

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



Studium studené jaderné hmoty
pomocí půvabných hadronů

Study of cold nuclear matter effects
with charm mesons

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Michal Svoboda

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

Rok: 2020



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2019/2020

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Michal Svoboda

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Název práce: Studium studené jaderné hmoty pomocí půvabných hadronů
(česky)

Název práce: Study of cold nuclear matter effects with charm mesons
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

- 1) Jádru-jaderné srážky
- 2) Experiment STAR na urychlovači RHIC
- 3) Aktuální výsledky v měření efektů studené jaderné hmoty na produkci půvabných hadronů na RHIC a LHC
- 4) Metody optimalizace rekonstrukce rozpadů: TMVA metoda, Boosted Decision Trees metoda, neuronové sítě
- 5) Aplikace na experimentální data
- 6) Diskuze

Doporučená literatura:

- [1] W. Florkowski: Phenomenology of ultra-relativistic Heavy ion collisions, World Scientific Publishing, 2010
- [2] A. Hocker: TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis, PoS ACAT 040 (2007)
- [3] Y. Coadou: Boosted Decision Trees and Applications, EPJ Web of Conferences 55, 02004 (2013)
- [4] G. Louppe: Understanding random forests, Ph.D. thesis, Univesity of Liege, 2014
- [5] R. Russo: Measurement of D⁺ meson production in p–Pb collisions with the ALICE detector, Ph.D. thesis, Univeristy of Torino, 2014
- [6] A. Andronic, et al.: Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: from proton–proton to heavy-ion collisions, Eur. Phys. J. C76, 107 (2016)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

doc. Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Jméno a pracoviště konzultanta:

Ing. Lukáš Kramárik, Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Datum zadání bakalářské práce: 25.10.2019

Termín odevzdání bakalářské práce: 07.07.2020

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



.....
garant oboru



.....
vedoucí katedry



.....
děkan

V Praze dne 25.10.2019

Prohlášení

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

Nemám závažný důvod proti užití 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

.....

Michal Svoboda

Poděkování

Děkuji doc. Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi Ph.D. za vedení této práce a za jeho věcné rady a připomínky.

Dále bych chtěl velice poděkovat Ing. Lukáši Kramárikovi za velké množství času, které mi věnoval, za jeho četné rady a za trpělivost, kterou projevil nad mými neustálými a ne vždy chytrými dotazy.

Díky patří i Monice Robotkové za korekci této práce a Ondřeji Lomickému za diskusi překladů do češtiny a výpomoc s obrázky.

V neposlední řadě děkuji své rodině a přátelům za podporu nejen při psaní této práce, ale v průběhu celého studia.

Michal Svoboda

Název práce:

Studium studené jaderné hmoty pomocí půvabných hadronů

Autor: Michal Svoboda

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

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

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

Konzultant: Ing. Lukáš Kramárik

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

Abstrakt: Při ultra-relativistických srážkách těžkých jader na urychlovačích částic RHC v USA a LHC ve Švýcarsku může vznikat stav hmoty nazvaný kvark-gluonové plazma, ve kterém se nacházejí částečně volné kvarky a gluony. Stejným stavem si prošel Vesmír krátce po Velkém třesku a očekáváme jej i v jádrech neutronových hvězd. Kvark-gluonové plazma nemůžeme studovat přímo, nýbrž využíváme jeho projevy jako zhášení výtrysků nebo eliptický tok. Pro popis kvark-gluonového plazmatu vznikajícího ve srážkách těžkých iontů je nutné pochopit tzv. efekty studené jaderné hmoty způsobené samotnými srážejícími se jádry. K jejich zkoumání nám slouží srážky proton/deuteron+jádro. Dobrou sondou pro studium kvark-gluonového plazmatu a efektů studené jaderné hmoty jsou těžké kvarky, které vznikají v raném procesu srážky. V této práci je provedena analýza D^0 mezonů ze srážek proton+zlato při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV z RHC naměřených detektorem STAR v roce 2015.

Klíčová slova: kvark-gluonové plazma, efekty studené jaderné hmoty, D mezon, experiment STAR, RHC

Title:

Study of cold nuclear matter effects with charm mesons

Author: Michal Svoboda

Abstract: State of matter called quark-gluon plasma can be created in ultra-relativistic heavy ion collisions at particle accelerators RHIC in the USA and LHC in Switzerland. This matter is formed of semi-free quarks and gluons and was present in the Universe shortly after The Big Bang and is expected in the centres of neutron stars. Quark-gluon plasma can not be observed directly, so we use its properties such as jet quenching or elliptic flow. For the description of quark-gluon plasma created in heavy ion collisions, it is necessary to understand so-called cold nuclear matter effects caused by presence of the colliding nuclei. Collisions of proton/deuteron+gold are used to study these effects. Heavy quarks created in the earliest stages of a collision make an useful probe of quark-gluon plasma. An analysis of D^0 meson from proton+gold collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV measured by STAR detector at RHIC is described in this work.

Key words: quark-gluon plasma, cold nuclear matter effects, D meson, STAR, RHIC

Obsah

Úvod	15
1 Jádru-jaderné srážky	17
1.1 Historie kvark-gluonového plazmatu	17
1.2 Standardní model	18
1.3 Kvark-gluonové plazma	21
1.4 Základní slovník pojmů a veličin používaných při srážkách těžkých jader	22
1.5 Časový vývoj QGP	28
1.6 Projevy QGP	29
2 Experiment STAR na urychlovači RHIC	35
2.1 Brookhavenská národní laboratoř	35
2.2 Urychlovač RHIC	37
2.3 Experiment STAR	39
2.4 Elektron-iontový urychlovač	44
3 Aktuální výsledky v měření efektů studené jaderné hmoty na produkci půvabných hadronů na RHIC a LHC	47
3.1 Motivace pro měření efektů studené jaderné hmoty	47
3.2 Efekty studené jaderné hmoty při produkci kvarků těžkých vůní	48
3.3 Aktuální výsledky v měření vlastností těžkých kvarků na LHC a RHIC	50
4 Metody optimalizace rekonstrukce rozpadů	57
4.1 Strojové učení	57
4.2 Nástroje pro vícerozměrnou analýzu dat	58
4.3 Metoda řezů	59
4.4 Rozhodovací stromy	61
4.5 Neuronové sítě	62
5 Aplikace na experimentální data	65
5.1 Mezon D^0	65

5.2	Analýza D^0 ve srážkách Au+Au	65
5.3	Vlastní analýza D^0 v p+Au srážkách	69
	Závěr	75
	Literatura	76
	Přílohy	83
A	Anglicko-český slovník pojmů z částicové fyziky	83

Seznam obrázků

1.1	První náčrt fázového diagramu silně interagující hmoty	18
1.2	Schematický pohled na princip uvěznění	20
1.3	Schéma fázového diagramu silně interagující hmoty jako závislost teploty na baryochemickém potenciálu	21
1.4	Schéma srážky dvou těžkých jader před a po srážce a znázornění účastníků a pozorovatelů	23
1.5	Schéma zobrazující definici centrality v závislosti na multiplicitě a korelace se srážkovým parametrem a počtem účastníků	24
1.6	Porovnání R_{dA} nabitých hadronů s minimální závislostí výběru dat z d+Au srážek v porovnání s R_{AA} v nejméně centrálních Au+Au srážkách	26
1.7	Závislost R_{CP} na příčné hybnosti a energii srážky naměřená při programu BES na STAR ve srážkách Au+Au	27
1.8	Schéma časoprostorového vývoje QGP	28
1.9	Schematické znázornění produkce dvojitýtrysku	30
1.10	Dvoučásticová azimutální distribuce nabitých hadronů pro p+p a d+Au srážky s minimální závislostí výběru dat a pro centrální Au+Au srážky naměřená na detektoru STAR	31
1.11	Prostorové schéma srážky těžkých jader	32
1.12	Měření v_2 jako funkce p_T v Au+Au srážkách na detektoru STAR při centralitě 10–40 % v Au+Au srážkách ve srovnání s K_S^0 , Λ a Ξ^-	33
1.13	Měření v_2 jako funkce p_T při centralitě 0–80 % v Au+Au srážkách ve srovnání s modely	33
2.1	Schematický obrázek urychlovače RHIC a jeho předurychlovačů	37

2.2	Schéma kaskády předurychlovačů pro ionty zlata na RHIC	38
2.3	Jednotlivé poddetektory detektoru STAR	40
2.4	Rozlišovací schopnost TOF	41
2.5	Rozlišovací schopnosti detektorů TOF a TPC	42
2.6	Rozlišení polohy HFT vůči vrcholu srážky v příčné rovině σ_{XY} jako funkce hybnosti p pro identifikované částice při centralitě 0–80 % ve srážkách Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV	43
2.7	Rozšíření detektoru STAR nainstalována v rámci programu BES II .	44
2.8	Schéma Elektron-iontového urychlovače	45
3.1	Znázornění stínícího faktoru R_i^A v závislosti na Bjorkenově x	48
3.2	QCD fázový diagram v rovině $1/x$ a Q^2	49
3.3	R_{dAu} leptonového rozpadu kvarků těžkých vůní z d+Au srážek při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV jako funkce příčné hybnosti při třídách centrality 0–20 % a 60–88 % naměřených detektorem PHENIX	51
3.4	R_{pPb} přímých D mezonů v p+Pb srážkách při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV naměřený detektorem ALICE	52
3.5	R_{AA} J/ψ jako funkce počtu participantů ve 200 GeV Au+Au a 2,76 TeV Pb+Pb srážkách naměřený detektory STAR a CMS	52
3.6	R_{pAu} J/ψ v závislosti na p_T při energii srážky 200 GeV naměřený detektorem STAR	53
3.7	Závislost v_2 na p_T pro elektrony a pozitrony z rozpadu půvabných a krásných kvarků při energii srážky 200 GeV naměřená detektory STAR a PHENIX	54
3.8	Výsledky měření eliptického toku v_2 přímých D^0 mezonů v porovnání s J/ψ , K_s^0 a Λ jako funkce příčné hybnosti měřené detektorem CMS při energii $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$ TeV	54
3.9	v_2 a v_3 v závislosti na p_T ze srážek p+Au, d+Au a $^3\text{He}+\text{Au}$ při energii srážky 200 GeV naměřené detektorem PHENIX	55
3.10	Měření R_{AA} D^0 jako funkce p_T při centralitě 0–10 % v Au+Au srážkách při energii srážky $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV z detektoru STAR v porovnání s měřením D mezonů z ALICE v Pb+Pb srážkách při centralitě 0–10 % při energii srážky 2,76 TeV a srovnání měření nabitých hadronů	56

4.1	Ukázka metody obdélníkových řezů	59
4.2	Schéma rozhodovacího stromu	62
4.3	Schéma hluboké neuronové sítě	63
4.4	Schéma umělého neuronu	64
5.1	Schéma fragmentace půvabného kvarku na D^0 a hlavní dva rozpadové kanály mezonu D^0	66
5.2	Schéma rozpadu D^0 na $K^-\pi^+$ a topologických proměnných	67
5.3	Srovnání rozdělení topologických proměnných ze srážek Au+Au pro skutečná data a simulaci s vyznačenými konečnými řezy	68
5.4	Rozdělení invariantní hmotnosti párů $K\pi$ $M_{K\pi}$ pro příčnou hybnost $K\pi$ párů $0 < p_T < 10$ GeV/ c pro centralitu 0–80 % a 0–10 % a pro $0 < p_T < 8$ GeV/ c při centralitě 60–80 %.	69
5.5	Distribuce $n\sigma_\pi$ nabitých pionů	70
5.6	Distribuce $n\sigma_K$ nabitých kaonů	70
5.7	Distribuce $1/\beta_\pi$ nabitých pionů	71
5.8	Distribuce $1/\beta_K$ nabitých kaonů	71
5.9	Distribuce úhlu ϕ mezi rekonstruovaným směrem hybnosti D^0 a směrem hybnosti kaonu	71
5.10	Distribuce příčné hybnosti p_T kandidátů D^0	72
5.11	Distribuce příčné hybnosti nabitých pionů	73
5.12	Distribuce příčné hybnosti nabitých kaonů	73
5.13	Rozdělení DCA nabitých pionů	73
5.14	Rozdělení DCA nabitých kaonů	73
5.15	Rozdělení DCA dceřinných částic rozpadu D^0	73
5.16	Rozdělení DCA D^0 a primárního vrcholu	73
5.17	Distribuce rozpadové délky kandidátů D^0	74

Úvod

Částicová fyzika je nejrychleji se rozvíjející oblastí fyziky zabývající se studiem nejmenších dílků hmoty, která se vyskytuje okolo nás. K jejímu studiu využíváme urychlovače částic, na kterých je možné dosáhnout extrémních podmínek (teplota, tlak. . .).

Kvark-gluonové plazma (QGP) je stav hmoty, ve kterém nejsou kvarky a gluony nadále vázány v hadronech. Tento stav se vyskytoval ve Vesmíru krátce po Velkém třesku a očekáváme, že je i v jádrech neutronových hvězd. Na krátký okamžik umíme QGP vytvořit na velkých urychlovačích částic jako je Velký hadronový urychlovač LHC v CERN a Relativistický urychlovač těžkých jader RHIC v BNL. Kvark-gluonové plazma však není možné studovat přímo, nýbrž k tomu využíváme některé jeho projevy.

Ke správnému popisu kvark-gluonového plazmatu je však nutné pochopit i efekty způsobené pouhou přítomností srážejících se jader. Ty nazýváme efekty studené jaderné hmoty a studujeme je pomocí nesymetrických srážek proton+olovo na LHC a proton+zlato a deuteron+zlato na RHIC.

Dobrou sondou ke studiu QGP jsou hadrony, které obsahují těžké kvarky. Ty se však velice rychle rozpadají a my studujeme jejich produkty. Příkladem tohoto hadronu je mezon D^0 , který obsahuje půvabný kvark.

Signál hadronů těžkých vůní je však vůči pozadí poměrně nízký, a proto je výhodné použít k optimalizaci signálu metody strojového učení. K tomu slouží například balíček TMVA obsažený v programu ROOT.

Cílem této práce je zhrnout aktuální výsledky produkce půvabných kvarků z LHC a RHIC a představit analýzu dat z detektoru STAR na Relativistickém urychlovači těžkých jader.

První kapitola popisuje krátký průřez historií částicové fyziky a studia kvark-gluonového plazmatu. Dále je zde popsán Standardní model a zadefinovány základní veličiny používané při popisu ultra-relativistických srážek. Ve zbytku kapitoly je širěji popsáno kvark-gluonové plazma, jeho fázový diagram, časový vývoj a následně

i jeho základní projevy, které ke studiu QGP využíváme.

Druhá kapitola představuje detektor STAR na Relativistickém urychlovači těžkých jader v Brookhavenské národní laboratoři v USA. Popsána je jak kaskáda předurychlovačů RHIC, tak i jednotlivé poddetektory detektoru STAR. V závěru kapitoly je krátce zmíněno plánované vybudování elektron-iontového urychlovače.

Třetí kapitola vysvětluje motivaci k měření efektů studené jaderné hmoty a následně i tyto efekty krátce představuje. Ve druhé polovině kapitoly jsou prezentovány aktuální výsledky z měření z LHC a RHIC. Jedná se především o měření jaderného modifikačního faktoru a eliptického toku.

Čtvrtá kapitola představuje některé metody strojového učení, které se používají ve vysokoenergetické fyzice a jsou součástí balíčku TMVA obsaženého v ROOT. Jedná se o metodu obdélníkových řezů, rozhodovací stromy a neuronové sítě.

Pátá kapitola si klade za cíl popsat průběh analýzy mezonu D^0 na experimentu STAR a předvést některé její části ze srážek proton+zlato prováděných na RHIC v roce 2015 při energii srážky $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Kapitola 1

Jádro-jaderné srážky

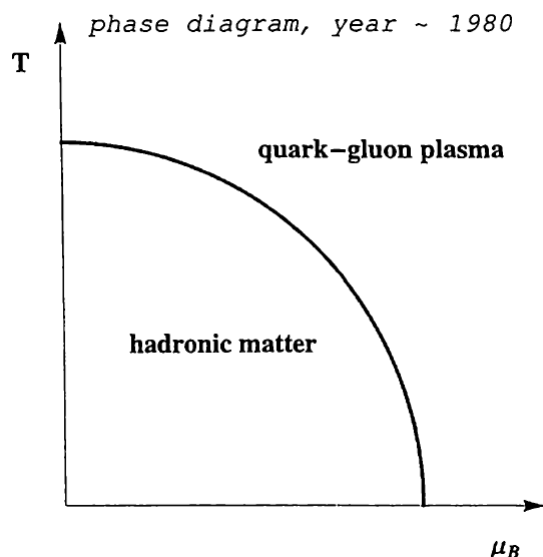
1.1 Historie kvark-gluonového plazmatu

První představy o nejmenších dílcích světa kolem nás položili filosofové ve starověkém Řecku stovky let před počátkem našeho letopočtu. Z tohoto období pochází i pojmenování atom (z řeckého *átomos* neboli nedělitelný). „Dovnitř“ atomu se podíval až o dva tisíce let později v roce 1897 J. J. Thompson, když experimentálně dokázal existenci elektronu. V roce 1911 objevil Ernest Rutherford atomové jádro, a tím odhalil i existenci protonu. K těmto objevům připojil v roce 1932 James Chadwick neutron a na třicet let byly tyto částice považovány za elementární. V roce 1964 předpověděli nezávisle na sobě Murray Gell-Mann a George Zweig existenci kvarků.

V roce 1975 přišli John Collins a Malcolm Perry s myšlenkou, že superhustá hmota, kterou můžeme nalézt v neutronových hvězdách, vybuchujících černých dírách a která byla přítomna krátce po Velkém třesku, se spíše skládá z kvarků než z hadronů [1]. Ve stejném roce identifikovali Giorgio Parisi a Nicola Cabibbo limitující Hagedornovu teplotu a teplotu fázového přechodu hadronicke hmoty na hmotu kvarkovou a načrtli první fázový diagram silně interagující hmoty [1]. Ten je až do dnešní doby intenzivně zkoumán a vylepšován. Schéma tohoto fázového diagramu je na Obr. 1.1. Je v něm vyznačen přechod mezi hadronovým plynem a kvark-gluonovým plazmatem.

Tuto silně interagující horkou hmotu pojmenoval v roce 1978 Edward Shuryak jako kvark-gluonové plazma (zkratka QGP – z anglického *quark-gluon plasma*). Pojmenování plazma vzešlo z analogie s klasickým plazmatem, kde jsou ionty a elektrony disociovány obdobně jako kvarky a gluony v QGP.

K prvnímu experimentálnímu potvrzení existence QGP došlo v roce 2000 na urychlovači (SPS – *Super Proton Synchrotron*) v CERN. Objev byl oznámen 10. února



Obrázek 1.1: První fázový diagram silně interagující hmoty prezentovaný v roce 1975 Cabibbem a Parisim. Čára rozděluje dvojdimenzionální prostor teploty T a baryochemického potenciálu μ_B . Pro body pod křivkou tvoří hmotu hadrony, pro body nad křivkou dekonfinované kvarky a gluony. Převzato z Ref. [1].

s tvrzením „Existují nové přesvědčivé důkazy o vytvoření nového stavu hmoty s hustotami zhruba dvacetkrát většími než v centru atomového jádra a teplotami sto tisíckrát vyššími než ve středu Slunce.“ [2]. K jednoznačnému potvrzení existence hmoty s novými vlastnostmi však došlo až na Relativistickém urychlovači těžkých jader (RHIC – *Relativistic Heavy Ion Collider*) v Brookhavenské národní laboratoři (BNL – *Brookhaven National Laboratory*). Dnes zkoumáme QGP hlavně na Velkém hadronovém urychlovači (LHC – *Large Hadron Collider*) v Evropské organizaci pro jaderný výzkum (CERN – *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) a na již zmíněném Relativistickém urychlovači těžkých jader.

1.2 Standardní model

Pro popis nejmenších částic, které tvoří veškerou hmotu, a jejich vzájemných interakcí využíváme doposud nejlepší souhrnnou teorii nazývanou Standardní model, který vznikl v sedmdesátých letech minulého století. Standardní model je založen na kvantové teorii pole, která bere v potaz dříve vzniklou kvantovou mechaniku i speciální teorii relativity.

Nám známá hmota ve Vesmíru je tvořena atomy, které jsou roztřizeny v periodické tabulce prvků. Každý atom se skládá z jádra a elektronového obalu, kde jádro tvoří protony a neutrony, souhrně nazývané nukleony. Elektrony e jsou ele-

mentárnými částicemi a nemají vnitřní strukturu. Řadíme je mezi leptony a elektron společně s elektronovým neutrinem ν_e tvoří první generaci leptonů. Druhou generaci tvoří mion μ a mionové neutrino ν_μ a třetí tauon τ a tauonové neutrino ν_τ . Elektron, mion i tauon mají elektrický náboj -1 a neutrina mají elektrický náboj neutrální. Standardní model předpokládá nulovou hmotnost neutrin, avšak experimentálně byl dokázán opak z oscilací neutrin [3]. Nejnovější měření hmotnosti neutrin pocházejí z experimentu KATRIN (*Karlsruhe Tritium Neutrino experiment*) v Německu z roku 2019, kde experimentálně a nezávisle na modelech určili horní hranici hmotnosti neutrina na $1,1 \text{ eV}/c^2$ [4].

Stejně jako leptony i kvarky řadíme do tří generací. První generaci tvoří u (*up* – nahoru, el. náboj $+2/3$) a d (*down* – dolů, el. náboj $-1/3$). Proton se skládá ze dvou kvarků u a jednoho d , neutron ze dvou kvarků d a jednoho kvarku u . Kromě těchto valenčních kvarků jsou hadrony (například proton) tvořeny ještě kvarky mořskými² a gluony. Druhou generaci kvarků tvoří c (*charm* – půvabný, el. náboj $2/3$) a s (*strange* – podivný, el. náboj $-1/3$) a třetí t (*top, truth* – svrchní, pravdivý, el. náboj $2/3$) a b (*bottom, beauty* – spodní, krásný, el. náboj $-1/3$). Kvarky a leptony dohromady nazýváme fermiony a mají poločíselný spin – poločíselné násobky redukované Planckovy konstanty $\hbar = 1,05457 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ [5]. Druhou kategorii tvoří bosony, které mají spin celočíselný.

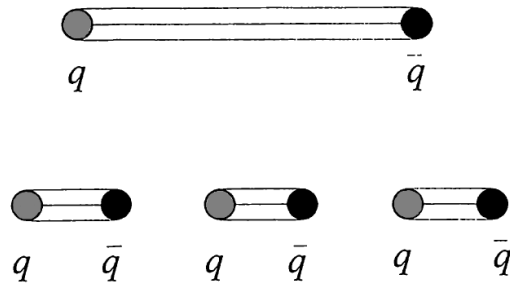
Jak již bylo zmíněno, kvarky jsou základními stavebními kameny hadronů. Ty dělíme na dva druhy – baryony a mezony. Baryony jsou tvořeny třemi kvarky a řadí se mezi ně například protony a neutrony. Mezony jsou tvořeny dvěma kvarky, a to párem kvark-antikvark $q\bar{q}$, příkladem je například D^0 , což je vázaný stav $c\bar{u}$.

Za standardních podmínek, které se vyskytují kolem nás (nízké hustoty energie), se kvarky nemohou vyskytovat samostatně a jsou vždy vázány v hadronech. Tento efekt nazýváme uvěznění a můžeme si jej představit jako pružinu, na jejímž konci jsou kvarky. Pokud jsou kvarky odtáhnuty příliš od sebe, velká energie uložená v napnuté pružině zapříčiní rozbití na menší části a kvarky vzniklé z pružiny následně vytvoří nové hadrony. Situace je ilustrována na Obr. 1.2.

Kvarky jsou děleny podle jejich základní vlastnosti, která se jmenuje vůně (např. půvabný, krásný, nahoru). Každý kvark navíc nese barevný náboj (R – *red*, G – *green*, B – *blue*), což je další stupeň volnosti. Hadrony mají vždy barevný náboj neutrální. Hadron nazveme těžkým, pokud obsahuje alespoň jeden těžký kvark (c, b). Zpravidla je nejsme schopni na urychlovačích částic detekovat přímo, protože se kvůli své krátké době života rozpadnou dříve než doletí do detektoru, a tedy studujeme jejich

¹Náboj je vždy uváděn jako násobek elementárního náboje $e = 1,602176634 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ [5]

²Mořské kvarky tvoří virtuální kvark-antikvarkové páry, které mohou vzniknout při dělení gluonu z barevného pole hadronu. Opačným jevem je jejich anihilace, při které vznikne gluon.



Obrázek 1.2: Schematický pohled na princip uvěznění. Barevná struna mezi oddělujícím se párem $q\bar{q}$ se napíná, dokud zvyšující se potenciální energie není dostatečně velká k vytvoření dalšího $q\bar{q}$ páru. Tímto způsobem může být vytvořeno více těchto párů, což může vést v konečném stavu k utvoření spršek hadronů. Převzato z Ref. [1].

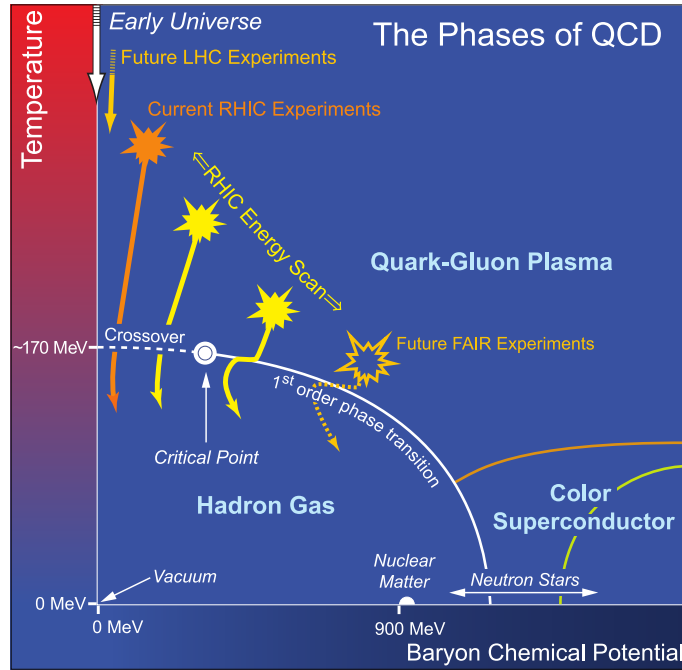
produkty, které tvoří leptony a lehké kvarky (u, d, s).

Ve Vesmíru působí čtyři základní druhy interakce, z nichž pouze tři jsou ve Standardním modelu zaneseny. První interakcí je elektromagnetická, kterou zprostředkovávají nehmotné fotony, které mají nulový elektrický náboj a spin 1. Elektromagnetická interakce má nekonečný dosah a popisuje ji kvantová elektrodynamika (QED). Druhým typem interakce je silná, kterou zprostředkovává osm druhů gluonů, které jsou stejně jako foton nehmotné a s nulovým elektrickým nábojem, avšak nesou barevný náboj. Silnou interakci popisuje kvantová chromodynamika (QCD). Silná interakce působí pouze na částice, které nesou barevný náboj, je krátkodosahová a v relativním porovnání s ostatními i silnější (avšak pouze na velmi krátkou vzdálenost). Třetím druhem je slabá interakce, kterou zprostředkovávají W^\pm a Z^0 bosony. Podle znaménka mají W elektrický náboj $+1$ nebo -1 , Z má nulový náboj. Hmotnost W je $m_W = 80,379 \pm 0,012 \text{ GeV}/c^2$ a hmotnost Z $m_Z = 91,1876 \pm 0,0021 \text{ GeV}/c^2$ [6]. Interakcí, která není zanesena ve Standardním modelu je gravitační. Očekává se, že je zprostředkována gravitonem, což však nebylo doposud experimentálně dokázáno. Její dosah je stejně jako dosah elektromagnetické interakce nekonečný.

Posledním přírůstkem Standardního modelu byl Higgsův boson, který v roce 1964 předpověděl Peter Higgs, ale experimentálně byl objeven v roce 2012 experimenty ATLAS³ a CMS⁴ na LHC [7, 8]. Jeho hmotnost je $m_H = 129,09 \pm 0,11 \text{ GeV}/c^2$ [6], nemá barevný ani elektrický náboj a takřka okamžitě se kvůli své vysoké hmotnosti rozpadá na lehčí komponenty. V kvantové mechanice jsou úzce propojeny pojmy částice a pole, jelikož na částice můžeme pohlížet jako na excitaci příslušného pole. Higgs (ve stejné době publikovali obdobné myšlenky i další vědci, například

³Toroidální aparát na LHC (*A Toroidal LHC Apparatus*)

⁴Kompaktní mionový solenoid (*Compact Muon Solenoid*)



Obrázek 1.3: Schematický fázový diagram silně interagující hmoty vyjádřen jako závislost teploty T na baryochemickém potenciálu μ_B . Převzato z Ref. [11].

François Englert⁵⁾ předpověděl pole, které vyplňuje celý prostor okolo nás a uděluje některým částicím hmotnost. Při udělení hmotnosti dojde k narušení kalibrační symetrie a elektroslabá interakce se rozštěpí na elektromagnetickou a slabou. Princip narušení slabé interakce pomohl vysvětlit nenulovou hmotnost bosonů Z a W , z předchozích teorií totiž vycházela jejich hmotnost nulová (stejně jako u fotonu), což se experimentálně ukázalo jako nepravda. Později bylo zjištěno, že toto pole lze využít i k vysvětlení hmotností kvarků a leptonů.

1.3 Kvark-gluonové plazma

Jak již bylo zmíněno, kvarky se za standardních podmínek, které známe z každodenního světa kolem nás, nemohou vyskytovat volně a jsou pouze vázané v hadronech. V extrémních podmínkách – velmi vysoká teplota > 150 MeV [9] nebo vysoká hustota energie > 2 GeV/fm³ [9], hadrony disociují a mluvíme o dekonfinovaných kvarcích. Tento horký a hustý stav, kvark-gluonové plazma, se nacházel ve velmi rané fázi Vesmíru ~ 10 μ s po Velkém třesku [10] a očekáváme jej v jádrech neutronových hvězd.

Přechod mezi hadronovým plynem a QGP popisuje kvantová chromodynamika.

⁵⁾Higgs a Englert obdrželi za předpověď Higgsova bosonu v roce 2013 Nobelovu cenu

Schematický fázový diagram je na Obr. 1.3. Na ose x vidíme baryochemický potenciál μ_B , což je veličina, která popisuje, jaké množství energie je nutné k přidání jednoho baryonu do systému. Na ose y je teplota T . Kritický bod je zde vyznačen na $T_c = 170$ MeV. Spojitou čarou je vyznačen fázový přechod prvního druhu. Při hranici baryochemického potenciálu přibližně $\mu_B < 350$ MeV a dostatečně vysoké teplotě (na úrovni kritické teploty T_c), mluvíme o tzv. crossover, což je velice rychlý fázový přechod, na obrázku vyznačen přerušovanou čarou. Na obrázku jsou ještě označeny body, jejichž hodnot se dosahuje na LHC a RHIC. O oblasti vysokého baryochemického potenciálu a nízké teploty předpokládáme, že se nachází v neutronových hvězdách a že by mohla být v analogii s klasickými supravodiči barevně supravodivá. Experimentálně však nejsme zatím schopni těchto hodnot dosáhnout.

Studiem fázového diagramu se zabývá druhá fáze RHIC Beam Energy Scan (BES II) stejně jako se jím dříve zabývala BES I. Mezi cíle tohoto programu patřily: hledání očekávaného fázového přechodu prvního řádu mezi fázemi hadronového plynu a QGP (slibnou pozorovatelnou pro tento jev se stal přímý tok), hledání kritického bodu či hledání obnovení chirální symetrie [12].

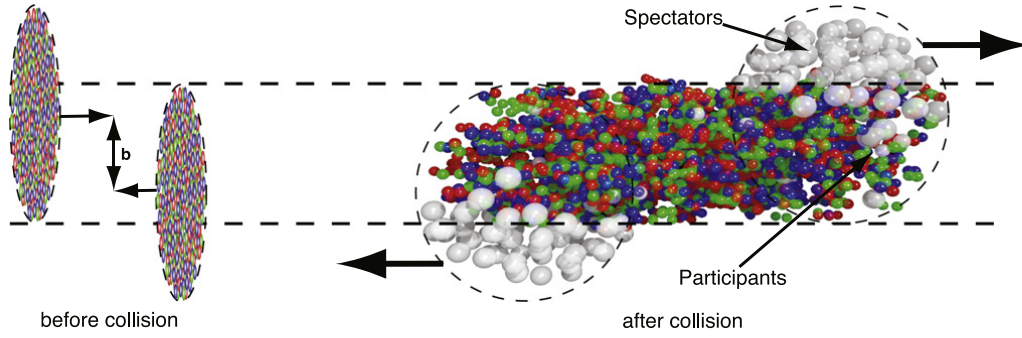
1.4 Základní slovník pojmů a veličin používaných při srážkách těžkých jader

I když kolize těžkých jader při vysoké energii není ani zdaleka triviální věc k pochopení, používají se často k jejímu popisu jednoduché geometrické koncepty. Pokud předpokládáme, že se všechny nukleony v jádře pohybují před srážkou po rovnoběžných rovných trajektoriích, nazveme nukleony, které ve srážce s jinými nukleony neinteragují, pozorovateli a ty, které interagují, participanty nebo účastníky, viz Obr. 1.4.

Veličinou důležitou při popisu srážek je **multiplicita**, která popisuje počet částic vyprodukovaných ve srážce.

Dvoudimenzionální vektor spojující středy srážejících se jader v momentě srážky nazýváme **srážkový vektor** a jeho délku **srážkový parametr** b . Srážkový parametr je blízce spjat s počtem účastníků a pozorovatelů, ale neumíme jej přímo experimentálně měřit. Je vhodné ve srážce zavést i souřadný systém. Osa z je rovnoběžná s letem svazku v urychlovači a osa x je určena směrem srážkového vektoru. Tyto dvě osy udávají u dané srážky tzv. **reakční rovinu**.

Se srážkovým parametrem blízce souvisí pojem **centralita srážky**. Ta má výhodu, že jsme schopni ji vypočítat z experimentálně naměřených drah a energií



Obrázek 1.4: Schematické zobrazení srážky dvou těžkých jader se srážkovým parametrem b před srážkou (vlevo) a po srážce (vpravo). Oddělení jsou účastníci (*participants*) a pozorovatelé (*spectators*). Převzato z Ref. [13].

částic. Centrální srážkou nazveme takovou kolizi, která má nízký srážkový parametr b . V případě ultra-relativistických srážek je možné centralitu definovat pomocí percentilu srážek s nejvyšší multiplicitou, neboli nejvyšším počtem účastníků. Takto můžeme srážky rozdělit do tříd podle centrality. V oblasti 0–10 % hovoříme o centrálních srážkách, pro vyšší centrality máme srážky semicentrální a v oblasti 70–80 % hovoříme o periferních srážkách ($b \gg 0$, ale stále platí, že je srážkový parametr menší než součet poloměrů srážejících se jader R_1 a R_2). S rostoucí třídou centrality klesá počet účastníků a roste srážkový parametr. Znázornění centrality je načrtnuto na Obr. 1.5.

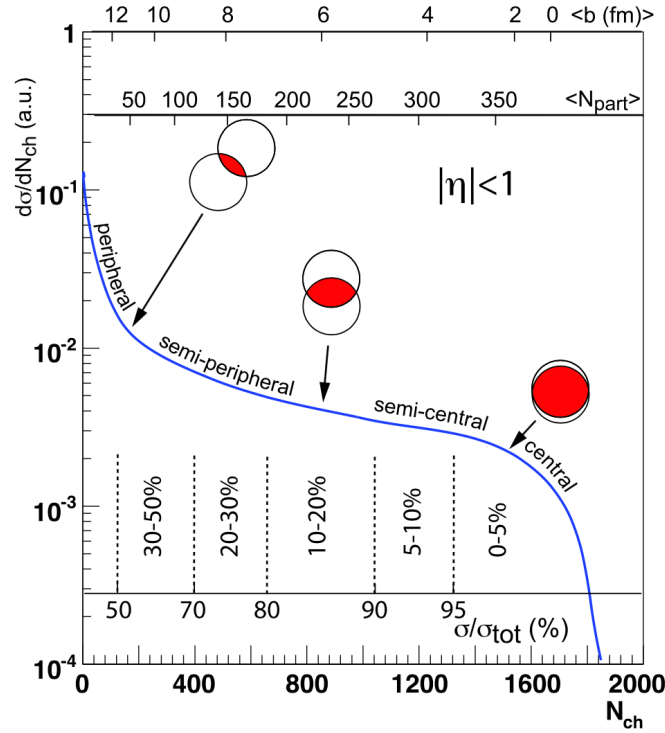
Veličinou používanou k popisu pravděpodobnosti reakce za daných podmínek je **účinný průřez** (*cross section*) σ . Geometricky můžeme pro terčíkovou srážku s dostatečně tenkým a řídkým terčíkem a řídkým svazkem o vysoké energii diferenciální účinný průřez zapsat jako

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN}{d\Omega}(\theta, \psi) \frac{1}{NSln}, \quad (1.1)$$

kde N je počet vyprodukovaných částic, n je hustota částic v terčíku o ploše S a tloušťce l , Ω je prostorový úhel, θ je polární úhel rozptylu a ψ je azimutální úhel. Součin $NSln$ udává, kolik částic ze svazku dopadlo na plochu S za dobu t a ke kolika srážkám s částicemi v terči mohlo dojít. Pokud označíme $N_1/S = N$ a $N_2 = Sln$, dostaneme symetrickou formuli pro počet interakcí za vteřinu R (*interaction rate – četnost interakcí*), kterou můžeme použít i pro případ vstřícných svazků

$$R = f \frac{N_1 N_2}{S} \sigma(\theta, \psi) = L\sigma(\theta, \psi), \quad (1.2)$$

kde f je frekvence srážejících se svazků, N_1 a N_2 jsou počty částic v obou svazcích a veličinu L nazýváme luminozita, která je vlastností urychlovače. Lze říci, že je to schopnost dodat určitý počet srážek za sekundu. Zavádíme i **integrovanou**



Obrázek 1.5: Schéma zobrazující definici centrality v závislosti na multiplicitě a její korelaci se srážkovým parametrem b a počtem účastníků N_{part} . Převzato z Ref. [14].

luminozitu \mathcal{L} vztahem

$$\mathcal{L} = \int_{t_1}^{t_2} L dt, \quad (1.3)$$

která udává celkovou luminozitu za časový interval.

Kvantově-mechanicky chápeme účinný průřez jako pravděpodobnost přechodu z jednoho kvantově-mechanického stavu do druhého.

Při definování ultra-relativistických veličin se můžeme setkat s jejich vyjádřením v soustavě přirozených jednotek. V této soustavě uvažujeme, že rychlost světla c^6 , redukovaná Planckova konstanta \hbar a Boltzmannova konstanta k_B jsou rovny jedné $c = \hbar = k_B$, a tedy nám ze všech vztahů tyto konstanty vymizí. Například z okřídlené formule $E = mc^2$, zůstane pouze $E = m$, a tak často dochází k zaměňování veličin energie a hmotnost.

Významnou roli při popisu vlastností částic v ultra-relativistických srážkách hraje hybnost \vec{p} , která však není Lorentzovsky invariantní. Proto zavádíme veličinu **příčná hybnost** p_T , případně pouze její velikost danou vztahem (osa z je rovnoběžná se svazkem částic)

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (1.4)$$

⁶ $c = 299\,792\,458 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ [5]

kde p_x a p_y jsou první a druhá složka vektoru hybnosti. Příčná hybnost je Lorentzovsky invariantní. Obdobně můžeme zavést i **příčnou hmotnost**

$$m_T = \sqrt{m^2 + \frac{p_T^2}{c^2}}, \quad (1.5)$$

kde m je hmotnost částice, p_T její příčná hybnost a c rychlost světla.

Bjorkenova proměnná nebo také Bjorkenovo x byla zavedena při studiu vysokoenergetických rozptylů leptonů na hadronech. Dnes se používá například při studiu hluboce nepružného rozptylu (DIS – *deep inelastic scattering*) nebo při popisu produkce částic v hadronových rozptylech při vysokých energiích. Bráno v těžiškové soustavě je Bjorkenovo x rovno podílu celkové hybnosti hadronu, kterou nese daný parton. Používá se i jako proměnná pro popis struktury hadronu. Ta udává pravděpodobnost, že při srážce při dané škále Q^2 nalezneme v hadronu kvark o hybnosti xp . S rostoucím Q^2 se více projevují jednotlivé kvarky namísto celého hadronu, proto je Q^2 „rozlišení“ srážky. Bjorkenovo x definujeme jako

$$x_B = x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}, \quad (1.6)$$

kde $Q^2 = -q^2$ je přenesená čtyřhybnost, p je čtyřhybnost nalétávající částice a q je čtyřhybnost částice, která zprostředkovává přenos hybnosti. Bjorkenova proměnná nabývá hodnot v intervalu $(0;1)$.

Při srážkách těžkých iontů dosahují srážející se objekty téměř rychlosti světla, a tedy se musíme potýkat s relativistickými jevy. Je proto výhodné zavést veličinu **rapidita** y , která je aditivní při Lorentzových transformacích. Je definována jako

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right), \quad (1.7)$$

kde E je energie částice⁷, p_z je podélná hybnost a c rychlost světla.

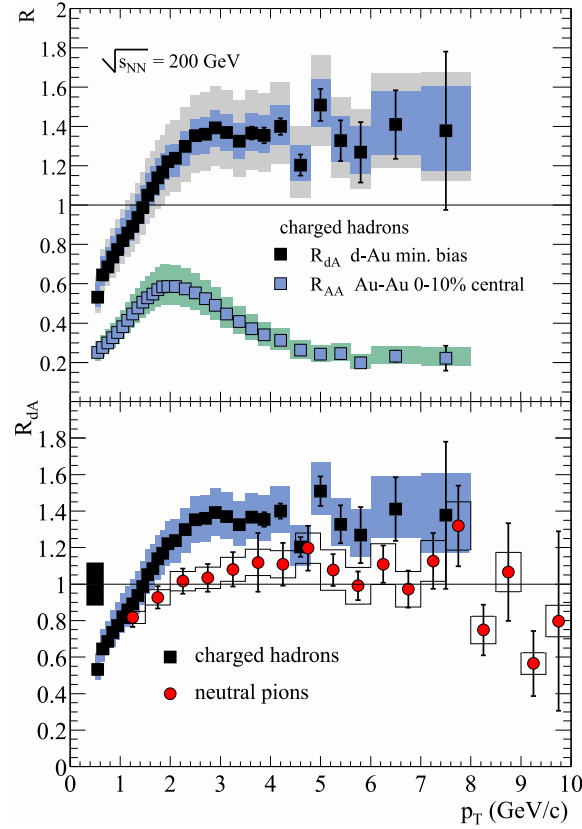
Rapiditu je však obtížné měřit přímo a proto je zavedena **pseudorapidita** η vztahem

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}, \quad (1.8)$$

kde θ je úhel mezi původním směrem částice a novým směrem, jinak nazývaný rozptylový úhel. Při energii jdoucí k nekonečnu konverguje pseudorapidita k rapiditě a rovněž ji v přirozených jednotkách můžeme vyjádřit pomocí vztahu

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right). \quad (1.9)$$

⁷Pro energii používáme relativistický vztah $E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}$, kde m a \vec{p} jsou hmotnost a hybnost částice a c je rychlost světla



Obrázek 1.6: Nahoře: Jaderný modifikační faktor R_{dA} pro $(h^+ + h^-)/2$ v d+Au srážkách s minimální závislostí výběru dat (*minimum bias*) v porovnání s R_{AA} v Au+Au nejvíce centrálních srážkách (0–10 %). Dole: Porovnání R_{dA} pro $(h^+ + h^-)/2$ a průměr měření π^0 v d+Au srážkách. Převzato z Ref. [15].

Energií srážky \sqrt{s} rozumíme celkovou energii v těžištvé soustavě srážky. Pokud srážíme stejná jádra, můžeme energii srážky vyjádřit jako

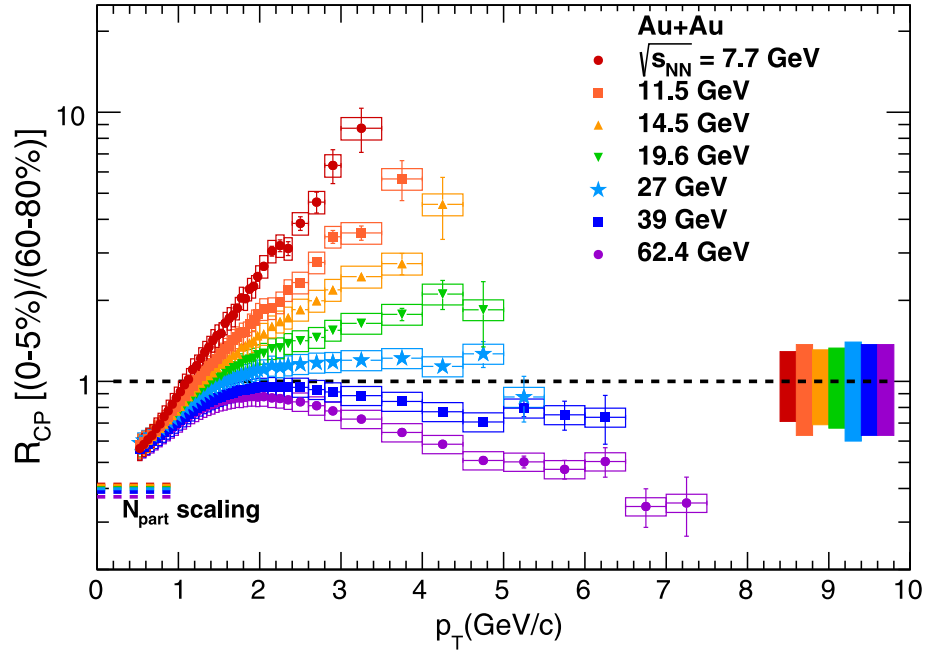
$$\sqrt{s} = A\sqrt{s_{NN}}, \quad (1.10)$$

kde A je protonové číslo srážejícího se jádra a $\sqrt{s_{NN}}$ je energie srážky vztažená na jeden nukleon-nukleonový pár. V ultra-relativistických srážkách těžkých iontů je energie srážky na nukleon mnohem vyšší než hmotnost nukleonu (bráno v těžištvé soustavě).

Pro porovnání produkce částic vzniklých ve srážkách jader (AA), protonů (pp) nebo protonů (případně deutronů) a jader (pA, resp. dA), zavádíme **jaderný modifikační faktor** R_{AA} jako

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{bin} \rangle} \frac{\frac{dN}{dp_T}|_{AA}}{\frac{dN}{dp_T}|_{pp}}, \quad (1.11)$$

kde $\langle N_{bin} \rangle$ je počet binárních srážek ve srážce dvou jader vypočtený pomocí Glauberova modelu, $\frac{dN}{dp_T}|_{AA}$, resp. $\frac{dN}{dp_T}|_{pp}$ je **výtěžek** neboli počet vyprodukovaných částic

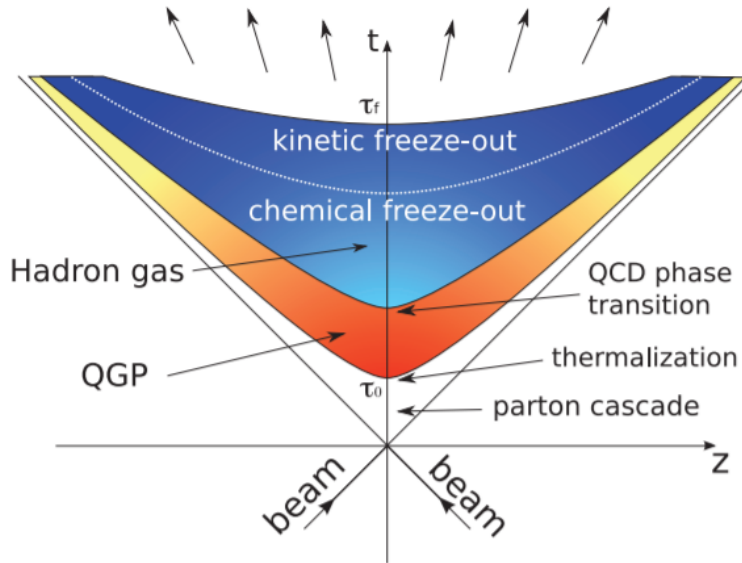


Obrázek 1.7: Závislost R_{CP} na příčné hybnosti p_T a energii srážky $\sqrt{s_{NN}}$ ze srážek Au+Au při RHIC Beam Energy Scan. Převzato z Ref. [16].

N v závislosti na příčné hybnosti p_T v jádro-jaderné srážce (AA), resp. proton-protonové srážce (pp). Pokud bychom chtěli porovnat výtěžek v proton-jaderné srážce, stačí ve vzorci 1.11 nahradit výtěžek A+A srážky za p+A.

Ukázku měření jaderného modifikačního faktoru z detektoru PHENIX při energii srážky $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV o centralitě 0–10 % můžeme vidět na Obr. 1.6. Tento výsledek ukazuje, že ve srážkách zlato+zlato není jaderný modifikační faktor roven jedné, a tedy pozorujeme potlačení produkce částic na jednu binární srážku v porovnání se srážkami proton+proton. „Kopeček“, který vidíme na výsledku z měření R_{AA} v oblasti příčné hybnosti okolo 2 GeV/c, by mohl být způsoben efektem, jež nazýváme Croninův. Mohl by být přítomen i v d+A srážkách, v tomto měření to však nelze rozeznat. Jaderný modifikační faktor R_{AA} je v celé oblasti spektra hybnosti nižší než R_{dA} , tedy v jádro-jaderných srážkách dochází k potlačení výtěžku způsobenému přítomností jader oproti R_{dA} .

Pokud srovnáváme centrální a periferní jádro-jaderné srážky (jejich poměr), hovoříme o R_{CP} faktoru (*central to peripheral*). Příklad měření R_{CP} nabitých hadronů pro různé energie srážky a pro centralitu 0–5 % a 60–80 % z detektoru STAR na RHIC můžeme vidět na Obr. 1.7. Jedná se o jeden z výsledků programu BES I. Je vidět, že R_{CP} je nejnižší pro nejvyšší měřenou energii a zvyšuje se až po nejnižší studovanou energii. V oblasti příčné hybnosti okolo 2 GeV/c vidíme kopeček, který by mohl být způsoben kolektivními efekty a Croninovým efektem, u kterého se zdá, že více dominuje pro nižší energie. Pro energie vyšší než $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV je R_{CP}



Obrázek 1.8: Schéma časoprostorového vývoje QGP. Převzato z Ref. [17].

menší než 1. Pro energie vyšší jsou obohacující efekty dominantní.

1.5 Časový vývoj QGP

Při srážkách těžkých jader dochází ke mnohonásobným kolizím partonů, jejichž důsledkem je vznik horkého a hustého média tvořeného disociovanými kvarky a gluony. Pro popis vzniku tohoto stavu existuje několik různých přístupů, například strunové narušení QCD (*QCD string breaking*), QCD partonové kaskády (*QCD parton cascades*) nebo barevně-skleněný kondenzát (*colour glass condensate*), který evoluuje v glazma a následně kvark-gluonové plazma.

Ve strunovém pohledu procházejí jádra při srážce jedno druhým a při kolizích nukleonů dochází k vytvoření barevných strun. Ty si můžeme představit analogicky jako kvark-antikvarkové struny, viz Obr. 1.2, zde však máme pomyslné kvark-antikvarkové páry spojené barevným polem. Dále se struny rozpadnou a vytváří kvarky a gluony, případně přímo hadrony. Přerod strun na hadrony popisujeme Monte-Carlo simulacemi, které vychází z Lundova modelu.

Partonový kaskádový model je založen na poruchové kvantové chromodynamice. Na srážející se jádra pohlížíme jako na mraky kvarků a gluonů, které procházejí skrz sebe. Vícenásobné tvrdé rozptyly a také gluonové vyzařování produkují velkou energii a hustotu entropie.

Strunový pohled i partonové kaskády mají své problémy a limitace. Myšlenka

strun nefunguje při vysokých energiích, protože struny se začnou překrývat a nelze na ně pohlížet jako na nezávislé objekty. Partonový přístup zase nefunguje při nízkých energiích, kde partonové rozptyly nemůžeme popsat poruchovou teorií.

Barevně-skleněný kondenzát je stav hmoty, ve kterém převládají vysokoenergetické rozptyly silně interagující hmoty. Myšlenka tohoto kondenzátu vznikla při analýze dat z urychlovače HERA⁸, kdy se ukazovalo, že hustota gluonů rostla s klesajícím x [18]. Nicméně gluony se musí „vejít“ do hadronu, a tedy musí v jeden moment dojít k nasycení – saturaci. S rostoucí energií se objevuje stále více gluonů, ale jejich rozměr je menší. Gluony s nízkým x jsou namačkané blízko u sebe a z toho důvodu je jejich interakční síla nižší. Tento slabě vázaný systém gluonů nazýváme barevně-skleněným kondenzátem. Ihned po kolizi se vytvoří podélné elektrické a magnetické pole a tento stav nazýváme glazma. Glazmové pole se rozpadá za vyzařování gluonů. Touto cestou je vytvořeno QGP.

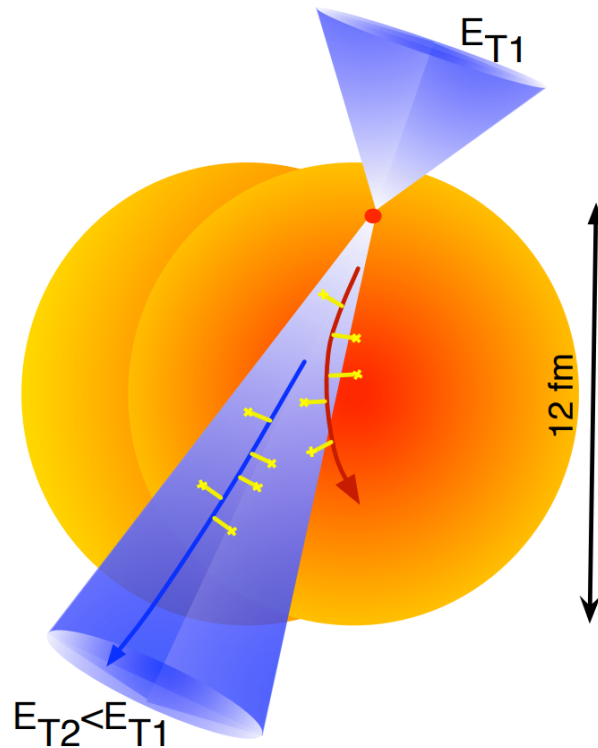
Jádra, která proti sobě letí téměř rychlostí světla, podléhají Lorentzovské kontrakci délek a namísto sférického tvaru mají spíše tvar tenkých disků. V místě srážky vzniká velice horká ohnivá koule (*fireball*), která je vysoce nestabilní. Ve velmi krátkém okamžiku (1 fm/ c) nastává proces, který nazýváme termalizace, a po něm dochází ke vzniku kvark-gluonového plazmatu. To expanduje až do dosažení kritické teploty T_c , kdy dojde k hadronizaci, neboli vytvoření hadronů z kvarků vzniklých ve srážce. Expanzi QGP může popsat hydrodynamickým modelem, kdy vzniklé plazma považujeme za ideální kapalinu. Poté dochází k chemickému vymrznutí (*freeze-out*), což znamená, že se zastaví nepružné srážky mezi částicemi hmoty, tedy již nevznikají nové částice. Posledním procesem je termální nebo také kinetické vymrznutí. Během tohoto stádia dochází k evoluci hmoty, že spolu hadrony prakticky přestávají interagovat. Jinými slovy se jedná o přerod od silně vázaného systému ke slabě vázanému. Vzniklé částice následně detekujeme pomocí detektorů. Časoprostorový vývoj QGP je načrtnut na Obr. 1.8.

1.6 Projevy QGP

Kvark-gluonové plazma nejsme schopni pozorovat přímo, nýbrž k jeho detekci a popisu pozorujeme a používáme některé jeho vlastnosti a projevy.

Teplotu QGP můžeme studovat pomocí kvarkónií neboli mezonů, které jsou tvořeny párem těžký kvark (c, b) a příslušný antikvark (\bar{c}, \bar{b}). Příklady kvarkónií jsou J/ψ ($c\bar{c}$) nazývaný charmonium a Υ ($b\bar{b}$) nazývaný bottomonium. Kvarkónia mají

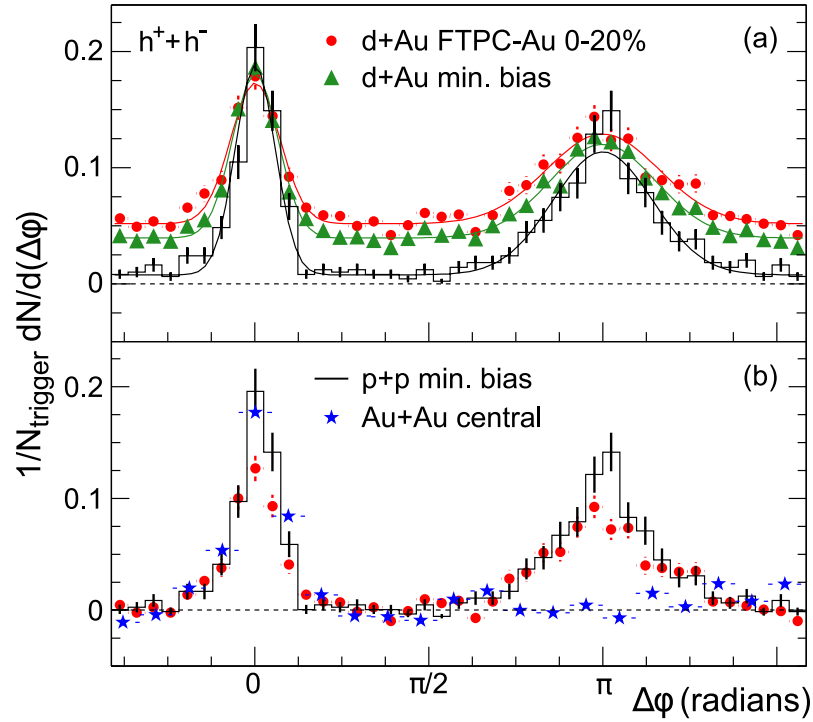
⁸ Hadron-elektronový kruhový urychlovač (*Hadron-Electron Ring Accelerator*), Hamburk, v provozu 1992-2007



Obrázek 1.9: Schematické znázornění produkce dvojjvýtrysku. Převzato z Ref. [20].

velkou vazebnou energii, a tedy i malý rozměr, což jim umožňuje přežít nad kritickou teplotou T_c v QGP a můžeme je použít jako sondy. Teplota, kdy dojde k „roztopení“ vazby mezi q a \bar{q} , se liší pro různá kvarkónia v závislosti na jejich poloměru. Pokud se oba kvarky v mezónu příliš vzdálí od sebe, zvětší se jeho poloměr a dochází ke stínění barevné vazby, což má důsledek, že dané kvarkónium zaniká [19]. Experimentálně sledujeme, které částice skrz médium projdou a dostaneme tak intervaly teploty, kterou má médium.

Dalším projevem, díky kterému QGP studujeme, je zhášení výtrysků (*jet quenching*). Výtrysk (*jet*) je sprška částic, která vznikla fragmentací z jednoho počátečního partonu s vysokou hybností. Výtrysky vznikají jak při proton-protonových srážkách, tak i při jádro-jaderných srážkách. V p+p srážce vznikají jednotky výtrysků, v A+A srážce je to řádově více. K výtrysku vzniká v důsledku zákonů zachování druhý párový výtrysk, který má opačnou orientaci. Tento pár nazveme dvojjvýtryskem (*dijet*). Schematické znázornění tvorby dvojjvýtrysku vidíme na Obr. 1.9. Tohoto efektu můžeme použít pro popis kvark-gluonového plazmatu, protože při jádro-jaderné srážce musí vzniklé výtrysky médiem projít a jsou jím ovlivněny. Výtrysky, které vznikají na okraji QGP a dále jím neprocházejí, mají vlastnosti velice podobné výtryskům vzniklým v p+p srážce. Dvojjvýtrysk vzniklý v tomto místě tedy nejlépe popíše vlastnosti horkého média. Nejsme však schopni pouze tyto dvojjvýtrysky při analýze dat vybírat. V detektoru pak vidíme oba výtrysky (někdy pouze

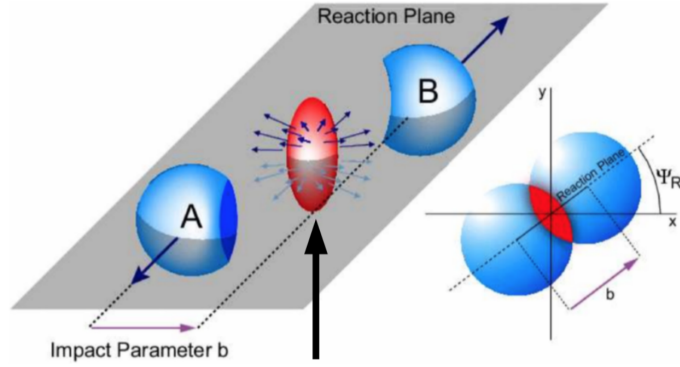


Obrázek 1.10: Dvoučásticová azimutální distribuce pro p+p a d+Au srážky s minimální závislostí výběru dat a centrální Au+Au srážky na detektoru STAR. Převzato z Ref. [21].

jeden) a podle toho, jak se liší popisujeme vlastnosti QGP.

Na Obr. 1.10 vidíme měření úhlové korelace nabitých hadronů, které funguje na obdobném principu. V horní části je srovnání p+p srážek, d+Au srážek s minimální závislostí výběru dat a d+Au srážek při centralitě 0–20 %. Pod veličinou N_{trigger} rozumíme počet částic o příčné hybnosti $4 < p_T < 6 \text{ GeV}/c$. Částice s takto vysokou příčnou hybností jsou charakteristické pro výtrysky. Srážky deuteron+zlato vykazují podobný kopeček v bližší (*near-side*) oblasti ($\Delta\phi = 0$) jako p+p srážky a Au+Au srážky. V opačné oblasti ($\Delta\phi = \pi$) jsou výsledky d+Au srovnatelné s p+p srážkami, které jsou typické pro produkci dvojvýtrysků. Na spodním panelu vidíme srovnání centrálních Au+Au, d+Au a p+p srážek. V bližší oblasti si drží všechna tři měření stejný trend, ale v opačné oblasti jsou hadrony z centrálních Au+Au srážek silně potlačeny. Toto potlačení je způsobené kvark-gluonovým plazmatem, které v centrálních srážkách vzniká a způsobí potlačení příčné hybnosti částic, které přes médium prošly.

Pokud se kolidující jádra srazí necentrálně, jejich oblast překryvu má tvar elipsoidu se špičatými vrcholy u vedlejší osy, schéma je na Obr. 1.11. Za těchto podmínek vzniká nerovnoměrné rozložení tlaků a v systému dochází k anizotropii, a tedy měřené vlastnosti závisí na směru. Tento jev můžeme popsat pomocí hydrody-



Obrázek 1.11: Prostorové schéma srážky těžkých jader. Převzato z Ref. [22].

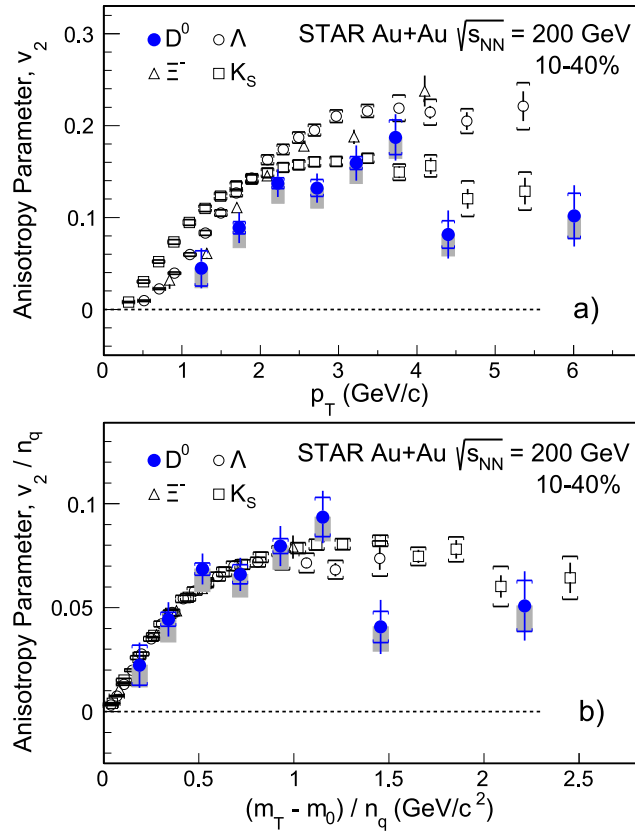
namického toku, jenž získáme Fourierovou analýzou rozdělení produkce částic

$$\frac{dN}{dyd^2p_T} = \frac{dN}{2\pi p_T dy dp_T} \left[1 + \sum_{k=1}^{\infty} 2v_k \cos(k(\psi_p - \Psi_{RP})) \right], \quad (1.12)$$

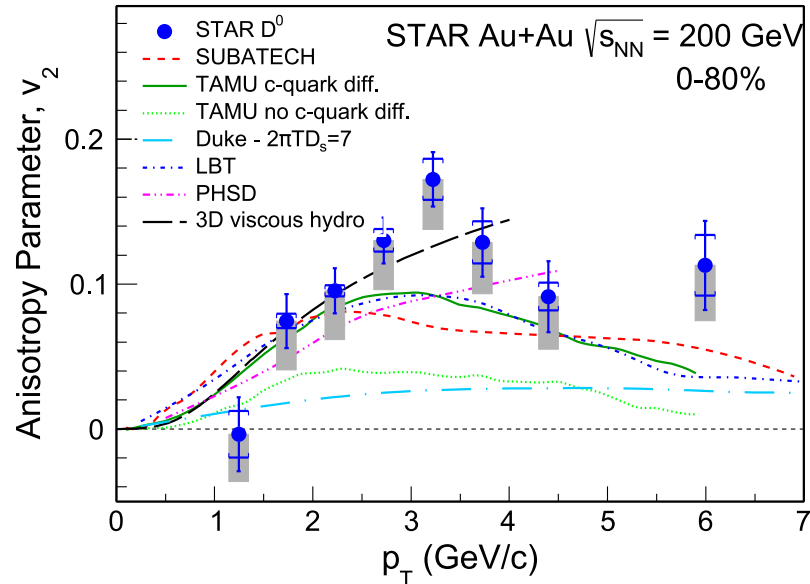
kde Ψ_{RP} je úhel reakční roviny vůči směru letu částice a ψ_p je azimutální úhel příčné hybnosti částice. Koeficienty v_k popisují anizotropii hybnosti a jsou závislé na rapiditě a příčné hybnosti $v_k = v_k(y, p_T)$. První Fourierův koeficient v_1 nazýváme přímý tok (*directed flow*) a v_2 eliptický tok (*elliptic flow*).

Příklad měření eliptického toku detektorem STAR při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV můžeme vidět na Obr. 1.12. Vidíme, že v oblasti příčné hybnosti < 2 GeV/c se eliptický tok shoduje pro všechny měřené částice, pro vyšší příčnou hybnost už vidíme rozdíly. V dolním panelu jsou data vztažena k počtu kvarků, které každá částice obsahuje, a vidíme výraznou shodu koeficientu v_2 pro všechny čtyři částice. Zároveň je vidět, že D^0 mezon si drží stejný trend jako lehké hadrony pro $(m_T - m_0)/n_q < 1$ GeV/c², což naznačuje, že půvabné kvarky podléhají stejnému toku jako lehké kvarky. Na Obr. 1.13 vidíme srovnání tohoto měření s různými hydrodynamickými modely. Eliptický tok vykazuje shodu s těmi modely, které popisují QGP jako ideální kapalinu.

QGP můžeme studovat i pomocí elektromagnetického záření. Při srážce jader mohou interakcí kvarků, případně gluonů nebo anihilací kvark-antikvarkového páru vzniknout fotony γ nebo dileptonové (elektron-pozitron e^-e^+ , mion-antimion $\mu^-\mu^+$) páry. Všechny tyto objekty podléhají pouze elektromagnetické interakci, a tedy nejsou pohybem v QGP ovlivněny. Při měření jejich spektra je možné pozorovat děje uvnitř kvark-gluonového plazmatu, případně co se dělo krátce po srážce. Bohužel fotony nevznikají pouze při těchto procesech, a tedy je nutné rozlišovat pozadí a záření, které nás zajímá.



Obrázek 1.12: (a) v_2 jako funkce p_T a (b) v_2/n_q jako funkce $(m_T - m_0)/n_q$ pro D^0 při centralitě 10–40 % v Au+Au srážkách ve srovnání s K_S^0 , Λ a Ξ^- . Převzato z Ref. [23].



Obrázek 1.13: Měření v_2 jako funkce p_T při centralitě 0–80 % ve srážkách Au+Au ve srovnání s modely. Převzato z Ref. [23].

Kapitola 2

Experiment STAR na urychlovači RHIC

2.1 Brookhavenská národní laboratoř

Brookhavenská národní laboratoř (BNL – *Brookhaven National Laboratory*) byla založena v roce 1947 z původního vojenského zařízení *U. S. Army's Camp Upton*. Rozkládá se na východním konci Long Islandu v Uptonu ve státě New York. Původním cílem zařízení bylo hledat mírové využití jaderné energie po druhé světové válce, nyní je však pole působnosti BNL mnohem širší. Na kolaboraci spolupracují vědci z celého světa a za dobu fungování laboratoře obdrželi sedm Nobelových cen a mnoho dalších významných ocenění.

Od roku 1950 byl v Brookhavenu v provozu první jaderný reaktor postavený po 2. světové válce – Brookhavenský grafitový výzkumný reaktor (*Brookhaven Graphite Research Reactor*) a zavřen byl v roce 1969 [24]. Mezi lety 1965 a 1999 byl v provozu Vysokotokový paprskový reaktor (*High Flux Beam Reactor*) [24]. Prvním reaktorem spuštěným k zdravotnímu výzkumu ve Spojených státech byl Brookhavenský lékařský výzkumný reaktor (*Brookhaven Medical Research Reactor*), který byl v provozu mezi lety 1959 a 2000 [24].

První urychlovač částic Cosmotron byl spuštěn v roce 1952 a fungoval až do roku 1966, kdy byl nahrazen Synchronem s proměnným gradientem (AGS – *Alternating Gradient Synchrotron*). Výzkumy prováděné na AGS vedly k zisku tří Nobelových cen (objev mionových neutrin, objev půvabného kvarku a narušení CP symetrie) [25]. AGS dnes slouží jako předurychlovač pro RHIC. V letech 1982–2014 fungoval Národní synchrotronní světelný zdroj (*National Synchrotron Light Source*), který urychloval elektrony téměř na rychlost světla a tím produkoval synchrotronní záření

celé škály vlnových délek. Toto záření bylo využíváno ke studiu materiálů v nanoškále a rovněž jejich magnetických vlastností a chemického složení. Využívání NSLS vedlo k zisku dvou Nobelových cen za chemii a to

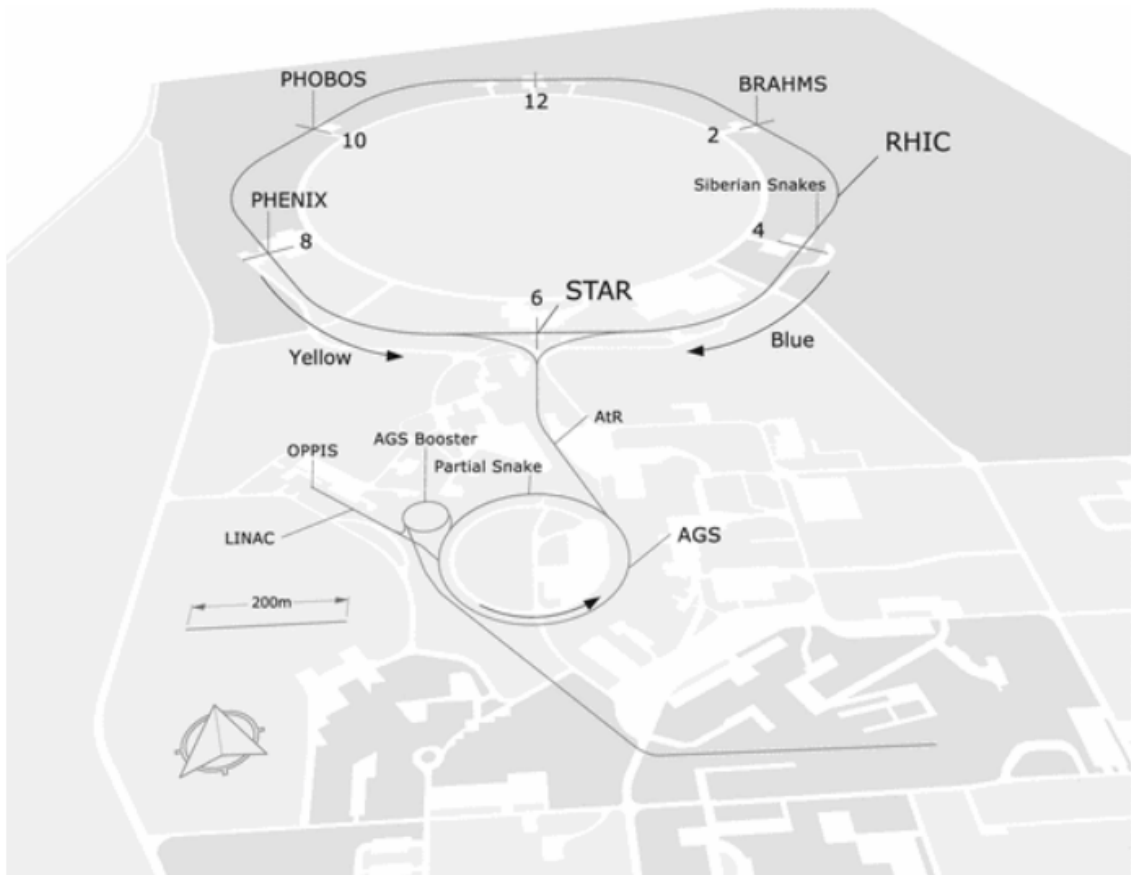
- 2003 – Roderick MacKinnon – *za strukturální a mechanistické studie iontových kanálů* [26],
- 2009 – Venkatraman Ramakrishnan a Thomas A. Steitz – *za studie o struktuře a funkci ribozomu* [26].

NSLS byl nahrazen Národním synchrotronním světelným zdrojem II. Budování Relativistického urychlovače těžkých jader započalo v roce 1991 a k prvnímu uvedení do provozu došlo v roce 2000. Tunel pro RHIC byl však vyhlouben již dříve pro projekt ISABELLE, který byl ale ukončen.

Dále se v BNL nachází Brookhavenský lineární izotopový zdroj (*Brookhaven Linac Isotope Producer*), což je vysokoenergetický urychlovač částic, který slouží k produkci radioizotopů, které se v medicíně využívají k diagnóze a léčbě rakoviny. Centrum pro funkční nanomateriály (*Center for Functional Nanomaterials*) se zabývá vývojem nanoelektrických součástek, nanofotoniky nebo medicínských zařízení. V areálu BNL je i Vesmírná radiační laboratoř (*Space Radiation Laboratory*), která spadá pod Národní úřad pro letectví a kosmonautiku (NASA – *National Aeronautic and Space Administration*) a zabývá se studiem efektů vesmírné radiace na buňky a tkáně.

Mezi držitele Nobelových cen za fyziku, kteří participovali v BNL patří:

- 1957 – Chen Ning Yang a Tsung-Dao (T.D.) Lee – *za jejich objevné výzkumy tak zvaných zákonů parity, které vedly k důležitým objevům ve fyzice elementárních částic* [26],
- 1976 – Samuel Chao Chung Ting – *za průkopnickou práci při objevu těžkých elementárních částic nového druhu* [26],
- 1980 – James Watson Cronin a Val Logsdon Fitch – *za objev narušení základních principů symetrie v rozpadu neutrálních K-mesonů* [26],
- 1988 – Leon M. Lederman, Melvin Schwartz a Jack Steinberger – *za neutrinovou paprskovou metodu a demonstraci dubletové struktury leptonů skrze objevení mionového neutrina* [26],
- 2002 – Raymond Davis Jr. – *za průkopnické příspěvky astrofyzice, především za detekci kosmických neutrin* [26].



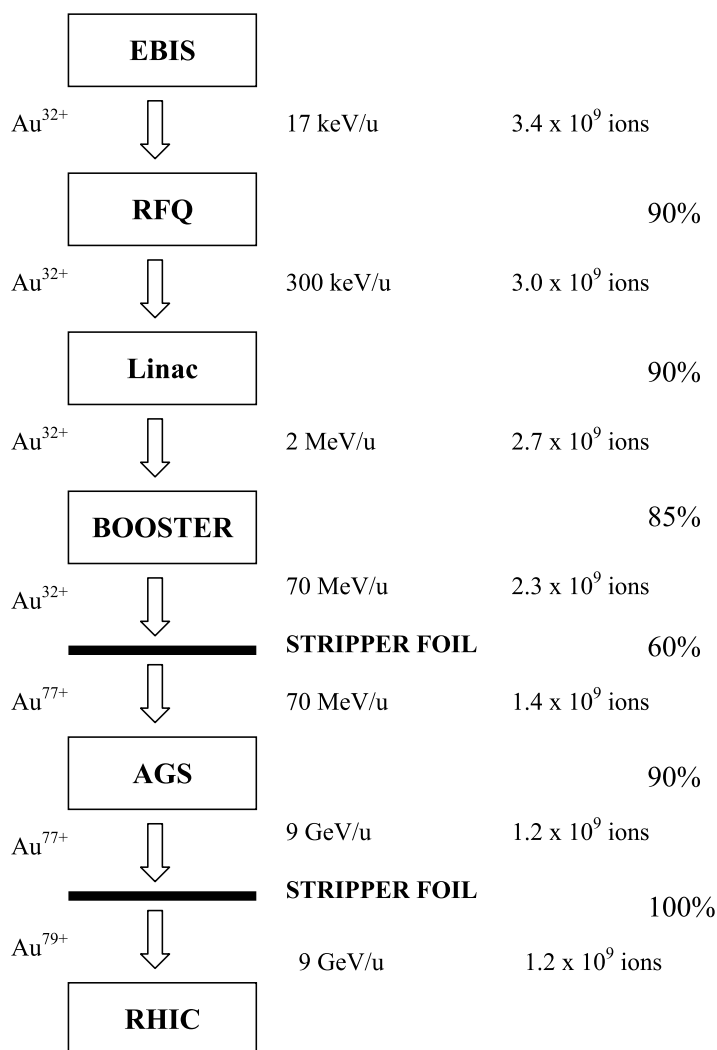
Obrázek 2.1: Schematický obrázek urychlovače RHIC a jeho předurychlovačů. Převzato z Ref. [27].

2.2 Urychlovač RHIC

Relativistický urychlovač těžkých jader (RHIC – *Relativistic Heavy Ion Collider*) je po LHC druhý největší srážecí na světě a je prvním a jediným urychlovačem, na kterém je možné srážet polarizované protony. Schéma RHIC i s jeho soustavou předurychlovačů je na Obr. 2.1. Urychlovač měří v obvodu 3 834 m (2,4 míle) [28], pro porovnání obvod LHC je 26 659 m [29].

Urychlovač byl spuštěn v roce 2000 a kladl si za cíl studium kvark-gluonového plazmatu ve srážkách těžkých jader. Dnes jsou sráženy především jádra zlata Au+Au při energii na nukleon $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Kromě zlata dochází i ke srážkám protonů, případně protonů nebo deutronů se zlatem. V průběhu fungování RHIC zde však byla urychlována i jádra mědi, uranu, hliníku nebo helia.

RHIC je kruhový tzv. *storage ring collider*, tedy částice v něm mohou cirkulovat dlouhou dobu, typicky několik hodin. Urychlovač je tvořen dvěma prstenci, ve kterých se částice pohybují v opačných směrech – modrý (ve směru hodinových ru-



Obrázek 2.2: Schéma kaskády předurychlovačů pro ionty zlata. Převzato z Ref. [30].

čiček) a žlutý (proti směru hodinových ručiček). Oba prstence se navzájem protínají v šesti místech a těmto místům říkáme interakční body. V interakčních bodech jsou umístěny experimenty.

Zdrojem částic pro urychlovač je v současnosti preinjektor Elektronový svazkový zdroj iontů (EBIS – *Electron Beam Ion Source*) s laserovým iontovým zdrojem zvaným LION, který se skládá z vysokoenergetického pulzního laseru s pevným terčem. Za EBIS následuje Radio-frekvenční kvadrupól (RFQ – *Radio Frequency Quadrupole*) a krátký lineární urychlovač Linac. Do roku 2012 byl zdrojem iontů a prvním preinjektorem Duto-katodový zdroj iontů (*Hollow Cathode Ion Source*) a dva Tandemové Van de Graafovy generátory. V současnosti jsou Van de Graafovy generátory používány například pro měření radiačních efektů NASA. Ve srovnání LION a EBIS s předchůdci – LION dovede měnit mezi různými druhy iontů velmi rychle, EBIS je umístěn mnohem blíže k následujícím zařízením a injekční energie a intenzita iontů

je vyšší [30].

Ionty mají náboj $+1$ po vyprodukovaní v LION a postupují do EBIS, kde dojde ke znásobení jejich náboje, a odcházejí odtud s energií $16,24 \text{ keV/u}$. Energie iontů je v RFQ zvýšena na $314,72 \text{ keV/u}$ a poté postupují do 4 metry dlouhého lineárního urychlovače, kde získají energii 2 MeV/u , což je požadovaná energie pro Booster. Booster je kruhový urychlovač s obvodem $201,78 \text{ m}$ [31] a částice tam získají energii 70 MeV/u a jsou urychleny na 37% rychlosti světla. Při opuštění tohoto předurychlovače získají ionty ztrátou elektronů elektrický náboj (v případě zlata $+77$) díky průchodu strhávací fólií. Ionty pokračují do AGS, který má oproti Boosteru čtyřnásobný obvod ($807,12 \text{ m}$ [31]) a získávají zde energii 10 MeV/u a rychlost $99,7 \%$ rychlosti světla. Dále už ionty pokračují do RHIC skrze trubici a další strhávací fólii, která z jádra odebere další dva elektrony. V RHIC získají ionty finální energii 100 GeV/u . Urychlování protonů probíhá stejně, pouze svoji cestu nezačínají v EBIS, ale v lineárním urychlovači LINAC. Celý tento proces je schematicky zobrazen na Obr. 2.2, kde jsou vypsané i jednotlivé energie, účinnosti a počet iontů v pulzu [30].

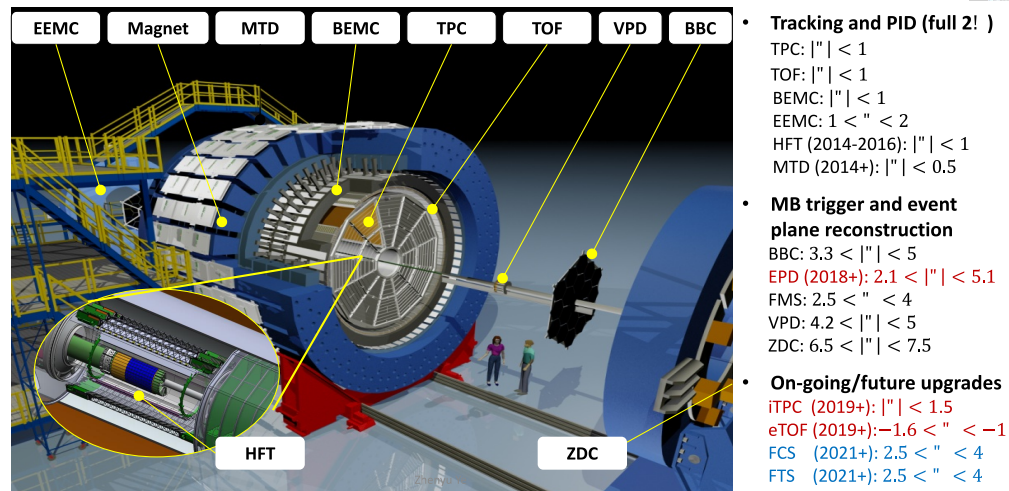
V minulosti na urychlovači fungovaly experimenty PHOBOS, BRAHMS a PHENIX, které ukončily činnost v roce 2005, resp. 2006, resp. 2016. BRAHMS (*Broad Range Hadron Magnetic Spectrometer*) měřil nabitě hadrony ke studiu silně excitované jaderné hmoty vzniklé ve srážkách těžkých jader a PHOBOS se soustředil na hledání „nové fyziky“. Experiment PHENIX (*Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment*) byl vytvořen k měření přímých sond ve srážkách těžkých jader, jako jsou fotony, elektrony nebo miony. V současnosti probíhá vývoj detektoru sPHENIX, který by měl být implementován v roce 2022 a následující rok by měl započít s nabíráním dat. Cílem tohoto experimentu bude studium výtrysků a těžkých kvarkónií. V současné době je jediným experimentem v provozu detektor STAR.

2.3 Experiment STAR

Detektor STAR (*Solenoidal Tracker At RHIC*) je pojmenován po solenoidálním magnetu, který funguje při pokojové teplotě a který obklopuje většinu podsystémů detektoru. Magnet může být používán buď při plné ($0,5 \text{ T}$), nebo poloviční ($0,25 \text{ T}$) síle. Celková hmotnost STAR je zhruba 1200 tun [25]. STAR byl vybudován s cílem studovat produkci a vlastnosti kvark-gluonového plazmatu. Detektor se skládá z několika poddetektorů, které mají každý jiné vlastnosti a cíle. STAR i se svými podsystémy je na Obr. 2.3.

V každé srážce těžkých jader je vyprodukováno několik tisíc částic, které má za úkol detektor změřit. Ne každý detektor má však dostatečně rychlou odezvu,

STAR Detector



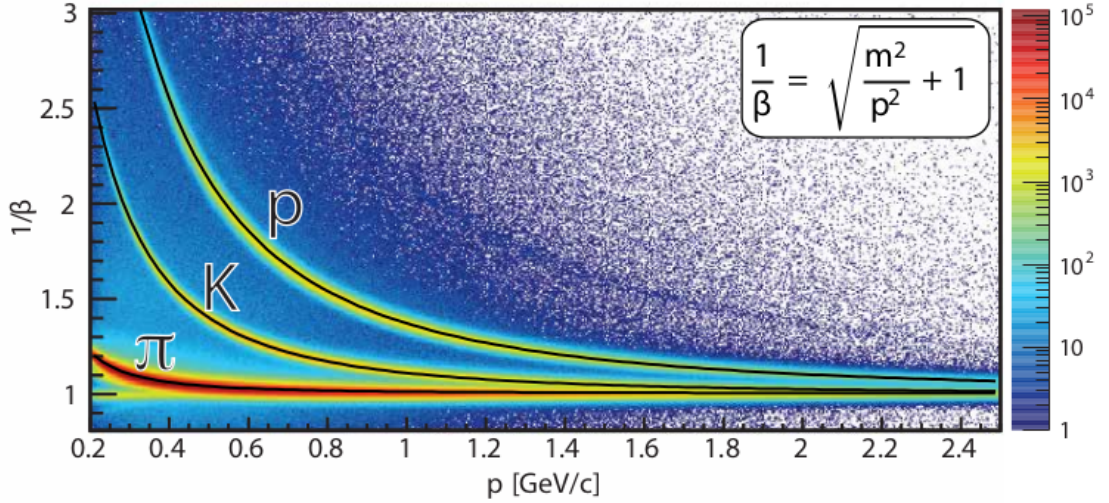
Obrázek 2.3: Jednotlivé poddetektory detektoru STAR. Převzato z Ref. [32].

a tak máme tzv. spouštěcí systémy (*trigger*), které velice rychle podle zadaných parametrů rozhodnou, zda bude daná událost zaznamenána, a teprve pokud projde přes spouštěč, zaznamená ji daný poddetektor.

Časově projekční komora (TPC – *Time Projection Chamber*) je hlavní sledovací systém na STAR. Zaznamenává dráhy nabitých částic a rovněž dovede díky zakřivení trajektorie určit jejich hybnost, protože nabité částice se v magnetickém poli pohybují po křivočaré trajektorii. Časově projekční komora je velký (délka 4,2 m, vnitřní poloměr 0,5 m a vnější poloměr 2 m) plynový detektor – složení plynu je z 90 % argon a 10 % methan [33]. Detektor pokrývá azimutální úhel od 0 do 2π a od vylepšení na iTPC pseudorapiditu $|\eta| \leq 1,5$.

TPC identifikuje částice v rozmezí hybností $100 \text{ MeV}/c - 1 \text{ GeV}/c$. Identifikace částic probíhá pomocí měření ionizační energie, kterou měřená částice v detektoru zanechá. Ta při průletu detektorem ionizuje molekuly plynu a vytváří elektron-iontové páry, které následně driftují k elektrodám, jež jsou umístěny na konci komory, a z nichž vyčítáme data. Ztráta energie je popsána pomocí Bethe-Blochovy formule. Postupně však došlo k jejímu zdokonalení a v současnosti se využívají tzv. Bichselovy křivky, které můžeme vidět na Obr. 2.4.

Při identifikaci částic srovnáváme očekávaná data s naměřenými hodnotami. Částici pak určíme podle toho, jak moc se naměřené hodnoty blíží či shodují s teoretickou předpovědí. Náboj a příčnou hybnost částice určíme pomocí zakřivení dráhy letu v tomto detektoru. Rozlišením normalizovaná odchylka ztráty energie dE/dx



Obrázek 2.4: Rozlišovací schopnost TOF. Převzato z Ref. [33].

od očekávaných hodnot je definována jako

$$n\sigma_X = \frac{1}{R} \ln \left(\frac{\langle \frac{dE}{dx} \rangle_n}{\langle \frac{dE}{dx} \rangle_X} \right), \quad (2.1)$$

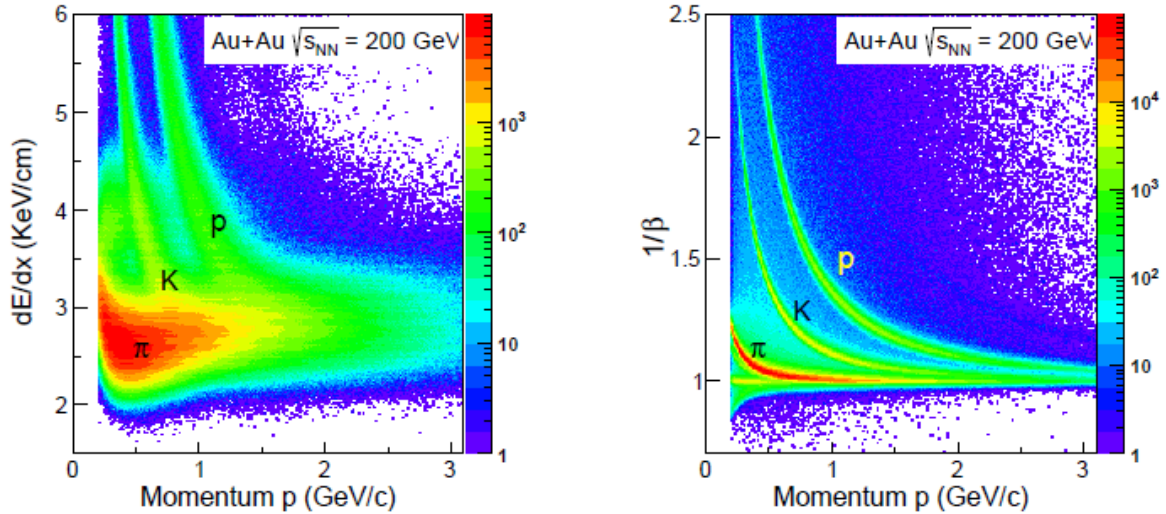
kde $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_n$ je naměřená hodnota ztráty ionizační energie, $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_X$ je očekávaná hodnota, X je měřená částice a R je rozlišení ($\sim 8\%$). Právě pomocí této odchylky poměříme očekávané a naměřené hodnoty a tím rozlišujeme částice.

Detektor doby letu (TOF – *Time Of Flight detector*) byl nainstalován, aby bylo možné identifikovat částice s hybností 0,6–3 GeVc. V oblasti hybnosti nižší než 1 GeV/c je TOF přesnější než TPC. Na Obr. 2.5 vidíme srovnání rozlišovací schopnosti TOF a TPC. Je vidět, že právě v oblasti < 1 GeV/c u TPC je obtížné rozlišovat jednotlivé částice. Jak vypovídá název, detektor měří doby letu částic, kdy za počáteční čas bereme okamžik srážky a TOF určí koncový čas. TOF pokrývá stejně jako TPC celý azimutální úhel 2π a pseudorapiditu $|\eta| \leq 1$. Analogicky jako v TPC dochází k identifikaci částic porovnáním naměřených dat a očekávaných vypočítaných hodnot. V TOF však porovnáváme převrácenou hodnotu relativistické proměnné β

$$\left| \frac{1}{\beta_{teor}} - \frac{1}{\beta_{meas}} \right|, \quad (2.2)$$

kde β_{teor} je teoreticky předpokládaná hodnota podle určené hybnosti částice a β_{meas} je naměřená hodnota β . Na Obr. 2.4 vidíme rozlišovací schopnost detektoru TOF. Černou čarou jsou vyznačeny teoretické hodnoty $1/\beta$. Pomocí dat z TPC (trajektorie částice) a TOF (doba letu) můžeme vypočítat hmotnost detekované částice.

Sledovač těžkých vůní (HFT – *Heavy Flavour Tracker*) je systém křemíkových detektorů s vysokým rozlišením položený nejbliže k ose svazku, který byl

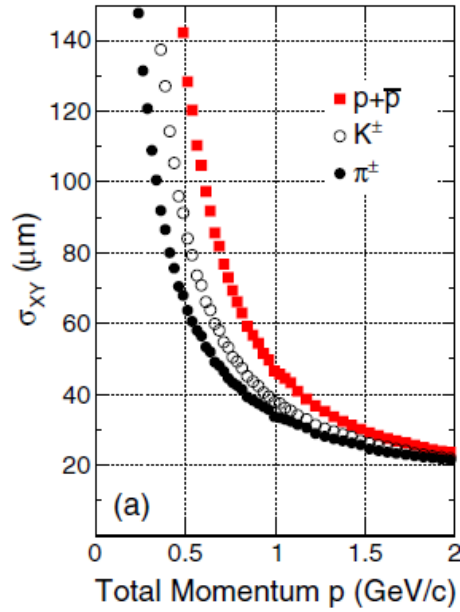


Obrázek 2.5: Rozlišovací schopnost detektorů. Nalevo naměřené hodnoty ztráty energie v závislosti na hybnosti z TPC, napravo naměřené hodnoty $1/\beta$ z TOF. Převzato z Ref. [34].

umístěn na detektoru STAR v letech 2014–2016. Cílem tohoto detektoru bylo měřit a rekonstruovat sekundární vrcholy rozpadů těžkých hadronů, které jsou důležité pro popis QGP. Těžké hadrony se rozpadají velice rychle (po krátké vzdálenosti), a proto je nutná vysoká přesnost měření dráhy a poloh primárního a sekundárního vrcholu pro rekonstrukci těchto těžkých částic.

Detektor se skládal ze tří křemíkových poddetektorů – Křemíkový proužkový detektor (SSD – *Silicon Strip Detector*), Prostřední křemíkový sledovač (IST – *Intermediate Silicon Tracker*) a dvě vrstvy PiXelového detektoru (PXL – *PiXel Detector*). HFT pokrýval celý azimutální úhel 2π a pseudorapiditu $|\eta| \leq 1$. Pixelový detektor se nacházel nejbližší k ose svazku (první vrstva 2,8 cm a druhá 8 cm), za ním následoval IST 14 cm a SSD se nacházel 22 cm od osy svazku. Z důvodu umístění detektoru velmi blízko osy svazku bylo nutné, aby měl velmi dobrou odolnost vůči radioaktivnímu záření. HFT umožňoval velmi přesně detekovat dráhy částic, a tím pádem i měření topologických veličin, které umožňuje mnohonásobné zlepšení poměru signálu vůči pozadí oproti detektoru STAR bez HFT. Rozlišení detektoru je vidět na Obr. 2.6.

Detektor pozice vrcholu (VPD – *Vertex Position Detector*) jsou dva detektory v dopředném a dozadném směru umístěné 5,7 m od středu STAR. VPD má tedy východní a západní část a každá z těchto částí má 19 dalších poddetektorů. Každý poddetektor se skládá z olověného převaděče, za kterým následuje rychlý plastový scintilátor vyčítaný fotonásobičovou trubicí. Rozsah pseudorapiditu je $4,24 \leq |\eta| \leq 5,1$. Cílem tohoto detektoru je lokalizace primárního vrcholu díky



Obrázek 2.6: Rozlišení polohy HFT vůči vrcholu srážky v příčné rovině σ_{XY} jako funkce hybnosti p pro identifikované částice při centralitě 0–80 % ve srážkách Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Převzato z Ref. [23].

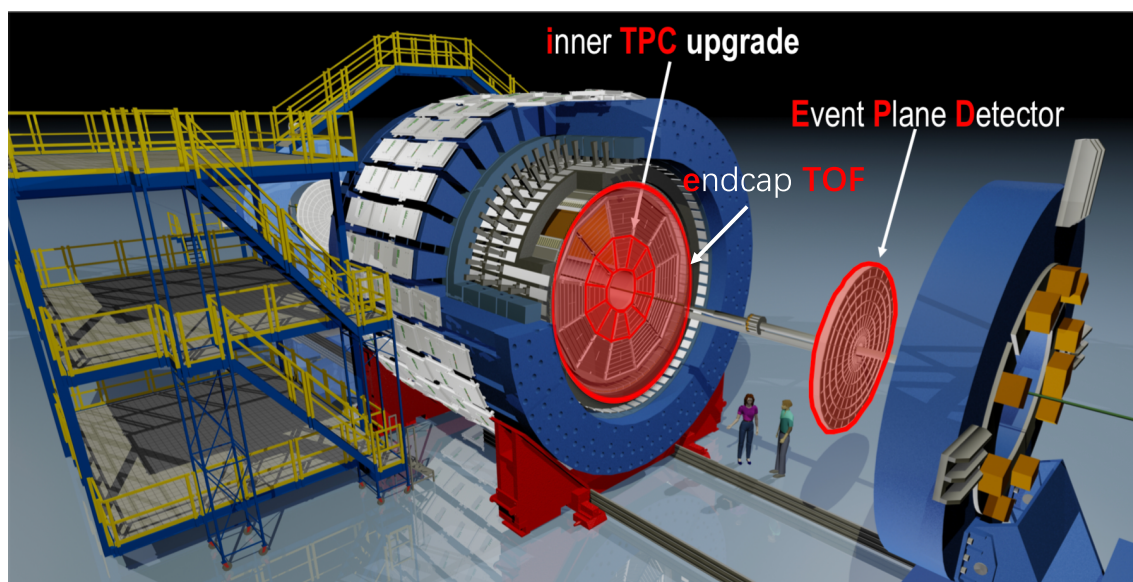
měření fotonů a rovněž se jedná o spouštěč.

Nulastupňový kalorimetr (ZDC – *Zero-Degree Calorimeter*) je tvořen stejně jako VPD dvěma částmi (východní a západní), které jsou umístěny 18 metrů od středu STAR. Jedná se opět o spouštěcí detektor, který detekuje neutrony (jejich energii), díky čemuž určíme luminozitu svazku a multiplicitu. Dále je možné pomocí ZDC měřit centralitu srážky. Čím více částic do detektoru doletí, tím byla centralita nižší. energii částic určuje ZDC na základě měření Čerenkovova záření.

Detektor roviny srážky (EPD – *Event Plane Detector*) byl na STAR nainstalován v roce 2018. Tento detektor byl vytvořen s cílem měřit nabitě částice jdoucí v dopředném směru. EPD je tvořen dvěma částmi v dopředném a dozadním směru, které tvoří 1,2 cm tlustý scintilátor obalený vlákny pro posun vlnové délky. EPD pokrývá pseudorapiditu $2,14 < |\eta| < 5,09$

Čítač svazků (BBC – *Beam-Beam Counter*) je opět tvořen dvěma částmi, a to scintilátory šestiúhelníkového tvaru (východní a západní). Rozsah jejich pseudorapidity je $3,3 \leq |\eta| \leq 5,0$ a stejně jako VPD mohou být použity k měření pozice primárního vrcholu.

Válcový elektromagnetický kalorimetr (BEMC – *Barrel Electromagnetic Calorimeter*) je umístěn okolo celého svazku přibližně ve vzdálenosti 220 cm. Rozsah pseudorapidity BEMC je $|\eta| \leq 1$. Detektor se zaměřuje na detekci fotonů, elektronů a výtrysků. Kalorimetr je rozdělen na tzv. věže, přičemž každá věž je tvořena scin-



Obrázek 2.7: Rozšíření detektoru STAR nainstalována v rámci programu BES II. Převzato z Ref. [35].

tilátory a vrstvami olova. Detektor je složen ze 120 modulů, přičemž každý modul obsahuje 40 věží, což dohromady v celém BEMC dává 4800 věží.

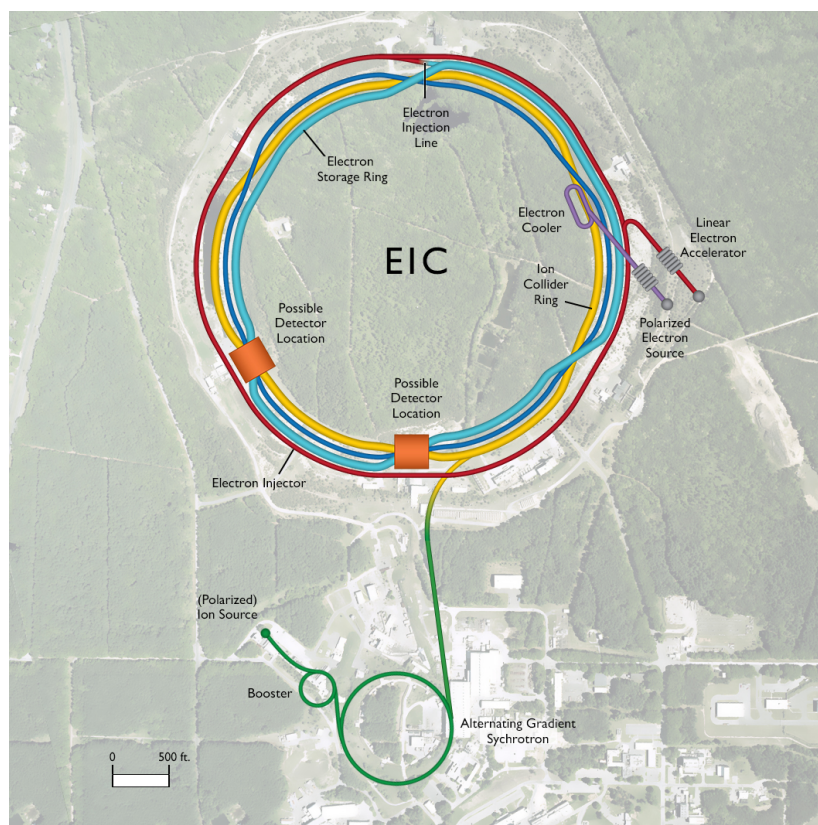
Postranní elektromagnetický kalorimetr (EEC – *Endcap Electromagnetic Calorimeter*) je nesymetrický a nachází se na západní straně detektoru a má rozsah pseudorapidity $1 \leq |\eta| \leq 2$.

Mionový teleskopický detektor (MTD – *Muon Telescope Detector*) se nachází 400 cm od svazku a měří miony s vysokou hybností, což umožňuje přesnější studium kvarkónií.

Pro druhou fázi programu Beam energy scan byly na STAR nainstalovány některá vylepšení a nové detektory. Jedná se o vnitřní vylepšení časově-projekční komory – iTPC, koncové vylepšení detektoru doby letu – eTOF a výše zmíněný detektor roviny srážky. Instalace těchto vylepšení proběhla mezi lety 2018 a 2020. Tato rozšíření mají za výsledek zvětšení rozsahu pseudorapidity, lepší identifikaci částic a také lepší časové rozlišení. Vylepšení můžeme vidět vyznačené na Obr. 2.7.

2.4 Elektron-iontový urychlovač

Devátého ledna 2020 oznámilo Ministerstvo energetiky USA výběr BNL jako lokaci pro vybudování Elektron-iontového urychlovače (EIC – *Electron Ion Collider*) [36]. Schéma EIC, nazývaného rovněž eRHIC je na Obr. 2.8.



Obrázek 2.8: Schéma Elektron-iontového urychlovače. Převzato z Ref. [24].

EIC si klade za cíl pochopení vnitřní struktury protonů a atomových jader. Při průchodu větší částicí zainteragují elektrony s vnitřní strukturou částice a tím nám poskytnou informace „z jejího vnitřku“ a umožní posunout se za jednoduchý model valenčních kvarků. Současné experimenty ukazují, že gluony hrají významnou roli při určování klíčových vlastností protonů a jaderné hmoty. EIC bude vytvářet „snímky“ o různých energiích a tím odhalí „oceán“ gluonů a „moře“ kvark-antikvarkových párů, které se tvoří při interakci gluonů, což dovládne zmapovat produkci částic a jejich pohyb uvnitř protonu a jádra.

EIC bude prvním urychlovačem, kde protony i elektrony budou mít orientovaný spin. Toto dovládne přesně měřit, jak kvarky a gluony a jejich interakce přispívají k vnitřnímu momentu hybnosti nebo spinu protonu. Současné experimenty ukazují, že gluony by mohly k celkovému spinu přispívat ještě více než kvarky. Dalším z cílů studia na EIC je barevně-skleněný kondenzát. Bude snaha najít konečný důkaz, zda tento stav opravdu existuje a zda dovládne gluony působit v jádře i mimo vazby protonu nebo neutronu. Dále dojde k měření procesu saturace gluonů, síly gluonových polí, což napoví o interakci gluonů mezi sebou a jak gluony přispívají k hmotě okolo nás.

Vysoce energetické elektronové svazky dovládne „vykopnout“ kvarky a gluony

z jejich vazeb v mateřských částicích. Uvolněné barevně nabitě partony následně rychle odeberou barevný náboj z kvantového vakua, aby se staly nebarevnými. Právě tuto interakci s vakuem bude možné pozorovat na EIC. Tato pozorování by mohla přispět k pochopení vlastností kvantového vakua a rovněž proč partony podléhají principu udržení.

Bylo zjištěno, že produkce kvarků v jádře je rozdílná od produkce v protonu (tomuto jevu říkáme jaderné stínění) a zbývá zjistit, jestli podobnému efektu podléhají i gluony. Elektron-jaderné srážky budou rovněž dobrým nástrojem k pochopení toho, jak těžké i lehké kvarky ztrácejí energii v jaderné hmotě.

Předpokládá se, že EIC by mohl být spuštěn v roce 2030.

Kapitola 3

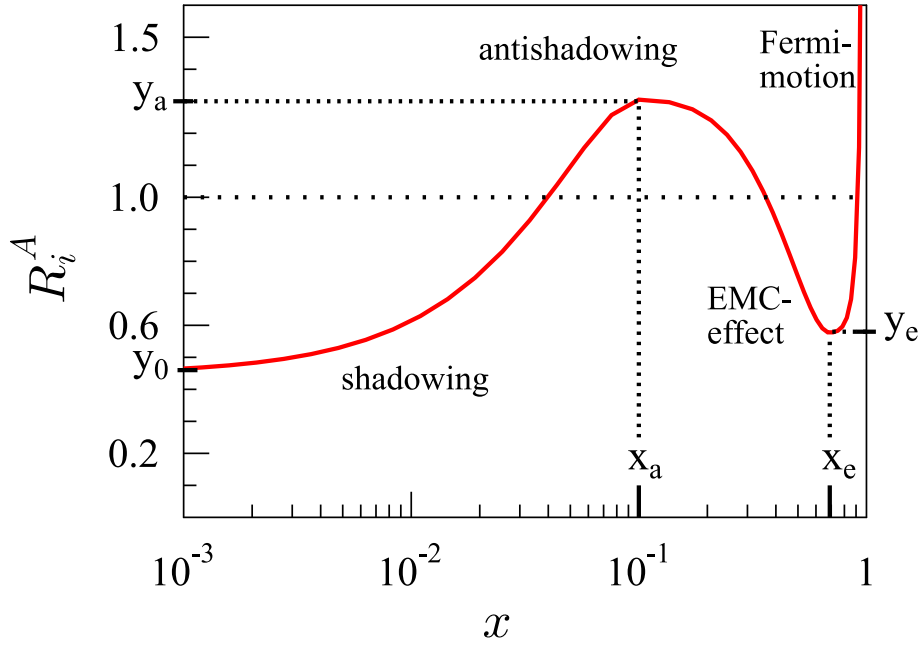
Aktuální výsledky v měření efektů studené jaderné hmoty na produkci půvabných hadronů na RHIC a LHC

3.1 Motivace pro měření efektů studené jaderné hmoty

Jak již bylo mnohokrát zmíněno, ve srážkách těžkých jader (Pb+Pb na LHC, Au+Au na RHIC) dochází ke vzniku kvark-gluonového plazmatu. Pro tato měření slouží proton-protonové srážky jako základní srovnávací hodnota.

Ke správnému popisu horké a husté hmoty, která vzniká v jádro-jaderných srážkách, je však nutné pochopit i chování počátečního stavu, který je způsoben pouze přítomností jader bez vzniku kvark-gluonového plazmatu. Tomuto stavu říkáme studená jaderná hmota a jeho projevy nazýváme jako efekty studené jaderné hmoty (CNM – *Cold Nuclear Matter effects*). Studovat je můžeme pomocí srážek tzv. malých systémů, mezi které řadíme p+Pb při energii $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV a 2,76 TeV na LHC nebo p+Au a d+Au při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na RHIC. Ve srážkách p+Au a d+Au na RHIC se očekává, že je malá pravděpodobnost vytvoření kvark-gluonového plazmatu z důvodu příliš nízké hustoty energie. Nedávné výsledky ovšem naznačují, že i v malých systémech by mohly vznikat kapičky QGP.

Ke kvantifikaci efektů studené jaderné hmoty slouží měření jaderného modifikačního faktoru R_{pA} . Za předpokladu, že by nebyly CNM efekty přítomny, očekáváme, že jaderný modifikační faktor bude v p/d+A srážkách roven jedné.



Obrázek 3.1: Znázornění stínícího faktoru R_i^A v závislosti na Bjorkenově x . Převzato z Ref. [37].

3.2 Efekty studené jaderné hmoty při produkci kvarků těžkých vůní

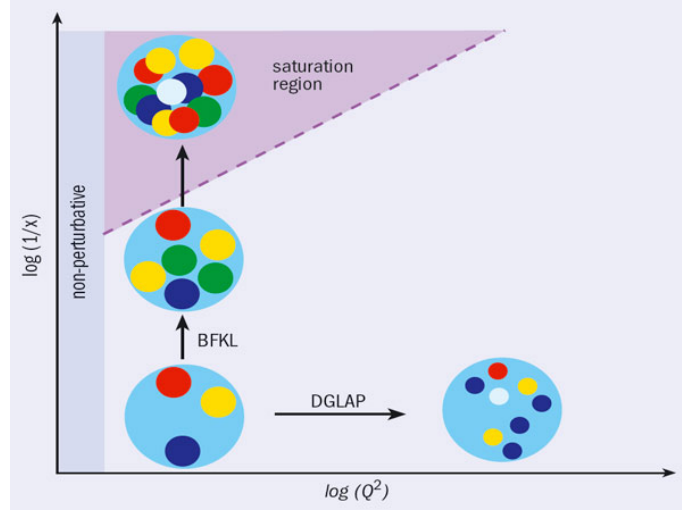
Produkce otevřených¹ i skrytých² těžkých vůní je citlivou sondou pro studium efektů média, protože těžké kvarky vznikají při tvrdých procesech v počáteční fázi jádro-jaderných srážek. Tyto otevřené i skryté produkce mohou být ovlivněny následujícími efekty studené jaderné hmoty:

Modifikace partonové distribuční funkce ve srážejících se jádrech vůči srážejícím se protonům závislá na Bjorkenově x a na škále procesu Q^2 (kvadrát přenesené čtyřhybnosti). Partonová distribuční funkce – PDF $f(x, Q^2)$ popisuje v kvantové chromodynamice rozložení hybnosti partonů v nukleonu a reprezentuje pravděpodobnost nalezení partonu nesoucí zlomek hybnosti x při škále Q^2 . Partony, které popisuje PDF, mohou být kvarky, antikvarky nebo gluony. Jádrem modifikovanou partonovou distribuční funkci značíme nPDF.

Tento efekt je způsoben rozdílným chováním partonů ve volném protonu a v tom, který je vázán v jádře. Toto způsobuje primárně rozdílná hustota partonů. Vyjádřit

¹Hadron má nenulovou vůni (obsahuje kvark daného typu), např. půvab C nebo krásu B . Příkladem je mezon $D^0 - c\bar{u}$

²Hadron má celkovou vůni daného typu nula, avšak obsahuje kvark této vůně. Příkladem $J/\psi - c\bar{c}$



Obrázek 3.2: QCD fázový diagram v rovině $1/x$ a Q^2 . Vyznačeny jsou různé vývojové režimy i oblast saturace. Každé kolečko reprezentuje parton se zlomkem hybnosti hadronu x . Převzato z Ref. [39].

modifikaci partonové distribuční funkce můžeme pomocí stínícího faktoru R_i^A

$$R_i^A(x, Q^2) = \frac{f_i^A(x, Q^2)}{f_i^{nucleon}(x, Q^2)}, \quad (3.1)$$

kde f_i^A je partonová distribuční funkce vázaného nukleonu (nPDF) vůně i a $f_i^{nucleon}$ je PDF volného nukleonu. Hodnoty R_i^A pro různá x jsou zobrazeny na Obr. 3.1 společně s vyznačenými oblastmi stínění – poměr $R_i^A(x, Q^2)$ je menší než jedna, anti-stínění – poměr je větší než jedna, EMC efektu a Fermiho pohybu. Současné experimenty se pohybují v oblasti anti-stínění, např. LHC $x < 10^{-3}$ [38].

Vícenásobný rozptyl partonů, jinak také nazývaný Croninův efekt. Může k němu dojít v jádře před nebo po tvrdém rozptylu, anebo v obou případech zároveň. Vícenásobným rozptylem rozumíme, že si partony vyměňují gluony, což vede k rozšíření spektra příčné hybnosti p_T a ke ztrátě energie partonu (srážkové i radiální). Ve většině přístupů je charakterizován transportním koeficientem studené jaderné hmoty \hat{q} .

Saturace partonů neboli nasycení hustoty partonů při malém Bjorkenově x . Ilustrace této situace je vidět na Obr. 3.2. Pro malé hodnoty Bjorkenova x se jeví hadron jako „hustější“. V jeden moment však musí dojít k nasycení a gluony začnou rekombinovat ($gg \rightarrow g, qg \rightarrow q$). Saturaci můžeme popsat pomocí teorie barevně-skleněného kondenzátu (CGC), který je narozdíl od nPDF přístupu (založen na DGLAP evoluci) popsán Balitsky-Kovchegov nebo JIMWLK nelineárními evolučními rovnicemi.

Absorpce kvarkónia při průchodu jádrem. Když začne vzniklé kvarkónium

putovat jádrem, může nepružně zainteragovat a dojde k jeho pohlcení. My bychom potom měli pozorovat potlačení výtěžku daného kvarkónia. Pro popis tohoto jevu je důležitým parametrem absorpční účinný průřez (nepružný účinný průřez reakce těžkého kvarkónia s nukleonem).

Možné kolektivní chování těžkých kvarkónií. I v malých systémech vzniká velké množství částic, které by mohly zapříčinit kolektivní chování těžkého kvarkónia. Není však stále jisté, zda je toto chování vůbec ve srážkách p/d+A možné.

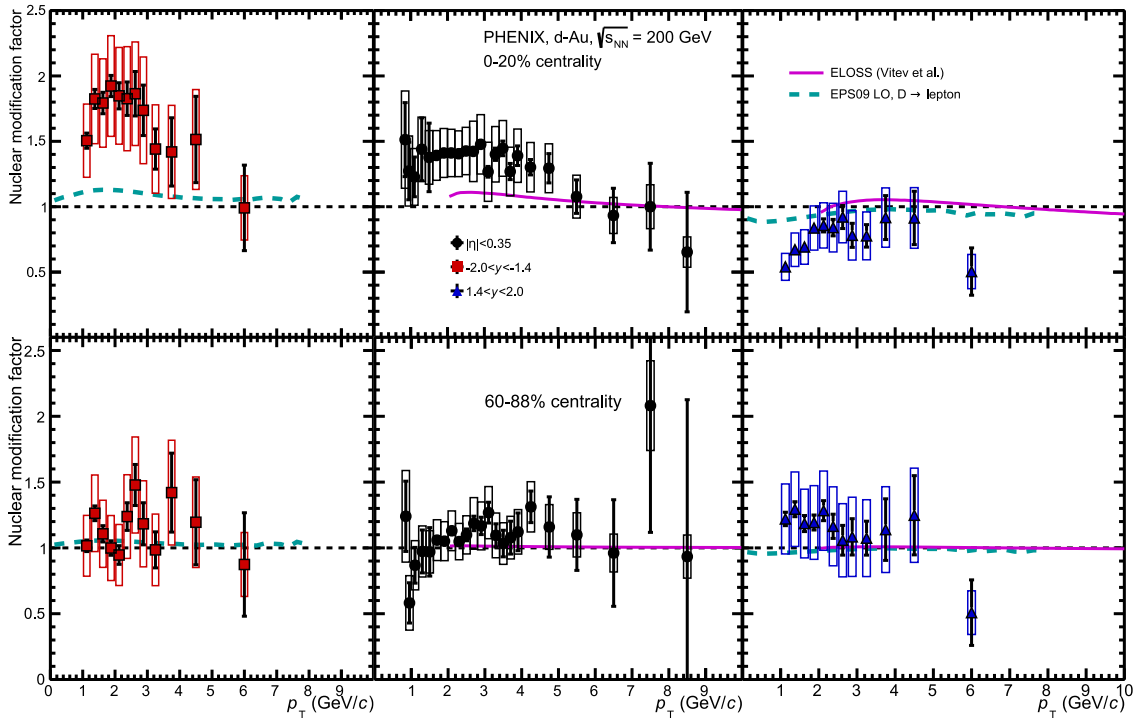
3.3 Aktuální výsledky v měření vlastností těžkých kvarků na LHC a RHIC

Studium těžkých kvarků nemůžeme provádět přímo kvůli jejich velmi krátké době života (například pro D^0 přibližně $c\tau = 123 \mu\text{m}$ [34]). Znamená to, že se rozpadnou ještě dříve než dorazí do detektoru, a je tedy nutné pozorovat jejich dceřinné rozpadové produkty, například kaony, piony nebo leptony.

Na Obr. 3.3 je vidět jaderný modifikační faktor leptonů vzniklých z rozpadu těžkých vůní v d+Au srážkách při energii srážky $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ ve dvou třídách centrality (centrální a periferní) naměřený detektorem PHENIX. Směr kladné rapidity je určen směrem letícího deuteronu. Pro periferní srážky jsou výsledky pro všechny tři třídy pseudorapidity v rámci chyby konzistentní a porovnatelné s proton-protonovými srážkami. To je způsobeno malým počtem participantů v jádře při periferní srážce. Pro centrální srážky se oproti tomu výsledky pro dopřednou a dozadnou pseudorapidity výrazně odchyľují a liší se od jedničky. Výsledky pro dopřednou oblast pseudorapidity je pro obě centrality možné popsat modelem ELOSS, který bere v potaz nPDF, rozšíření spektra příčné hybnosti a ztráty způsobené efekty studené jaderné hmoty. Tento model však pro dozadnou pseudorapidity použít nelze, což znamená, že v této oblasti působí ještě další efekty.

Na Obr. 3.4 vidíme výsledky měření jaderného modifikačního faktoru přímých D mezonů z detektoru ALICE³. V levé části jsou přímé D^0 , D^+ a D^{*+} mezony a v pravé části je jejich průměr společně s měřením D_s^+ mezonů. Se současnými nepřesnostmi není možné rozšifrovat hmotovou závislost, která by měla vznikat z kolektivní expanze systému, která by modifikovala D^{*+} spektrum vůči spektrům D^0 a D^+ . V celém měřeném intervalu příčné hybnosti p_T je jaderný modifikační faktor D mezonů srovnatelný s jedničkou s maximální odchylkou dvou σ (standardní odchylka) pro vysoké p_T . R_{pPb} podivných a nepodivných D mezonů jsou srovnatelné

³Velký iontový srážec (A Large Ion Collider Experiment) na LHC

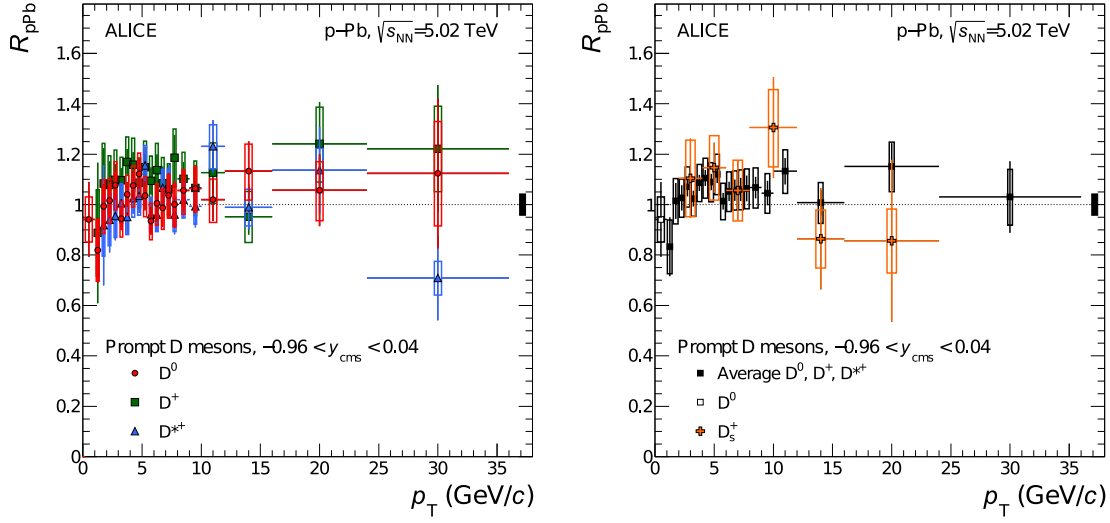


Obrázek 3.3: Jaderný modifikační faktor leptonového rozpadu těžkých vůní v d+Au srážkách při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV jako funkce příčné hybnosti při třídách centrality 0–20 % a 60–88 % naměřené detektorem PHENIX. Převzato z Ref. [40].

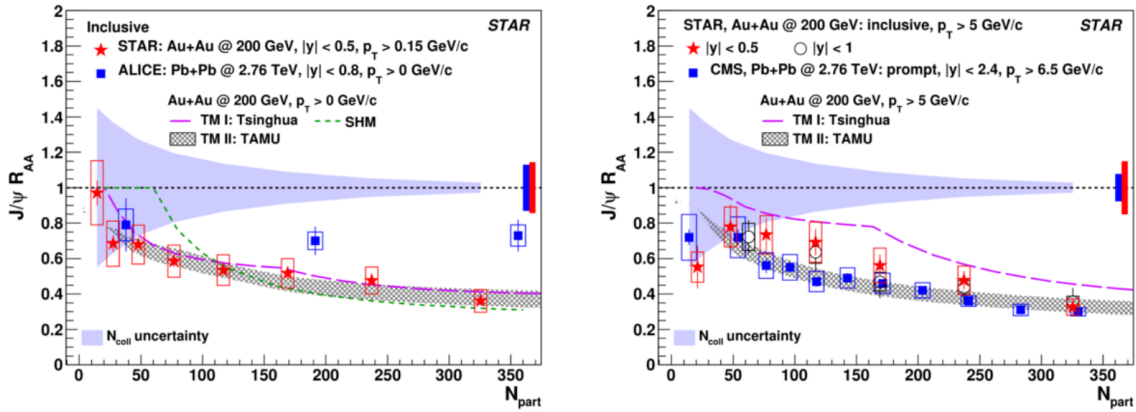
vůči sobě v rámci chyby. Výsledek naznačuje, že v oblasti $p_T < 2$ GeV/c by mohl být R_{pPb} menší než jedna, a právě ke zkoumání tohoto rozsahu příčné hybnosti dochází na RHIC.

U kvarkónií očekáváme, že disociují v kvark-gluonovém plazmatu z důvodu efektu nazývaného jako barevné stínění (*colour screening*). Srovnání potlačení J/ψ z LHC a RHIC můžeme vidět na Obr. 3.5. Výsledky na RHIC vykazují v centrálních srážkách větší potlačení než na LHC. To vede k nižšímu účinnému průřezu produkce půvabných kvarků na RHIC. Pro vysoké příčné hybnosti je J/ψ silně potlačeno na LHC i RHIC. To by mohlo být způsobeno právě barevným stíněním. V těchto výsledcích se však mohou projevit i další efekty jako regenerace nebo efekty studené jaderné hmoty.

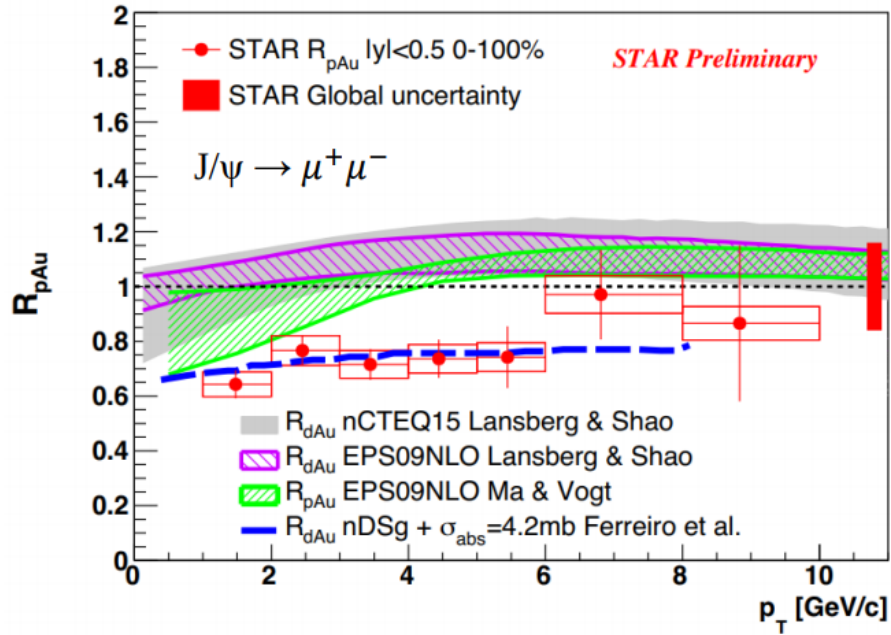
Závislost jaderného modifikačního faktoru R_{pAu} na příčné hybnosti J/ψ můžeme vidět na Obr. 3.6. Při vysokých p_T je jaderný modifikační faktor konzistentní s jedničkou a pro nižší příčné hybnosti je menší než jedna. Modelové výpočty, které berou v potaz modifikace partonové distribuční funkce se s výsledky potkávají pouze v rámci chyb. Tento výsledek poukazuje na jaderné pohlcení, které by mohlo mít i centralitní závislost, což však není z tohoto obrázku vidět.



Obrázek 3.4: Jaderný modifikační faktor R_{pPb} přímých D mezonů ve srážkách p+Pb při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Nalevo: R_{pPb} D^0 , D^+ a D^{*+} mezonů. Napravo: průměrný R_{pPb} tří nepodivných druhů D mezonů a R_{pPb} D_s^+ mezonů. Převzato z Ref. [41].



Obrázek 3.5: Jaderný modifikační faktor R_{AA} J/ψ jako funkce počtu participantů N_{part} ve 200 GeV Au+Au a 2,76 TeV Pb+Pb srážkách. Převzato z Ref. [42].

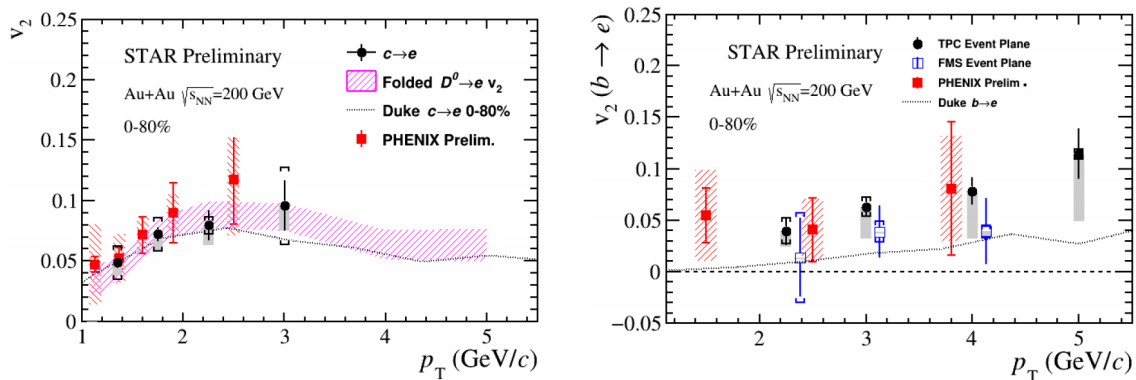


Obrázek 3.6: Jaderný modifikační faktor R_{pAu} J/ψ v závislosti na příčné hybnosti při energii srážky 200 GeV naměřený detektorem STAR. Převzato z Ref. [42].

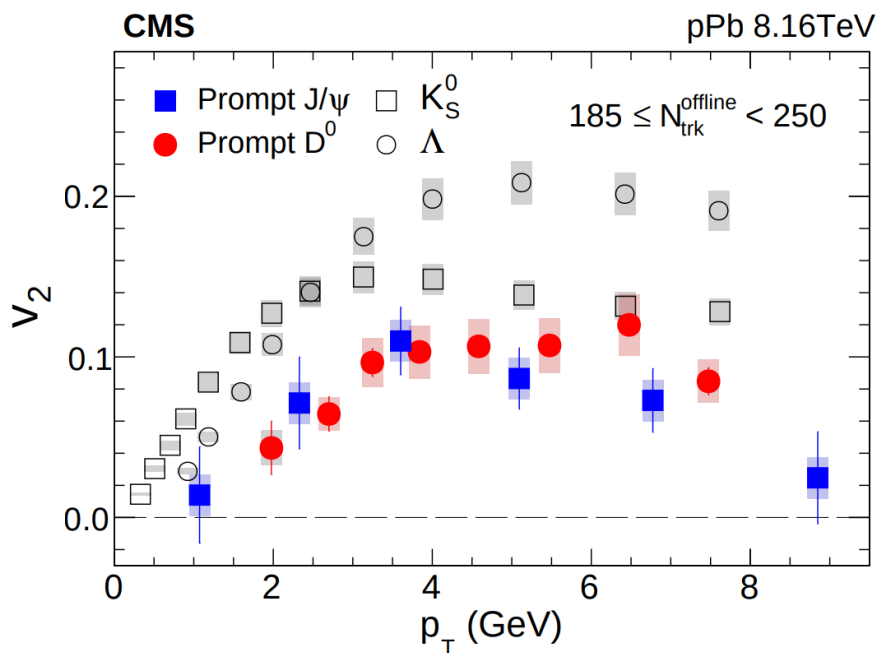
Přestože kvarky těžkých vůní mají vůči lehkým kvarkům vyšší hmotnost, měření ukazují, že i těžké kvarky podléhají kolektivnímu chování. Příklad měření eliptického toku elektronů a pozitronů vzniklých z rozpadů půvabných a krásných kvarků naměřených detektory STAR a PHENIX můžeme vidět na Obr. 3.7. Oba experimenty vykazují v rámci chyby shodu. Toto měření naznačuje, že eliptický tok je větší pro půvabné kvarky a ty jsou snadněji strhávány médiem tvořeným lehkými kvarky než právě krásné kvarky. Pro srovnání se můžeme podívat na Obr. 1.12, kde se nacházejí výsledky měření eliptického toku D^0 mezonu ze srážek Au+Au naměřené detektorem STAR při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Na Obr. 3.8 vidíme výsledky měření eliptického toku v_2 z detektoru CMS ze srážek proton+olovo při energii srážky $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$ TeV. J/ψ si drží stejný trend růstu a klesání jako ostatní měřené hadrony. V oblasti příčné hybnosti do 5 GeV/c jsou výsledky D^0 a J/ψ konzistentní, pro vyšší příčnou hybnost se eliptický tok J/ψ jeví jako menší, i když odchylka není velká. V celém měřeném spektru příčné hybnosti je v_2 z měření D^0 a J/ψ menší než z měření Λ a K_s^0 . To je v souladu s předpoklady, že půvabné kvarky vykazují nižší kolektivní chování než lehké kvarky.

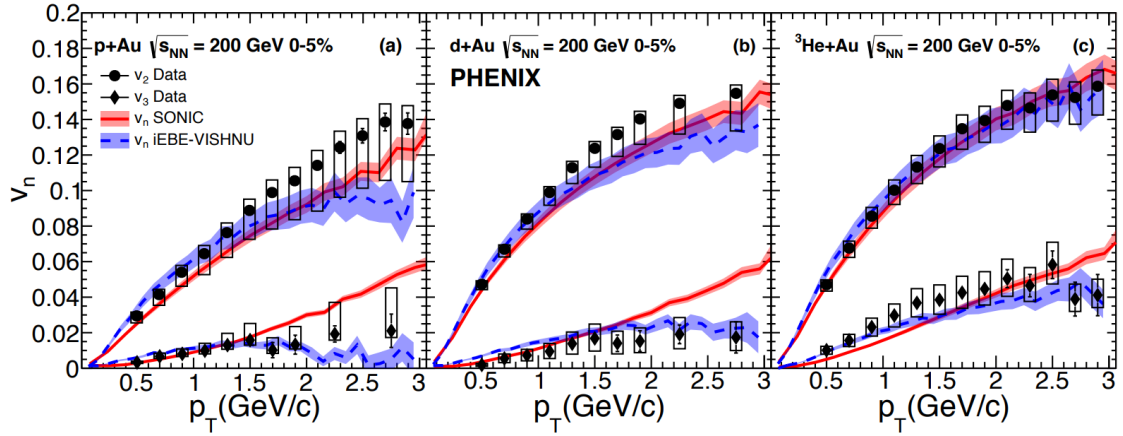
Měření z poslední doby naznačují, že i v malých systémech by mohlo dojít k vytvoření dostačující teploty k vytvoření kapek kvark-gluonového plazmatu. Na Obr. 3.9 jsou vidět výsledky měření eliptického a trojúhelníkového toku z detektoru PHENIX ze srážek p+Au, d+Au a $^3\text{He}+\text{Au}$ při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Naměřené hodnoty jsou ve velmi dobrém souladu s hydrodynamickými předpověďmi a jiné než hyd-



Obrázek 3.7: Závislost eliptického toku na příčné hybnosti pro elektrony a pozitrony z rozpadu půvabných a krásných kvarků při energii srážky 200 GeV naměřená detektory STAR a PHENIX. Převzato z Ref. [43].



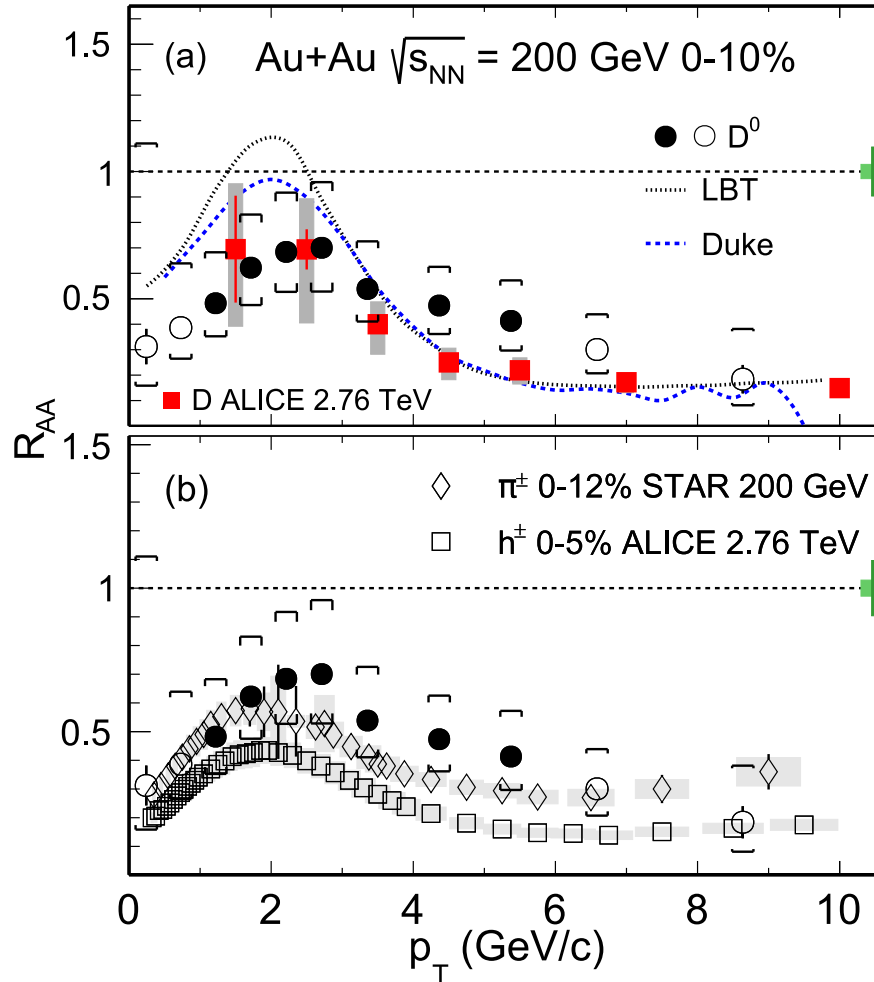
Obrázek 3.8: Výsledky měření eliptického toku v_2 přímých D^0 mezonů v porovnání s J/ψ , K_s^0 a Λ jako funkce příčné hybnosti při energii $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$ TeV měřené detektorem CMS. Převzato z Ref. [44].



Obrázek 3.9: Eliptický a trojúhelníkový tok v závislosti na příčné hybnosti ve srážkách p+Au, d+Au a $^3\text{He}+\text{Au}$ při energii srážky 200 GeV naměřené detektorem PHENIX. Převzato z Ref. [45].

rodynamické modely tato data správně nepopisují. Právě podle těchto modelů by mělo dojít k dosažení dostačující teploty k vytvoření QGP.

Na Obr. 3.10 můžeme vidět výsledky měření jaderného modifikačního faktoru v centrálních srážkách z detektoru STAR při energii $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV ze srážek zlato+zlato z roku 2014. Na obrázku jsou pro srovnání i výsledky měření z LHC. V celém rozsahu příčné hybnosti je jaderný modifikační faktor menší než jedna, tedy opět vidíme důkaz, že v jádro-jaderných srážkách dochází k potlačení produkce oproti proton-protonovým srážkám. Jaderný modifikační faktor vykazuje silné potlačení pro vysoké p_T a v oblasti okolo 2 GeV/c vidíme obvyklý croninovský kopeček. Navzdory vysokým rozdílům v energii srážky jsou výsledky z ALICE a STAR v rámci chyby v souladu.



Obrázek 3.10: (a) Jaderný modifikační faktor D^0 mezonu jako funkce příčné hybnosti při centralitě 0–10 % naměřený detektorem STAR v Au+Au srážkách při energii srážky $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ve srovnání s měřením D mezonů z ALICE v Pb+Pb srážkách při centralitě 0–10 % při energii srážky 2,76 TeV. (b) Srovnání měření nabitých pionů ze STAR a nabitých hadronů z ALICE. Převzato z Ref. [34].

Kapitola 4

Metody optimalizace rekonstrukce rozpadů

4.1 Strojové učení

V různých oblastech vědy, techniky i humanitních studií existuje snaha předpovídat nějaký jev v závislosti na jeho minulých měřeních. Příkladem může být například předpověď počasí, predikce chování trhu nebo určení pravděpodobnosti, s jakou pacient onemocní jistou chorobou. V minulosti vědci shromažďovali informace a pomocí nich tyto odhady prováděli. Například když byl horký bezoblačný den, dalo se s jistou pravděpodobností na základě předchozích zkušeností předpokládat, že další den bude také horko.

Postupem času se však počet vstupních faktorů mnohonásobně zvýšil a pro člověka začalo být takřka nemožné všechna data zpracovat a na jejich základě dělat predikce. Tento problém začala ve dvacátém století řešit umělá inteligence a došlo k vývoji metod strojového učení (*machine learning*). Ty umožňují analyzovat objemné množství dat s mnoha vstupními proměnnými, pokud jsou natrénovány na testovacích vzorcích [46].

V současnosti se metody strojového učení využívají v široké řadě odvětví a často se s nimi setkáváme, aniž bychom o tom věděli. Strojové učení například optimalizuje využití baterie v mobilních telefonech na základě dat, která si zařízení samo naměří. Metody strojového učení stojí i za technologiemi rozpoznávání obličeje, podpisu, zvuku, třídí nám elektronickou poštu či navrhuje videa na YouTube na základě našich předchozích zhlédnutí.

Metody strojového učení dělíme na uživatelem dozorované (*supervised*) a nedozorované (*unsupervised*). Dozorované metody využívají ke svému trénování známá

testovací data z minulosti a dle nich následně předpovídají budoucí výstupní hodnoty. V závislosti na známých datech rovněž mohou určit svoji chybu a podle toho se zdokonalit. Oproti tomu nedozorované metody nevyužívají žádné předem známé výsledky ke svému tréninku a pouze předpokládají možné výsledky, které nutně nemusí být správné.

V částicové fyzice jsou nejoblíbenějším prostředkem pro používání strojového učení nástroje pro vícerozměrnou analýzu dat (TMVA – *Toolkit for Multivariate Analysis*), které jsou implementovány v programu ROOT.

4.2 Nástroje pro vícerozměrnou analýzu dat

ROOT je prostředí vyvíjené pro analýzu dat ve vysokoenergetické fyzice. Vyvinuto bylo v CERN, ale je využíváno většinou experimentů pro jejich analýzu. ROOT je napsán v jazyce C++. Nástroje pro vícerozměrnou analýzu dat jsou jedna z knihoven zakomponovaných v ROOT, která byla poprvé představena v roce 2005 [47].

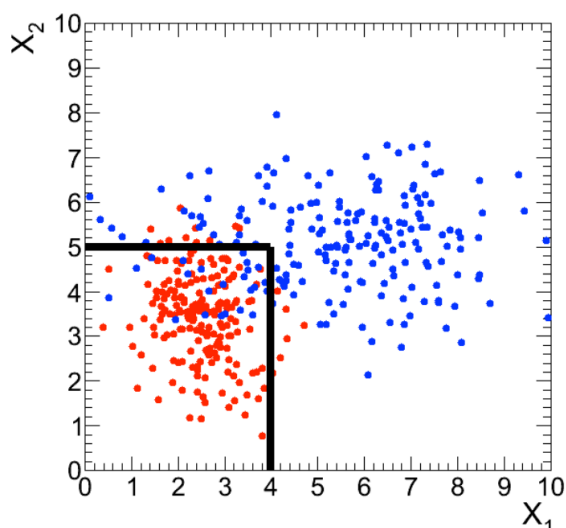
Běžný uživatel může být k výsledkům získaným z metod strojového učení skeptický, protože narozdíl od tvůrce metody nemusí dopodrobna rozumět každému jednotlivému kroku její funkce. Toto byl důvod relativně pomalého nástupu metod vícerozměrné analýzy ve vysokoenergetické fyzice. Tato skepse byla překonána až při snaze o nalezení Higgsova bosonu v programu LEP2¹ [48], kdy se ukázalo, že metody vícerozměrné analýzy vykazují zdaleka lepší výsledky než klasické obdélníkové řezy. K dalšímu rozmachu přišlo na experimentu MiniBooNE² ve Fermilabu³. Zde došlo k prvnímu využití zdokonalených rozhodovacích stromů (BDT – *Boosted decision trees*). Od té doby nabraly metody BDT na popularitě a byly využity například i experimentem CMS při první detekci Higgsova bosonu [49].

Vedle BDT se pomaleji vyvíjely umělé neuronové sítě (ANN – *Artificial Neural Networks*), z důvodu mnohem složitějšího trénování než právě zdokonalené rozhodovací stromy. Postupem času však neuronové sítě získaly na popularitě a dnes jsou využívány v řadě jiných odvětví než ve fyzice. Zde získaly neuronové sítě na popularitě po jejich zdokonalení v letech 2006–2007. Vylepšení spočívalo v inicializaci vah každého neuronu ve vrstvách před klasickým trénováním [49]. Tyto neurální sítě nazýváme jako hluboké neurální sítě (DNN – *Deep Neural Networks*). V současné době jsou DNN součástí ROOT.

¹Velký elektron-pozitronový urychlovač (LEP – *A Large Electron-Positron Collider*) – nacházel se v tunelu, kde je dnes LHC, v provozu 1989–2000

²*Mini Booster Neutrino Experiment*

³Fermiho národní urychlovačová laboratoř – (*Fermi National Accelerator Laboratory*) v Chicagu v USA



Obrázek 4.1: Ukázka metody obdélníkových řezů. Převzato z Ref. [51].

Mezi metody implementované v TMVA patří: Metoda obdélníkových řezů (*Rectangular cut optimisation*), Projektivní odhad pravděpodobnosti (*Projective likelihood estimator*), Vícedimenzionální odhad pravděpodobnosti (*Multidimensional likelihood estimator*), Třídič podle k -nejbližšího souseda (*k-Nearest Neighbour Classifier*), Diskriminant H -matice (*H-matrix discriminant*), Fisherův diskriminant (*Fisher discriminant*), Lineární diskriminantová analýza (*Linear discriminant analysis*), Funkční diskriminantová analýza (*Function discriminant analysis*), Umělé neuronové sítě, Podpůrný vektorový systém (*Support vector machine*), Zdokonalené rozhodovací stromy a RuleFit [50].

4.3 Metoda řezů

Nejjednodušší metodou pro klasifikaci signálu a pozadí je Metoda obdélníkových řezů. Jednoduchost spočívá v binárním přístupu této metody – data jsou buď pozadí, nebo signál. Jedná se o jedinou metodu z TMVA, která má takovýto binární přístup.

Proces optimalizace hledá takové řezy, aby poměr signálu vůči pozadí byl co nejvyšší. Takto metoda projde přes celý rozsah efektivity.

Ukázka aplikace obdélníkových řezů je na Obr. 4.1, kde je znázorněna závislost na dvou proměnných x_1 a x_2 . Modré tečky jsou body pozadí a červené tečky značí signál. Na obě proměnné byla aplikována metoda obdélníkových řezů a černá čára značí nalezení nejvhodnějšího výsledku s nejvyšší význačností signálu.

Tato metoda má v sobě zakomponované tři metody optimalizace – Vzorkování Monte Carlo (*MCS – Monte Carlo Sampling*), Genetický algoritmus (*GA – Genetic*

Algorithm) a Simulované žíhání (*SA – Simulated Annealing*).

MCS je metoda tzv. hrubé síly. Do celého prostoru parametrů jsou náhodně umísťovány body, dokud jich není dostatečný uživatelem zadaný počet v oblasti hledaného minima. Tato metoda je relativně pomalá, jelikož musí být umístěno mnoho bodů před nalezením globálního minima (například fitovací funkce).

Genetický algoritmus našel inspiraci v biologii v Darwinově teorii výběru, kde nejvhodnější jedinci jsou vybráni k vytvoření potomstva. Pokud má potomstvo lepší vlastnosti, má větší šanci na přežití. Takto dochází k iteraci, dokud není nalezena generace s nejlepšími vlastnostmi. Proces začíná počáteční populací, která je poskládána ze strun genů. Funkce schopnosti určuje, jak vhodný každý člen populace je. Jedinci vyhodnocení funkcí schopnosti jako nejvhodnější pak vzájemně zkombinují své geny k vytvoření nových členů populace. Zároveň ještě může dojít k náhodnému zmutování některých genů. Proces je ukončen, pokud rozdíl mezi dvěma po sobě jdoucími generacemi je minimální. V našem případě jsou vybírány body se vhodnými vlastnostmi a pomocí těchto uchovaných vlastností jsou produkovány nové lepší body. Metoda GA je mnohem rychlejší než MCS.

Simulované žíhání je inspirováno materiálovou fyzikou. Pokud je kov zahřát a následně pomalu ochlazován (žíhán), atomy se pohybují k bodu s nejnižší energií. Při okamžitém ochlazení by atomy „zamrzly“ ve stavu se střední energií. Pokud by ochlazování bylo nekonečné, systém vždy nalezne globální minimum. Tento proces může být převeden na algoritmus a poskytne pomalý, ale správný proces nalezení globálního minima. Pomalé ochlazování v algoritmu můžeme interpretovat jako pomalé snižování pravděpodobnosti přijetí horšího řešení při procházení prostoru řešení. Přijetí horšího řešení umožňuje nalezení globálního konečného výsledku. Algoritmus tedy vždy v daný okamžik náhodně vybere řešení (lepší či horší) blízké tomu aktuálnímu a pomalu snižuje pravděpodobnost horšího výběru k nule.

Ze zmíněných metod vykazuje největší efektivitu GA, avšak pro rostoucí počet vstupních proměnných prudce klesá kvalita výsledků. Je proto vhodné při metodě obdélníkových řezů volit pouze ty vstupní proměnné, které mají na oddělení signálu od pozadí největší určující význam [50].

Výsledky za použití metody řezů mohou být srovnatelné s výsledky získanými pomocí jiných metod pouze v případě, že pro proměnné lze snadno oddělit signál a pozadí. Pokud tomu tak není, stává se tato metoda velice nepřesnou [50].

4.4 Rozhodovací stromy

Metodu rozhodovacích stromů přivedl na svět Leo Breiman a jeho skupina [52]. Algoritmus se stal populární v oblasti sociálních věd a odtud se rozšířil do dalších oblastí jako jsou diagnóza v medicíně, rozpoznávání rukou psaného textu a také vysokoenergetická fyzika.

Důvodem oblíbenosti rozhodovacích stromů je, že výsledky při využití těchto metod jsou poměrně snadno interpretovatelné a jejich použití je pro uživatele pochopitelné. Rozhodovací strom je binárně strukturovaný třídící podobně jako na Obr. 4.2. Dochází k opakovanému pokládání ano/ne podmínek vždy v dané větvi na jednu proměnnou až do okamžiku, kdy dojde ke splnění zadaného koncového kritéria. Takovou podmínkou může být například limit na počet prvků v koncovém listu, nebo maximální počet větvení. Tato metoda se podobá metodě obdélníkových řezů. Zatímco však metoda řezů vytvořila pouze jednu n -rozměrnou (n je počet proměnných) krychli signálu, u stromů jich můžeme mít libovolné množství.

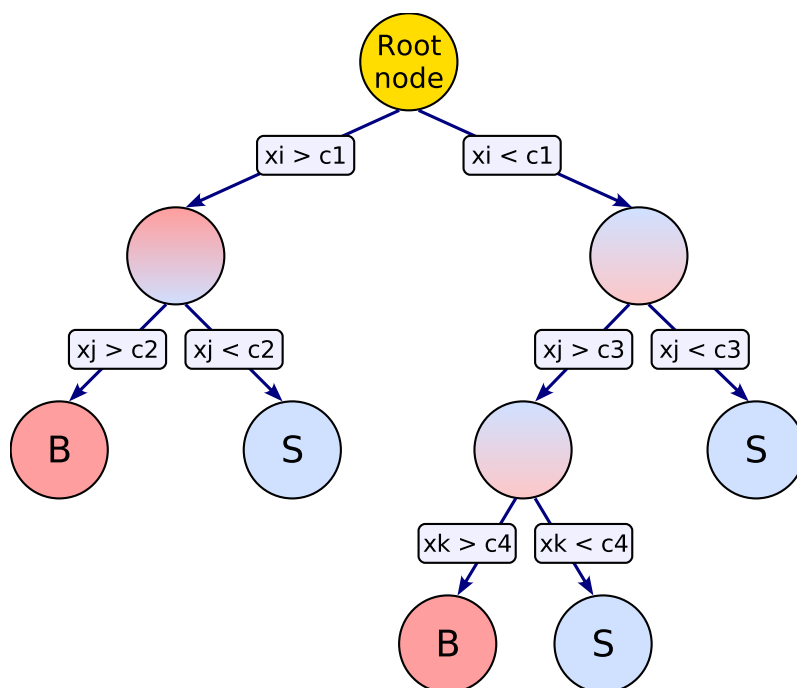
Princip rozhodovacích stromů je znázorněn na Obr. 4.2. Na počátku se všechna data nachází v prvním uzlu, který nazýváme kořen (*root*). V tomto prvním uzlu aplikujeme řez na proměnnou x_i , která rozdělí data do dvou větví. Snahou je rozdělit data na signál (S) a pozadí (B), tedy v každé úrovni jsou aplikovány řezy na proměnnou, která nejlépe S a B rozdělí. Na konci větví se nacházejí tzv. listy, které data rozdělují na signálu podobné S a pozadí podobné B.

Proces, při kterém je vytvářena struktura stromu, se nazývá trénování. Principiálně by šlo trénovat, dokud by v každém listu nebylo pouze pozadí nebo pouze signál. Takovýto strom by ale byl zbytečně přetrénovaný, a proto se aplikuje výše zmíněná koncová podmínka. I tak jsou rozhodovací stromy náchylné k přetrénování.

Rozhodovací stromy jsou poměrně odolné vůči většině vlastností, které mohou mít vstupní proměnné. Tím je myšleno, že metodě nevadí vysoký počet proměnných, jejich duplicitní zadání, pořadí proměnných, zda jsou spojité či diskrétní ani to, zda proměnná má nebo nemá rozhodující význam při odlišování pozadí a signálu.

Nevýhodou rozhodovacích stromů je jejich nestabilita vůči statistickým fluktuacím vzorku, z něhož je strom vytrénován. Pokud například dvě proměnné vykazují podobně silnou náchylnost k dělení dat, fluktuace může způsobit řez na jednu z těchto proměnných, což ovlivní výstavbu stromu. Bez této fluktuace by například mohla být vybrána druhá proměnná.

Tuto obtíž řeší zdokonalené rozhodovací stromy, které převádí problém z jednoho stromu na vícero, což následně nazýváme jako les. Každý strom v lese pochází ze stejného trénovacího vzorku a bere v potaz výsledky předchozího stromu. To při-



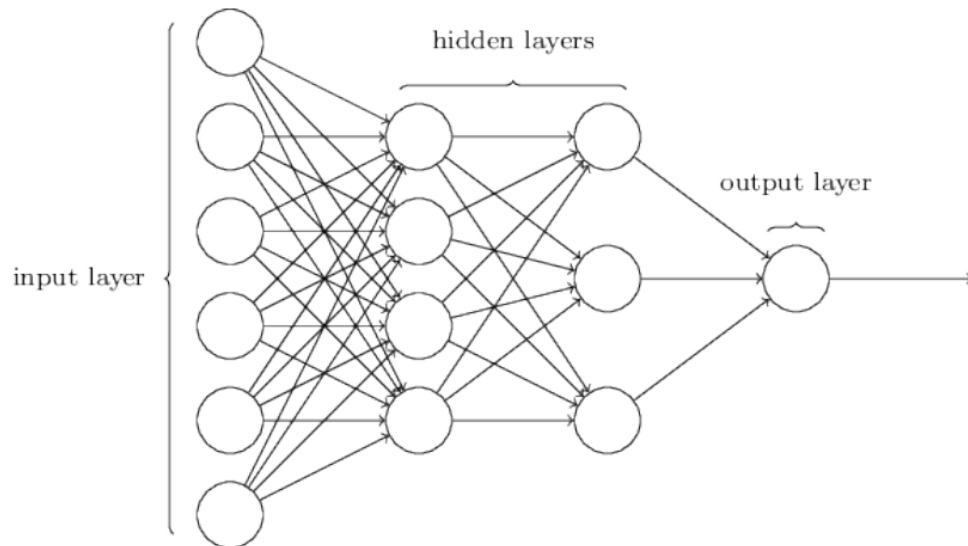
Obrázek 4.2: Schematický pohled na rozhodovací strom. Převzato z Ref. [50].

dává váhu jednotlivým procesům, což způsobí statistickou stabilitu systému a oproti klasickým stromům většinou i lepší dělení. Nevýhoda oproti jednoduchému rozhodovacímu stromu spočívá ve ztrátě přímé interpretace, protože les obsahuje stovky stromů a stává se nepřehledným. Nicméně můžeme strukturu pochopit podíváním se na malý konečný počet stromů [49].

Výhodou BDT je relativně snadné ladění pro získání rozumně přesných výsledků. Toto je způsobeno tím, že se v podstatě stále aplikují jednodimenzionální řezy. Výhoda v jednoduchosti této metody je však zároveň její nevýhodou. Na datech, která mají nízkou korelaci signálu a pozadí, se BDT jeví jako horší. Na reálných datech však jsou povětšinou zdokonalené stromy lepší než ostatní složitější metody (například ANN), které je mnohem náročnější optimálně natrénovat [49].

4.5 Neuronové sítě

Inspirace pro neuronové sítě pochází z biologie, kde je neuron buňkou nervové tkáně. Neuronová síť je systém vzájemně pospojovaných neuronů, kde každý neuron produkuje odpověď na vstupní signál. Jednotlivé neurony jsou řazeny ve vrstvách, kde jeden prvek ve vrstvě je spojen se všemi neurony v předchozí i následující vrstvě. V jedné vrstvě však nikdy vzájemné spojení neexistuje. První vrstva je takzvaná vstupní (*input layer*) a poslední vrstva je výstupní (*output layer*). Mezi nimi se na-



Obrázek 4.3: Schéma hluboké neuronové sítě. Převzato z Ref. [53].

chází n skrytých vrstev (*hidden layer*). Pokud je skrytých vrstev vícero, hovoříme o tzv. hluboké neuronové síti (*deep neural network*). Pokud se jedná o binární výsledek signál/pozadí, obsahuje výstupní vrstva pouze jeden neuron. Schéma neuronové sítě je načrtnuto na Obr. 4.3.

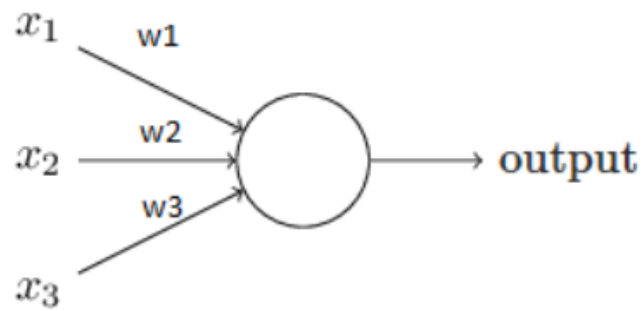
Data vstupují do vstupní vrstvy a dále postupují vždy ve směru dopředu, aby nedocházelo k nežádoucímu duplikování dat. Jednotlivé spoje mezi vrstvami mají váhu, která se optimalizuje při trénování.

Umělé neurony jsou logické jednotky, jejichž výstup je dán funkcí jejich vstupních dat. Schéma neuronu vidíme na Obr. 4.4. Každá jednotka bere vstupní data x_i z každého neuronu v předchozí vrstvě a tato data váží. Tato vstupní data jsou sečtena a případně může být dodána zaujatost dat (*bias*) b a dostaneme rovnici

$$output = \alpha\left(\sum_{i=1}^k \omega_i x_i + b\right), \quad (4.1)$$

kde x_i jsou vstupní data, ω_i je jejich váha, k je počet vstupních dat, b je zaujatost a α je funkce těchto veličin, například ve formě lineární funkce, hyperbolického tangensu, či jiných kolem nuly lichých funkcí [53]. Výrazem *output* rozumíme výstupní data z daného neuronu.

TMVA obsahuje několik druhů neuronových sítí, z nichž nejpoužívanější a nejvíce doporučovanou je Vícevrstvá perceptronová neuronová síť (MLP – *Multilayer Perceptron*), která je rychlejší a flexibilnější než dříve využívané Clermont-Ferrand neuronová síť a ROOT neuronová síť [49]. Posledním přírůstkem v TMVA byly hluboké neuronové sítě DNN, které se stávají stále populárnější.



Obrázek 4.4: Schéma umělého neuronu. Převzato z Ref. [53].

Nevýhodou neuronových sítí je jejich neprůhlednost, protože běžný uživatel nerozumí procesům probíhajícím v jednotlivých skrytých vrstvách.

Kapitola 5

Aplikace na experimentální data

5.1 Mezon D^0

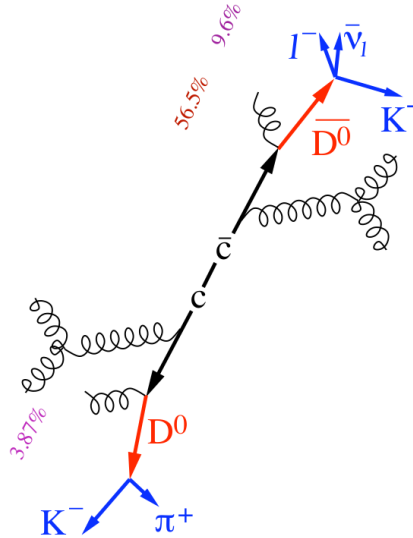
D^0 je mezon skládající se z jednoho půvabného kvarku c a z antikvarku nahoru \bar{u} . Jeho hmotnost je $m_{D^0} = (1864,84 \pm 0,05) \text{ GeV}/c^2$ [6] a střední doba života $(410,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-15} \text{ s}$ [6]. Studujeme jej nejčastěji v rozpadovém kanálu $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (větvicí poměr $(3,89 \pm 0,04) \%$ [6]). Může se rozpadat například i semileptonicky $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ (větvicí poměr $(3,58 \pm 0,06) \%$), nebo jako tříčásticový rozpad $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ (větvicí poměr $(13,9 \pm 0,5) \%$ [6]). Dohromady má D^0 rozpadových kanálů několik desítek. S více než padesáti procentní pravděpodobností se D^0 rozpadne na kaon K^- a k němu už existuje mnoho možných kombinací, které mohou nastat [6].

Na Obr. 5.1 vidíme schematické znázornění fragmentace půvabného kvarku na mezon s otevřenou vůní D^0 . Pravděpodobnost této fragmentace z c kvarku je 56,5 % [33]. Na obrázku jsou rovněž vyznačeny dva nejvýznamnější rozpadové kanály. Pod pojmem měření D^0 v níže rozebírané analýze rozumíme měření D^0 a \bar{D}^0 dohromady.

5.2 Analýza D^0 ve srážkách Au+Au

Pro popis rekonstrukce a analýzy mezonu D^0 ze srážek Au+Au vyjdu ze článku [34].

Při rekonstrukci mezonů D^0 a \bar{D}^0 byly využity rozpadové kanály $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ a $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Pro nalezení kandidátů na možné D^0 mezony je nutné najít páry pionů π a kaonů K , které mají odlišná znaménka, a v těchto kombinacích se budou nacházet i hledané páry ze skutečných rozpadů mezonu. Pro kombinatorické pozadí



Obrázek 5.1: Schéma fragmentace půvabného kvarku na D^0 a hlavní dva rozpadové kanály mezonu D^0 . Převzato z Ref. [33].

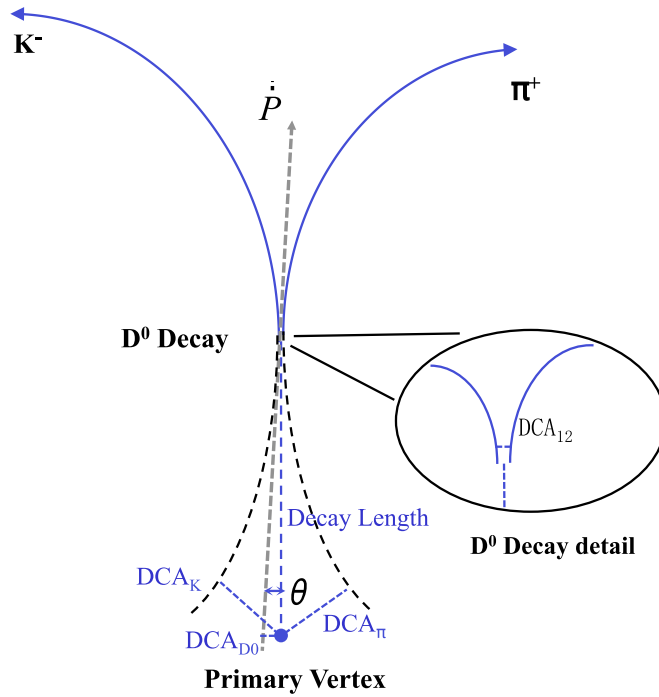
se následně použijí páry $K\pi$, které mají stejná znaménka.

Identifikace částic probíhá pomocí ztráty ionizační energie $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle$ naměřené detektorem TPC a doby letu naměřené pomocí TOF, jak je popsáno ve druhé kapitole. Počáteční čas pro událost je změřen detektorem VPD. Spouštěč pro minimální závislost výběru dat je definován jako shoda mezi východním a západním VPD detektorem.

Události byly vybírány pomocí podmínky na pozici vrcholu srážky, která musela být ve směru z maximálně 6 cm od středu detektoru STAR. Maximální čas driftu v TPC elektronů vzniklých při ionizaci je přibližně 40 μs , zatímco frekvence srážek v Au+Au se pohybuje okolo 40 kHz. Proto existuje jistá pravděpodobnost, že bude více než jedna událost zaznamenána v jednom vyčítaném snímku TPC. Oproti tomu je VPD rychlý detektor, který dovede odlišovat události z různých křížení svazků. Aby se zamezilo výběru špatného vrcholu pocházejícího z jiného křížení, než který vybral spouštěč, je kladena na z souřadnici vrcholu V_z podmínka, aby rozdíl mezi V_z^{TPC} a V_z^{VPD} byl méně než 3 cm.

V Au+Au srážkách byly dráhy nabitých kaonů a pionů rekonstruovány pomocí TPC a HFT. Na dráhu byla kladena podmínka, aby měla alespoň 20 zásahů v TPC ze 45 možných, za účelem dobrého rozlišení hybnosti. V HFT bylo vyžadováno, aby obě dceřinné dráhy měly alespoň jeden zásah v každé z obou vrstev PXL a buď zásah v IST, nebo SSD.

Kandidáti pionů a kaonů jsou vybíráni tak, aby jejich naměřená ztráta energie dE/dx byla v rámci dvou standardních odchylek od očekávané hodnoty pro kaony

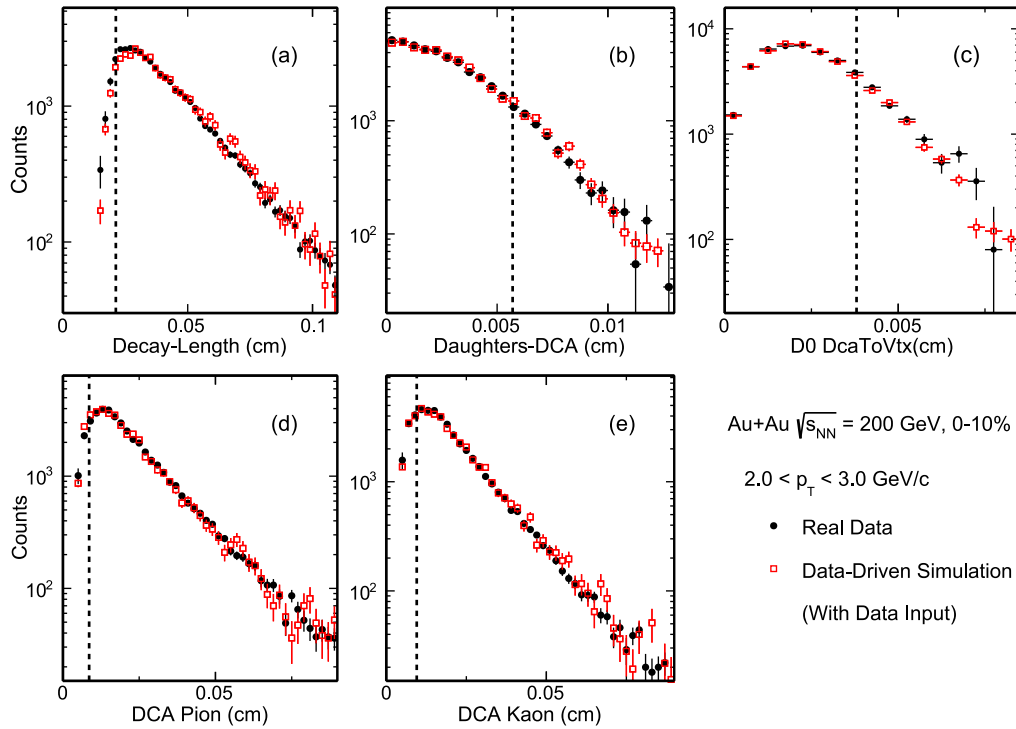


Obrázek 5.2: Schéma rozpadu D^0 na $K^-\pi^+$ a topologických proměnných. Převzato z Ref. [34].

($n\sigma_K < 2$) a tří standardních odchylek pro piony ($n\sigma_\pi < 3$). Při analýze byl využit tzv. hybrid TOF, tedy pokud má částice zásah v TOF, je požadavek na převertěnou β hodnotu, aby pro piony i kaony byla absolutní hodnota rozdílu naměřených a očekávaných hodnot menší než 0,03. Pro volbu párů byl ještě kladen požadavek na pseudorapiditu $|\eta| < 1$ a příčnou hybnost $p_T > 0,6 \text{ GeV}/c$.

Po nalezení pionů a kaonů začíná hledání jejich vhodných párů. Kandidáty na mezon D^0 získáváme z požadavku, aby dceřinné částice rozpadu (K a π) měly rozdílná znaménka. Pokud máme dceřinné dráhy pro pion a kaon, rozpadový vrchol D^0 leží v polovině vzdálenosti největšího přiblížení dráhy pionu a dráhy kaonu. Zdrojem pozadí je volba náhodných $K\pi$ párů. Toto pozadí však může být značně redukováno za použití následujících topologických veličin:

- Rozpadová délka **DL** kandidáta D^0 , což je vzdálenost mezi zrekonstruovaným rozpadovým vrcholem a primárním vrcholem (PV – *Primary Vertex*), která podle experimentálních dat měří $123 \mu\text{m}$.
- Vzdálenost největšího přiblížení (**DCA₁₂** – *Distance of the Closest Approach*) mezi oběma dceřinnými drahami, v ideálním případě by tato vzdálenost byla nulová.

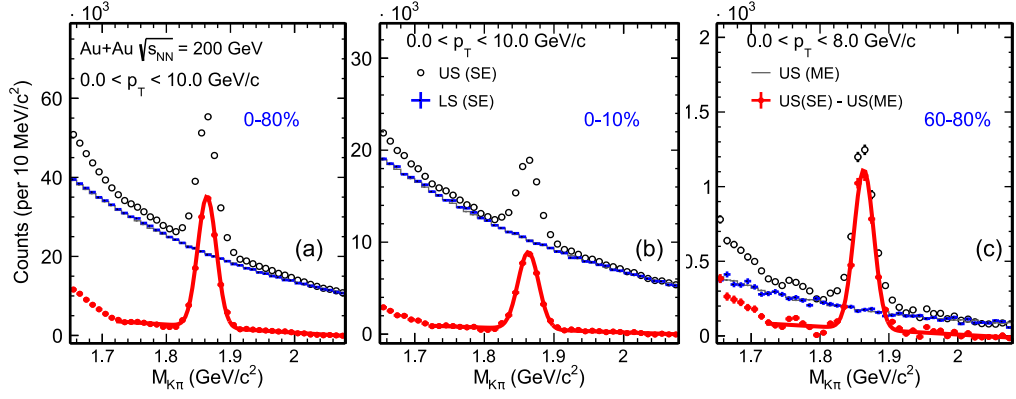


Obrázek 5.3: Porovnání rozdělení topologických proměnných pro skutečná data a simulaci se vstupy z dat. U každé proměnné je vyznačen finální optimalizovaný řez. Převzato z Ref. [34].

- DCA mezi pionem a primárním vrcholem \mathbf{DCA}_π , která by rovněž v ideálním případě byla 0.
- DCA mezi kaonem a primárním vrcholem \mathbf{DCA}_K , která by taktéž v ideálním případě byla nulová.
- DCA mezi rekonstruovaným D^0 a primárním vrcholem \mathbf{DCA}_D , v ideálním případě by tato vzdálenost byla nulová, protože směr hybnosti D^0 by procházel primárním vrcholem, kde se mezon rozpadl.
- Úhel θ mezi směrem hybnosti rekonstruovaného D^0 a spojnicí primárního a sekundárního vrcholu, tento úhel by v ideálním případě byl nulový, protože by obě přímky byly shodné.

Schéma rozpadu D^0 a vyznačené topologické proměnné můžeme vidět na Obr. 5.2. Řezy na tyto proměnné byly optimalizovány za pomoci TMVA metody obdélníkových řezů. Na Obr. 5.3 vidíme rozdělení pěti topologických proměnných a přerušovanou čarou jsou vyznačeny konečné optimalizované řezy.

Kombinatorické pozadí bylo odhadnuto z kombinací párů shodných znamének (LS – *Like Sign*) ze stejné události (SE – *Same Event*) a z techniky smíšených



Obrázek 5.4: Rozdělení invariantní hmotnosti $K\pi$ párů $M_{K\pi}$ pro příčnou hybnost párů $K\pi$ $0 < p_T < 10$ GeV/c pro centralitu 0–80 % a 0–10 % a pro $0 < p_T < 8$ GeV/c při centralitě 60–80 %. Černá otevřená kolečka pocházejí z dat ze stejných srážek (SE) a kombinace odlišných znamének (US), modré a šedě stínované histogramy pocházejí z kombinace shodných znamének (LS) ze stejné srážky a z metody smíšených událostí (ME) kombinací odlišných znamének – ty určují kombinatorické pozadí. Plná červená kolečka ukazují US (ME) rozdělení po odečtení US (ME) kombinatorického pozadí. Převzato z Ref. [34].

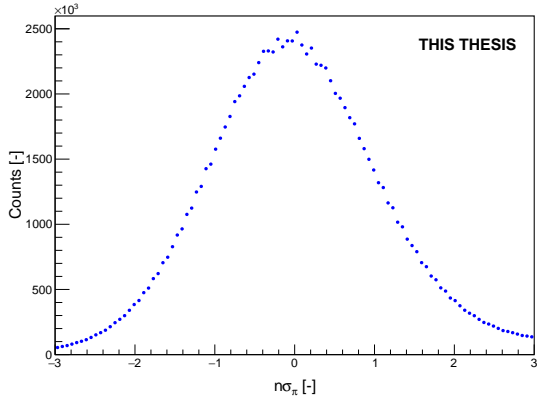
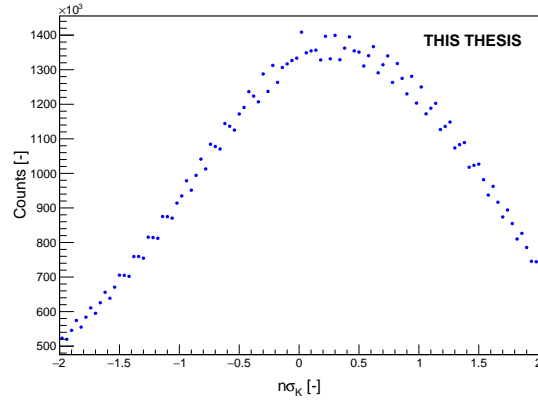
událostí (ME – *Mixed Event*) rozdílných znamének (US – *Unlike Sign*). Tato metoda vybírá kaony a piony z různých událostí, ale s podobnými vlastnostmi.

Poté, co je odečteno kombinatorické pozadí, dochází u zbylé invariantní hmotnosti $K\pi$ k fitu gaussovskou a lineární funkcí. Lineární fit slouží k určení zbývajícího pozadí a gaussovský fit určí surový výtěžek. Ukázkou rozdělení invariantní hmotnosti po kombinatorickém zpracování a odečtení pozadí vidíme na Obr. 5.4. Červená čára je gaussovský fit.

5.3 Vlastní analýza D^0 v p+Au srážkách

Data ze srážek jsou na STAR ukládány do souborů DAQ. Po zpracování a zrekonstruování událostí jsou uloženy do MuDst souborů. Ty obsahují veškeré informace o srážce. MuDst jsou velice obsáhlé, a proto jsou pro rychlejší analýzu převáděny na PicoDst soubory.

Mým cílem bylo rekonstruovat mezony D^0 a $\overline{D^0}$ v hadronových rozpadových kanálech $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ a $\overline{D^0} \rightarrow K^+\pi^-$ ze srážek proton+zlato z roku 2015 naměřené detektorem STAR při energii srážky $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Jednalo se o $1,3 \cdot 10^9$ srážek a spouštěč použitý při analýze těchto srážek se jmenuje BHT1*VPDMB-30_nobsmd, číslo 500206. Tímto spouštěčem prošlo $3,5 \cdot 10^8$ událostí.


 Obrázek 5.5: Distribuce $n\sigma_\pi$ pionů.

 Obrázek 5.6: Distribuce $n\sigma_\pi$ kaonů.

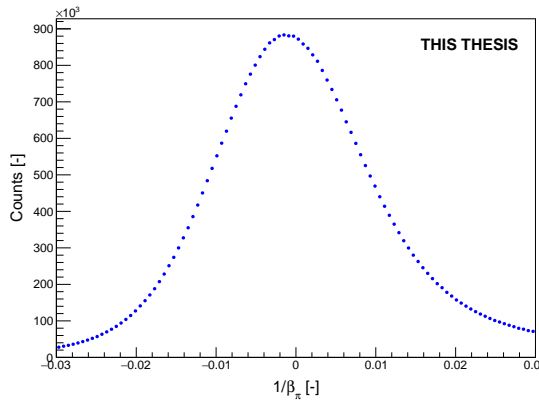
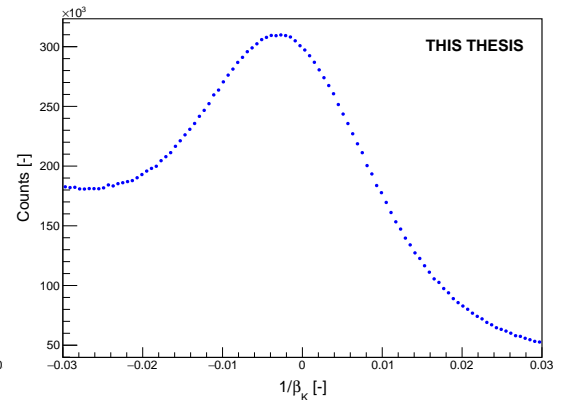
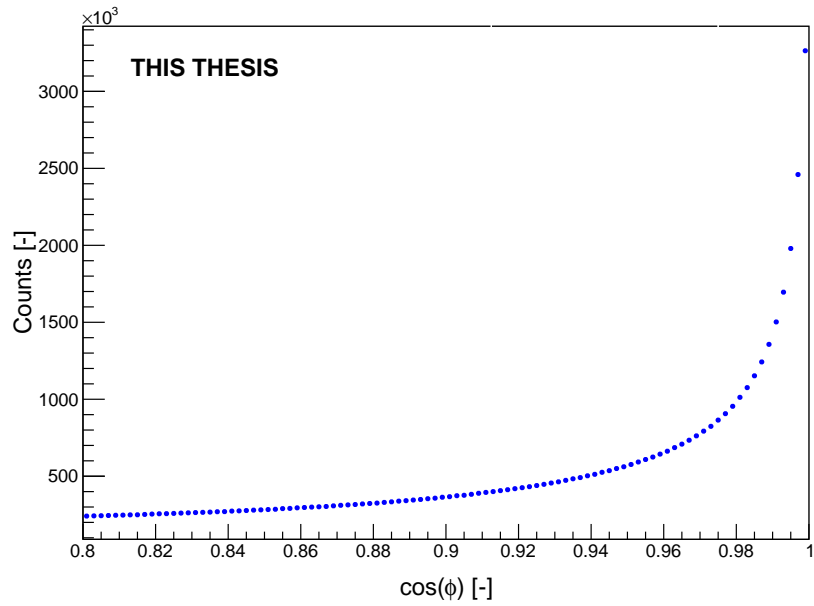
Od konzultanta jsem obdržel jím používaný kód na analýzu D^0 mezonu v d+Au srážkách na STAR, kterému říkáme D0AnaMaker. S tímto kódem jsem se seznámil a provedl drobné úpravy, aby byl použitelný na srážky p+Au. Kód jsem přes vzdálenou farmu RCF spustil na výše zmíněný počet srážek, což jsou téměř všechny srážky pocházející z p+Au z roku 2015. Výsledkem D0AnaMaker jsou TTree soubory. Na zpracování těchto souborů jsem si napsal vlastní makra v programu ROOT a výsledky jsou prezentovány níže v této kapitole.

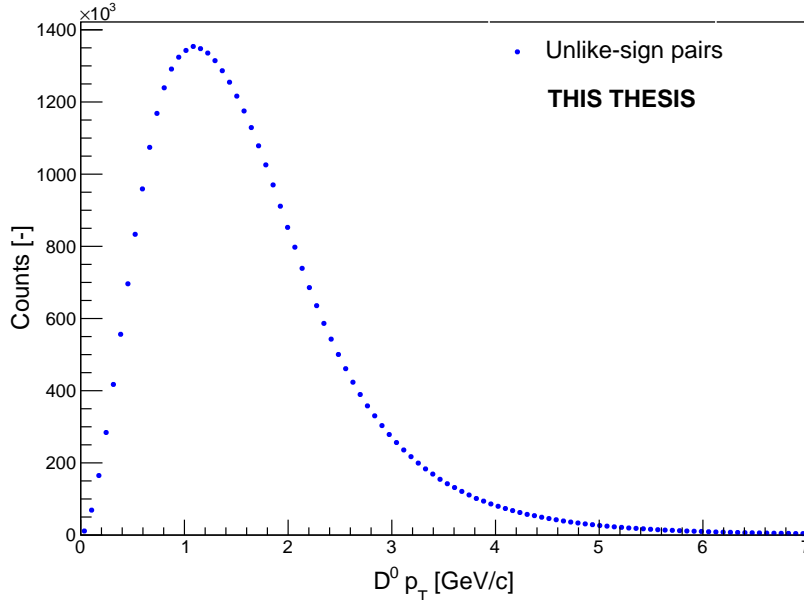
Na pozici primárního vrcholu jsem kladl podmínku, aby byl maximálně 6 cm od středu detektoru TPC a stejně jako při výše popsané analýze zlato+zlato srážek jsem požadoval, aby absolutní hodnota rozdílu V_z^{TPC} a V_z^{VPD} byla menší než 3 cm. Piony i kaony musely mít 20 zásahů v TPC. Limit na odchylku ztráty energie v TPC $n\sigma$ byl pro piony tři standardní odchylky a pro kaony dvě standardní odchylky. Pro odchylku převrácené hodnoty β jsem vyžadoval, aby absolutní hodnota rozdílu očekávaných hodnot a naměřených hodnot byla menší než 0,03 pro obě dceřinné částice. Posledním řezem bylo, aby kosinus úhlu mezi rekonstruovaným směrem hybnosti D^0 mezonu a směrem hybnosti kaonu byl větší než 0,8. Tento úhel značím dále v textu ϕ .

Na Obr. 5.5 a 5.6 vidíme rozdělení odchylky $n\sigma$ pro nabitě (kladné i záporné) piony a kaony. Na Obr. 5.7 a 5.8 vidíme rozdělení absolutní hodnoty rozdílu očekávaných a naměřených hodnot $1/\beta$ pro piony a kaony. Rozdělení úhlu ϕ vidíme na Obr. 5.9. Z tohoto obrázku je rovněž vidět, že řez na tuto proměnnou není příliš omezující.

Na Obr. 5.10 vidíme rozdělení příčné hybnosti p_T kandidátů D^0 , které pocházejí z kombinací pionů a kaonů, které mají odlišná znaménka. Na Obr. 5.12 a Obr. 5.11 vidíme rozdělení p_T nabitých pionů a kaonů.

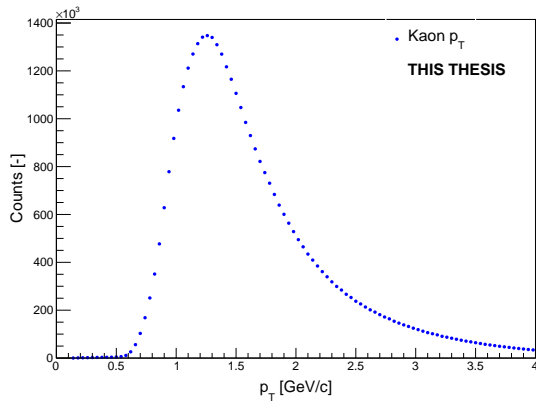
Na následujících obrázcích jsou rozdělení jednotlivých topologických veličin. Na

Obrázek 5.7: Distribuce $1/\beta_\pi$ pionů.Obrázek 5.8: Distribuce $1/\beta_K$ kaonů.Obrázek 5.9: Distribuce úhlu ϕ mezi rekonstruovaným směrem hybnosti D^0 a směrem hybnosti kaonu.

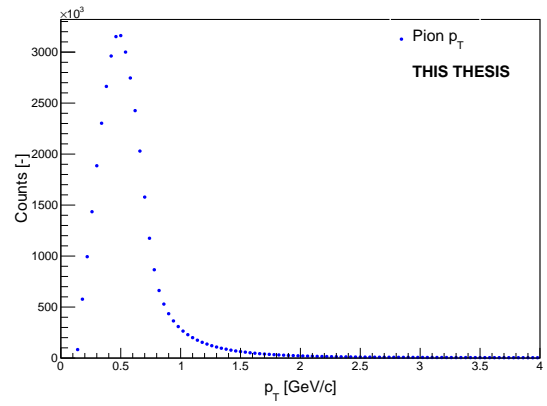
Obrázek 5.10: Distribuce příčné hybnosti kandidátů D^0 .

Obr. 5.13 je rozdělení vzdáleností největšího přiblížení nabitých pionů DCA_π , na Obr. 5.14 je totéž pro kaony DCA_K . Na Obr. 5.15 vidíme rozdělení pro vzdálenost největšího přiblížení dceřinných částic DCA_{12} , na Obr. 5.16 je rozdělení vzdálenosti největšího přiblížení rekonstruovaných D^0 a primárního vrcholu DCA_D a na Obr. 5.17 je rozdělení rozpadové délky DL rekonstruovaných D^0 . Body jsou vykresleny pro kombinace pionů a kaonů s odlišnými znaménky, tedy se mezi nimi nachází i námi hledané kombinace pocházející z rozpadu mezonu D^0 .

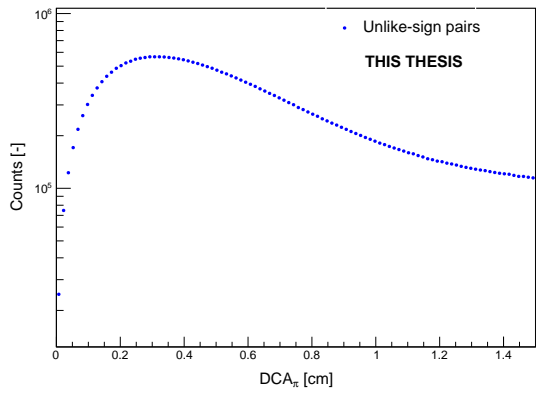
Všechny obrázky jsou označené jako THIS THESIS, což znamená, že neprošly kontrolou kolaborace STAR a jsou pouze součástí této práce. Pokud se podíváme na srovnání mnou určených rozdělení topologických veličin a těch z měření Au+Au z Obr. 5.3, je vidět, že jednotlivé distribuce mají maxima ve zcela odlišných bodech. Nejpravděpodobnější příčinou tohoto rozdílu je, že při analýze srážek p+Au nebyly kladeny podmínky na zásahy v HFT, který v roce 2015 nefungoval zcela správně. Na mnou určené topologické proměnné bude nutno použít metodu obdélníkových řezů, abych našel řezy nejvhodnější, stejně jako autoři článku [34].



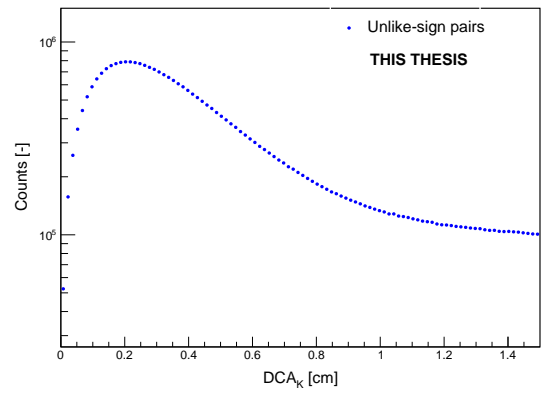
Obrázek 5.11: Distribuce p_T pionů.



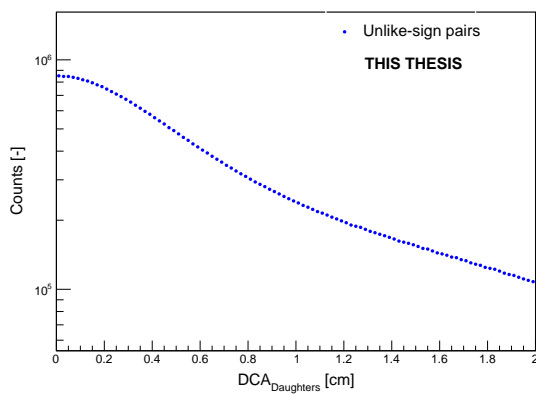
Obrázek 5.12: Distribuce p_T kaonů.



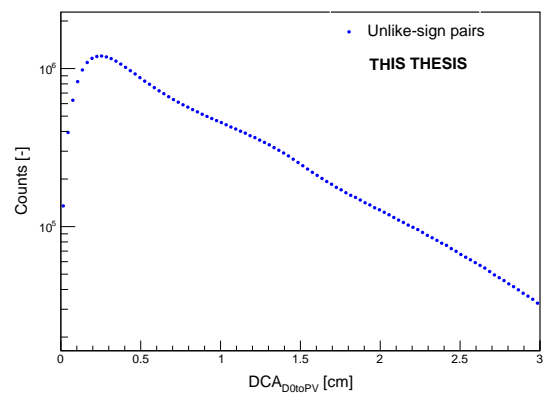
Obrázek 5.13: Rozdělení DCA pionů.



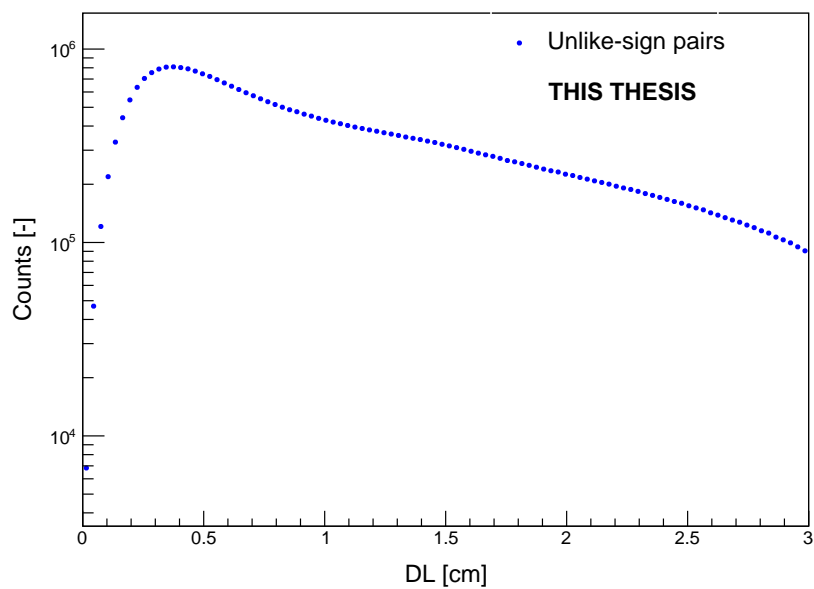
Obrázek 5.14: Rozdělení DCA kaonů.



Obrázek 5.15: Rozdělení DCA_{12} .



Obrázek 5.16: Rozdělení DCA_D .



Obrázek 5.17: Distribuce rozpadové délky DL kandidátů D^0 .

Závěr

Studium kvarků těžkých vůní je dobrou sondou pro popis vlastností kvark-gluonového plazmatu vznikajícího v ultra-relativistických srážkách těžkých jader na urychlovačích částic LHC a RHIC.

Ke správnému popisu vlastností QGP je nutné pochopit efekty studené jaderné hmoty, které jsou způsobeny přítomností samotného srážejícího se jádra. K tomu slouží nesymetrické srážky p+Pb na LHC a p+Au a d+Au na RHIC.

Cílem této práce bylo shrnout základní teorii jádro-jaderných srážek a kvark-gluonového plazmatu, představit metody strojového učení a rovněž ukázat rekonstrukci dat z detektoru STAR na RHIC.

V práci jsem nejprve prezentoval historii a teorii kvark-gluonového plazmatu, veličiny, které používáme v částicové fyzice, a projevy, díky kterým kvark-gluonové plazma studujeme. Dále jsem představil detektoru STAR na Relativistickém urychlovači těžkých iontů v Brookhavenské národní laboratoři. Ve třetí části jsem shrnul poznatky o projevech studené jaderné hmoty a aktuální výsledky v měření QGP z urychlovačů RHIC a LHC. Jedná se především o měření eliptického toku a jaderného modifikačního faktoru ve srážkách A+A a p/d+A. V další části jsem představil některé metody strojového učení obsažené v balíčku TMVA zakomponovaném v prostředí ROOT. V poslední části jsem popsal, jak probíhá rekonstrukce a analýza mezonu D^0 na detektoru STAR ve srážkách zlato+zlato, a předvedl jsem některé své dílčí výsledky rekonstrukce mezonu D^0 v rozpadovém kanálu $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ze srážek proton+zlato prováděné na RHIC v roce 2015 při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

V budoucnu bych chtěl na ukázané dílčí výsledky aplikovat výše zmíněné metody strojového učení a mezon D^0 úspěšně zrekonstruovat.

Literatura

- [1] FLORKOWSKI, W. *Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions*. Singapore: World Scientific, 2010. ISBN 978-981-4280-66-2.
- [2] New State of Matter created at CERN. *CERN Accelerating Science* [online]. 2000 [cit. 2020-04-29]. Dostupné z: <https://home.cern/news/press-release/cern/new-state-matter-created-cern>
- [3] MCDONALD, A. B. Nobel Lecture: The Sudbury Neutrino Observatory: Observation of flavor change for solar neutrinos. *Reviews of Modern Physics*. 2016, **88**(3). DOI: 10.1103/RevModPhys.88.030502. ISSN 0034-6861. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.88.030502>
- [4] AKER, M., K. ALTENMÜLLER, M. ARENZ, et al. (KATRIN) Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN. *Physical Review Letters*. 2019, **123**(22). DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.221802. ISSN 0031-9007. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.221802>
- [5] *Physics Hypertextbook* [online]. [cit. 2020-04-25]. Dostupné z: <https://physics.info/constants/>
- [6] TANABASHI, M., A. FREITAS, H. GALLAGHER, et al. (Particle Data Group) Review of Particle Physics. *Physical Review D*. 2018, **98**(3). DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001. ISSN 2470-0010. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>
- [7] AAD, G., T. ABAJYAN, B. ABBOTT, et al. (ATLAS) Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*. 2012, **716**(1). DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. ISSN 03702693. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S037026931200857X>
- [8] CHATRCHYAN, S., V. KHACHATRYAN, A.M. SIRUNYAN, et al. (CMS) Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with

- the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*. 2012, **716**(1). DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. ISSN 03702693. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370269312008581>
- [9] BLAIZOT, J. P. a E. IANCU, ed. *QCD Perspectives on Hot and Dense Matter*. Dordrecht: Springer, 2002. ISBN 978-1-4020-1036-1
- [10] SANCHES, S. M., D. A. FOGAÇA a F. S. NAVARRA. The time evolution of the quark gluon plasma in the early Universe. *Journal of Physics: Conference Series*. 2015, **630**. DOI: 10.1088/1742-6596/630/1/012028. ISSN 1742-6588. Dostupné také z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/630/1/012028>
- [11] KUMAR, L. a D. KEANE. Experimental studies of the quantum chromodynamics phase diagram at the STAR experiment. *Pramana*. 2015, **84**(5), 773-786. DOI: 10.1007/s12043-015-0969-9. ISSN 0304-4289. Dostupné také z: <http://link.springer.com/10.1007/s12043-015-0969-9>
- [12] TLUSTÝ, D. *The RHIC Beam Energy Scan Phase II: Physics and Upgrades*. 2018, **arXiv:1810.04767 [nucl-ex]**.
- [13] SNELLINGS, R. Elliptic flow: a brief review. *New Journal of Physics*. 2011, **13**(5). DOI: 10.1088/1367-2630/13/5/055008. ISSN 1367-2630. Dostupné také z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/13/5/055008>
- [14] SATZ, H., SARKAR, S. a B. SINHA, ed. The physics of the quark-gluon plasma. *Lect.Notes Phys.* 2010, (785), 1-369. DOI: 10.1007/978-3-642-02286-9.
- [15] ADLER, S. S., S. AFANASIEV, C. AIDALA, et al. (PHENIX) Absence of Suppression in Particle Production at Large Transverse Momentum in $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV d+Au Collisions. *Physical Review Letters*. 2003, **91**(7). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.072303. ISSN 0031-9007. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.072303>
- [16] ADAMCZYK, L., J.-R. ADAMS, J.-K. ADKINS, et al. (STAR) Beam Energy Dependence of Jet-Quenching Effects in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39,$ and 62.4 GeV. *Physical Review Letters*. 2018, **121**(3). DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.032301. ISSN 0031-9007. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.032301>
- [17] SHI, S. *Event anisotropy v_2 at STAR*. Wuhan, 2010. Ph. D. thesis. Hua-Zhong Normal U.

- [18] GLÜCK, M., E. REYA a A. VOGT. Dynamical parton distributions of the proton and small-x physics. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*. 1995, **67**(3), 433-447. DOI: 10.1007/BF01624586. ISSN 0170-9739. Dostupné také z: <http://link.springer.com/10.1007/BF01624586>
- [19] DING, H.-T., A. FRANCIS, O. KACZMAREK, F. KARSCH, H. SATZ a W. SOELDNER. Charmonium properties in hot quenched lattice QCD. *Physical Review D*. 2012, **86**(1). DOI: 10.1103/PhysRevD.86.014509. ISSN 1550-7998. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.014509>
- [20] CASALDERREY-SOLANA, J., J. G. MILHANO a U. A. WIEDEMANN. Jet quenching via jet collimation. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 2011, **38**(3). DOI: 10.1088/0954-3899/38/3/035006. ISSN 0954-3899. Dostupné také z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/38/3/035006>
- [21] ADAMS, J., C. ADLER, M. M. AGGARWAL, et al. (STAR) Evidence from d + Au measurements for final state suppression of high p_T hadrons in Au+Au collisions at RHIC. *Physical Review Letters*. 2003, **91**(7). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.072304. ISSN 0031-9007. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.072304>
- [22] STEFANIAK, M. ZBROSZCZYK a H. ZBROSZCZYK. Examination of the heavy-ion collisions using EPOS model in the frame of BES program at RHIC. *EPJ Web Conf.* [online]. 2017, (164) [cit. 2020-04-27]. DOI: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201716407013>.
- [23] ADAMCZYK, L., J.-K. ADKINS, G. AGAKISHIEV, et al. (STAR) Measurement of D^0 Azimuthal Anisotropy at Midrapidity in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Physical Review Letters*. 2017, **118**(21). DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.212301. ISSN 0031-9007. Dostupné také z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.212301>
- [24] *Brookhaven National Laboratory* [online]. [cit. 2020-05-03]. Dostupné z: <https://www.bnl.gov>
- [25] *Brookhaven National Laboratory - RHIC* [online]. [cit. 2020-05-14]. Dostupné z: <https://www.bnl.gov/rhic/>
- [26] *The Nobel Prize* [online]. [cit. 2020-05-03]. Dostupné z: <https://www.nobelprize.org/>

- [27] YI, L. STAR Experiment. *Study of Quark Gluon Plasma By Particle Correlations in Heavy Ion Collisions*. New York, NY: Springer New York, 2016, 2016-08-26, , 21-31. Springer Theses. DOI: 10.1007/978-1-4939-6487-1_2. ISBN 978-1-4939-6485-7. Dostupné také z: http://link.springer.com/10.1007/978-1-4939-6487-1_2
- [28] HAHN, H., E. FORSYTH, H. FOELSCHE, et al. The RHIC design overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003, **499**(2-3), 245-263. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01938-1. ISSN 01689002. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900202019381>
- [29] CERN - *Facts and figures about the LHC* [online]. [cit. 2020-05-14]. Dostupné z: <https://home.cern/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc>
- [30] ALESSI, J., D. BARTON, E. BEEBE, et al. *Electron Beam Ion Source Pre-injector Project (EBIS) Conceptual Design Report*. 2005. DOI: 10.2172/15020507.
- [31] WENG, W. a Y. Y. LEE. *Design and construction status of the AGS booster accelerator*. 1988, **BNL - 41030**.
- [32] TANNENBAUM, M. J. Latest Results from RHIC Progress on Determining $\hat{q}L$ in RHI Collisions Using Di-Hadron Correlations. *Universe*. 2019, **5**(6). DOI: 10.3390/universe5060140. ISSN 2218-1997. Dostupné také z: <https://www.mdpi.com/2218-1997/5/6/140>
- [33] TLUSTÝ, D. *A Study of Open Charm Production in $p+p$ Collisions at STAR*. Praha, 2014. Disertační práce. České vysoké učení technické v Praze.
- [34] ADAM, J., L. ADAMCZYK, J. R. ADAMS, et al. (STAR) 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*. 2019, **99**(3). DOI: 10.1103/PhysRevC.99.034908. ISSN 2469-9985. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.99.034908>
- [35] YANG, Y. The STAR detector upgrades for the BES II and beyond physics program. In: *Quark Matter 2019* [online]. Wuhan, 5. 11. 2019 [cit. 2020-07-23]. Dostupné z: <https://indico.cern.ch/event/792436/contributions/3535998/>
- [36] Department of Energy Selects Brookhaven National Laboratory to Host Major New Nuclear Physics Facility. *Department of Energy* [online]. [cit. 2020-05-19]. Dostupné z: <https://www.energy.gov/articles/us-department-energy-selects-brookhaven-national-laboratory-host-major-new-nuclear-physics>

- [37] ESKOLA, K.J, H PAUKKUNEN a C.A SALGADO. EPS09 - A new generation of NLO and LO nuclear parton distribution functions. *Journal of High Energy Physics*. 2009, **2009**(04), 065-065. DOI: 10.1088/1126-6708/2009/04/065. ISSN 1029-8479. Dostupné také z: <http://stacks.iop.org/1126-6708/2009/i=04/a=065?key=crossref.01729cc126919fa129a81b1e1792249f>
- [38] CHESHKOV, C., V. ALICE: is cold nuclear matter really cold? *Alice Matters* [online]. 1. 3. 2014 [cit. 2020-07-24]. Dostupné z: <http://alicematters.web.cern.ch/?q=content/node/684>
- [39] DIAKONOV, D. QCD scattering: from DGLAP to BFKL. In: *CERN Courier* [online]. 20. 7. 2010 [cit. 2020-07-24]. Dostupné z: <https://cerncourier.com/a/qcd-scattering-from-dglap-to-bfkl/>
- [40] ANDRONIC, A., F. ARLEO, R. ARNALDI, et al. Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: from proton-proton to heavy-ion collisions. *The European Physical Journal C*. 2016, **76**(3). DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3819-5. ISSN 1434-6044. Dostupné také z: <http://link.springer.com/10.1140/epjc/s10052-015-3819-5>
- [41] ACHARYA, S., D. ADAMOŮÁ, S. P. ADHYA, et al. (ALICE) Measurement of prompt D^0 , D^+ , D^{*+} , and D_s^+ production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Journal of High Energy Physics*. 2019, **2019**(12). DOI: 10.1007/JHEP12(2019)092. ISSN 1029-8479. Dostupné také z: [http://link.springer.com/10.1007/JHEP12\(2019\)092](http://link.springer.com/10.1007/JHEP12(2019)092)
- [42] LIU, Y. Recent Measurements of Heavy Quarkonium Production in p+Au and p+p Collisions at STAR. In: *Quark Matter 2019* [online]. Wuhan [cit. 2020-07-13]. Dostupné z: <https://indico.cern.ch/event/792436/contributions/3550935/>
- [43] KELSEY, M. Nuclear modification factors, directed and elliptic flow of electrons from open heavy flavor decays in Au+Au collisions from STAR. In: *Quark Matter 2019* [online]. Wuhan, 5. 11. 2019 [cit. 2020-07-24]. Dostupné z: <https://indico.cern.ch/event/792436/contributions/3535848/>
- [44] SIRUNYAN, A.M., A. TUMASYAN, W. ADAM, et al. (CMS) Observation of prompt J/ψ meson elliptic flow in high-multiplicity pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV. *Physics Letters B*. 2019, **791**. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.02.018. ISSN 03702693. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370269319301133>

- [45] HAN, S. Signatures of collectivity in small systems observed by PHENIX. In: *Quark Matter 2019* [online]. Wuhan [cit. 2020-07-14]. Dostupné z: <https://indico.cern.ch/event/792436/contributions/3543324/>
- [46] LOUPPE, G. *Understanding random forests*. Liège, 2014. Ph. D. thesis. University of Liège.
- [47] SPECKMAYER, P, A HÖCKER, J STELZER a H VOSS. The toolkit for multivariate data analysis, TMVA 4. *Journal of Physics: Conference Series*. 2010, **219**(3). DOI: 10.1088/1742-6596/219/3/032057. ISSN 1742-6596. Dostupné také z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/219/3/032057>
- [48] ABBIENDI, G. et al. (ALEPH Collaboration) Search for the Standard Model Higgs boson at LEP. *Physics Letters B*. 2003, **565**, 61-75. DOI: 10.1016/S0370-2693(03)00614-2. ISSN 03702693. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370269303006142>
- [49] VOSS, H. Successes, Challenges and Future Outlook of Multivariate Analysis In HEP. *Journal of Physics: Conference Series*. 2015, **608**. DOI: 10.1088/1742-6596/608/1/012058. ISSN 1742-6588. Dostupné také z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/608/1/012058>
- [50] HOCKER, A., J. STELZER, F. TEGENFELDT, H. VOSS et al. *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis* [online]. 2007, **arXiv:physics/0703039** [cit. 2020-07-26].
- [51] CHANON, N. Multivariate analysis in high energy physics. In: *Statistical Tools in Collider Experiments* [online]. 2012 [cit. 2020-08-05]. Dostupné z: https://people.phys.ethz.ch/~pheno/Lectures2012_StatisticalTools/slides
- [52] COADOU, Y., T. DELEMONTX a A. LUCOTTE. Boosted Decision Trees and Applications. *EPJ Web of Conferences*. 2013, **55**. DOI: 10.1051/epjconf/20135502004. ISSN 2100-014X. Dostupné také z: <http://www.epj-conferences.org/10.1051/epjconf/20135502004>
- [53] HUWILER, M. *Deep learning in TMVA: Benchmarking Benchmarking TMVA DNN Integration of a Deep Autoencoder*. *TMVA : Toolkit for Multivariate Analysis* [online]. 2017, (CERN-STUDENTS-Note-2017-160) [cit. 2020-07-26]. Dostupné z: <http://cds.cern.ch/record/2281843>

Příloha A

Anglicko-český slovník pojmů z částicové fyziky

Drtivá většina publikací o částicové fyzice je v současné době v anglickém jazyce. Rozhodli jsme se proto se spolužáky vytvořit anglicko-český slovník pojmů, ve kterém se snažíme být konzistentní s oficiálními překlady, které existují, a s pracemi publikovanými v letech minulých.

Pořadí kopíruje pořadí kapitol, ve kterých se vždy daný pojem objevuje.

Anglicky	Česky
electron e	elektron
muon μ	mion
tau τ	tauon
up quark u	kvark nahoru
down quark d	kvark dolů
strange quark s	podivný kvark
charm quark c	půvabný kvark
top (truth) t	svrchní (pravdivý) kvark
bottom (beauty) quark b	spodní (krásný) kvark

Anglicky	Česky
strangeness S	podivnost
charm C	působ
topness T	pravdivost
bottomness B	krása
event	událost
multiplicity	multiplicita
participant	účastník
spectator	pozorovatel
impact vector	srážkový vektor
impact parameter	srážkový parametr
reaction plane	reakční rovina
centrality	centralita
cross section	účinný průřez
interaction rate	četnost interakcí
transverse momentum	příčná hybnost
transverse mass	příčná hmotnost
nuclear modification factor	jaderný modifikační faktor
yield	výtěžek
quark-gluon plasma	kvark-gluonové plazma
beam	svazek
beam pipe	trubice svazku
fireball	ohnivá koule
crossover	rychlý přechod
colour superconductor	barevný supravodič
colour glass condensate	barevně-skleněný kondenzát
colour confinement	barevné uvěznění
string breaking	strunové narušení
QCD parton cascades	QCD partonové kaskády
quantum chromodynamics (QCD)	kvantová chromodynamika
chemical freeze-out	chemické vymrznutí
kinetic freeze-out	kinetické vymrznutí
critical temperature	kritická teplota
quarkonium	kvarkónium
jet	výtrysk
dijet	dvojvýtrysk
jet quenching	zhášení výtrysků

Anglicky	Česky
directed flow	přímý tok
elliptic flow	eliptický tok
triangular flow	trojúhelníkový tok
Large Hadron Collider (LHC)	Velký hadronový urychlovač
Brookhaven National Laboratory (BNL)	Brookhavenská národní laboratoř
Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)	Relativistický urychlovač těžkých jader
Alternating Gradient Synchrotron (AGS)	Synchrotron s proměnným gradientem
Electron Beam Ion Source (EBIS)	Elektronový svazkový zdroj iontů
Radio Frequency Quadrupole (RFQ)	Radio-frekvenční kvadrupól
Hollow Cathode Ion Source	Dutokatodový zdroj iontů
Time Projection Chamber (TPC)	Časově projekční komora
Time Of Flight detector (TOF)	Detektor doby letu
Heavy Flavour Tracker (HFT)	Sledovač těžkých vůní
Silicon Strip Detector (SSD)	Křemíkový proužkový detektor
Intermediate Silicon Tracker (IST)	Prostřední křemíkový sledovač
PiXel Detector (PXL)	PiXelový detektor
Vertex Position Detector (VPD)	Detektor pozice vrcholu
Zero-Degree Calorimeter (ZDC)	Nulastupňový kalorimetr
Event Plane Detector (EPD)	Detektor roviny srážky
Beam-Beam Counter (BBC)	Čítač svazků
Barrel Electromagnetic Calorimeter (BEMC)	Válcový elektromagnetický kalorimetr
Endcap Electromagnetic Calorimeter (EEC)	Postranní elektromagnetický kalorimetr
Muon Telescope Detector (MTD)	Mionový teleskopický detektor
Electron Ion Collider (EIC)	Elektron-iontový urychlovač
trigger	spouštěč
strhávací fólie	stripping foil
Cold Nuclear Matter effects (CNM)	efekty studené jaderné hmoty
parton distribution function (PDF)	partonová distribuční funkce
shadowing	stínění
antishadowing	anti-stínění
scattering	rozptyl

Anglicky	Česky
open flavour	otevřená vůně
hidden flavour	skrytá vůně
momentum transfer	přenesená hybnost
prompt <i>D</i> meson	přímý <i>D</i> mezon
colour screening	barevné stínění
suppression	potlačení
enhancement	obohacení
QGP droplets	kapičky QGP
minimum bias	s minimální závislostí výběru
machine learning	strojové učení
rectangular cuts	obdélníkové řezy
boosted decision trees	zdokonalené rozhodovací stromy
artificial neural networks	umělé neuronové sítě
deep neural networks	hluboké neuronové sítě
overtraining	přetrénování
signal	signál
background	pozadí
input layer	vstupní vrstva
output layer	výstupní vrstva
hidden layer	skrytá vrstva
branching ratio	větvící poměr
decay channel	rozpadový kanál
decay length	rozpadová délka
primary vertex	primární vrchol
decay vertex	rozpadový vrchol
distance of the closest approach	vzdálenost největšího přiblížení
raw yield	surový výtěžek
like sign method	metoda shodných znamének
unlike sign method	metoda rozdílných znamének
mixed event method	metoda smíšených událostí
same event method	metoda shodných událostí
combinatorial background	kombinatorické pozadí