České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra Fyziky Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



Optimalizace rekonstrukce půvabných hadronů ve srážkách d/p+Au

$\begin{array}{c} Optimalization \ of \ charm \ hadrons \\ reconstruction \ in \ d/p+Au \ collisions \end{array}$

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Tomáš Truhlář Vedoucí práce: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D. Rok: 2018



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



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2017/18

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student:	Tomáš Truhlář
Studijní program:	Aplikace přírodních věd
Obor:	Experimentální jaderná a částicová fyzika
Název práce: (česky)	Optimalizace rekonstrukce půvabných hadronů ve srážkách d/p+Au
Název práce: (anglicky)	Optimalization of charm hadrons reconstruction in d/p+Au collisions

Pokyny pro vypracování:

- 1. Kvark-gluonové plazma
- 2. Experiment STAR na urychlovači RHIC
- 3. Efekty studené jaderné hmoty při měření půvabných hadronů
- 4. Metody optimalizace rekonstrukce vícečasticových rozpadů pomocí TMVA metody
- 5. Aplikace na experimentální data
- 6. Diskuze

Doporučená literatura:

[1] H.Satz: Extreme States of Matter in Strong Interaction Physics, Lecture Notes in Physics 841, Springer Verlag, 2012

[2] W. Florkowski: Phenomenology of ultra-relativistic Heavy ion collisions, World Scientific Publishing, 2010

[3] A. Hocker: TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis, PoS ACAT. 040 (2007)

[4] H.Voss: Successes, Challenges and Future Outlook of Multivariate Analysis In HEP. Journal of Physics: Conference Series 608, 012058 (2015)

[5] A. Andronic, et al.:Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: from proton–proton to heavy-ion collisions. Eur. Phys. J. C76 no.3, 107 (2016)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

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

Datum zadání bakalářské práce:20.10.2017Termín odevzdání bakalářské práce:09.07.2018

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

děkan vedoucí katedry

V Praze dne 20.10.2017

Prohlášení

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

..... Tomáš Truhlář

Poděkování

Děkuji Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi, Ph.D. za odborné vedení a cenné rady. Dále bych rád poděkoval Ing. Lukáši Kramárikovi za jeho ochotu a trpělivost. V neposlední řadě bych rád poděkoval mé rodině a přátelům za podporu při psaní této práce.

Tomáš Truhlář

$\it Název \ práce:$ Optimalizace rekonstrukce půvabných hadronů ve srážkách d/p+Au

Autor:	Tomáš Truhlář
Studijní program:	Aplikace přírodních věd
Obor:	Experimentální jaderná a částicová fyzika
Druh práce:	Bakalářská práce
Vedoucí práce:	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 fyzi- kálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Abstrakt: V ultra-relativistických srážkách těžkých iontů může vznikat hustá jaderná hmota nazývaná kvark-gluonové plazma. Těžké kvarky vznikají v raném stádiu těchto srážek. Z tohoto důvodu jsou vhodnou sondou ke studiu kvark-gluonového plazmatu. Hadrony obsahující tyto kvarky jsou rekonstruovány pomocí jejich dceřiných částic. Pro vylepšení jejich rekonstrukce se studuje optimalizace odlišení signálu od pozadí. V této práci je představena optimalizace rekonstrukce D⁰ mezonů přes hadronový rozpadový kanál (D⁰ \rightarrow K⁻ π^+ , $\overline{D^0} \rightarrow$ K⁺ π^-) ze srážek deuteron-zlato naměřených na experimentu STAR při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV v roce 2016. K optimalizaci byly použity metody vícedimenzionální analýzy obsažené v sadě nástrojů TMVA, s nimiž bylo dosaženo průměrné signifikance $8,4 \pm 0,5$ v intervalech příčné hybnosti mezi 1 GeV/c a 5 GeV/c D⁰ mezonu. Dosažené výsledky pomocí těchto metod jsou vzájemně porovnány.

Klíčová slova: kvark-gluonové plazma, efekty studené jaderné hmoty, STAR, RHIC, TMVA

Title:

Optimalization of charm hadrons reconstruction in d/p+Au collisions

Author: Tomáš Truhlář

Abstract: In ultra-relativistic heavy-ion collisions, dense nuclear matter, called quark-gluon plasma, could be created. Heavy quarks are produced in early stage of these collisions. Therefore they are an ideal probe to study quark-gluon plasma. Hadrons containing these quarks are reconstructed via their daughter particles. The separation of signal and background is optimized, in order to improve efficiency of this reconstruction. Optimization of D⁰ mesons reconstruction via hadronic decay channel (D⁰ \rightarrow K⁻ π^+ , $\bar{D^0} \rightarrow$ K⁺ π^-) from deuteron-gold collisions measured by the STAR experiment at energy $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV in 2016 is introduced in this thesis. Multivariate analysis methods contained in TMVA package were used for the optimization. Average significance 8.4 ± 0.5 was achieved with these methods in intervals of transverse momentum of D⁰ mesons between 1 GeV/c and 5 GeV/c.

Key words: quark-gluon plasma, CNM effect, STAR, RHIC, TMVA

Obsah

Ú	vod		13
1	Kva 1.1 1.2 1.3 1.4 1.5	rk-gluonové plazma Používané veličiny ve srážkách těžkých iontů	15 15 19 19 20 20
2	\mathbf{Exp}	eriment STAR na urychlovači RHIC	25
	2.1	Brookhavenská národní laboratoř	25
	2.2	RHIC	25
	2.3	STAR	27
	2.4	Plán do budoucna	28
	2.5	Roman Pot	29
		2.5.1 Roman Pot na experimentu TOTEM	29
		2.5.2 Roman Pot na urychlovači RHIC	30
	2.6	Analýza na experimentu PP2PP	31
		2.6.1 Vytvoření seznamu dobrých běhů	32
		2.6.2 Vyloučení SVX detektorů	32
		2.6.3 Rozdíly před a po vyloučení špatných běhů	32
		2.6.4 Posunuté šumy	34
		2.6.5 Shrnutí	34
ર	Efal	zty studoná jedorná hmoty při měření půvebných hedropů ne BH	IIC
J	a Ll	HC	35
	3.1	Motivace pro měření CNM efektů	35
	3.2	CNM efekty při produkci kvarků těžkých vůní	37
	3.3	Měření kvarků těžkých vůní na RHIC a LHC	37
4	Met	ody optimalizace rekonstrukce vícečásticových rozpadů pomocí	
	\mathbf{TM}	VA metod	41
	4.1	Historie	41
	4.2	TMVA metody	43
		4.2.1 Optimalizace obdélníkových řezů	43
		4.2.2 Umėlė neuronovė sitė	44
		4.2.3 Zdokonalené rozhodovací stromy	46

	4.3	Výběr	MVA metody				•	 	•	•	•			•	49
5	Apl	ikace r	na experiment	tální data											51
	5.1	Aplika	ice MVA metod					 					•	•	53
		5.1.1	Trénování MV	A metod .				 					•	•	53
		5.1.2	Metoda optim	alizace obdé	elníkových	řezů		 					•		53
		5.1.3	Metoda BDT					 					•		57
	5.2	Srovna	ání použitých M	IVA metod			•	 	•	•	•	•		•	62
Zá	věr														68
Lit	terat	ura													69

Seznam obrázků

1.1	Schéma dvou těžkých iontů před srážkou a rozdělení na účastníky a	
	pozorovatele.	16
1.2	Schéma necentrální srážky dvou jader.	16
1.3	Schématické zobrazení závislosti účinného průřezu produkce nabi-	
	tých částic na průměrném počtu vyprodukovaných nabitých částic	
	pro jádro-jaderné srážky	17
1.4	Schématický fázový diagram silně interagující hmoty	19
1.5	Schéma procesu formování QGP.	21
1.6	Tlak normovaný T^4 jako funkce teploty znázorňující spojitý fázový	
	přechod	22
1.7	Dvoučásticová azimutální distribuce měřená experimentem STAR pro	
	srážky p+p, d+Au a Au+Au.	23
1.8	Distribuce energie hadronů naměřená CMS kalorimetrem ve srážkách	
	těžkých iontů jako funkce azimutálního úhlu ϕ a pseudorapidity $\eta.$	23
1.9	Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro jety ze srážek s různými centra-	
	litami jako funkce příčné hybnosti jetů.	24
0.1		
2.1	Schéma urychlování zlata na urychlovací kaskádě v BNL	26
2.2	Ztráta energie nabitých částic v závislosti na jejich hybnosti	27
2.3	Schema detektoru STAR a jeho poddetektoru.	29
2.4	Schéma umístění Roman Pot stanic RP1, RP3 na experimentu TOTEM.	30
2.5	Schema systèmu detektorů Roman Pot na urychlovaci RHIC	30
2.6	Příklad pouzdra Roman Pot a svazku detektorů	31
2.7	Příklad stabilního šumu s posunutým prvním kanálem.	31
2.8	Příklad nestabilního šumu v SVX čipu.	32
2.9	Distribuce rozsahů šumu pro 128 původních dobrých běhů a pro 111	
0.10	béhů z vytvořeného seznamu.	33
2.10	Distribuce behů s rozsahem šumu větším než 4 ADC pro 128 původ-	
0.11	ních dobrých běhů a pro 111 běhů z vytvořeného seznamu.	33
2.11	Distribuce průměrného šumu pro 128 původních dobrých běhů a pro 111	
0.10	běhů z vytvořeného seznamu.	33
2.12	Distribuce posunutých šumů o více než dvojnásobek rozsahu celko-	.
	vého šumu.	34
3.1	Závislost korigované účinnosti nabitých hadronů z RHIC Beam Energy	
.	Scan energií na příčné hybnosti měřené ve srážkách Au+Au	36
3.2	Měřený jaderný modifikační faktor D ⁰ mezonů v závislosti na příčné	
	hybnosti pro různé centrality ve srážkách Au+Au	36
	· · ·	

3.3	Stínící faktor v závislosti na Bjorkenově x s různými režimy nukleonových PDF modifikací.	38
3.4	Jaderný modifikační faktor leptonů z rozpadu těžkých vůní v závis-	
	losti na jejich příčné hybnosti ve srážkách d+Au.	39
3.5	Jaderný modifikační faktor přímých D mezonů v závislosti na jejich	
	příčné hybnosti ve srážkách p+Pb při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5.02$ TeV.	39
3.6	Eliptický tok D mezonů v závislosti na jejich příčné hybnosti ve sráž-	
	kách p+Pb při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 8,16$ TeV	40
3.7	Eliptický tok elektronů z rozpadu těžkých vůní v závislosti na příčné	
	hybnosti	40
11	California inversionanta i brasta sati tasiise žástis V-a	49
4.1	Spektrum invariantin innotnosti trojice castic K/ip	42
4.2	Distribuce alebě popličevecí propřené	40
4.5	Madal a survey	44
4.4	Schéme vésemetréhe percentropy a jedney almuter matrice	40
4.0	Schema vicevistveno perceptronu s jednou skrytou vistvou	40
4.0	Schema niuboke neuronove site kategorizujici ctyrpixelovy obrazek.	41
4.1	Schema rozhodovacino stromu.	41
4.8	Rozdeleni BDT rezu pro signal a pozadi	48
4.9	Tabulka onodnocenych vlastnosti WVA metod	49
4.10	Korelachi matice vygenerovana IMVA.	50
4.11	Prikiad zavisiosti odmitani pozadi na elektivite signalu.	50
5.1	Schéma rekonstrukce \mathbf{D}^0 mezonu pomocí hadronového rozpadu.	52
5.2	Distribuce příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D^0 mezonu	53
5.3	Závislosti efektivity řezů na efektivitě signálu pro různé velikosti vzorku.	54
5.4	Závislosti efektivity řezů na efektivitě signálu pro různé intervaly	
	příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D 0 mezonu	55
5.5	Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π v intervalu příčné	
	hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 1 GeV/ c do 2 GeV/ c	56
5.6	Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π v intervalu příčné	
	hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 2 GeV/ c do 3 GeV/ c	56
5.7	Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π v intervalu příčné	
	hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 3 GeV/ c do 5 GeV/ c	56
5.8	Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π v intervalu příčné	
	hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 5 GeV/ c do 10 GeV/ c	57
5.9	Signifikance a počet kandidátů D^0 mezonu pro různé řezy BDT v in-	
	tervalu příčné hybnosti kandidátů D^{0} mezonu od 1 GeV/c do 2 GeV/c.	58
5.10	Signifikance a počet kandidátů D^0 mezonu pro různé řezy BDT v in-	
	tervalu příčné hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 2 GeV/c do 3 GeV/c.	59
5.11	Signifikance a počet kandidátů D^0 mezonu pro různé řezy BDT v in-	
	tervalu příčné hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 3 GeV/c do 5 GeV/c.	59
5.12	Signifikance a počet kandidátů D^0 mezonu pro různé řezy BDT v in-	
	tervalu příčné hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 5 GeV/ \dot{c} do 10 GeV/ c .	60
5.13	Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π v intervalu příčné	
	hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 1 GeV/c do 2 GeV/c	60

5.14	Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π v intervalu příčné	
	hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 2 GeV/ c do 3 GeV/ c	60
5.15	Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π v intervalu příčné	
	hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 3 GeV/ c do 5 GeV/ c	61
5.16	Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π v intervalu příčné	
	hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 5 GeV/c do 10 GeV/c	61
5.17	Distribuce topologických veličin rekonstruovaných kandidátů D^0 me-	
	zonu v intervalu jejich příčné hybnosti od 1 GeV/c do 2 GeV/c. $\ .\ .\ .$	63
5.18	Distribuce topologických veličin rekonstruovaných kandidátů D^0 me-	
	zonu v intervalu jejich příčné hybnosti od 2 GeV/ c do 3 GeV/ c	63
5.19	Distribuce topologických veličin rekonstruovaných kandidátů D^0 me-	
	zonu v intervalu jejich příčné hybnosti od 3 GeV/ c do 5 GeV/ c	64
5.20	Distribuce topologických veličin rekonstruovaných kandidátů D^0 me-	
	zonu v intervalu jejich příčné hybnosti od 5 GeV/c do 10 GeV/c	64
5.21	Korelační matice topologických veličin pro signál a pozadí v intervalu	
	příčné hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 1 GeV/ c do 2 GeV/ c	65
5.22	Korelační matice topologických veličin pro signál a pozadí v intervalu	
	příčné hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 2 GeV/ c do 3 GeV/ c	65
5.23	Korelační matice topologických veličin pro signál a pozadí v intervalu	
	příčné hybnosti kandidátů D ⁰ mezonu od 3 GeV/ c do 5 GeV/ c	66
5.24	Korelační matice topologických veličin pro signál a pozadí v intervalu	
	příčné hybnosti kandidátů D ^o mezonu od 5 GeV/ c do 10 GeV/ c	66
5.25	Závislosti odmítání pozadí na efektivitě signálu pro metody optima-	a -
	lizace řezů a zdokonalené rozhodovací stromy.	-67

Seznam tabulek

2.1	Tabulka vyloučených běhů	32
3.1	Tabulka rozpadových délek hadronů obsahujících půvabný kvark těž- kých vůní	38
5.1	Tabulka aplikovaných obdélníkových řezů	55
5.2	Tabulka parametrů fitů spekter invariantních hmotností.	57
5.3	Tabulka nastavení použité metody BDT	58
5.4	Tabulka použitých BDT řezů.	58
5.5	Tabulka parametrů fitů spekter invariantních hmotností.	62

Úvod

V ultra-relativistických srážkách těžkých i
ontů na urychlovači Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) v Brookhavenské národní laboratoři (BNL) a na Velkém hadronovém urychlovači (LHC) v CERNu může vznikat hustá jaderná hmota nazývaná kvark-gluonové plazma. Těžké kvarky (c půvabný, b krásný), které vznikají v raném stádiu srážky, jsou dobrou sondou ke zkoumání kvark-gluonového plazmatu.

Nesymetrické srážky protonů nebo deuteronů s těžkými ionty jsou dobrým nástrojem ke zkoumání efektů způsobených přítomností jader ve srážce, jejichž kvantitativní pochopení je důležité k charakterizaci kvark-gluonového plazmatu.

Hadrony obsahující půvabný kvark se rozpadají typicky dříve (rozpadová délka $c\tau \sim 120 \ \mu\text{m}$) než doletí do detektoru. Proto nemohou být měřeny přímo a měříme je skrze jejich dceřiné částice. Nicméně vlivem velkého pozadí, které je tvořeno částicemi z jiných rozpadů a nesprávnými kombinacemi, je poměr signálu a pozadí velmi malý. Z toho důvodu je výhodné optimalizovat jejich rekonstrukci pomocí strojového učení za účelem efektivnějšího odlišení signálu od pozadí.

Cílem této práce je za použití různých metod strojového učení optimalizovat rekonstrukci D⁰ mezonů z dat naměřených experimentem STAR v roce 2016 ze srážek deuteron-zlato při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV. Dalším cílem je porovnání výkonnosti testovaných metod. Součástí této práce je analýza zajištění kvality detektoru Roman Pot, kterou autor vykonal během stáže v BNL v létě 2017.

První kapitola pojednává o kvark-gluonovém plazmatu, které je zkoumáno ve srážkách těžkých iontů. Dále jsou zde představeny veličiny používané v částicové fyzice, především ve srážkách těžkých iontů. Tato kapitola dále obsahuje historii výzkumu kvark-gluonového plazmatu a jevy poukazující na jeho existenci.

Druhá kapitola je zaměřena na detektor STAR, urychlovač RHIC, výzkumné centrum BNL a na budoucí plány na vylepšení detekce a identifikace částic. Tato kapitola se dále věnuje detektorům Roman Pot, které se nacházejí na urychlovači LHC a urychlovači RHIC, a analýze na experimentu PP2PP, který využívá zmíněné detektory Roman Pot k přesnému měření účinného průřezu interakce protonů a ke studii spinové závislosti pružného rozptylu protonů.

Ve třetí kapitole jsou představeny efekty studené jaderné hmoty ovlivňující naměřené výtěžky půvabných hadronů na urychlovači RHIC a urychlovači LHC. Dále se tato kapitola věnuje výsledkům z měření těchto efektů.

V další kapitole je představena sada nástrojů strojového učení TMVA inte-

grovaná v prostředí ROOT. Kapitola se věnuje historii TMVA a jejím metodám. Zejména je zaměřena na následující metody: optimalizace obdélníkových řezů, umělé neuronové sítě a zdokonalené rozhodovací stromy. Dále je v této kapitole diskutován postup pro výběr metod vícedimenzionální analýzy

Poslední kapitola se věnuje aplikaci metod vícedimenzionální analýzy na experimentální data z experimentu STAR z roku 2016 ze srážek deuteron-zlato při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV. Pro analýzu nebyly vybrány srážky proton-zlato, neboť neobsahují kompletní informace z detektoru Heavy Flavor Tracker. Dále jsou zde porovnány výsledky použití různých metod vícedimenzionální analýzy.

Kapitola 1

Kvark-gluonové plazma

1.1 Používané veličiny ve srážkách těžkých iontů

V ultra-relativistických srážkách těžkých i
ontů, jak už název napovídá, se potýkáme s relativistickými jevy. Na místo standardní rychlosti zavádíme bezrozměrnou veličinu tzv. rapidi
ditu y, která je aditivní při Lorentzových transformacích. Rapiditu definujeme následovně

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right), \tag{1.1}$$

kde E je energie částice, p_z je podélná hybnost částice a c je rychlost světla [1].

Jelikož je obtížné měřit rapiditu částic přímo, zavádíme místo ní pseudorapiditu

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2},\tag{1.2}$$

kde úhel θ je rozptylový úhel, čili úhel mezi novým a původním směrem částice [1].

V ultra-relativistických srážkách těžkých iontů vzniká mnoho částic ze srážejících se nukleonů obsažených v těžkých iontech. Tyto nukleony označujeme za účastníky nebo za pozorovatele. Schéma tohoto rozdělení je znázorněno na Obr. 1.1 (vpravo), kde předpokládáme, že všechny částice ve srážce se pohybují po rovnoběžných přímkách. Částice, které nepotkají žádné jiné částice, nazýváme pozorovateli, zatímco částice, které interagují mezi sebou, nazýváme účastníky [1].

Mluvíme-li o interakci dvou částic, pak důležitou veličinou popisující tuto interakci je účinný průřez σ , který souvisí s pravděpodobností interakce za určitých podmínek. Účinný průřez vyjadřujeme v jednotkách plochy [1].

Srážkovým vektorem nazýváme vektor spojující středy srážejících se jader v rovině kolmé na směr pohybu a velikost tohoto vektoru nazýváme srážkovým parametrem b. Srážkový parametr je znázorněn na Obr. 1.1 (vlevo), kde jsou jádra znázorněna barevnými disky vyjadřujícími Lorenzovu kontrakci délek. V jaderné a částicové fyzice často používáme souřadnicový systém, kde z-ová osa je rovnoběžná s osou svazku a x-ová osa je rovnoběžná se srážkovým vektorem. Pak směr z-ové



Obr. 1.1: Schéma dvou těžkých iontů před srážkou se srážkovým parametrem b (vlevo) a rozdělení na účastníky a pozorovatele (vpravo). Převzato z [2].

osy se nazývá podélný a rovina vytyčená x-ovou a y-ovou se nazývá příčná nebo transverzální rovina. Rovina vyznačená x-ovou a z-ovou, tedy srážkovým vektorem a směrem svazku, se nazývá reakční rovina a je znázorněna na Obr. 1.2 [1].



Obr. 1.2: Schéma necentrální srážky dvou jader s znázorněním reakční roviny. Převzato z [3].

V jádro-jaderných srážkách může srážkový parametr *b* nabývat hodnot od 0 do $R_1 + R_2$, kde R_1, R_2 jsou poloměry prvního a druhého jádra. Srážky, kde *b* je roven nule nebo je malý, nazýváme centrální srážky a srážky, kde $0 \le b \le (R_1 + R_2)$, nazýváme minimum-bias srážky. Nicméně v ultra-relativistických srážkách těžkých iontů nemůže být srážkový parametr měřen přímo, ale je možné centralitu srážky vztáhnout k multiplicitě srážky (počtu vyprodukovaných částic) a k počtu pozorovatelů získaného pomocí Glauberova modelu [4]. Na Obr. 1.3 je znázorněno schématické zobrazení závislosti účinného průřezu produkce nabitých částic na počtu vyprodukovaných nabitých částic spolu se způsobem definování centrality. Vidíme, že centralita je rozdělena do několika oblastí, kde první oblast 5% centrality odpovídá prvním 5% událostí s největším počtem účastníků [3].

Na Obr. 1.2 je možné vidět, že v necentrálních srážkách má interagující část tvar mandle. Tato prostorová anisotropie se v důsledku různých gradientů tlaku mění na anisotropii hybnosti. Tuto hybnostní anisotropii nazýváme tok a vyjadřujeme



Obr. 1.3: Schématické zobrazení závislosti účinného průřezu produkce nabitých částic na počtu vyprodukovaných nabitých částic pro jádro-jaderné srážky. Dále jsou zde zobrazeny třídy centrality a jejich korelace se srážkovým parametrem, průměrným počtem zúčastněných nukleonů v srážejících se jádrech a poměru účinného průřezu produkce částic nejcentrálnějších srážek a celkového účinného průřezu vytvořených částic. Převzato z [3].

pomocí Fourierovy transformace příčné hybnosti částic

$$\frac{dN}{dyd^2p_{\rm T}} = \frac{dN}{2\pi p_{\rm T}dp_{\rm T}dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\varphi_p - \Psi_{\rm RP}))\right),\tag{1.3}$$

kde $\Psi_{\rm RP}$ je úhel definující reakční rovinu, φ_p je azimutální úhel a koeficienty v_n charakterizují anisotropii hybnosti. Koeficient v_1 se nazývá přímý tok a koeficient v_2 se nazývá eliptický tok. Tyto názvy mají své opodstatnění, neboť koeficienty v_1 a v_2 jsou často interpretovány jako kvantitativní míra kolektivní hydrodynamické expanze jaderné hmoty produkované ve srážkách těžkých iontů [1].

Pro kvantifikaci změn v produkci částic v jádro-jaderných a proton-protonových srážkách používáme jaderný modifikační faktor

$$R_{AB}(p_{\rm T}) = \frac{\frac{1}{\bar{n}_{AB}} \frac{d^2 \bar{N}_{AB}}{dp_{\rm T} d\eta}}{\frac{1}{\sigma_{\rm pt}^{\rm pp}} \frac{d\sigma_{\rm incl}^{\rm pp}}{dp_{\rm T} d\eta}},$$
(1.4)

kde \bar{N}_{AB} je počet produkovaných částic ve srážce jader A a B, \bar{n}_{AB} je počet nukleonových srážek získaný z Glauberova modelu a $\sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}}$ je celkový účinný průřez interakce protonů [1].

Pro studium produkce částic ve srážkách proton-jádro (p+A) používáme jaderný modifikační faktor R_{pA} definovaný jako poměr produkčního výtěžku N_{pA} ve srážkách p+A a účinného průřezu produkce σ_{pp} ve srážkách proton-proton při stejné energii škálovaného střední hodnotou funkce jaderného překrytí $\langle T_{pA} \rangle$, tedy

$$R_{\rm pA} = \frac{N_{\rm pA}}{\langle T_{\rm pA} \rangle \sigma_{\rm pp}}.$$
(1.5)

Jaderný modifikační faktor z centrálních srážek, který porovnáme s periferálními srážkami namísto srážek proton-proton, značíme $R_{\rm CP}$.

V jádro-jaderných srážkách namísto celkové energie srážky \sqrt{s} v těžišťové soustavě často používáme energii v těžišťové soustavě připadající na jeden nukleonový pár a značíme $\sqrt{s_{\rm NN}}$, přičemž platí

$$\sqrt{s} = A \cdot \sqrt{s_{\rm NN}},\tag{1.6}$$

kde A je počet nukleonů v jádře [1].

Signifikance S popisuje pravděpodobnost, s jakou je daný jev důvěryhodný (pravděpodobnost, že se nejedná o náhodnou fluktuaci), a definujeme ji následovně

$$S = \frac{s}{\sqrt{s+b}},\tag{1.7}$$

kde s je výtěžek signálu a b je výtěžek pozadí v určitém intervalu, většinou $\pm 3\sigma$, kde σ značí směrodatnou odchylku reprezentující šířku vrcholu [5].

1.2 Historie kvark-gluonového plazmatu

V roce 1975 Collins a Perry přišli s tvrzením, že hustá jaderná hmota nacházející se v jádrech neutronových hvězd a na počátku vesmíru je spíše tvořena kvarky než hadrony. Ve stejném roce Cabibbo a Parisi navrhli první fázový diagram silně interagující hmoty, který je od té doby intenzivně zkoumán. Obr. 1.4 znázorňuje schématický fázový diagram silně interagující hmoty, jak jej známe v dnešní podobě, s přechody mezi hadronovým plynem, kavrk-gluonovým plazmatem a barevně supravodivou hmotou. [1]. V roce 1978 Shuryak nazval tuto kvarkovou hmotu kvarkgluonové plazma, což zkráceně označujeme QGP (*z anglického originálu quark-gluon plasma*), na základě analogie s elektromagnetickým plazmatem, kde jsou ionty a elektrony disociovány [6, 7].

Dnes víme, že QGP může vznikat při ultra-relativistických srážkách těžkých iontů, kde vzniká velmi hustý systém silně interagující hmoty [1]. Desátého února roku 2000 CERN na základě výsledků z programu SPS (Super protonový synchrotron) prohlásil, že "Přesvědčivé důkazy o novém skupenství existují při hustotách energie 20krát větších než v centru atomového jádra a teplotách 100 000krát vyšších než teplota středu Slunce."[8], což potvrzují výsledky z urychlovače RHIC například z experimentu STAR [9].



Obr. 1.4: Schématický fázový diagram silně interagující hmoty jako funkce teploty a baryochemického potenciálu. Znázorňující přechody mezi hadronovým plynem, QGP a barevně supravodivou hmotou. Převzato z [10].

1.3 Srážky těžkých iontů

Prostoročasový vývoj systému závisí na vlastním čase. Scénář vývoje QGP je znázorněn na Obr. 1.5. Nejprve se v důsledku relativistické kontrakce délek zmenší podélný rozměr původně téměř kulatého jádra. Vzniklý disk je pro svůj tvar v literatuře často označován jako palačinka. Při srážce těchto dvou disků vzniká horká hmota s extrémně vysokou hustotou energie, která se v extrémně krátkém čase formuje v QGP, a dochází k termalizaci kvarků. Dále QGP začíná expandovat do všech směrů dle zákonů relativistické hydrodynamiky a hustota systému postupně klesá s časem a dochází k chladnutí, až teplota dosáhne kritického bodu, kdy nastává proces hadronizace. Hadronizace je proces formování hadronů z volných kvarků. Ukončení hadronizace, kdy již jsou všechny kvarky svázané v hadrony, se nazývá chemické vychladnutí. Systém dál chladne až je teplota tak nízká, že dojde ke kinematickému vychladnutí, kdy jednotlivé hadrony přestávají mezi sebou interagovat. Celý proces se odehrává v extrémně malém objemu (několik fm³) a extrémně rychle (několik fm/c) [6, 11, 7].

1.4 Fázový diagram kvantové chromodynamiky

Přechod mezi hadronovým plynem a QGP je popsán kvantovou chromodynamikou, jež se zabývá silnou interakcí. Schématický fázový diagram silně interagující hmoty je zobrazen na Obr. 1.4, kde jsou zachyceny rysy fázového diagramu jako funkce teploty a baryochemického potenciálu [1, 11, 7].

Baryochemický potenciál parametrizuje nepoměr mezi baryony a antibaryony a je určen jako množství potřebné energie k přidání jednoho baryonu do systému. Při vyšším baryochemickém potenciálu a se zvyšující se teplotou dochází k fázovému přechodu prvního druhu, nicméně výpočty na mřížce z kvantové chromodynamiky ukazují, že v okolí $\mu_B = 0$ se jedná o spojitý fázový přechod, který je znázorněn na Obr. 1.6. Odsud vyplývá existence kritického bodu ležícího na křivce fázového přechodu, jenž dělí tyto přechody. Tento kritický bod je předmětem intenzivního vědeckého výzkumu [1, 11, 7].

Jedním z experimentálních programů zabývajících se tímto výzkumem je nadcházející druhá fáze RHIC Beam Energy Scan plánovaná na roky 2019 a 2020, jejímž hlavním cílem je určit, zda-li tento kritický bod existuje v oblasti fázového diagramu, kterou lze zkoumat pomocí srážek těžkých iontů. Další experimenty jsou ve FAIR facility v Darmstadtu, Německo a v NICA facility v Dubně, Rusko. Druhou význačnou oblastí fázového diagramu je oblast s vyšším baryochemickým potenciálem a nižší teplotou, kde se nachází studená hustá kvarková hmota, kterou lze nejspíše najít v centrech neutronových hvězd. O této hmotě se domníváme, že by mohla být barevně supravodivá [1, 11, 7].

1.5 Potlačení jetů

Jet je kuželovitá sprška hadronů a jiných částic, které jsou důsledkem hadronizace partonů. Jedním z jevů poukazujících na existenci QGP je potlačení jetů, které bylo poprvé pozorováno v centrálních srážkách zlato-zlato (Au+Au) při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 130$ GeV na urychlovači RHIC a je znázorněno na Obr. 1.7, kde můžeme vidět dvoučásticovou azimutální distribuci. Distribuce je výsledkem spouštěcích částic s příčnou hybností v rozmezí $4 < p_{\rm T,trigger} < 6$ GeV/c se všemi



Obr. 1.5: Bjorkenův scénář procesu formování silně interagující hmoty. Po čase formování T $\approx 1/\Lambda_{\rm QCD}$ je vytvořen objem s vysokou hustotou energie. Po čase dosažení rovnováhy T_{ther} se začíná projevovat podélná expanze dokud systém nedosáhne podélné délky blízké příčnému rozměru. Poté nastává třídimenzionální expanze dokud hustota energie není natolik nízká, že dochází k chemickému a kinematickému vychladnutí. Převzato z [6].



Obr. 1.6: Tlak normovaný T^4 jako funkce teploty znázorňující spojitý fázový přechod určený z výpočtů na mřížce z kvantové chromodynamiky. Převzato z [12].

spojenými částicemi ve stejné srážce s příčnou hybností $2 < p_{\rm T} < p_{\rm T,trigger}$ GeV/c. Na Obr. 1.7 můžeme vidět vrchol v oblasti $\Delta \phi \sim 0$, kde $\Delta \phi$ je rozdíl azimutálních úhlů spouštěcí částice a částice s ní spojené, pro všechny srážky p+p, d+Au i Au+Au, zatímco v oblasti $\Delta \phi \sim \pi$, v opačném směru spouštěcí částice, vidíme dramatické potlačení u srážek Au+Au vzhledem ke srážkám p+p a d+Au [7].

Potlačení jetů interpretujeme jako ztrátu energie jetu v důsledku průchodu silně interagujícím médiem. Příklad potlačení jetu vidíme na Obr. 1.8 [1]. Ztráta energie jetu pak ukazuje, že QGP je extrémně silně interagující médium.

Velikost potlačení jetu závisí jak na typu srážky (p+A, A+A) a energii, tak i na centralitě. Na Obr. 1.9 je možné vidět, že s rostoucí centralitou roste i potlačení jetu, neboť s rostoucí centralitou roste objem a teplota vznikajícího QGP, kterým jet prochází [11].



Obr. 1.7: Dvoučásticová azimutální distribuce hadronů měřená experimentem STAR pro srážky p+p, d+Au a Au+Au. Převzato z [13].



Obr. 1.8: Distribuce energie hadronů naměřená CMS kalorimetrem ve srážkách těžkých iontů jako funkce azimutálního úhlu ϕ a pseudorapidity η . Převzato z [14].



Obr. 1.9: Jaderný modifikační faktor R_{AA} pro jety ze srážek s různými centralitami jako funkce příčné hybnosti jetů $p_{\rm T}$. Převzato z [15].

Kapitola 2

Experiment STAR na urychlovači RHIC

2.1 Brookhavenská národní laboratoř

Brookhavenská národní laboratoř (BNL) je výzkumné centrum nacházející se ve státě New York v USA. BNL obsahuje zařízení zaměřené na fyziku, chemii, biologii a mnoho dalšího. Mezi tyto zařízení patří například: urychlovač RHIC, NSLS-II (National Synchrotron Light Source-II) a Laboratoř kosmického záření NASA. Výzkumné centrum tvoří téměř 3 000 vědců a inženýrů a více než 4 000 externích výzkumných pracovníků z celého světa. BNL bylo založeno roku 1947 a od té doby bylo uděleno 7 Nobelových cen, dvě za chemii a pět za fyziku, výzkumným pracovníkům přidruženým k BNL. Konkrétně se jedná o tyto Nobelovy ceny za fyziku [16, 17, 18]:

- 1959 T. D. Lee and C. N. Yang narušení parity,
- 1976 Samuel C. C. Ting objev J/Ψ ,
- 1980 J. W. Cronin and V.L. Fitch narušení CP symetrie,
- 1988 L. Lederman, M. Schwartz and J. Steinberg objev mionového neutrina,
- 2002 R. Davis detekce kosmických neutrin.

2.2 RHIC

Urychlovač RHIC (z anglického originálu the Relativistic Heavy Ion Collider) je experimentální zařízení nacházející se v BNL. RHIC je nejvýkonnější urychlovač schopný srážet protonové svazky s polarizovanými spiny. RHIC byl spuštěn v roce 2000 a po urychlovači LHC je to druhý největší urychlovač na světě [19, 20].

RHIC, tzv. storage ring collider, je kruhový urychlovač s obvodem 3834 m. Je tvořen dvěma nezávislými prstenci, které se protínají v šesti místech. Tyto místa na-

zýváme interakčními body. Částice vstřikovány do urychlovače RHIC jsou v prstencích urychlovány opačnými směry a sráženy v interakčních bodech, kde se nacházejí detektory. V současné době se zde nachází jediný aktivní detektor STAR, ostatní detektory (PHENIX, PHOBOS a BRAHAMS) již skončily svůj program. Nicméně v roce 2022 je naplánováno spuštění detektoru sPHENIX, který by měl nahradit stávající PHENIX a přinést mnoho vylepšení, např. dramatické rozšíření rozsahu měřitelných jetů na urychlovači RHIC [19, 20].

Schéma urychlovací kaskády je zobrazeno na Obr. 2.1. Urychlovací kaskáda začíná s polarizovaným iontovým zdrojem produkujícím ionty H^- o energii 35 keV, které jsou urychleny na energii 200 MeV pomocí LINACu (*Linear Particle Accelerator*). Ionty procházející fólií jsou zbaveny elektronů a dále vstupují do Booster synchrotronu, který je dále urychlí na energii 2 GeV. Následně jsou v AGC (*Alternating Gradient Synchrotron*) urychleny na energii 23 GeV. Nakonec je protonový svazek vstřikován do RHICu, kde je urychlen až na energii 100 GeV nebo 250 GeV [5, 21, 22, 19].

Těžké ionty jsou urychlovány pomocí tandemového Van de Graaf urychlovače, který je urychlí na energie 1 MeV. Ionty jsou dále urychleny Booster synchrotronem a dále AGS, kde získávají energii ~ 9 GeV. Následně jsou ionty vstříknuty do urychlovače RHIC, kde maximální těžišťová energie na nukleon při srážce Au+Au je 200 GeV [5, 21, 22].

Na urychlovači RHIC se provádí srážky p+p, Cu+Cu, Au+Au, U+U pomocí isotopů $^{63}_{29}$ Cu, $^{197}_{79}$ Au, $^{238}_{92}$ U a dalších [25]. Také jsou zde prováděny nesymetrické srážky jako Cu+Au, He+Au, d+Au, p+Au [25].



Obr. 2.1: Schéma urychlování zlata na urychlovací kaskádě v BNL. Převzato z [26].

2.3 STAR

Detektor STAR (Solenoidal Tracker at RHIC) je v současné době jediným aktivním detektorem na urychlovači RHIC, jehož hlavním cílem je studie kvarkgluonového plazmatu. Detektor STAR je složen z několika poddetektorů, váží přes 1200 t a je přes 7 m vysoký. Je pojmenován po solenoidálním magnetu, který obklopuje většinu jeho poddetektorů. Magnet o délce 6,9 m s vnějším poloměrem 5,0 m tvoří velkou část celého detektoru. při plné síle vytváří magnetické pole rovnoběžné s osou svazku o síle 0,5 T. Schéma detektoru STAR je znázorněno na Obr. 2.3. Mezi poddetektory detektoru STAR patří [5, 21, 22]:

• Time Projection Chamber (TPC), časově projekční komora, je jeden z nejdůležitějších poddetektorů detektoru STAR, neboť slouží k identifikaci částic a k měření jejich hybností. Z toho důvodu je často označována za srdce detektoru STAR. TPC je velký plynový detektor naplněný plynem P10 (10 % methan a 90 % argon). TPC o délce 4,5 m s vnitřním poloměrem 0,5 m a s vnějším poloměrem 4,0 m pokrývá azimutální úhel od 0 do 2π a pseudorapiditu $|\eta| \leq 1,8$.

TPC poskytuje identifikaci nabité částice podle její specifické ztráty energie dE/dx v plynu v TPC. Obr. 2.2 znázorňuje měřené energetické ztráty různých nabitých částic a jejich očekávané hodnoty získané pomocí Bichselovy funkce [23] v centrálních srážkách U+U. Vybíráme pouze částice, jejichž ztráty energie dE/dx korespondují s teoretickou předpovědí dE/dx_{Bichsel} .



Obr. 2.2: Ztráta energie nabitých částic v závislosti na jejich hybnosti v centrálních srážkách U+U. Předpokládané závislosti pro elektron e, pion π , kaon K a proton p jsou získány z Bichselovy funkce [23]. Převzato z [24].

• TOF (*Time Of Flight Detector*), detektor doby letu, je poddetektor zaměřený na identifikaci částic na základě jejich rychlostí. Obzvláště je efektivní pro

částice s nižší hybností, konkrétně s $p_{\rm T} < 2~{\rm GeV}/c.$ S tvarem válce obklopuje detektor TPC a pokrývá pseudorapiditu $|\eta| \leq 0.9$ a plný azimutální úhel.

- BEMC (*Barrel Electromagnetic Calorimeter*) je elektromagnetický kalorimetr válcovitého tvaru s průměrem cca 4,4 m pokrývající pseudorapiditu $|\eta| \leq 1$ a plný azimutální úhel. BEMC je používán pro měření energii částic, zejména s $p_{\rm T} > 2 \text{ GeV}/c$, kdy TOF není tak efektivní.
- EEMC (*Endcap Electromagnetic Calorimentr*) je jedním z hlavních kalorimetrů detektoru STAR nacházející se na západní straně TPC pokrývající pseudorapiditu $1 \leq |\eta| \leq 2$.
- VPD (*Vertex Position Detector*) je tvořen ze dvou detektorů umístěných v těsné blízkosti svazku ve vzdálenosti 5,7 m od středu detektoru STAR. VPD pokrývá pseudorapiditu 4,24 $\leq |\eta| \leq 5,1$. VPD je hlavním spouštěčem (*trigrem*) pro p+p srážky již od roku 2009 a jeho další důležitou úlohou je rychlé určení pozice místa srážky.
- ZDC (*Zero Degree Calorimeter*) je detektor, jenž je tvořen dvěma dopřednými kalorimetry, které jsou umístěny přibližně 18 m od interakčního bodu. Jeho hlavním cílem je měření pozorovatelů srážky, zejména neutronů, které jsou důležité pro výpočet centrality srážky. Detektor je také používán jako spouštěč.
- HFT (*Heavy Flavor Tracker*) je čtyřvrstvý křemíkový detektor zaměřený na rekonstrukci primárních a sekundárních vrcholů, které jsou používány zejména při rekonstrukci částic s relativně dlouhou dobou života, jako jsou například mezony těžkých vůní. HFT je složeno ze 3 detektorů, které tvoří jeho jednotlivé vrstvy.
 - PXL (*Pixel Detector*) je pixelový detektor válcovitého tvaru tvořící první dvě vrstvy HFT nejblíže k ose svazku vzdálené 2,8 cm a 8 cm.
 - IST (Intermediate Silicon Tracker) tvoří prostřední vrstvu tvaru válce s poloměrem 14 cm a délkou 50 cm.
 - SSD (Silicon Strip Detector) tvořící poslední vrstvu je stripový detektor válcovitého tvaru s poloměrem 22 cm a délkou 106 cm.

2.4 Plán do budoucna

Hlavním cílem kolaborace STAR je dokončení RHIC BES programu, který začal v roce 2010 za účelem nalezení kritického bodu fázového diagramu QCD. Pro běhy 19 a 20 je největší vědeckou prioritou zahájení a pokračování RHIC Beam Energy Scan II, který má dramaticky obohatit naše chápání fázového diagramu QCD [28].

Tři vylepšení byla navržena pro BES-II. Pro iTPC (*inner Time Projection Chamber*) a eTOF (*endcap Time of Flight*) je naplánovaná instalace pro běh 19. Toto vylepšení zvětší rapiditní a nízkou příčnou hybnostní akceptanci pro STAR a rozšíří naše schopnosti identifikace částic. EPD (*event plane detector*) je nyní



Obr. 2.3: Schéma detektoru STAR a jeho poddetektorů. Převzato z [27].

dokončen a nainstalován pro běh 18 [28].

V současné době je diskutována varianta výstavby urychlovače eRHIC. eRHIC by byl EIC (*Electron Ion Collider*) vestavěný do tunelu RHICu a sloužil by k urychlování a srážení elektronů. Navíc by se zachoval stávající urychlovač RHIC a bylo by možné srážet elektrony s polarizovanými protony a s jádry atomů [20].

2.5 Roman Pot

V rámci stáže v BNL, která se uskutečnila v létě 2017, jsem se věnoval zajištění kvality detektoru Roman Pot. Roman Pot, v překladu římský hrnec, je zařízení používané v částicové fyzice k detekci dopředných protonů z elastického či difrakčního rozptylu schopné měřit dráhu protonu ve vzdálenosti 1 mm od svazkové trubice s přesností přibližně 20 μ m. Poprvé byly použity na ISR (Intersecting Storage Rings), prvním vysokoenergetickým proton-protonovém urychlovači, římskou skupinou pracující v CERNu na začátku sedmdesátých let minulého století. Tam získaly své jméno po válcové nádobě, ve které byly uloženy. Po ISR našly Roman Pot využití i na dalších urychlovačích jako jsou: proton-antiprotonový urychlovač v CERNu, Tevatron (proton-antiprotonový urychlovač) ve Fermilabu a HERA (elektron-protonový urychlovač) v DESY. V dnešní době jsou používány na urychlovači RHIC na experimentu STAR a na urychlovači LHC na experimentu TOTEM [29, 30].

2.5.1 Roman Pot na experimentu TOTEM

Experiment TOTEM je jedním ze 7 experimentů nacházejících se na LHC. Hlavním cílem experimentu TOTEM je přesné měření účinného průřezu interakce protonů a také studie struktury protonu [29]. Na experimentu TOTEM je každý Roman Pot složena ze dvou oddělených částí vzdálených od sebe 4 m. Tyto části jsou umístěny na obou stranách od interakčního bodu okolo 147 a 220 m. Roman Pot je zařízení umístěné v cylindrické nádobě, která se nachází ve vakuovém měchu, jímž je vsunovaná do svazkové trubice. Roman Pot je zařízení schopné pracovat v náročných podmínkách, kdy na LHC musí ustát vysoce intenzivní svazek o energii 7 TeV, ultra-vysoké vakuum a vysoké toky záření. Schéma umístění Roman Pot na detektoru TOTEM je znázorněno na Obr. 2.4 [29, 30].



Obr. 2.4: Schéma umístění Roman Pot stanic RP1, RP3 na experimentu TOTEM. Převzato z [30].

2.5.2 Roman Pot na urychlovači RHIC

Roman Pot jsou na urychlovači RHIC využívány experimentem PP2PP, který je navržen ke studiu spinové závislosti pružného rozptylu protonu. Roman Pot se nacházejí ve čtyřech stanicích označených: RP1, RP2, RP3 a RP4. Stanice je zařízení posunující Roman Pot blíže k ose svazku. V každé stanici jsou umístěny dva Roman Pot: horní a dolní. Dvě stanice se nacházejí na žluté svazkové trubici ve vzdálenosti 55,5 m a 55,8 m od interakčního bodu za dvěma dipóly (DX a D0) a třemi kvadrupóly (Q1, Q2 a Q3). Další dvě stanice jsou umístěny na modré svazkové trubici ve stejné vzdálenosti od interakčního bodu jako v předešlém případě. Schéma systému detektorů na experimentu STAR je znázorněno na Obr. 2.5 [31, 32].



Obr. 2.5: Schéma systému detektorů Roman Pot na urychlovači RHIC. Převzato z [31].

Roman Pot se skládá ze svazku detektorů vnořeného do pouzdra, které je tvořeno válcovou nádobou a podpůrným rámem s nerezovým oknem. Jeden tento svazek se skládá ze čtyř SVX desek, tzv. "SVX planes", kde první a třetí SVX deska je horizontálně orientovaná a druhá a čtvrtá vertikálně. Jedna tato SVX deska se skládá ze čtyř SVX čipů pro horizontálně orientované SVX desky, nebo ze šesti SVX čipů pro vertikálně orientované SVX. Na experimentu PP2PP je celkem 8 Roman Pot, 32 SVX desek a 160 SVX čipů. SVX čip je stripový křemíkový detektor určený pro měření polohy částic. V našem případě jeden SVX čip obsahuje 126 stripů. Ukázka pouzdra Roman Pot a svazku detektorů je vyobrazena na Obr. 2.6 [31, 32].



Obr. 2.6: Příklad pouzdra Roman Pot (vlevo) a svazku detektorů (vpravo). Převzato z [32].

2.6 Analýza na experimentu PP2PP

Mým cílem bylo analyzovat zkušební běhy z roku 2017, konkrétně vytvořit seznam dobrých běhů a zkontrolovat funkčnost Roman Pot, které během svého používání byly vystaveny náročným podmínkám. Zkušební běhy se nabírají každý den za účelem rekalibrace systémů.

Za pomocí napsaného makra jsem analyzoval root soubory obsahující data z SVX čipů ze zkušebních běhů, kdy v urychlovači nejsou žádné částice, tedy v datech je pouze šum, který vzniká fluktuací elektrického proudu v detektoru. Příklad stabilního šumu je zobrazen na Obr. 2.7 a pro srovnání je na Obr. 2.8 znázorněn příklad nestabilního šumu, kde je možné vidět pás v oblasti okolo 200 ADC, který by byl v další analýze označen za signál. ADC je digitální hodnota z analogového digitálního převodníku reprezentující velikost elektrického proudu nebo napětí.



Obr. 2.7: Příklad stabilního šumu s posunutým prvním kanálem.



Obr. 2.8: Příklad nestabilního šumu v SVX čipu č. 3 v běhu č. 18147016.

2.6.1 Vytvoření seznamu dobrých běhů

Ze STAR LogRun [33] jsem získal 183 zkušebních běhů z roku 2017. Po následném vyloučení běhů, které byly při nabírání dat označeny jako špatné, problematické atp., zůstalo 128 běhů. Poté jsem vyloučil dalších 14 běhů, které obsahovaly pouze PP2PP události a ve dnech, kdy byly nabrány, byly nabrány jiné běhy. Z tohoto důvodu by v další analýze nebyly použity. Dále jsem vyřadil čtyři běhy, viz Tab. 2.1. Následně jsem zkontroloval a obnovil běh č. 181150018, neboť pro ten den nebyl žádný jiný běh k dispozici. Nakonec jsem získal seznam 111 dobrých běhů.

Běh $\#$	Důvod
18137055	SVX čipy s příliš nestabilním šumem
18137054	SVX čipy s příliš nestabilním šumem
18090042	SVX čipy s příliš velkým šumem
18078063	Nepodařilo se stáhnout z HPSS

Tab. 2.1: Tabulka vyloučených běhů.

2.6.2 Vyloučení SVX detektorů

Z analýzy jsem vyloučil SVX čipy č. 43 a 153, neboť tyto čipy byly vypnuty během nabírání dat, a také čip č. 3, protože se během analýzy ukázalo, že v 15 % dobrých běhů detektor č. 3 obsahuje nestabilní šum.

2.6.3 Rozdíly před a po vyloučení špatných běhů

Na Obr. 2.9 jsou znázorněny dva histogramy zobrazující distribuce rozsahů šumu σ , vlevo pro všech původních 128 běhů a vpravo pro 111 námi vybraných. Hlavní rozdíl je v oblastech s vyšší šířkou podstavce, kde vidíme, že v námi vybraných 111 bězích je mnohem méně nestabilního šumu.



Obr. 2.9: Distribuce rozsahů šumu pro 128 původních dobrých běhů (vlevo) a pro 111 běhů z vytvořeného seznamu (vpravo).

Histogramy na Obr. 2.10 zobrazují běhy s rozsahem šumu větším než 4 ADC. Na y-ové ose je číslo dne, ve kterým byl běh nahrán, a na x-ové ose je číslo běhu. Pomocí těchto dvou údajů jsem identifikoval běhy, které obsahovaly více než 100 vstupů, tedy ve více než 100 kanálech se nacházel velký šum. Identifikované běhy jsem vyloučil ze seznamu dobrých běhů. Z Obr. 2.10 vidíme, že po vyloučení běhů klesla škála vstupů z desítek tisíc na jednotky.



Obr. 2.10: Distribuce běhů s rozsahem šumu větším než 4 ADC pro 128 původních dobrých běhů (vlevo) a pro 111 běhů z vytvořeného seznamu (vpravo).

Histogramy na Obr. 2.11 ukazují stabilitu šumu pro jednotlivé SVX. Zejména na Obr. 2.11 můžeme vidět, že po vyloučení běhů jsme získali v oblasti SVX č. 40-60 mnohem větší stabilitu.



Obr. 2.11: Distribuce průměrného šumu pro 128 původních dobrých běhů (vlevo) a pro 111 běhů z vytvořeného seznamu (vpravo).

2.6.4 Posunuté šumy

Od začátku se objevuje otázka, zda-li používat σ_{SVX} , nebo σ_{chan} , kde σ_{chan} je rozsah šumu jednoho kanálu a σ_{SVX} je průměr všech σ_{chan} a značí celkový rozsah šumu. Ve své analýze jsem použil σ_{chan} , nicméně v předešlých analýzách se z historických důvodů používalo σ_{SVX} , neboť má nižší nároky na počítačovou paměť. Na experimentu PP2PP se nachází 160 čipů a 20 160 kanálů, tedy pro rekalibraci je potřeba 160 σ_{SVX} , nebo 20 160 σ_{chan} hodnot. Použití σ_{chan} znamená, že odčítání šumu je provedeno kanál po kanálu, tedy pro každý kanál máme jiný šum. Pokud se budeme držet staršího způsobu, může se zde objevit problém s posunutými šumy jednotlivých kanálů, které nám můžou vytvořit falešný signál. Na Obr. 2.12 je znázorněn histogram zobrazující kanály s posunutým šumem alespoň o 2 σ_{SVX} . Vidíme, že tímto problémem trpí především první a poslední kanály a celá SVX deska obsahující SVX detektory č. 60-63.



Obr. 2.12: Distribuce posunutých šumů o více než dvojnásobek rozsahu celkového šumu.

Použití metody odečítání šumu kanál po kanálu má mnoho výhod. Především je to stabilita rozsahu šumu σ_{chan} , která je v průměru $\sigma_{chan} = 2.3 \pm 0.2$ ADC. Další výhodou je odstranění problému s posunutými šumy.

2.6.5 Shrnutí

Zkontroloval jsem zkušební běhy z roku 2017 a vytvořil jsem seznam 111 dobrých zkušebních běhů. Z analýzy jsem vyloučil SVX čipy č. 3, 43 a 153 a pro další analýzu doporučuji používat metodu odečítání kanál po kanálu a nepoužívat čipy č. 3, 43 a 153.

Kapitola 3

Efekty studené jaderné hmoty při měření půvabných hadronů na RHIC a LHC

3.1 Motivace pro měření CNM efektů

K charakterizaci kvark-gluonového plazmatu produkovaného v srážkách těžkých iontů je zapotřebí kvantitativní pochopení efektů způsobených přítomností jader, takzvaných efektů studené jaderné hmoty (CNM efekty, *cold nuclear matter*). Srážky protonů nebo deuteronů s těžkými ionty (p+A) jsou dobrým nástrojem ke zkoumání těchto efektů. CNM efekty jsou studovány ve srážkách protonolovo (p+Pb) na urychlovači LHC v CERNu a ve srážkách proton-zlato (p+Au) a deuteron-zlato (d+Au) na urychlovači RHIC v BNL [34].

Na Obr. 3.1 je znázorněno měření jaderného modifikačního faktoru $R_{\rm CP}$ pro různé energie srážek Au+Au z RHIC Beam Energy Scan. Můžeme snadno nahlédnout, že při energiích $\sqrt{s_{\rm NN}} = 62, 4$ GeV je produkce částic potlačena, nicméně pro energie menší než $\sqrt{s_{\rm NN}} = 39$ GeV potlačení mizí a jaderný modifikační faktor je dokonce větší než jedna. Toto obohacení může být způsobeno Croninovým efektem [35].

Na Obr. 3.2 je vyobrazeno měření jaderného modifikačního faktoru D⁰ mezonů ve srážkách Au+Au při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV pro různé centrality. Je možné si povšimnou, že k největšímu potlačení jaderného modifikačního faktoru dochází v centrálních srážkách, kde může vznikat kvark-gluonové plazma. Otázkou je, do jaké míry je toto potlačení způsobené přítomností kvark-gluonového plazmatu a do jaké míry je to efekt studené jaderné hmoty [36].



Obr. 3.1: Závislost korigované účinnosti nabitých hadronů $R_{\rm CP}$ z RHIC Beam Energy Scan energií na příčné hybrosti $p_{\rm T}$ měřené ve srážkách Au+Au. Převzato z [35].



Obr. 3.2: Měřený jaderný modifikační faktor D⁰ mezonů v závislosti na příčné hybnosti pro různé centrality ve srážkách Au+Au při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV. Převzato z [36].
3.2 CNM efekty při produkci kvarků těžkých vůní

Těžké kvarky vznikají převážně v rané fázi srážek. Z tohoto důvodu představují dobrou sondu pro zkoumání jaderné hmoty a CNM efektů. Mezi CNM efekty, které dokážeme zkoumat pomocí těžkých kvarků, patří:

Modifikace efektivní partonové distribuční funkce (PDF)¹ v nukleonech srážejících se jader vztažená na p+p srážky. Je očekáváno, že dynamika partonů je odlišná pro volné protony a pro protony v jádrech. V ultra-relativistických těžkých iontech může hustota partonů vysoce růst, čímž je silně ovlivněna distribuce partonů v jádře. Tuto jadernou modifikaci vyjadřujeme pomocí stínícího faktoru

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

kde A je počet nukleonů ve srážejícím se jádru, f_i^A je vázaná nukleonová PDF pro partonovou vůni *i* a $f_i^{nukleon}$ je PDF volného nukleonu. Stínící faktor R_i^A je znázorněn na Obr. 3.3, kde můžeme vidět různé režimy Bjorkenova škálování x^2 : stínění, anti-stínění, EMC-efekt³ a Fermiho pohyb. V ultra-relativistických srážkách těžkých iontů je přítomen režim stínění. Na Obr. 3.3 můžeme vidět, že v tomto režimu jsou PDF nukleonů silně modifikovány.

- Nasycení hustoty partonů pro malé hodnoty Bjorkenova x je popsáno teoretickým modelem CGC (*Colour Glass Condensate* [37]), který zahrnuje efekty vícenásobného rozptylu na partonech v hustém terčíku.
- Neelastické procesy po srážce nebo jaderná absorpce vázaných stavů kvarkantikvark.
- Rozptyl partonů v jádře způsobující ztrátu jejich energie a změnu příčné hybnosti (Croninův efekt).
- Disociace těžkých kvarkonií způsobená tzv. *comovers*, což jsou partony či hadrony vytvořené nebo pohybující se v blízkosti kvarkonií [34].

3.3 Měření kvarků těžkých vůní na RHIC a LHC

Hadrony obsahující kvarky těžkých vůní jsou charakteristické svými krátkými dobami života a rozpadají se typicky dříve než doletí do detektoru. Příklad rozpadových délek několika hadronů obsahujících půvabný kvark těžkých vůní jsou uvedeny v Tab. 3.1. Z tohoto důvodu nemohou být měřeny přímo, ale měříme je skrze jejich rozpadové produkty, například leptony. Na Obr. 3.4 je zobrazeno měření provedené experimentem PHENIX pomocí těchto leptonů, konkrétně jejich jaderný modifikační faktor v závislosti na příčné hybnosti ve srážkách d+Au při energii srážky

¹Funkce distribuce hybnosti partonů v protonu je nazývána partonovou distribuční funkcí [38]. ²Bjorkenovo škálování souvisí s experimentálním pozorováním hlubokého nepružného rozptylu

ve vysokých energiích, kdy se silně interagující částice chovají jako soubor bodových složek [39]. ³EMC-efekt popisuje modifikaci účinného průřezu nukleonů vázaných v jádru na jeden nukleon

^{[40].}



Obr. 3.3: Stínící faktor v závislosti na Bjorkenově x s různými režimy nukleonových PDF modifikací. Převzato z [41].

 $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV pro centrální a periferální srážky ve třech intervalech rapidity (dopředné, střední a zpětné). Dopřednou rapiditou zde rozumíme rapiditu ve směru nalétávajících protonů či deuteronů. Na Obr. 3.4 je možné vidět, že v periferálních srážkách je jaderný modifikační faktor konzistentní mezi všemi třemi intervaly rapidity a je v rámci chyb roven jedné, zatímco u centrálních srážek je jaderný modifikační faktor pro dopřednou rapiditu výrazně potlačen oproti ostatním oblastem rapidit. Jaderný modifikační faktor přímých mezonů ve srážkách p+Pb v porovnání s různými teoretickými modely je znázorněn na Obr. 3.5, kde je možné vidět, že je konsistentní s jednotkou pouze s malým náznakem CNM efektů [34, 42].

Hadron	$c\tau$ [µm]
D^{0}	120
D^{\pm}	310
$\Lambda_{\rm c}^+$	60

Tab. 3.1: Tabulka rozpadových délek $c\tau$ hadronů obsahujících půvabný těžkých vůní [43].

Navzdory tomu, že hadrony obsahující kvarky těžkých vůní mají relativně velké hmotnosti, vykazují eliptický tok ve srážkách p+Pb pro vyšší příčné hybnosti kvarků, což je překvapující, nicméně výsledky z experimentů CMS a ALICE to potvrzují. Na Obr. 3.6 jsou znázorněny výsledky měření eliptického toku přímých mezonů v závislosti na jejich příčné hybnosti ze srážek p+Pb při energii $\sqrt{s_{\rm NN}} = 8, 16$ TeV. Pro srovnání jsou zde ukázány i výsledky pro podivné hadrony. Můžeme si všimnout, že pro nízké hybnosti $p_{\rm T} < 2,5$ GeV/c je eliptický tok nepřímo úměrný hmotnosti částic, kdežto pro vyšší hybnosti se D⁰ a K⁰_S mezony chovají podobně. Na Obr. 3.7 je znázorněno měření eliptického toku těžkých kvarků pomocí leptonového kanálu ze srážek p+Pb při energii $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5,02$ TeV. I zde se ukazuje, že eliptický tok těžkých kvarků je nenulový. Na urychlovači RHIC zatím nebyl měřen eliptický tok



Obr. 3.4: Jaderný modifikační faktor leptonů z rozpadu těžkých vůní v závislosti na jejich příčné hybnosti ve srážkách d+Au při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV pro centralitu 0-20 % (vlevo) a 60-88 % (vpravo) změřen experimentem PHENIX. Převzato z [34].



Obr. 3.5: Jaderný modifikační faktor $R_{\rm pPb}$ přímých D mezonů v závislosti na jejich příčné hybnosti ve srážkách p+Pb při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5,02$ TeV. Převzato z [42].

D mezonů ve srážkách p/d+Au. Tato práce je součástí prvního takového pokusu [44, 45].



Obr. 3.6: Eliptický tok D mezonů v závislosti na jejich příčné hybnosti ve srážkách p+Pb při energii srážky $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8,16$ TeV. Převzato z [44].



Obr. 3.7: Eliptický tok elektronů z rozpadu těžkých vůní v závislosti na příčné hybnosti, porovnán s neidentifikovanými nabitými částicemi a inkluzivními miony. Převzato z [45].

Kapitola 4

Metody optimalizace rekonstrukce vícečásticových rozpadů pomocí TMVA metod

TMVA (*Toolkit for Multivariate Analysis*) je sada nástrojů integrovaná v prostředí ROOT [46] obsahující metody vícedimenzionální analýzy (MVA). Hlavní myšlenkou TMVA je poskytnout mnoho rozmanitých MVA metod v jednom prostředí umožňujícím jejich snadné použití a hlavním cílem je efektivnější odlišení signálu od pozadí [47, 48].

TMVA je volně šiřitelný (open source) produkt distribuovaný v rámci prostředí ROOT. TMVA je implementována pomocí objektově orientovaného jazyka C++/ROOT. Poskytuje trénovací, testovací a výkonné hodnotící algoritmy a skripty pro vizualizaci struktur neuronových sítí, zdokonalených rozhodovacích stromů atd. Dále poskytuje mnoho pomocných informací, například korelační matice, hodnocení proměnných a závislost účinnosti na odmítání pozadí natrénované metody [47, 48].

4.1 Historie

MVA metody se úspěšně používají ve fyzice vysokých energií již od samého začátku sběru a rekonstrukce dat. Například při objevu top kvarku v roce 1995 na experimentu DØ byla použita umělá neuronová síť. TMVA bylo vytvořeno v roce 2004. Hlavní inspirací k vytvoření TMVA byl *Cornelius* balík v programu ROOT vytvořený skupinou *TAgging group*, jež je součástí kolaborace BABAR. Od té doby je TMVA používána mnohými experimenty a přispěla k mnohým objevům [47, 48].

Ačkoliv se MVA metody zdály být ve fyzice vysokých energií vysoce efektivní, měly velmi pomalý nástup. Hlavním důvodem byla jejich velká neprůhlednost. Tento problém vyřešila až statistická interpretace metod. Nicméně hlavní průlom přinesla oblast Higgsova výzkumu LEP2 (*Large Electron–Positron Collider*), která použitím metody odhadu pravděpodobnosti a neuronových sítí demonstrovala sílu MVA metod a prolomila tak jejich špatnou pověst. Další průlom nastal na experimentu MiniBooNE ve Fermilabu, kde poprvé byla použita metoda zdokonalených rozhodovacích stromů (BDT) ve fyzice vysokých energií. Od té doby jsou BDT velmi oblíbenou MVA metodou zejména díky své robustnosti, tzn. není zapotřebí mnoho úprav a vylepšení pro dosažení výsledků srovnatelných s optimálním výkonem. BDT byly například použity při objevení Higgsova bosonu na experimentu CMS v CERNu [47, 48].

Hlavním konkurentem BDT byly umělé neuronové sítě (ANN), které dosahovaly srovnatelných i lepších výsledků. Nicméně natrénovat ANN na optimální výkon je velmi náročné, a proto nebyly zdaleka tak populární ve srovnání s BDT. Změnu přineslo až nedávné vylepšení ANN, tzv. hluboké neuronové sítě (DNN), které byly do TMVA zahrnuty v loňském roce, tzn. v roce 2017. DNN se na rozdíl od ANN trénují mnohem snáze a ukazuje se, že jsou extrémně výkonné, díky čemuž našly široké uplatnění i mimo fyziku vysokých energií. Dnes se již používá několik druhů DNN, jako například konvoluční nebo rekurentní neuronové sítě, které nicméně nejsou zahrnuty v TMVA [47, 48].

Navzdory existenci velmi složitých MVA metod, jakými jsou například DNN, se stále používají i ty nejzákladnější metody, jako metoda obdélníkových řezů, která byla například použita na experimentu STAR v roce 2017 při měření Λ_c ve srážkách Au+Au, nicméně v roce 2018 byla použita ve stejném případě metoda BDT, s kterou bylo dosaženo více než 50% zlepšení signifikance. Porovnání obou metod je znázorněno na Obr. 4.1 [49].



Obr. 4.1: Spektrum invariantní hmotnosti trojice částic K π p zrekonstruováno pomocí metody obdélníkových řezů (modře) a metody BDT (červeně). Převzato z [49].

4.2 TMVA metody

4.2.1 Optimalizace obdélníkových řezů

Optimalizace obdélníkových řezů je nejjednodušší klasifikační MVA metoda, která na rozdíl od všech ostatních metod vrací pouze binární odpověď: signál nebo pozadí [50].

Princip metody je maximalizace odmítání pozadí pro danou efektivitu signálu a následné skenování přes celý rozsah efektivity signálu. Za tímto účelem metoda vyžaduje znalost očekávaných výtěžků pozadí a signálu. Efektivita signálu (pozadí) je určena z podílu počtu kandidátů signálu (pozadí), které pošli přes aplikované řezy, a celkového počtu kandidátů signálu (pozadí) [50].

Náčrt principu metody optimalizace obdélníkových řezů je znázorněn na Obr. 4.2, kde můžeme vidět rozložení kandidátů v závislosti na dvou proměnných x_1 a x_2 . Modrá barva značí kandidáty z pozadí a červená ze signálu. Na vymezení oblasti signálu je použito pouze otevřených řezů na proměnné x_1 a x_2 . Následně je použit jeden z algoritmů optimalizace, který generuje sady řezů, pro než je určena efektivita signálu a pozadí. Po konvergenci metody z křivky efektivity získáme soubor řezů, který vede k maximální signifikanci [50]. Metoda nabízí několik algoritmů



Obr. 4.2: Náčrt principu metody optimalizace obdélníkových řezů. Převzato z [51].

optimalizace:

- MC (Monte Carlo sampling)
- GA (Genetic Algorithm)
- SA (Simulated Annealing)

Optimalizace řezů poskytuje největší výkonnost s GA algoritmem, nicméně výkonnost metody rychle klesá se zvětšujícím se počtem vstupních proměnných. Z tohoto důvodu je doporučeno v metodě používat pouze dobře rozlišovací proměnné [50].

Dobře rozlišovací proměnné jsou takové proměnné, které dobře oddělují signál od pozadí. Příklad distribuce slabě rozlišovací proměnné je zobrazen na Obr. 4.3, kde

můžeme vidět, že signál se silně překrývá s pozadím, a proto není možné jednoduše odlišit signál od pozadí [50].



Obr. 4.3: Distribuce slabě rozlišovací proměnné. Převzato z [47].

Pokud existují proměnné s dobře odděleným signálem od pozadí, vyrovná se výkonost metody ostatním, avšak v případě existence silně nelineárních korelací nebo za použití slabě rozlišovacích proměnných je metoda velmi neefektivní ve srovnání s ostatními metodami [50].

4.2.2 Umělé neuronové sítě

Umělá neuronová síť (ANN, *Artificial Neural Network*) je v obecném smyslu simulovaný soubor neuronů, které jsou mezi sebou propojeny a každý neuron produkuje určitou odezvu k dané sadě vstupních dat. TMVA obsahuje čtyři dopředné vícevrstvé perceptrony [50]:

- Clermont-Ferrand neuronová síť, vytvořena na univerzitě Blaise Pascala, Francie, byla první neuronovou sítí v TMVA. Tato neuronová síť je v dnešní době poněkud zastaralá a ve srovnání s ostatními není tak výkonná. Nicméně z důvodů kompatibility zůstává součástí TMVA.
- Další neuronovou sítí v TMVA je neuronová síť ROOT, která je dnes také zastaralá a zůstává součástí TMVA jen z důvodu kompatibility.
- Neuronová síť MLP (*Multilayer Perceptron*) je doporučená neuronová síť k použití v TMVA, neboť je novější, rychlejší a flexibilnější než předchozí dvě neuronové sítě.

 Hluboká neuronová síť je umělá neuronová síť s několika skrytými vrstvami. Jejich velkou výhodou je možnost trénování na vícejádrových a GPU architekturách.

Model neuronu je znázorněn na Obr. 4.4. Neuron je tvořen přenosovou funkcí ρ , která bývá často rozdělena na aktivační funkci α a funkci synapse κ . Přenosová funkce zobrazuje n vstupů y_1, \ldots, y_n z předchozí vrstvy, které jsou váhovány váhami w_i pomocí funkce synapse. Chování neuronové sítě je určeno uspořádáním jejích neuronů, váhami jednotlivých spojení mezi neurony a přenosovými funkcemi neuronů. Často používané aktivační funkce a funkce synapse jsou [50]:

$$\alpha: x \to \begin{cases} x & \text{lineární,} \\ \frac{1}{1+e^{-kx}} & \text{sigmoidální,} \\ \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} & \text{tangens hyperbolická,} \\ e^{-x^2/2} & \text{radiální.} \end{cases}$$
(4.1)

$$\kappa : (y_1^{(l)}, \dots, y_n^{(l)} | \omega_0 j^{(l)}, \dots, \omega_n j^{(l)}) \to \begin{cases} \omega_0 j^{(l)} + \sum_{i=1}^n y_i^{(l)} \omega_i j^{(l)} & \text{součet}, \\ \omega_0 j^{(l)} + \sum_{i=1}^n (y_i^{(l)} \omega_i j^{(l)})^2 & \text{součet čtverců}, \\ \omega_0 j^{(l)} + \sum_{i=1}^n |y_i^{(l)} \omega_i j^{(l)}| & \text{souč. abs. hod.} \end{cases}$$

$$(4.2)$$



Obr. 4.4: Model neuronu j nacházející se ve vrstvě l. Převzato z [50].

Dopředná neuronová síť je takové uspořádání neuronů, kde jsou neurony propojeny pouze jedním směrem bez smyček. Perceptron je nejjednodušší dopředná neuronová síť tvořena pouze jedním neuronem [50].

TMVA obsahuje pouze dopředné neuronové sítě, kde jsou neurony rozděleny do jednotlivých vrstev a jednotlivé neurony jsou propojeny jen s neurony předchozí a následující vrstvy. Takovéto uspořádání nazýváme vícevrstvými perceptrony. Na Obr. 4.5 je zobrazeno schéma vícevrstvého perceptronu s jednou skrytou vrstvou. První vrstva MLP je vstupní vrstva, poslední je výstupní vrstva a všechny ostatní vrstvy jsou skryté vrstvy [50].

Neuronové sítě umožňují hodnocení proměnných pomocí tzv. důležitosti proměnných I_i definované

$$I_i = \bar{x}_i^2 \sum_{j=1}^{n_h} (\omega_{ij}^{(1)})^2, i = 1, \dots, n_{var},$$
(4.3)



Obr. 4.5: Schéma vícevrstvého perceptronu s jednou skrytou vrstvou. Převzato z [50].

kde \bar{x}_i je střední hodnota vstupní proměnné *i* a $\omega_{ij}^{(1)}$ jsou váhy mezi neurony vstupní a první skryté vrstvy [50].

Jednoduchý příklad dopředné hluboké neuronové sítě je uveden na Obr. 4.6, kde je vyobrazena DNN natrénovaná k rozpoznávání čtyřpixelových obrázků. Každý neuron reprezentující určitý druh obrázku je výsledkem předchozích neuronů, které jsou s ním propojeny váženými spojeními. Černá čárá znační spojení s kladnou váhou (+1), červená se zápornou (-1) a pokud zde čára není, pak lze spojení reprezentovat jako spojení s váhou 0. Nicméně při vytvoření takovéto neuronové sítě jsou všechny váhy nastavené na hodnotu +1 a pomocí trénování hledáme optimální nastavení těchto vah.

4.2.3 Zdokonalené rozhodovací stromy

Rozhodovací strom je klasifikátor strukturovaný jako binární strom. Schéma rozhodovacího stromu je znázorněno na Obr. 4.7, kde můžeme vidět sekvenci dělení proměnných x_i, x_j, x_k . V každé úrovni je použita proměnná dávající nejlepší rozdělení mezi signálem a pozadím. V posledních úrovních stromu se nacházejí tzv. listy, které rozdělují fázový prostor do několika disjunktních oblastí označených jako signálu podobné (S) a nebo pozadí podobné (B) [50].

Struktura stromu je vytvářena během trénování. V principu by rozdělování mohlo pokračovat, dokud by každý list neobsahoval jenom signál nebo jenom pozadí. Takovýto strom nazýváme silně přetrénovaný. Z tohoto důvodu konec členění stromu zajišťuje ukončující podmínka, která je určena minimálním počtem kandidátů v jednom listu, ale i přesto jsou rozhodovací stromy náchylné na přetrénování



Obr. 4.6: Schéma hluboké neuronové sítě kategorizující čtyřpixelový obrázek. Černé čáry znační positivní váhu spojení a červené negativní.

[48, 50].

Rozhodovací stromy jsou dobře známé zejména proto, že umožňují přímočarou interpretaci, neboť jsou podobné metodě obdélníkových řezů, ale zatímco obdélníkové řezy vyberou z fázového prostoru pouze jeden n-dimenzionální kvádr, který označí za signál, rozhodovací stromy rozdělí prostor na hodně takovýchto menších kvádrů, které jsou následně označeny jako signálu podobné nebo pozadí podobné.



Obr. 4.7: Schéma rozhodovacího stromu. Převzato z [50].

Zdokonalené rozhodovací stromy (BDT, *Boosted Decision Trees*) jsou rozšířením jednoho rozhodovacího stromu na několik rozhodovacích stromů, které formují tzv. les. Zdokonalení rozhodovacích stromů zvyšuje statistickou stabilitu a dokáže dramaticky vylepšit výkon, avšak výhoda přímočaré interpretace je ztracena. BDT většinou obsahují stovky rozhodovacích stromů o hloubce dva nebo tři. Neboť se ukazuje, že limitujeme-li hloubku rozhodovacího stromu během trénování na tři, pak je tendence přetrénování víceméně eliminována [50].

BDT jsou oblíbenou metodou obzvláště proto, že vyžadují jen malé ladění pro obdržení dobrých výsledků, díky jednoduchosti metody, kde v každém trénovacím kroku se jedná pouze o jednodimenzionální optimalizaci obdélníkového řezu. Další výhodou BDT je necitlivost vůči přidávání dalších proměnných se slabou rozlišovací schopností. Zatímco u ANN je obtížné se s tímto problémem vypořádat, BDT jednoduše ignorují tyto nerozlišovací proměnné, avšak touto jednoduchostí je zhoršena výkonnost metody. V porovnání s ostatními metodami, jako např. ANN, se BDT ukazuje jako méně výkonnější metoda, ale pouze v akademických testovacích případech, kde jsou použity proměnné s dobrou rozlišovací schopností a bez nelineárních korelací. Nicméně ve složitějších případech se ukazuje, že BDT jiné metody překonávají, poněvadž natrénovat ostatní metody na optimální úroveň je velmi obtížný úkol [50].

U MVA metod lze kontrolovat úroveň přetrénování použitím Kolmogorov-Smirnova (KS) testu. Obecně metoda není přetrénovaná, pokud KS pravděpodobnost leží mezi hodnotami 0,1 a 0,9. Na Obr. 4.8 je znázorněn příklad KS testu pro metodu BDT. Vidíme, že signál i pozadí jsou dobře oddělené a KS pravděpodobnost pro signál i pro pozadí leží v požadovaném intervalu. Pro správné použití KS testu je důležité použít na test jiná data, než byla použita při trénování [52].



Obr. 4.8: Rozdělení BDT řezu pro signál a pozadí, kontrola přetrénování. Převzato z [52].

4.3 Výběr MVA metody

TMVA obsahuje různé MVA metody s různými vlastnostmi. Přehled ohodnocených vlastností MVA metod je znázorněn na Obr. 4.9, kde *Curse of dimensionality* značí náchylnost metody na přidávání nezávislých proměnných, tzn. zvětšování dimenze metody. Zpravidla se doporučuje použít nejjednodušší MVA metodu, která disponuje požadovaným separačním výkonem [50].

		MVA METHOD									
	CRITERIA	Cuts	Likeli- hood	PDE- RS / k-NN	PDE- Foam	H- Matrix	Fisher / LD	MLP	BDT	Rule- Fit	SVM
Perfor-	No or linear correlations	*	**	*	*	*	**	**	*	**	*
mance	Nonlinear correlations	0	0	**	**	0	0	**	**	**	**
Contract	Training	0	**	**	**	**	**	*	*	*	0
Speed	Response	**	**	0	*	**	**	**	*	**	*
Robust-	Overtraining	**	*	*	*	**	**	*	$*^{39}$	*	**
ness	Weak variables	**	*	0	0	**	**	*	**	*	*
Curse of	f dimensionality	0	**	0	0	**	**	*	*	*	
Transpa	rency	**	**	*	*	**	**	0	0	0	0

Obr. 4.9: Tabulka ohodnocených vlastností MVA metod pomocí symbolů ★★ (dobrý), ★ (uspokojivý), o (špatný). Převzato z [50].

Jedním z dobrých ukazatelů, který napoví, jestli použít lineární separační metody nebo nelineární, je korelační matice generovaná TMVA. Korelační matice je znázorněna na Obr. 4.10, která zobrazuje korelační koeficienty mezi veličinami. Avšak tyto koeficienty jsou z definice pouze lineární, proto je nutné prozkoumat rozptylové a profilové grafy mezi proměnnými [50].

Dalším ukazatelem, který napoví, zda-li metoda disponuje požadovaným separačním výkonem, může být závislost odmítání pozadí na efektivitě signálu. Příklad takovéto závislosti pro různé MVA metody je znázorněn na Obr. 4.11. Vidíme, že všechny metody mají dobrý separační výkon, nicméně pokud budeme považovat zachování 90 % signálu (efektivita signálu 0,9), metoda BDT odmítne přibližně 65 % pozadí, zatímco metoda *Likelihood* jenom 40 % [50].



Obr. 4.10: Korelační matice vygenerovaná TMVA. Převzato z [47].



Obr. 4.11: Příklad závislosti odmítání pozadí na efektivitě signálu pro různé metody na simulovaných datech. Převzato z [47].

Kapitola 5

Aplikace na experimentální data

Mým cílem bylo analyzovat data ve formátu PicoDst za použití MVA metod a analyzovat jednotlivé přednosti různých MVA metod. Analýza se zabývá rekonstrukcí D⁰ pomocí hadronového kanálu (D⁰ \rightarrow K⁻ π^+ , D⁰ \rightarrow K⁺ π^-), jehož větvící poměr je 3,89 ± 0,04 %. Pro tuto analýzu bylo použito 320 678 771 srážek d+Au při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV naměřených experimentem STAR v roce 2016. Obrázky vytvořené v rámci této práce z těchto dat jsou označeny popiskem "THIS THESIS" a zatím neprošly plnou kontrolou kolaborace experimentu STAR.

Při nabírání dat experimentem STAR jsou data ukládána do DAQ souborů. Zrekonstruované události a dráhy pomocí detektoru STAR jsou poté uloženy ve formátu MuDst. Nicméně je tento formát pro používání příliš velký, proto je dále zpracován pro fyzikální analýzu do formy PicoDst, který je podstatně menší, a proto mnohem vhodnější pro používání.

Pro tuto analýzu byly použity pouze události, jejichž primární vrchol rekonstruovaný pomocí detektoru TPC je ve vzdálenostnosti menší než 3 cm od rekonstruovaného primárního vrcholu pomocí VPD detektoru. Dalším kritériem pro výběr událostí byla pozice primárního vrcholu ve vzdálenosti menší než 6 cm od středu detektoru ve směru svazku.

Pro výběr drah bylo použito kritérium, alespoň 15 prostorových bodů v TPC pro rekonstrukci dráhy. Dále bylo požadováno zásahu v obou pixelových vrstvách detektoru HFT a alespoň v jedné vrstvě IST nebo SSD. Posledním kritériem pro výběr dráhy byla podmínka na pseudorapiditu dráhy, která má být v absolutní hodnotě menší než 1.

K identifikaci částic byla vyžadována příčná hybnost dceřiných částic větších než 0,15 GeV/c. Dále byl použit TPC řez na dceřiné částice K a $\pi |n\sigma_{\pi}| < 3$, $|n\sigma_{\rm K}| < 2$, kde $n\sigma_{\pi,\rm K}$ je proměnná spojená s metodou výběru částic definovaná

$$n\sigma_{\pi,\mathrm{K}} = \ln\left(\frac{dE/dx}{dE/dx_{\mathrm{Bichsel}}}\right)/\sigma_{dE/dx},\tag{5.1}$$

kde $\sigma_{dE/dx}$ je rozlišení detektoru [24]. Posledním kritériem byl TOF řez $|1/\beta_{\text{teo.}} - 1/\beta_{\text{mer.}}| < 0.03$ pro kaony a signál v TOF pro piony.

Optimalizace rekonstrukce D^0 mezonu byla provedena za použití metody optimalizace obdélníkových řezů a metody zdokonalených rozhodovacích stromů integrovaných v sadě nástrojů TMVA pomocí následujících topologických veličin rozpadu D^0 mezonu:

- Rozpadová délka kandidáta D⁰ mezonu je vzdálenost mezi primárním a sekundárním vrcholem. Na Obr. 5.1 je tato vzdálenost označena jako decay length, kde je znázorněna rekonstrukce D⁰ mezonu pomocí hadronového rozpadu D⁰ $\rightarrow K^{-}\pi^{+}$.
- Dalšími význačnými vzdálenostmi jsou vzdálenosti největšího přiblížení (DCA, distance of closest approach) dceřiných částic K⁻, π⁺ k primárnímu vrcholu. Na Obr. 5.1 jsou tyto vzdálenosti označeny jako DCA_K a DCA_π. Tyto vzdálenosti by měly být v ideálním případě rovny 0 μm.
- Další veličinou je DCA mezi dceřinými částicemi na Obr. 5.1 označená jako DCA_{12} , která by měla být v ideálním případě také rovna 0 μ m.
- Poslední použitou topologickou veličinou je DCA rekonstruovaného kandidáta D^0 mezonu k primárnímu vrcholu. Na Obr. 5.1 je tato vzdálenost označena jako DCA_{v0ToPV}, která by měla být v ideálním případě rovna 0 μ m.



Obr. 5.1: Schéma rekonstrukce D⁰ mezonu pomocí hadronového rozpadu D⁰ $\rightarrow K^{-}\pi^{+}$. Převzato z [53].

Na Obr. 5.2 můžeme vidět distribuci příčné hybnosti $p_{\rm T}$ rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu s vyznačenými zkoumanými intervaly: 0-1 GeV/c, 1-2 GeV/c, 2-3 GeV/c, 3-5 GeV/c, 5-10 GeV/c a 10 a více GeV/c. Interval 0 < $p_{\rm T}$ < 1 GeV/c z důvodu velkého množství pozadí nebudeme v této analýze zkoumat, ani interval $p_{\rm T}$ > 10 GeV/c nebude zkoumán z důvodu nízké statistiky. Distribuce topologických veličin rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu pro signál a pozadí použitých

na trénování MVA metod jsou vyobrazeny a diskutovány v sekci 5.2.



Obr. 5.2: Distribuce příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D^0 mezonu s vyznačenými zkoumanými intervaly.

5.1 Aplikace MVA metod

5.1.1 Trénování MVA metod

Vstupní data pro trénování jsou pro obě MVA metody stejná. Signál byl vytvořen pomocí simulovaných rozpadů D⁰ mezonu v programu PYTHIA. Topologické veličiny byly poté rozmazány v souladu s daty z detektoru. Pozadí pro trénink bylo vytvořeno přímo z dat. V oblasti hmotnosti D⁰ mezonu, jejíž tabulková hodnota je 1864,84 ± 0,17 MeV/c² [43], je pozadí tvořeno páry se špatnými znaménkovými kombinacemi¹ (K⁺ π^+ , K⁻ π^-). Mimo tuto oblast je pozadí tvořeno páry se správnými znaménkovými kombinacemi² (K⁻ π^+ , K⁺ π^-).

5.1.2 Metoda optimalizace obdélníkových řezů

Vstupní data popsaná výše jsme rozdělili na dvě poloviny. První polovinu dat jsme použili na trénink metody a druhou na testování. Použili jsme metodu optimalizace MC s nastavením VarProp=FSmart, které používá pouze jednostranné řezy. Metoda optimalizace obdélníkových řezů je závislá na výtěžku signálu a pozadí. Z tohoto důvodu bylo nutné použít váhovací funkci na signál ze simulace.

 $^{^1\}mathrm{V}$ obrázcích značeno jako "Like-Sign (LS) background".

²V obrázcích značeno jako "Unlike-Sign (US) signal".

Při používání metody se projevil velký vliv na nastavení velikosti vzorku. Ukazuje se, že s větší velikostí vzorku se závislost efektivity řezů na efektivitě signálu vyhlazuje, nicméně dramaticky narůstá výpočetní čas. Porovnání závislosti efektivity řezů na efektivitě signálu pro různé velikosti vzorku je znázorněno na Obr. 5.3. V této analýze byla použita velikost vzorku (1-5)·10⁸ v závislosti na intervalu příčné hybnosti.



Obr. 5.3: Závislost efektivity řezů na efektivitě signálu v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $2 < p_{\rm T} < 3 \text{ GeV}/c$ pro velikost vzorku $2 \cdot 10^5$ (vlevo nahoře), $2 \cdot 10^6$ (vpravo nahoře), $2 \cdot 10^7$ (vlevo dole) a $2 \cdot 10^8$ (vpravo dole).

Pro každý interval příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D^0 mezonu jsem získal závislosti efektivity řezů na efektivitě signálu vyobrazené na Obr. 5.4, které jsem přeškáloval pro dané výtěžky signálu a pozadí. Ze závislosti signifikance na efektivitě signálu jsem lokalizoval oblasti s maximální signifikancí. V těchto oblastech jsem porovnal řezy vygenerované metodou optimalizace obdélníkových řezů a vybral soubory řezů s největší signifikancí. Pro vybrané soubory řezů jsem dále ověřil stabilitu signifikance v jejich okolí. Nakonec jsem vybral soubory řezů, viz Tab. 5.1, které se mi jevily jako nejstabilnější, a ty jsem dále aplikoval.

Po aplikaci daného souboru řezů jsem pozadí určil pomocí špatné znaménkové kombinace dceřiných částic a odečetl ho od správných znaménkových kombinací. Spektrum invariantní hmotnosti správných znaménkových kombinací po odečtení pozadí jsem dále nafitoval pomocí kombinace Gaussovy funkce pro signál a lineární funkce pro zbytkové pozadí. Výtěžek jsem získal pomocí metody "bin-counting" v oblasti $\pm 3\sigma$ okolo střední hodnoty Gaussovy funkce s odečteným zbytkovým po-



Obr. 5.4: Závislost efektivity řezů na efektivitě signálu v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $1 < p_{\rm T} < 2 \ {\rm GeV}/c$ (vlevo nahoře), $2 < p_{\rm T} < 3 \ {\rm GeV}/c$ (vpravo nahoře), $3 < p_{\rm T} < 5 \ {\rm GeV}/c$ (vlevo dole) a $5 < p_{\rm T} < 10 \ {\rm GeV}/c$ (vpravo dole).

$p_{\mathrm{T}} \; [\mathrm{GeV}/c]$	l [cm]	$DCA_{1,2}$ [cm]	DCA D^0 [cm]	DCA _K	$DCA_P [cm]$
1-2	0,0178	0,00924	0,00493	0,00880	0,09800
2-3	0,0200	0,01600	0,00460	0,00820	0,00800
3-5	0,0218	0,01350	0,00435	0,00135	0,00735
5-10	0,0097	0,00730	0,00670	0,00210	0,00100

Tab. 5.1: Tabulka aplikovaných obdélníkových řezů, kde $p_{\rm T}$ značí interval příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu v, *l* rozpadovou délku, DCA_{1,2} DCA mezi dceřinými částicemi, DCA D⁰ DCA D⁰ mezonu, DCA_K DCA kaonu a DCA_P DCA pionu.

zadím. Spektra invariantních hmotností dvojice částic K π s příslušnými fity jsou zobrazeny na Obr. 5.5, 5.6, 5.7 a 5.8.



Obr. 5.5: Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π (vlevo) a příslušný fit (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $1 < p_{\rm T} < 2 \ {\rm GeV}/c.$



Obr. 5.6: Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π (vlevo) a příslušný fit (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $2 < p_{\rm T} < 3 \text{ GeV}/c.$



Obr. 5.7: Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π (vlevo) a příslušný fit (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $3 < p_{\rm T} < 5 \ {\rm GeV}/c$.

Vidíme, že ve všech intervalech příčné hybnosti kandidátů D⁰ mezonu se podařilo získat signifikanci větší než 6. Výsledky analýzy v intervalu $5 < p_{\rm T} < 10 \text{ GeV}/c$ jsou zde uvedeny pouze pro úplnost a z důvodu nízké statistiky zde nebudou více diskutovány. Parametry fitů jsou uvedeny v Tab. 5.2. Vidíme, že střední hodnota Gaussovy funkce je stabilní v okolí hmotnosti D⁰ mezonu. Nicméně si můžeme všimnout, že šířka Gaussovy funkce fluktuuje. Příčiny této nestability budou předmětem



Obr. 5.8: Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π (vlevo) a příslušný fit (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $5 < p_{\rm T} < 10 \text{ GeV}/c.$

dalšího výzkumu. Podíváme-li se na χ^2/ndf^3 , vidíme, že jeho hodnota se pohybuje okolo jedné, což poukazuje na poměrně kvalitní fity. V intervalu příčné hybnosti kandidátů D⁰ mezonu od 1 GeV/c do 5 GeV/c se podařilo pomocí metody optimalizace obdélníkových řezů získat průměrnou signifikanci $7,1 \pm 0,2$.

$p_{\rm T} \; [{\rm GeV}/c]$	χ^2/ndf	a	σ	S	$Y_{\rm R}$
1-2	$28,38 \ / \ 20$	$1,865 \pm 0,003$	$0,014 \pm 0,002$	6,69	52,2
2-3	$22,99 \ / \ 20$	$1{,}861\pm0{,}004$	$0,015 \pm 0,002$	7,08	63,7
3-5	14,88 / 20	$1,863 \pm 0,004$	$0,023 \pm 0,004$	7,47	77,3
5-10	$30,92 \ / \ 20$	$1,857 \pm 0,007$	$0,015 \pm 0,004$	5,12	31,6

Tab. 5.2: Tabulka parametrů fitů spekter invariantních hmotností, kde $p_{\rm T}$ značí interval příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu, $\chi^2/{\rm ndf}$ popisuje kvalitu fitu a ndf je počet stupňů volnosti, *a* střední hodnotu a σ šířku Gaussovy funkce, *S* signifikanci a $Y_{\rm R}$ výtěžek D⁰ mezonu.

5.1.3 Metoda BDT

Použil jsem metodu zdokonalené rozhodovací stromy se zdokonalením AdaBo-ost. Největší vliv na trénování metody BDT měly tyto parametry: velikost trénovacího vzorku, počty stromů a maximální hloubky stromů. Parametry, které byly použity, a které se mi zdály jako optimální, jsou popsány v Tab. 5.3 v závislosti na intervalu příčné hybnosti kandidátů D⁰ mezonu.

Pro každý interval příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu jsem prozkoumal závislost signifikance, z které jsem lokalizoval oblasti s maximální signifikancí. V těchto oblastech jsem detailněji prozkoumal stabilitu signifikance. Dále jsem vyšetřil závislosti počtu zrekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu pro jednotlivé intervaly příčné hybnosti na BDT řezu. Zmíněné závislosti jsou znázorněny na Obr. 5.9, 5.10, 5.11 a 5.12, kde může vidět značný pokles počtu kandidátů

 $^{^{3}\}mbox{Parametr}$ popisující kvalitu fitu. Zkratka ndf
 znamená počet stupňů volnosti (number of degrees of freedom).

$p_{\rm T} \; [{\rm GeV}/c]$	Počet stromů	Signál	Pozadí	MaxDepth
1-2	350	10 000	100 000	3
2-3	150	35 000	100 000	3
3-5	250	50 000	30 000	3
5-10	150	10 000	1 000	2

Tab. 5.3: Tabulka nastavení použité metody BDT, kde $p_{\rm T}$ značí interval příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu. Signál a Pozadí popisují počet správných a špatných znaménkových kombinací dvojic v trénovacím vzorku a MaxDepth popisuje maximální hloubku stromu.

se zvětšujícím se BDT řezem. Nakonec jsem vybral BDT řezy, viz Tab. 5.4, které se mi jevily jako nejstabilnější, a ty jsem dále aplikoval.

$p_{\mathrm{T}} \; [\mathrm{GeV}/c]$	BDT řez [-]
1-2	0,300
2-3	0,260
3-5	0,055
5-10	-0,200

Tab. 5.4: Tabulka použitých BDT řezů, kde $p_{\rm T}$ značí interval příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu.



Obr. 5.9: Znázornění signifikance pro různé řezy BDT reakce (vlevo) a znázornění počtu zrekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu (Counts) v oblasti 1,7-2,0 GeV/c pro různé řezy BDT reakce (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $1 < p_{\rm T} < 2$ GeV/c, vytvořeno pomocí metody BDT.

Spektra invariantních hmotností dvojice částic K π s příslušnými fity jsou zobrazena na Obr. 5.13, 5.14, 5.15 a 5.16 a byla získána stejným způsobem, který je popsán výše.

Výsledky analýzy v intervalu $5 < p_{\rm T} < 10 \text{ GeV}/c$ jsou zde opět uvedeny pouze pro úplnost a z důvodu nízké statistiky zde nebudou více diskutovány. Parametry fitů spekter invariantních hmotností získaných pomocí metody BDT jsou uvedeny



Obr. 5.10: Znázornění signifikance pro různé řezy BDT reakce (vlevo) a znázornění počtu zrekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu (Counts) v oblasti 1,7-2,0 GeV/c pro různé řezy BDT reakce (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $2 < p_{\rm T} < 3$ GeV/c, vytvořeno pomocí metody BDT.



Obr. 5.11: Znázornění signifikance pro různé řezy BDT reakce (vlevo) a znázornění počtu zrekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu (Counts) v oblasti 1,7-2,0 GeV/c pro různé řezy BDT reakce (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $3 < p_{\rm T} < 5$ GeV/c, vytvořeno pomocí metody BDT.



Obr. 5.12: Znázornění signifikance pro různé řezy BDT reakce (vlevo) a znázornění počtu zrekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu (Counts) v oblasti 1,7-2,0 GeV/c pro různé řezy BDT reakce (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $5 < p_{\rm T} < 10$ GeV/c, vytvořeno pomocí metody BDT.



Obr. 5.13: Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π (vlevo) a příslušný fit (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $1 < p_{\rm T} < 2$ GeV/c, vytvořeno pomocí metody BDT.



Obr. 5.14: Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π (vlevo) a příslušný fit (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $2 < p_{\rm T} < 3$ GeV/c, vytvořeno pomocí metody BDT.



Obr. 5.15: Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π (vlevo) a příslušný fit (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $3 < p_{\rm T} < 5 \text{ GeV}/c$, vytvořeno pomocí metody BDT.



Obr. 5.16: Spektrum invariantní hmotnosti dvojice částic K π (vlevo) a příslušný fit (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $5 < p_{\rm T} < 10 \text{ GeV}/c$, vytvořeno pomocí metody BDT.

v Tab. 5.2. Vidíme, že střední hodnota Gaussových funkce je opět stabilní v oblasti hmotnosti D⁰ mezonu. Podíváme-li se na šířku Gaussovy funkce, opět můžeme vidět fluktuaci, nicméně menší než v případě použití metody optimalizace obdélníkových řezů. Poměr χ^2 /ndf se pohybuje okolo jedné stejně jako v minulém případě, avšak výtěžek D⁰ mezonu je za použití metody BDT v průměru o 50 % větší než v předchozím případě. Pomocí metody BDT se podařilo získat průměrnou signifikanci 8,4 ± 0,5, což je přibližně 20% zlepšení oproti metodě optimalizace obdélníkových řezů.

$p_{\mathrm{T}} \; [\mathrm{GeV}/c]$	χ^2/ndf	a	σ	S	$Y_{\rm R}$
1-2	13,90 / 20	$1,863 \pm 0,003$	$0,018\pm0,003$	8,56	106,0
2-3	33,23 / 20	$1,861 \pm 0,003$	$0,016 \pm 0,002$	7,51	65,5
3-5	14,42 / 20	$1,863 \pm 0,003$	$0,022 \pm 0,003$	9,27	121,0
5-10	36,05 / 20	$1,873 \pm 0,002$	$0{,}022\pm0{,}001$	5,20	28,0

Tab. 5.5: Tabulka parametrů fitů spekter invariantních hmotností, kde $p_{\rm T}$ značí interval příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu, $\chi^2/{\rm ndf}$ popisuje kvalitu fitu a ndf je počet stupňů volnosti, *a* střední hodnotu a σ šířku Gaussovy funkce, *S* signifikanci a $Y_{\rm R}$ výtěžek D⁰ mezonu.

5.2 Srovnání použitých MVA metod

V předešlé kapitole jsme se dozvěděli, že metoda obdélníkových řezů je poměrně efektivní, pokud je použit malý počet proměnných a pokud se jedná o dobře rozlišovací proměnné. V našem případě používáme pouze 5 topologických veličin. Podíváme-li se na distribuce topologických veličin použitých na trénování MVA metod, které jsou zobrazeny na Obr. 5.17, 5.18, 5.19 a 5.20, pro jednotlivé intervaly příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu, můžeme námi používané topologické veličiny označit za dobře rozlišovací proměnné, zejména veličiny DCA mezi dceřinými částicemi a DCA D⁰ mezonu. Signál pochází ze simulovaných rozpadů D⁰ mezonu v programu PYTHIA a pozadí je tvořeno špatnými znaménkovými kombinacemi v oblasti hmotnosti D⁰ mezonu a mimo tuto oblast správnými znaménkovými kombinacemi kaonů a pionů přímo z naměřených dat. Díky použití MVA metod je možné dosáhnout většího separačního výkonu oproti použití pouze jedné proměnné. Rozsahy distribucí jednotlivých veličin se můžou v jednotlivých intervalech příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu lišit z důvodu použití dodatečných řezů pro lepší zobrazení.

Pro jednotlivé intervaly příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu jsou na Obr. 5.21, 5.22, 5.23 a 5.24 zobrazeny korelační matice pro signál a pozadí. Podíváme-li se na tyto matice, které znázorňují korelace mezi veličinami pomocí lineárních korelačních koeficientů, vidíme, že veličiny nejsou na sobě silně závislé, vyjímaje rozpadovou délku, jež koreluje s veličinami DCA kaonu a DCA pionu. Tyto korelace jsou znatelné zejména v intervalu příčné hybnosti D⁰ mezonu $2 < p_{\rm T} < 3 \text{ GeV}/c$ a $3 < p_{\rm T} < 5 \text{ GeV}/c$. Obecně ve všech intervalech převládají korelace pro signál než pro pozadí a korelace mezi rozpadovou délkou a DCA pionu



Obr. 5.17: Distribuce topologických veličin rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu použitých na trénování MVA metod v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu 1 < $p_{\rm T}$ < 2 GeV/c. Signál pochází ze simulovaných rozpadů D⁰ mezonu v programu PYTHIA a pozadí je tvořeno špatnými znaménkovými kombinacemi v oblasti hmotnosti D⁰ mezonu a mimo tuto oblast správnými znaménkovými kombinacemi kaonů a pionů přímo z naměřených dat.



Obr. 5.18: Distribuce topologických veličin rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu použitých na trénování MVA metod v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu 2 < $p_{\rm T}$ < 3 GeV/c. Signál pochází ze simulovaných rozpadů D⁰ mezonu v programu PYTHIA a pozadí je tvořeno špatnými znaménkovými kombinacemi v oblasti hmotnosti D⁰ mezonu a mimo tuto oblast správnými znaménkovými kombinacemi kaonů a pionů přímo z naměřených dat.



Obr. 5.19: Distribuce topologických veličin rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu použitých na trénování MVA metod v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu 3 < $p_{\rm T}$ < 5 GeV/c. Signál pochází ze simulovaných rozpadů D⁰ mezonu v programu PYTHIA a pozadí je tvořeno špatnými znaménkovými kombinacemi v oblasti hmotnosti D⁰ mezonu a mimo tuto oblast správnými znaménkovými kombinacemi kaonů a pionů přímo z naměřených datt.



Obr. 5.20: Distribuce topologických veličin rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu použitých na trénování MVA metod v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu 5 < $p_{\rm T}$ < 10 GeV/c. Signál pochází ze simulovaných rozpadů D⁰ mezonu v programu PYTHIA a pozadí je tvořeno špatnými znaménkovými kombinacemi v oblasti hmotnosti D⁰ mezonu a mimo tuto oblast správnými znaménkovými kombinacemi kaonů a pionů přímo z naměřených dat.



je větší, než mezi rozpadovou délkou a DCA kaonu. Z těchto důvodů se zdá použití metody optimalizace obdélníkových řezů být vhodnou volbou.

Obr. 5.21: Korelační matice topologických veličin vygenerované TMVA pro signál (vlevo) a pro pozadí (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $1 < p_{\rm T} < 2$ GeV/c.

-80

100

100

DCA Kaon

DCA Pion

DCA daughter

decay length

DCA DO

DCA Kao

100

DCA Kaon

DCA Pion

DCA daughter

decay length

DCA DO

DCA Kao

-80

100



Obr. 5.22: Korelační matice topologických veličin vygenerované TMVA pro signál (vlevo) a pro pozadí (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstru
ovaných kandidátů D⁰ mezonu $2 < p_{\rm T} < 3 \text{ GeV}/c$.

Srovnáme-li získané výsledky z předchozích sekcí, vidíme, že metoda BDT překonává metodu optimalizace obdélníkových řezů zejména v intervalech příčné hybnosti D⁰ mezonu $1 < p_{\rm T} < 2 \text{ GeV}/c$ a $3 < p_{\rm T} < 5 \text{ GeV}/c$, kde přináší zlepšení signifikance o 26 %. Porovnáme-li závislosti odmítání pozadí na efektivitě signálu daných metod, které jsou vykresleny na Obr. 5.25, vidíme, že tyto závislosti dobře korespondují se získanými výsledky. Největší rozdíl je v intervalech příčné hybnosti



Obr. 5.23: Korelační matice topologických veličin vygenerované TMVA pro signál (vlevo) a pro pozadí (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstru
ovaných kandidátů D⁰ mezonu 3 < $p_{\rm T}$ < 5 GeV/c.



Obr. 5.24: Korelační matice topologických veličin vygenerované TMVA pro signál (vlevo) a pro pozadí (vpravo) v intervalu příčné hybnosti rekonstru
ovaných kandidátů D⁰ mezonu 5 < $p_{\rm T}$ < 10 GeV/c.

 ${\rm D}^0$ mezonu 1 < $p_{\rm T}$ < 2 GeV/c a 3 < $p_{\rm T}$ < 5 GeV/c, kde metoda BDT přinesla největší zlepšení signifikance, zatímco nejmenší rozdíl je v intervalu 5 < $p_{\rm T}$ < 10 GeV/c, kde jsou výsledky z MVA metod srovnatelné. Z technického hlediska je metoda BDT rychlejší a uživatelsky přívětivější než metoda obdélníkových řezů, především proto, že poskytuje lepší nebo srovnatelné výsledky bez nutnosti rozsáhlé optimalizace parametrů.



Obr. 5.25: Závislosti odmítání pozadí na efektivitě signálu pro metody optimalizace řezů a zdokonalené rozhodovací stromy ze simulovaných dat v intervalu příčné hybnosti rekonstruovaných kandidátů D⁰ mezonu $1 < p_{\rm T} < 2$ GeV/c (vlevo nahoře), $2 < p_{\rm T} < 3$ GeV/c (vpravo nahoře), $3 < p_{\rm T} < 5$ GeV/c (vlevo dole) a $5 < p_{\rm T} < 10$ GeV/c (vpravo dole).

Závěr

Měření kvarků těžkých vůní poskytuje informace o kvark-gluonovém plazmatu, které může vznikat v ultra-relativistických srážkách těžkých iontů. Rekonstrukce D⁰ mezonů ze srážek deuteron-zlato může napovědět do jaké míry je potlačení jaderného modifikačního faktoru ve srážkách zlato-zlato způsobené efekty studené jaderné hmoty a do jaké míry efekty kvark-gluonového plazmatu.

Cílem práce bylo seznámit se s kvark-gluonovým plazmatem, se studiem kvarkgluonové plazmy pomocí těžkých kvarků, s experimentem STAR, který slouží jako zařízení nabírající experimentální data, a s metodami strojového učení a s jejich použitím na optimalizaci rekonstrukce půvabných hadronů ve srážkách deuteronzlato.

V této práci jsme se nejprve seznámili s kvark-gluonovým plazmatem, jeho historií a s jevy, které poukazují na jeho existenci. Dále jsme se věnovali experimentálnímu zařízení pro sběr dat, urychlovači RHIC a experimentu STAR. Dále jsme se seznámili s detektorem Roman Pot, jeho využitím a analýzou zajištění kvality detektoru Roman Pot, kde jsem vytvořil seznam 111 dobrých zkušebních běhů.

Poté jsme se seznámili s efekty studené jaderné hmoty a představili jsme aktuální výsledky měření těchto efektů. Dále jsme se věnovali hlavní náplní této práce, strojovému učení. Konkrétně jsme se zaměřili na metody více dimenzionální analýzy obsažené v sadě nástrojů TMVA integrované v programu ROOT. Seznámili jsme se s jednotlivými metodami a jejich principy.

Nakonec jsme představili výsledky optimalizace rekonstrukce D⁰ mezonu přes hadronový rozpadový kanál (D⁰ \rightarrow K⁻ π^+ , D⁰ \rightarrow K⁺ π^-) z dat ze srážek deuteronzlato naměřených experimentu STAR při energii srážky $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV v roce 2016. V intervalech příčné hybnosti mezi 1 GeV/c a 5 GeV/c D⁰ mezonu jsem provedl optimalizaci pomocí metody optimalizace obdélníkových řezů, s kterou jsme získali průměrnou signifikanci 7,1±0,2, a pomocí metody BDT, s kterou jsme získali průměrnou signifikanci 8,4±0,5. Metoda BDT přinesla nejen zlepšení signifikance o 26 % oproti metodě optimalizace obdélníkových řezů, ale také zvýšení výtěžku až o 50 %.

V současnosti se seznamuji s použitím metody hluboké neuronové sítě na experimentální data a mým cílem je najít nejvhodnější metodu více dimenzionální analýzy k optimalizaci rekonstrukce D^0 mezonů. Dále bych rád vyzkoušel přidání více topologických veličin, čímž by mohl být zvýšen výkon nelineárních MVA metod.

Literatura

- FLORKOWSKI, Wojciech. Phenomenology of ultra-relativistic heavy-ion collisions. London: World Scientific, c2010. ISBN 98-142-8066-6.
- [2] SNELLINGS, Raimond. Elliptic flow: a brief review. New Journal of Physics. 2011, 13(5), 055008. DOI: 10.1088/1367-2630/13/5/055008. ISSN 1367-2630.
- [3] SARKAR, Sourav et al. The physics of the Quark-Gluon plasma: introductory lectures. New York: Springer, c2010. Lecture notes in physics, 785. ISBN 978-364-2022-852.
- [4] MILLER, Michael L. et al. Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions. Annual Review of Nuclear and Particle Science. 2007, 57(1), 205-243. DOI: 10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020. ISSN 0163-8998.
- [5] TLUSTÝ, David. A Study of Open Charm Production in p+p Collisions at STAR. Praha, 2014. Disertační práce. České vysoké učení technické.
- [6] MARTINEZ, Gines. Advances in Quark Gluon Plasma. Subatech CNRS/IN2P3. 2013.
- [7] SATZ, H. Extreme states of matter in strong interaction physics: an introduction. New York: Springer Verlag, c2012. Lecture notes in physics, 841.
- [8] New State of Matter created at CERN. In: CERN Accelerating science [online]. 10 Feb 2000 [cit. 2018-06-26]. Dostupné z: https://press.cern/pressreleases/2000/02/new-state-matter-created-cern
- BORSÁNYI, Szabolcs et al. The QCD equation of state with dynamical quarks. Journal of High Energy Physics. 2010, 2010(11). DOI: 10.1007/J-HEP11(2010)077. ISSN 1029-8479.
- [10] KUMAR, LOKESH a DECLAN 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.
- [11] BUSZA, Wit, Krishna RAJAGOPAL a Wilke VAN DER SCHEE. Heavy Ion Collisions: The Big Picture, and the Big Questions. *MIT-CTP*. 2018, (4892).
- [12] BORSÁNYI, Szabolcs et al. The QCD equation of state with dynamical quarks. *Journal of High Energy Physics*. 2010, **2010**(11). DOI: 10.1007/J-HEP11(2010)077. ISSN 1029-8479.

- [13] ADAMS, J., C. ADLER, M. M. AGGARWAL, et al. *Physical Review Letters*. 2003, **91**(7). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.072304. ISSN 0031-9007.
- [14] CHATRCHYAN, S., V. KHACHATRYAN, A. M. SIRUNYAN, et al. Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV. *Physical Review C.* 2011, 84(2). DOI: 10.1103/PhysRevC.84.024906. ISSN 0556-2813.
- [15] SPOUSTA, Martin. Inclusive jets and jet substructure in 2.76 TeV and 5.02 TeV pp and Pb Pb collisions with the ATLAS detector. *Nuclear Physics A*. 2017, **967**, 524-527. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2017.04.004. ISSN 03759474.
- [16] About Brookhaven National Laboratory. In: Brookhaven National Laboratory [online]. [cit. 2018-06-26]. Dostupné z: https://www.bnl.gov/about
- [17] Research Awards. In: Brookhaven National Laboratory [online]. [cit. 2018-06-26].
 Dostupné z: https://www.bnl.gov/about/awards
- [18] Our History. In: Brookhaven National Laboratory [online]. [cit. 2018-06-26]. Dostupné z: https://www.bnl.gov/about/history
- [19] TANNENBAUM, M. J. Highlights from BNL and RHIC 2015. The Future of Our Physics Including New Frontiers. World Scientific, 2017, 2017-04-08, 393-412. DOI: 10.1142/9789813208292_0016. ISBN 978-981-320-828-5.
- [20] US Department of Energy. Reaching for the Horizon -The 2015 Long Range Plan for Nuclear Science [online]. 2015 [cit. 2018-06-26]. Dostupné z: https://science.energy.gov/media/pdf/2015LRP/2015_LRPNS_091815.pdf
- [21] KVAPIL, Jakub. Charged charm mesons in Au+Au collisions. Praha, 2017. Diplomová práce. České vysoké učení technické.
- [22] HAHN, Harald 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.
- [23] BICHSEL, Hans. A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2006, 562(1), 154-197. DOI: 10.1016/j.nima.2006.03.009. ISSN 01689002.
- [24] FODOROVA, Jana. Produkce J/Ψ v centrálních srážkách U+U na experimentu STAR. Praha, 2016. Diplomová práce. České vysoké učení technické.
- [25] RUN OVERVIEW OF THE RELATIVISTIC HEAVY ION COLLIDER [online]. [cit. 2018-06-26]. Dostupné z: http://www.rhichome.bnl.gov/RHIC/Runs/
- [26] HARRISON, Michael et al. RHIC project overview. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003, 499(2-3), 235-244. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01937-X. ISSN 01689002.

- [27] KRAMÁRIK, Lukáš. Measurements of D^0 Production in d+Au Collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200 \ GeV$ by the STAR Experiment. Quark Matter Conference, Venezia, 2018.
- [28] STAR Collaboration. The STAR Beam UseRequest for Runs 20[online]. 2018 [cit. 2018-06-26]. 19 and Dostupné \mathbf{z} : https://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/bur2018-final 0.pdf
- [29] The TOTEM experiment [online]. CERN, 2018 [cit. 2018-06-26]. Dostupné z: http://totem-experiment.web.cern.ch/totem-experiment/
- [30] THE ROMAN POT FOR THE LHC. EPAC 06: 10th European Particle Accelerator Conference EPAC 2006; a Europhysics conference; Edinburgh, Scotland, International Conference Centre (EICC), 26 - 30 June 2006. Edinburgh, 2006. ISBN 9789290832782.
- [31] SIKORA, Rafal. Study of elastic proton-proton scattering with the STAR detector at RHIC. Krakow, 2014. Master thesis. AGH University of Science and Technology.
- [32] BULTMANN, Stephen et al. The PP2PP experiment at RHIC: silicon detectors installed in Roman Pots for forward proton detection close to the beam. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2004, 535(1-2), 415-420. DOI: 10.1016/j.nima.2004.07.162. ISSN 01689002.
- [33] Star RunLog [online]. Brookhaven National Laboratory [cit. 2018-06-26]. Dostupné z: https://online.star.bnl.gov/RunLog/
- [34] ANDRONIC, Anton et al. Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era. *The European Physical Journal C.* 2016, **76**(3). DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3819-5. ISSN 1434-6044.
- [35] ADAMCZYK, Leszek. Beam Energy Dependence of Jet-Quenching Effects in Au+Au Collisions at $sqrts_{NN} = 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39, and 62.4 GeV$ [online]. 2017 [cit. 2018-06-29]. Dostupné z: eprint arXiv:1707.01988
- [36] XIE, Guannan. Centrality and transverse momentum dependence of D0-meson production at mid-rapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ at STAR. Quark Matter Conference, Venezia, 2018.
- [37] GELIS, Francois et al. The Color Glass Condensate. Annual Review of Nuclear and Particle Science. 2010, 60(1), 463-489. DOI: 10.1146/annurev.nucl.010909.083629. ISSN 0163-8998.
- [38] FELTESSE, Joël. Introduction toParton Distribu-5(11),10160-. Functions. Scholarpedia. 2010,DOI: tion ISSN 1941-6016. 10.4249/scholarpedia.10160. Dostupné také z: http://www.scholarpedia.org/article/Introduction to Parton Distribution Functions

- [39] TUNG, Wu-Ki. Bjorken scaling. Scholarpedia [online]. 2009, 4(3), 7412 [cit. 2018-06-26]. DOI: 10.4249/scholarpedia.7412. ISSN 1941-6016. Dostupné z: http://www.scholarpedia.org/article/Bjorken_scaling
- [40] RITH, Klaus. Present Status of the EMC effect. Subnuclear Physics, Erice, 2014, 51(431-449).
- [41] ESKOLA, Kari J. et al. 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.
- [42] ALICE Collaboration. Preliminary Physics Summary: Measurement of prompt D^0 , D^+ , D^{*+} and D^+_s production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5.02$ TeV. ALICE-PUBLIC-2017-008.
- [43] OLIVE, K.A. Review of Particle Physics. Chinese Physics C. 2014, 38(9), 090001. DOI: 10.1088/1674-1137/38/9/090001. ISSN 1674-1137.
- [44] CMS Collaboration. Elliptic flow of charm and strange hadrons in highmultiplicity pPb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 8.16$ TeV. CMS-HIN-17-003, CERN-EP-2018-076
- [45] ALICE Collaboration. Azimuthal anisotropy of heavy-flavour decay electrons in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5.02$ TeV. CERN-EP-2018-119
- [46] HOECKER, Andreas. TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis [online]. [cit. 2018-06-26]. Dostupné z: http://tmva.sourceforge.net/
- [47] VOSS, Helge. Successes, Challenges and Future Outlook of Multivariate Analysis In HEP. Journal of Physics: Conference Series. 2015, 608, 012058. DOI: 10.1088/1742-6596/608/1/012058. ISSN 1742-6588.
- [48] HOECKER, Andreas. TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis. PoS A CAT 040 (2007) [physics/0703039].
- [49] FU, Chuan. Topological Cut Optimization for Λ_c Reconstruction Using the Supervised Learning Algorithm in TMVA at STAR. Quark Matter 2018.
- [50] VOSS, Helge. TMVA Toolkit for Multivariate Data Analysis, Users Guide. PoS ACAT. 2017, , 040.
- [51] SPECKMAYER, Peter. Multivariate Data Analysis with TMVA. In: LCD Seminar [online]. CERN, 2010 [cit. 2018-06-27]. Dostupné z: http://www0.mi.infn.it/ palombo/didattica/AnalisiStatistica/Applicazioni/TMVA/100415_TMVASeminar_LCD.pdf
- [52] BANERJEE, Shankha et al. Prospects of heavy neutrino searches at future lepton colliders. *Physical Review D.* 2015, **92**(7). DOI: 10.1103/Phys-RevD.92.075002. ISSN 1550-7998.
- [53] LOMNITZ, Michael. Measurement of charmed meson azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at a center of mass energy of 200 GeV per nucleon pair at RHIC. 2016. Dissertation. Kent State University.