003.
- [26] D. et.al., “The STAR Heavy Flavor Tracker, web.” <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/starnotes/public/sn0600> [Online; 23.7.2020].
- [27] J. Schambach *et al.*, “The STAR Heavy Flavor Tracker (HFT),” in *20th International Conference on Particles and Nuclei*, pp. 659–664, 9 2014.

- [28] H. F. T. LBL News Center. <https://newscenter.lbl.gov/wp-content/uploads/sites/2/HFT-figure2.jpg> [Online; 7.5.2020].
- [29] T. S. Collaboration, “Technical design report for the itpc upgrade, web.” <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/starnotes/public/sn0644> [Online; 23.7.2020].
- [30] “Physics Program for the STAR/CBM eTOF Upgrade,” 9 2016.
- [31] A. Collaboration. <https://alice-collaboration.web.cern.ch> [Online; 23.7.2020].
- [32] C. to Research at Brookhaven’s Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC). <https://www.bnl.gov/atlas/collaboration.php> [Online; 20.5.2020].
- [33] C. Maximilien Brice, “The LHC does a dry run, web.” <https://www.symmetrismagazine.org/article/march-2015/the-lhc-does-a-dry-run> [Online; 23.7.2020].
- [34] C. Document Server, “ALICE detector, web.” https://cds.cern.ch/record/1544220/files/figurer_alicepic.png [Online; 20.5.2020].
- [35] G. C. Blazey *et al.*, “Run II Jet Physics,” in *Contribution to the Proceedings of the Run II Workshop on QCD and Weak Boson Physics*, 2000.
- [36] G. P. Salam, “Towards Jetography,” *Eur. Phys. J.*, vol. C67, pp. 637–686, 2010.
- [37] G. P. Salam and G. Soyez, “A Practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm,” *JHEP*, vol. 05, p. 086, 2007.
- [38] J. Rusnak, *Jet Reconstruction in Au+Au Collisions at RHIC*. PhD thesis, Czech Tech. Univ., 2016.
- [39] G. P. S. M. Cacciari and G. Soyez, “Fastjet, web.” <http://fastjet.fr/> [Online; 16.3.2020].
- [40] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The anti- k_t jet clustering algorithm,” *JHEP*, vol. 04, p. 063, 2008.
- [41] G. Corcella, I. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. Seymour, and B. Webber, “Herwig 6.5 release note,” 2002.
- [42] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The Catchment Area of Jets,” *JHEP*, vol. 04, p. 005, 2008.
- [43] S. Acharya *et al.*, “Measurement of the production of charm jets tagged with D^0 mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *JHEP*, vol. 08, p. 133, 2019.
- [44] C. Albajar *et al.*, “A Study of the D^* content of jets at the CERN $p\bar{p}$ collider,” *Phys. Lett. B*, vol. 244, pp. 566–572, 1990.
- [45] B. I. Abelev *et al.*, “Measurement of D^* Mesons in Jets from p+p Collisions at $\sqrt{s}(1/2) = 200$ -GeV,” *Phys. Rev.*, vol. D79, p. 112006, 2009.

- [46] PDG, “The Review of Particle Physics (2020).” <https://pdg.lbl.gov/2016/tables/rpp2016-tab-mesons-charm.pdf> [Online; 31.7.2020].
- [47] R. Atkin, “Review of jet reconstruction algorithms,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 645, no. 1, p. 012008, 2015.
- [48] BNL, “The electron-ion collider, web.” <https://www.bnl.gov/eic/> [Online; 28.4.2020].
- [49] R. Reed, “A new detector at RHIC, sPHENIX goals and status,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 779, no. 1, p. 012019, 2017.
- [50] K. A. et al., “STAR Detector Overview,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 499, no. 2, pp. 624 – 632, 2003. The Relativistic Heavy Ion Collider Project: RHIC and its Detectors.