

CZECH TECHNICAL UNIVERSITY IN
PRAGUE

Faculty of Nuclear Sciences and Physical
Engineering

Department of Physics



Bachelor thesis

Hard probes production in heavy ion collisions

Miroslav Šaur

Supervisor: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Consultant: Dr. Barbara Antonina Trzeciak

Prague, 2015

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská
Katedra Fyziky



Bakalářská práce

Studium tvrdých procesů v jádro-jaderných
srážkách

Miroslav Šaur

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

Konzultant: Dr. Barbara Antonina Trzeciak

Praha, 2015

Prohlášení:

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

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

V Praze dne 21.7.2015

Title:

Hard probes production on LHC

Author: Miroslav Šaur

Specialization: Experimental nuclear physics

Sort of project: Bachelor thesis

Supervisor: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Consultant: Dr. Barbara Antonina Trzeciak

Abstract: High-energy collisions of heavy-ions on LHC and RHIC collider is one way to achieve hot and dense nuclear matter which consist of free quarks and gluons, so-called quark-gluon plasma (QGP). One method of study of QGP is using hard probes - particles created very briefly after collision, long before creation of QGP. Passage through quark-gluon plasma modified these hard probes. Measuring those modification bring information about quark-gluon plasma. Last part of this work is dedicated to experiment AFTER, proposed experiment on LHC. It is a fixed-target experiment suitable to study of nuclear collisions including study of QGP. This experiment has the opportunity to bring new results concerning among others parton distribution functions, forming of quarkonia and QGP formation in areas that today are not accessible by any other exist or proposed experiment.

Key words: nucleus-nucleus collisions, quark-gluon plasma, hard processes, hard probes, parton distribution functions, project AFTER.

Název práce:

Studium tvrdých procesů v jádro-jaderných srážkách

Autor: Miroslav Šaur

Supervisor: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Consultant: Dr. Barbara Antonina Trzeciak

Abstrakt: Vysokoenergetickými srážkami těžkých iontů na urychlovačích LHC a RHIC lze dosáhnout hustého a horkého jaderného média složeného z volných kvarků a gluonů, takzvaného kvark-gluonového plazmatu (QGP). Jednou z metod studia QGP je využití tzv. tvrdých sond - částic, jež vznikají velmi krátce po srážce, před vlastní tvorbou QGP. Průchod médiem tyto sondy modifikuje, a dle nich lze usuzovat o vlastnostech média. Poslední část práce navrhovanému experimentu AFTER na urychlovači LHC. Jedná se o experiment za užití pevného terčíku, vhodný k univerzálnímu studiu jaderných srážek včetně studia QGP. Tento experiment má možnost přinést nové výsledky týkající se mimo jiné partonových distribučních funkcí, tvorby kvarkonií a vzniku QGP v oblastech, které v dnešní době nejsou dosažitelné žádným jiným existujícím či navrhovaným experimentem.

Klíčová slova: jádro-jaderné srážky, kvark-gluonové plazma, tvrdé procesy, tvrdé sondy, partonové distribuční funkce, projekt AFTER.

Poděkování

Rád bych poděkoval vedoucímu mé bakalářské práce, Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi, Ph.D., za jeho vedení, čas, zájem a cenné konzultace v podobě rad a připomínek k této práci a konzultantce, Dr. Barbara Antonina Trzeciak, taktéž za cenné rady a konzultace vztahující se k projektu AFTER.

Obsah

1	Jádro-jaderné srážky	13
1.1	Historický podklad	13
1.1.1	Objev elektronu, protonu a neutronu	13
1.1.2	Objev antihmoty	14
1.1.3	Kvarkový model	15
1.2	Úvod do problematiky částicové fyziky	16
1.2.1	Standardní model	16
1.2.2	Silná interakce	19
1.2.3	Kvark-gluonové plazma	20
1.3	Základní měřené veličiny	22
1.3.1	Mandelstamovy proměnné	22
1.3.2	Rapidita a pseudorapidita	24
1.3.3	Centralita srážky a multiplicita	24
1.3.4	Jaderný modifikační faktor	25
1.3.5	Bjorkenovo a Feynmanovo x	26
1.4	Popis jádro-jaderné srážky	27
1.4.1	Geometrie jádro-jaderné srážky	27
1.4.2	Časový popis jádro-jaderné srážky	28
1.5	Urychlovače RHIC a LHC	29
1.5.1	RHIC	29
1.5.2	LHC a detektor ALICE	30
2	Tvrdé procesy	35
2.1	Gluon-gluonový rozptyl	36
2.2	Faktorizační teorém QCD	36
2.3	Jety	38
2.4	Partonová distribuční funkce	40
2.5	Fragmentační funkce	41
3	Aktuální měření experimentu na LHC	43
3.1	Jaderný modifikační faktor	43
3.1.1	Výsledky z p-Pb srážek	43
3.1.2	Výsledky z Pb-Pb srážek	45

3.2	Asymetrie jetů	45
3.3	Fragmentační funkce	47
3.4	Potlačení kvarkonií	47
3.5	Eliptický tok	48
4	AFTER: motivace a fyzikální program	51
4.1	Idea/motivace experimentu AFTER	51
4.1.1	Luminosita v závislosti na materiálu terčiku	52
4.2	Fyzikální program pro experiment AFTER	53
4.2.1	Partonová struktura nukleonů	54
4.2.2	Distribuce těžkých kvarků v protonu při vysokých x	55
4.2.3	Dekonfinovaná hmota ve srážkách těžkých iontů	55
4.3	Technické řešení experimentu AFTER	57
4.3.1	Alternativní uspořádání - SMOG	58
4.4	Prvotní simulace	59

Seznam obrázků

1.1	Objev částice J/ψ	16
1.2	Časový průběh objevů částic.	16
1.3	Částice Standardního modelu.	18
1.4	Uvěznění kvarků.	20
1.5	Fázový diagram hmoty.	21
1.6	Souřadnicový systém srážky.	23
1.7	Schéma srážky dvou částic.	23
1.8	Centralita srážky.	25
1.9	Měření R_{AA} na experimentu STAR.	26
1.10	Geometrie srážky, diváci a účastníci.	27
1.11	Kolektivní toky.	28
1.12	Časový průběh srážky těžkých iontů.	29
1.13	Brookhaven national Laboratory	30
1.14	LHC a umístění experimentů.	31
1.15	Časový plán provozu LHC	32
1.16	Detektor ALICE	33
1.17	Detektor CMS	33
2.1	Gluon-gluonový rozptyl	36
2.2	Di-jet	37
2.3	Schématické znázornění jetu	38
2.4	Porovnání jetů v p-p srážkách a pQCD	39
2.5	Zhášení jetů	39
2.6	Partonová distribuční funkce protonu.	40
2.7	Partonová distribuční funkce protonu 2	41
2.8	Jaderná partonová distribuční funkce	42
3.1	Měření R_{pPb} na experimentu CMS	44
3.2	Měření R_{AA} na experimentu CMS	45
3.3	Asymetrie jetů.	46
3.4	Fragmentační funkce pro Pb-Pb srážky.	48
3.5	Měření kvakonií na experimentu CMS.	49
3.6	Měření eliptického toku na experimentu CMS.	49
3.7	Měření eliptického toku na experimentu CMS.	50

4.1	Geometrie srážky pro pevný terčik	52
4.2	Luminosita experimentu AFTER pro p-svazek	53
4.3	Luminosita experimentu AFTER pro Pb-svazek	53
4.4	Distribuce gluonů v analýze CT10	54
4.5	PDF ze simulací AFTER	56
4.6	Experiment UA9	57
4.7	Porovnání metod kolimace	58
4.8	Simulace invariální hmoty J/ψ , $\Upsilon(nS)$	60
4.9	Simulace spektra p_T a y	61
4.10	Simulace invariální hmoty pro J/ψ a $\psi(2S)$	62
4.11	Simulace multiplicity částic	63

Úvod

Jedním ze způsobů zkoumání vlastností hmoty při extrémních podmínkách jsou vysokoenergetické jádro-jaderné srážky. Při takto dosahovaných energiích lze pozorovat vznik nového typu hmoty, takzvaného kvark-gluonového plazmatu. Zatímco za běžných podmínek kvarky, jenž tvoří společně s leptony veškerou známou hmotu, musejí existovat ve vázaném stavu, v případě *kvark-gluonového plazmatu* jsou kvarky volnými částicemi. Studium kvark-gluonového plazmatu je tak jedním ze současných cílů částicové fyziky za účelem hlubšího pochopení fungování známé hmoty.

Jednou z možností, jak toto médium studovat jsou tzv. tvrdé procesy a při nichž vznikající tvrdé sondy. Jedná se o procesy probíhající za vysokých energiích ke kterým dochází velmi krátce po jádro-jaderné srážce, ještě před vlastním formováním kvark-gluonového plazmatu. Důkladným pochopením fungování tvrdých procesů a následným zjištěním, jak jsou tvrdé sondy modifikovány průchodem skrze kvark-gluonové plazma, lze získat informace o vlastnostech média. V současné době je jedním z hlavních cílů je zkoumání fázového přechodu a určení kritických bodů.

Tato práce by měla přinést stručné seznámení se základní problematikou jádro-jaderných srážek, tvrdých procesů a zkoumání kvark-gluonového plazmatu. První kapitola je věnována úvodu do problematiky jádro-jaderných srážek, uvedená historickým přehledem, po němž následuje shrnutí současných poznatků a následně jsou zavedeny základní pozorované veličiny a koncepty užívaných k jejich pozorování. Nakonec je provedeno seznámení se současnými urychlovači, LHC v CERN a RHIC v BNL. Druhá kapitola je následně věnována samotným tvrdým procesům, které jsou však vzhledem k dané problematice diskutovány velmi stručně, pouze za účelem získání základního rámcového vhledu. Třetí kapitola diskutuje aktuální měření vztahující se ke studiu kvark-gluonového plazmatu na urychlovači LHC. Čtvrtá kapitola je věnována navrhovanému experimentu AFTER na LHC. Jedná se o experiment za užití pevného terčíku, jenž se ze své podstaty liší od v dnešní době dominantních srážkových experimentů na urychlovačích. Je proto nutné zavést nové pojmy, jenž se vztahují ke specifikám tohoto experimentu. Další část kapitoly je věnována navrhovanému fyzikálnímu programu, především jeho specifikám. Nakonec je diskutováno možné technické řešení a ukázky prvotních simulací.

V práci je používán citační přístup podle instrukcí Knihovny ČVUT v Praze dle normy ČSN ISO 690.

Kapitola 1

Jádro-jaderné srážky

Částicová fyzika je oblastí fyziky zkoumající elementární stavbu a vlastnosti hmoty. V průběhu dějin se představa co je skutečně elementární velmi měnila. Jenom v rámci evropského pohledu se situace dokázala zcela změnit v pohledu pouhých pár století. Již v 5. stol. př.n.l. existovala idea nejmenší nedělitelné entity - atomu (Démokritos) a poté prázdnoty. Za necelé století byla tato teorie však převážně zavrhnuta a existovala teorie čtyř základních prvků z nichž se skládá vše ostatní: voda, země, vzduch a éter (Aristoteles). V období novověku s rozmachem vědeckého poznání dochází k objevu velkého množství chemických prvků, jež opět byly považovány do okamžiku objevu atomu (Dalton, počátek 19. stol) oněmi základními stavebními prvky. O necelé století později dochází k opětovnému překlasifikování elementárních částic díky J.J. Thomsonovi. Z neevropských řad je vhodné připomenout indického učenca Kanada, jež přišel s ideí atomu ještě století před Démokritosem, navíc tato teorie byla rozsáhlejší hlavně v oblasti jak by se jednotlivé atomy mohly spojovat a vytvářet složitější substance. Další čestnou zmínku si zaslouží i egyptský učenec Muhammad ibn al-Hasan ibn al-Hajtham¹ jež se v jedné ze svých mnoha knih zabývá otázkou stavby hmoty.

Za svoji dobu se částicová fyzika vyvinula ve velmi obsáhlou součást fyziky s množstvím vlastních definic a veličin, používající v dnešní době jedny z největších experimentálních přístrojů jež byly do této doby vyrobeny. Hlavním teoretickým nástrojem je kvantová teorie a praktickými nástroji jsou urychlovače částic.

Tato kapitola byla zpracována především z podkladů [1], [2], [3], [4] a [5].

1.1 Historický podklad

1.1.1 Objev elektronu, protonu a neutronu

Za počátek fyziky elementárních částic neboli částicové fyziky se obecně dá považovat objev elektronu Josephem Johnem Thomsonem roku 1897 při studiu katodového výboje [4]. Do té doby rozšířená představa jednotného a nedělitelného atomu byla

¹V Evropě známější jako Alhazen

narušena, soudobá teorie začala tedy pracovat s elektronem a kladně nabitým jádrem jakožto elementárními částicemi. Thomson zároveň navrhl tzv. "puďinkový" model atomu, kde elektrony jsou lokalizované body se záporným nábojem rozprostřené v kladně nabitěm objemu, často uváděno jako analogie s rozinkami v puďinku - odtud název. Tento model stavby atomu nebyl v platnosti po dlouhou dobu. Již roku 1911 Ernest Rutherford objevil atomové jádro při experimentu s ostřelováním fólie zlata pomocí α částic. Zároveň Rutherford označuje jakožto proton kladně nabitě jádro.

O existenci částice s neutrálním elektrickým nábojem a hmotností odpovídající protonu uvažoval Rutherford již ve 20. letech 20. století za účelem vysvětlení různých vlastností izotopů atomových prvků, danou částici se ovšem nedařilo identifikovat. Až roku 1932 byl neutron objeven Jamesem Chadwickem, když vylepšil experiment provedený Bethem a Beckerem, při kterém docházelo k bombardování berylia α částicemi a následně produkci penetrujícího záření, jenž však nemělo ionizující efekt. Původní předpoklad, že se jedná o γ záření byl vyvrácen Irène Curie a Frédéric Joliotem. Úpravou původního experimentu, kde mezi berylium a Geigerův čítač byl vložen parafín ze kterého následně byly uvolňovány protony a ty již zaznamenány. Chadwick usoudil, že částicí schopnou z parafínu uvolnit proton by mohl být uvažovaný Rutherfordův neutron. Na základě zákona zachování hybnosti bylo možné usoudit, že hmotnost neutronu by měla být odpovídající hmotnosti protonu [6]. Objev neutronu vzápětí vedl Wernera Heisenberga k formulaci proton-neutronového složení jádra atomu.

Dalším význačným objevem byl objev neutrina. Ze studií beta rozpadu se dospělo k výsledku, že spektrum vyzařovaných elektronů je spojité, jedná se však o spor s předpokladem dvoučásticového rozpadu, jelikož v tom případě, dle zákonů zachování, elektron může mít pouze jednu danou energii Wolfgang Pauli navrhnul existenci částice se spinem $\frac{\hbar}{2}$, podléhající Pauliho vylučovacímu principu, hmotností odpovídající hmotnosti elektronu a nepřekračující 0,01 hmotnost protonu. Zajímavostí je, že Pauli tyto částice nazýval neutrony (tato teoretická předpověď existence neutrin proběhla 4. prosince 1930) [7]. K fyzickému objevení neutrina však dochází až roku 1956, kdy jej Clyde Cowan a Fred Reines detekovali na experimentu s jaderným reaktorem v Savannah River.

1.1.2 Objev antihtoty

Do stejného časového období jako hledání neutronu, spadá i jedna z nejúspěšnějších předpovědí kvantové mechaniky a to sice předpověď existence antičástic, potažmo antihtoty, Paulem Diracem roku 1928. Diracova rovnice je kvantově-relativistická rovnice popisující chování částice se spinem $\frac{\hbar}{2}$. Řešením této rovnice je možné získat stavy s libovolnou zápornou hodnotou energie, což vedlo k jistému myšlenkovému paradoxu, jelikož u reálně existujících entit se dá očekávat kladná hodnota energie, tudíž záporné řešení se jeví jakožto sice matematicky korektní řešení, jenž však nepopisuje fyzikální realitu. Řešením bylo navržení představy existence základního energetického stavu prostoru, jakožto zcela zaplněnému „moři“ stavů s negativní energií. Vznik excitovaného stavu s kladnou energií poté doprovází vznik „díry“,

jenž představuje částici se stejnou hmotností avšak s opačným nábojem [4]. Platnost této hypotézy se potvrdila při pozorování kladně nabitého elektronu - pozitronu ve sprškách kosmického záření Carlem Andersonem roku 1932.

1.1.3 Kvarkový model

Se vzrůstajícím množstvím objevených částic Murray Gell-Mann a George Zweig roku 1964 navrhli ideu základních stavebních prvků silně interagujících částic, jenž Gell-Mann nazval *kvarky*². Teorie předpokládala, že se veškerá silně interagující hmota skládá ze tří kvarků označených jako *nahoru*, *dolů*, *podivný*³ (ke kvarkům samotným více v podkapitole 1.2.1), jenž mohou nést neceločíselný násobek elementárního elektrického náboje [8].

Kvarkový model zpočátku čelil velké nedůvěře fyzikální společnosti, jelikož se kvarky nedalo pozorovat přímo. V letech 1968-1969 při experimentech srážející elektrony s protony na Standfordském lineárním urychlovači⁴, James Bjorken a Richard Feynman pozorovali odraz elektronů na něčem, co se zdálo býti hmotnými oblastmi uvnitř elektronu. Bjorken ani Feynman při publikaci svých výsledků nepoužili označení kvark, daná pozorování se však dají považovat za první pozorování kvarkové struktury protonu. V dané době se používá spíše označení partony, jenž označuje veškeré konstituenty nukleonu.

Roku 1974 navzájem nezávislé skupiny pod vedením Samuela C.C. Tinga respektive Burtona Richtera objevily novou částici pojmenovanou J/ψ . Skupina S.C.C. Tinga hledala novou částici v reakci $p + p \rightarrow e^+e^- + X$. Tato pozorování potvrdila existenci kvarku mimo systém původně označený Gell-Mannem, jenž byl pojmenován jako půvabný kvark⁵, zároveň byl pozorován půvabný anti-kvark (kvarkové složení J/ψ je tedy $c\bar{c}$) [9]. Schéma experimentu a první data na obrázku 1.1.

Objev pátého kvarku, nazvaného *spodní*⁶, objeveného skupinou pod vedením Leona Ledermana, následoval roku 1977. Experiment spočíval v detekci $\mu^- \mu^+$ párů, pocházejících z rozpadů těžších částic. Poslední kvark, označovaný jako *horní*⁷ byl objeven až roku 1995 ve Fermilabu na experimentech D0 a CDF ve Fermilabu [10].

Na obrázku 1.2 lze vidět časovou osu znázorňující průběh objevování kvarků, intermediálních bosonů *bosony* $W^{+/-}$ a Z^0 a dalších částic, jenž měly úlohu ve formování současného popisu částicové fyziky.

²Z angl. quarks - název vyskytující se v knize Jamese Joyce *Finnegans Wake*

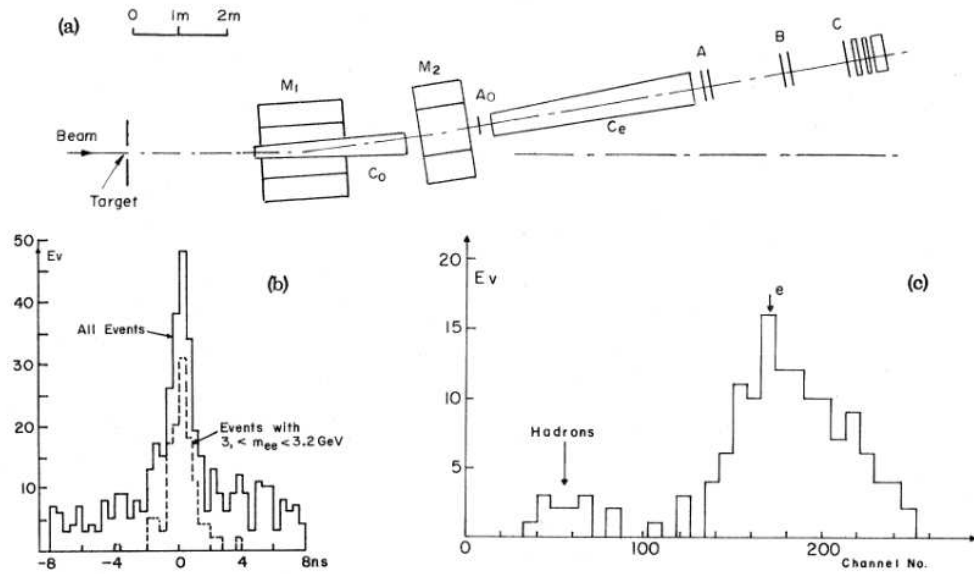
³Z angl. up, down, strange

⁴Z angl. Stanford Linear Accelerator, SLAC

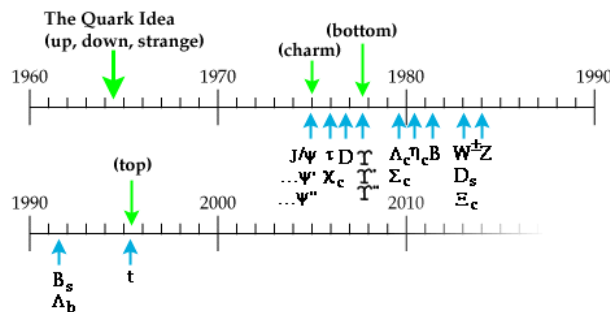
⁵Z angl. charm

⁶Z angl. *bottom*

⁷Z angl. *top*



Obrázek 1.1: Výsledky experimentu skupiny pod vedením S.C.C. Tinga. Horní obrázek: Schématické zobrazení spektrometrického ramena užitého v experimentu. Dolní levý obrázek: Časový průběh letu e^+e^- párů a částic vzniklých při srážce v rozmezí hmotností 3,0 i 3,2 GeV. Dolní pravý obrázek: Spektrum detekovaných pulsů pro e^- (stejně pro e^+) pro e^+e^- páry. Převzato z Ref. [9]



Obrázek 1.2: Časový průběh objevů kvarků, intermediálních bosonů a dalších důležitých částic. Převzato z Ref.[11].

1.2 Úvod do problematiky částicové fyziky

1.2.1 Standardní model

V současné době je hlavní uznávanou teorií částicové fyziky tzv. Standardní model částicové fyziky (dále jen jako Standardní model). Jedná se o kvantovou teorii pole, to jest teorii spojující kvantovou mechaniku a speciální teorii relativity. Matematicky

se jedná o teorii kalibračních grup se symetriemi $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Tato teorie v současné době úspěšně popisuje nejen částice samotné, ale i interakce mezi nimi.

Standardní model rozlišuje částice na základě spinu na dvě skupiny:

- Spin $\frac{\hbar}{2}$ a celočíselné násobky: Fermiony (*leptony* a *kvarky*)
- Spin \hbar a celočíselné násobky: Bosony (intermediální částice interakcí)

Mezi leptony patří elektron e^- , mion μ a taon τ . Všechny tyto částice nesou -1 násobek elementárního elektrického náboje e . K těmto částicím dále náleží patřičná neutrina označovaná jako ν klasifikovaná patřičným idenxem. Elektron a jeho neutrina tvoří tzv. leptony I. generace, μ a ν_μ tvoří leptony II. generace a τ a ν_τ tvoří leptony III. generace. Jednotlivé generace leptonů nesou své unikátní kvantové číslo označované jako leptonové číslo, kde rozlišujeme elektronové leptonové číslo L_e , mionové leptonové číslo L_μ a tauonové leptonové číslo L_τ . Leptony interagují elektromagneticky a slabě (o interakcích bude pojednáno později). Schématický přehled leptonů na obrázku 1.3.

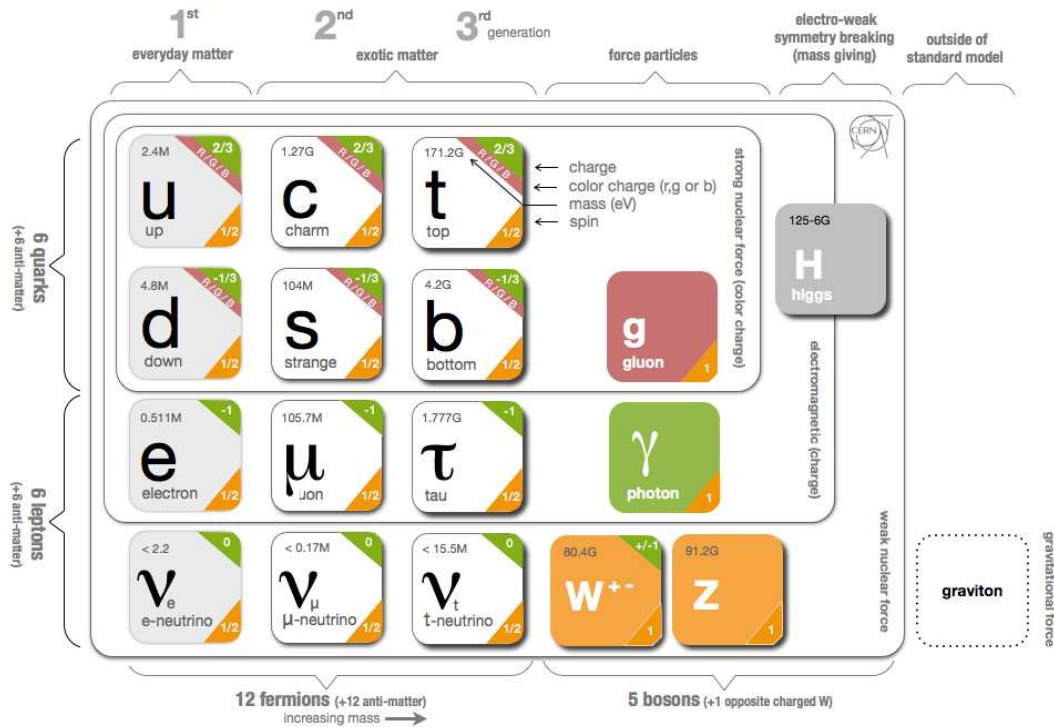
Druhou skupinou fermionů jsou kvarky. Rozlišujeme 6 samostatných druhů kvarků ve třech generacích a k nim příslušné antikvarky. Terminologicky se typy kvarků označují jako *vůně*⁸ a jednotlivé kvarky mají následující názvy: nahoru, dolů, podivný, krásný, horní, spodní. Vzhledem k rozšíření anglického značení kvarků, především užívání prvního písmena pro označení kvarku, budu využívat tuto konvenci. Tzn. u pro nahoru, d pro kvark dolů, s pro podivný kvark, c pro krásný kvark, b pro spodní kvark, t pro horní kvark. Zvláštností kvarků je jejich neexistence ve volném stavu za běžných podmínek, proto tvoří vázané stavy obecně označované jako *hadrony*. Kvarky mohou interagovat silně, slabě a elektromagneticky. Schématický přehled kvarků a jejich vlastností na obrázku 1.3.

Jak bylo řečeno výše, kvarky mohou existovat pouze ve vázaných stavech. Existují dva typy vázaných stavů. *Mesony* jsou vázaným stavem kvarku a antikvarku. Zvláštním typem mesonů jsou tzv. *kvarkonia*, vázaný stav kvarku a jeho antikvarku. Jedná se o *charmonia* ($c\bar{c}$), *bottomonia* ($b\bar{b}$). Vázaný stav top kvarku a antitop kvarku nebyl pozorován vzhledem k extrémně krátké době života top kvarku. Kvarkonia mají důležité postavení při studiu jádro-jaderných srážek, jak bude popsáno později. Mezi nejznámější zástupce mezonů patří například π -mezony. *Baryony* jsou složením tří kvarků, popř. tří antikvarků. Příkladem nechť je proton s kvarkovým složením uud a neutron se složením udd .

Mezony a baryony byly dlouhou dobu považovány za jediné možné složení kvarků. Roku 2014 však experiment LHCb na urychlovači LHC podal silný projev existence *tetrakvarku* $Z^-(4430)$ se složením $c\bar{c}d\bar{u}$ [12].

V současné době jsou známé následující interakce, Standardní model však dokáže popsat pouze první tři:

⁸Z angl. flavour



Obrázek 1.3: Částice Standardního modelu. Převzato z Ref. [13].

- Silná interakce - intermediální částice: *gluony*
- Slabá interakce - intermediální částice: *bosony* $W^{+/-}$ a Z^0
- Elektromagnetická interakce - intermediální částice: *foton*
- Gravitační interakce - intermediální částice: *graviton* nebo *gravifoton* a *graviskalár* (hypotetické částice)

Silná interakce udržuje kvarky ve vázaných stavech, potažmo nukleony v jádře (jedná se vlastně o zbytkovou interakci mezi kvarky) a bude rozsáhleji probána v samostatné sekci.

Slabá interakce dokáže měnit vůně kvarků a to včetně mezi generacemi, je tedy zodpovědná za jaderný rozpad a jadernou fúzi částic. Dosah interakce činí 10^{-18} m.

Elektromagnetická interakce je interakcí mezi jakýmikoliv elektricky nabitými objekty a je popsána kvantovou elektrodynamikou (angl. quantum electrodynamics - QED). Může působit odpudivě či přitažlivě, dle polarity nábojů interagujících částic.

Dosah interakce je prakticky nekonečný, jelikož klidová hmotnost intermediální částice - fotonu - je nulová.

Slabá a elektromagnetická interakce je sjednocená v tzv. elektroslabé interakci. Autory sjednocení jsou S. Weinberg, S. Glashow a A. Salam.

Existence kandidáta na poslední scházející částici Standardního modelu, Higgsova bosonu, byla potvrzena roku 2012 [14]. Je však nutný další výzkum pro určení všech vlastností nové částice zda skutečně odpovídá teoretickým předpokladům Higgsova bosonu, či zda se jedná o jinou novou částici.

Gravitační interakce samotná není zahrnuta do Standardního modelu. Jedná se o přitažlivou interakci mezi všemi hmotnými body s teoreticky nekonečným dosahem. Intermediální částice gravitační interakce není dosud známa, navrhuje se buď graviton s nulovou hmotností a spinem 2, popřípadě dvojice částic gravivektor (gravifoton) a graviskalár (radion) [15].

1.2.2 Silná interakce

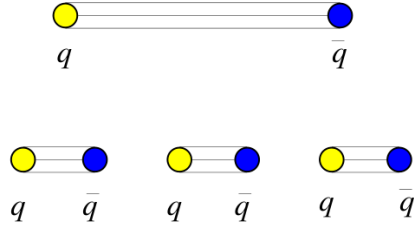
Silná interakce, jak již bylo řečeno výše, je vazebnou silou, jež udržuje vázané stavy kvarkové hmoty. Teorií, jež silnou interakci popisuje, je kvantová chromodynamika, anglicky *quantum chromodynamics*, zkratka QCD. Jedná se o kvantovou polní teorii, přesněji o ne-ábelovskou polní teorii s grupou symetrií $SU(3)$. Název chromodynamika vychází z řeckého $\chi\rho\omega\mu\alpha$ (chróma), což znamená barva. Silná interakce zavádí nové kvantové číslo označované jako *barva*, či textitbarevný náboj. Intermediální částicemi jsou nehmotné *gluony* [1].

Existují 3 barevné náboje označované jako červená, modrá a zelená barva. Existuje i opačný náboj, tzv. antibarva. Dohromady tedy existuje 9 možných kombinací barevných nábojů, z nichž 8 se podílí na přenosu barevného náboje. V prvním přiblížení se barevný náboj dá přirovnat k elektrickému náboji elektromagnetické interakce, tj. dva opačné náboje interagují spolu (barva a její příslušná antibarva), a tím dojde k vytvoření mezonů. narozdíl od QED však dochází i k interakci tří různých barev, čímž jsou vytvářeny baryony. Hadrony jako celek, ať mezony či baryony, musejí být v součtu barevně neutrální.

Silná interakce se vyznačuje především dvěma specifiky:

- Asymptotická volnost
- Uvěznění kvarků

Obě specifika silné interakce jsou navzájem propojená. Asymptotická volnost silné interakce spočívá v chování síle interakce v závislosti na vzdálenosti kvarků. Při snižující se vzdálenosti mezi kvarky síla interakce klesá, hypoteticky při nulové vzdálenosti mezi kvarky interakce zcela vymizí a kvarky by se měly chovat jako volné částice. Naopak při zvyšování vzdálenosti mezi kvarky dochází k zesilování vazby až do okamžiku, kdy energie vazby je vyšší než klidová energie dvojice kvarků, a tak dojde k vytvoření kvark-antikvark páru. Schéma je možno vidět na obrázku 1.4.



Obrázek 1.4: Znázornění uvěznění kvarků. Zvyšování vzdálenosti mezi kvarkem a antikvarkem natahuje barevnou strunu, čímž dochází k nárůstu napětí struny. Při dostatečné napětí struny dojde k vytvoření nového kvark-antikvarkového páru. Převzato z Ref. [1].

S asymptotickou volností souvisí pojem uvěznění kvarků. Jak bylo zmíněno výše, při zvyšující se vzdálenosti mezi kvarky dojde k vytvoření nového kvark-antikvark páru. Není tedy možné, aby kvark existoval volně bez jakékoliv vazby. Tato situace se však mění při teplotě okolí $T \sim 170 \text{ MeV}$, kdy dochází k narušení vazeb a může vzniknout tzv. *dekonfinovaná jaderná hmota*. Stav hmoty s takovými vlastnostmi nazýváme *kvark-gluonové plazma*, o kterém bude podrobněji pojednáno dále. Typ potenciálu, jenž splňuje tento požadavek, je například tzv. Cornellův potenciál ve tvaru[3]:

$$V(r) = -\frac{\alpha_s}{r} + r\sigma \quad (1.1)$$

Další zvláštností silné interakce je tzv. *spontánní narušení chirální symetrie*, poprvé posáno v rámci modelu Nambu–Jona-Lasinio [1].

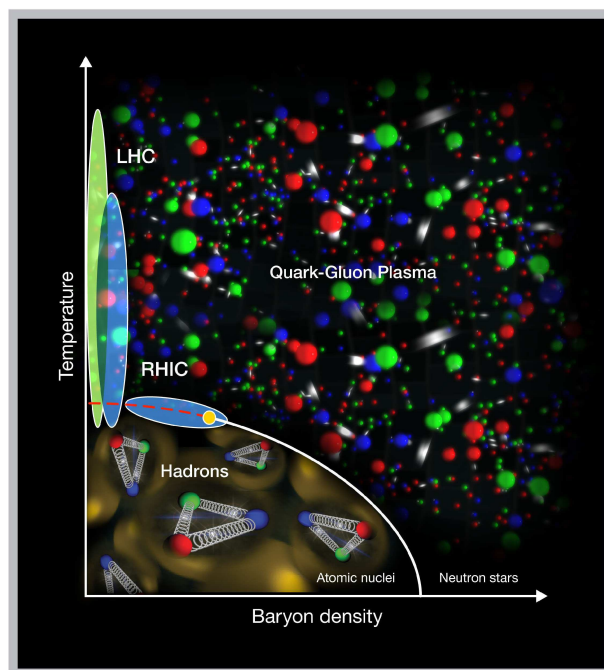
Jelikož matematický popis silné interakce je složitý a ze základních principů QCD je technicky náročné počítat i relativně jednoduché systémy, je nutné použít přibližné metody. První metodou je tzv. *poruchová QCD*, jenž vychází z principů poruchové teorie klasické kvantové mechaniky, při níž dojde k rozdělení původního hamiltoniánu soustavy H na část známou, či jednoduše spočitatelnou pomocí základních principů H_0 , a na část W , jenž není jednoduše spočitatelná, tzv. *poruchu*. Velikost poruchy však nemůže být příliš velká, tudíž užití poruchové QCD je omezené. Druhou přibližnou metodou výpočtu jsou tzv. *výpočty na mříži*⁹. Fázový prostor systému je rozdělen pomocí čtvercové mříže na konečný počet oddělených oblastí a výpočty poté probíhají ve vrcholech mříže. Tato metoda je výpočetně náročnější než pQCD, avšak dovoluje řešit větší množství problémů.

1.2.3 Kvark-gluonové plazma

Hlavním současným cílem ultra-relativistických srážek těžkých iontů je pozorování fázového přechodu predikovaného QCD, tj. dekonfinovanou jadernou hmotu. Při

⁹Z angl. *lattice QCD*

běžných hodnotách energie a teploty na Zemi jsou kvarky podřízeny vazbě silné interakce a uvězněny v hadronech. Se zvyšující se teplotou a/nebo baryonovou hustotou dochází k fázovému přechodu, kvarky s gluony nejsou dále vězněny v hadronech a pohybují se jako volné částice [1].



Obrázek 1.5: Fázový diagram hmoty v závislosti teploty na baryonové hustotě. Dále jsou zakresleny oblasti, jež mohou být zkoumány urychlovači RHIC a LHC. Převzato z Ref. [16].

Zkoumání vlastností kvark-gluonového plazmatu je tedy další fází zkoumání fázového diagramu hmoty, jež je možné vidět na obr. 1.5. Předpokládá se, že Vesmír se v čase řádu $t \sim 10^{-6}$ [2] nacházel ve stavu kvark-gluonového plazmatu. Zkoumání tohoto stavu hmoty je tedy důležité nejenom z pohledu snah o pochopení stavby a chování hmoty jako takové, ale i z kosmologického pohledu, kde fáze QGP je jednou z nejzásadnějších částí formování Vesmíru.

Přechod mezi normální hadronovou hmotou a kvark-gluonovým plazmatem by měl probíhat při hustotách energie $\varepsilon_{crit} = 1 \text{ GeV} \backslash \text{fm}^3$ [2], což odpovídá teplotě $T_c = 180 \text{ MeV}$ (v rámci jednotek SI se jedná o teplotu $T_c = 2,1 \cdot 10^{12} \text{ K}$).

Ke konci fyzikálního programu na SPS¹⁰ v CERN byly pozorovány signály ukazující na existenci QGP a dokonce byla podána zpráva o potvrzení existence QGP [17]. Avšak získaná data se pohybovala na hranici technických možností SPS, tudíž za definitivní potvrzení existence QGP se dají považovat až měření provedená na urychlovači RHIC při srážkách Au-Au s energií $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ [18].

¹⁰Z angl. Super Proton Synchrotron - protonový super synchrotron

1.3 Základní měřené veličiny

Pro popis jádro-jaderných srážek se velmi často užívá tzv. přirozená soustava jednotek, pro kterou platí $\hbar = c = 1$. Základní užívanou jednotkou energie je elektronvolt (eV), jenž je definován jako kinetická energie, kterou získá elektron při průchodu potenciálním rozdílem 1 voltu ve vakuu. Nejedná se o jednotku SI, proto je nutný přepočít $1 \text{ eV} = 1.602176565(35) \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Pro takto definovanou soustavu jednotek poté platí pro převod do systému SI vztahy uvedené v Tab 1.1.

Veličina	Jednotka	Hodnota v soustavě SI
Energie	eV	$1.602176565(35) \cdot 10^{-19} \text{ J}$
Hmotnost	eV/c^2	$1.782662 \cdot 10^{-36} \text{ kg}$
Hybnost	eV/c	$5.344286 \cdot 10^{-28} \text{ kgm/s}$
Teplota	eV/k_B	$11604.505(20) \text{ K}$
Čas	\hbar/eV	$6.582119 \cdot 10^{-16} \text{ s}$
Vzdálenost	$\hbar c/\text{eV}$	$1.97327 \cdot 10^{-7} \text{ m}$

Tabulka 1.1: Převodní vztahy základních veličin - energie, hmotnost, hybnost, teplota, čas, vzdálenost - pro přirozenou soustavu jednotek a soustavu SI.

Energie při kterých dochází k jádro-jaderným srážkám jsou natolik vysoké, že lze zanedbávat klidovou energii částic, od toho název *ultra-relativistické srážky*. Rychlosti při těchto energiích se tedy pohybují blízko rychlosti světla, tudíž je srážky nutné popisovat pomocí relativistických veličin. V následující části budou popsány základní veličiny používané pro popis jádro-jaderných srážek: Mandelstamovy proměnné, rapidita a pseudorapidita, proměnné světelného kužele, centralita srážky, multiplicita, tok částic a jaderný modifikační faktor.

Na obrázku 1.6 je zobrazen souřadný systém srážky dvou částic. Pokud není uvedeno explicitně jinak, srážku dvou částic uvažujeme podél osy z , a srážkový experiment je tedy válcově symetrický podél osy z . Kolmá rovina daná osami x a y se poté nazývá *příčná*. Úhel θ je poté azimutální úhel odklonu od osy z a úhel φ je úhlem polárním.

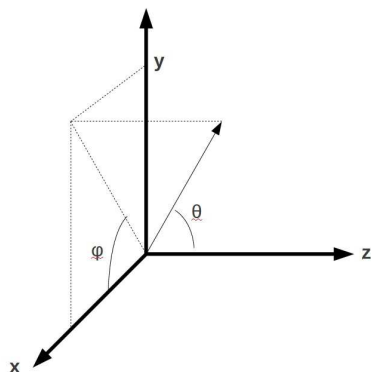
Souřadnice podél osy svazku, tj. podél osy z , se nazývají podélné, souřadnice podél osy x - y se nazývají příčné. Hybnost částice lze poté rozložit do podélné složky p_z a příčné složky p_T ¹¹. Vektor p_T je poté invariantní vůči Lorentzovské transformaci.

1.3.1 Mandelstamovy proměnné

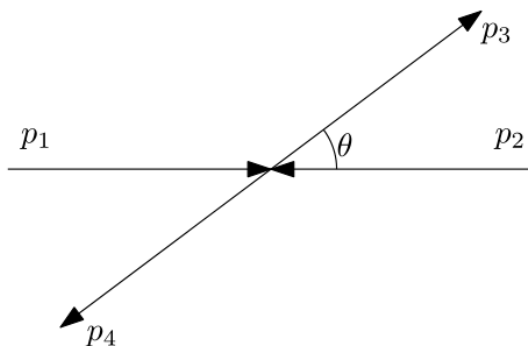
Na obrázku 1.7 lze vidět schématické znázornění srážky dvou částic s vyznačenými hybnostmi před srážkou (p_1 a p_2) a po srážce (p_3 a p_4). Poté definujeme následující tzv. Mandelstamovy proměnné:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \quad (1.2)$$

¹¹Z angl. *transverse* - příčný



Obrázek 1.6: Souřadnicový systém srážky v těžišťové soustavě. Převzato z Ref. [19].



Obrázek 1.7: Schématické zobrazení srážky dvou částic.

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \quad (1.3)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \quad (1.4)$$

Tyto proměnné následně splňují rovnost:

$$s + t + u = \sum_{i=1} m_i^2 \quad (1.5)$$

Při jádro-jaderných srážkách se poté energie srážky udává jako energie nukleon-nukleonového páru v jeho těžišťové soustavě a označuje se $\sqrt{s_{NN}}$.

S takto definovanými proměnnými souvisí *kvadrát přenesené čtyřhybnosti* Q^2 splňující rovnost¹²

$$t = Q^2 \quad (1.6)$$

¹²V některé literatuře (např. [3]) se jednotlivým proměnným s, t, u přiřazuje opačné znaménko, tzn. $s \rightarrow -s$ atd. Poté rovnice 1.6 má tvar $-t = Q^2$.

1.3.2 Rapidita a pseudorapidita

Proměnnou *rapidita*, značíme y , definujeme vztahem:

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

kde E je celková energie částice. Takto definovaná veličina je poté aditivní při Lorentzovské transformaci podél osy z .

Pomocí takto definované proměnné lze poté zpětně vyjádřit energii E a podélnou hybnost p_z následovně:

$$E = m_T \cosh y \quad (1.8)$$

$$p_z = m_T \sinh y \quad (1.9)$$

Kde m_t je příčná složka hmotnosti definovaná:

$$m_T = m^2 + p_T^2 \quad (1.10)$$

Následně lze definovat související proměnnou, tzv. pseudorapiditu η vztahem:

$$\eta = -tg \frac{\theta}{2} \quad (1.11)$$

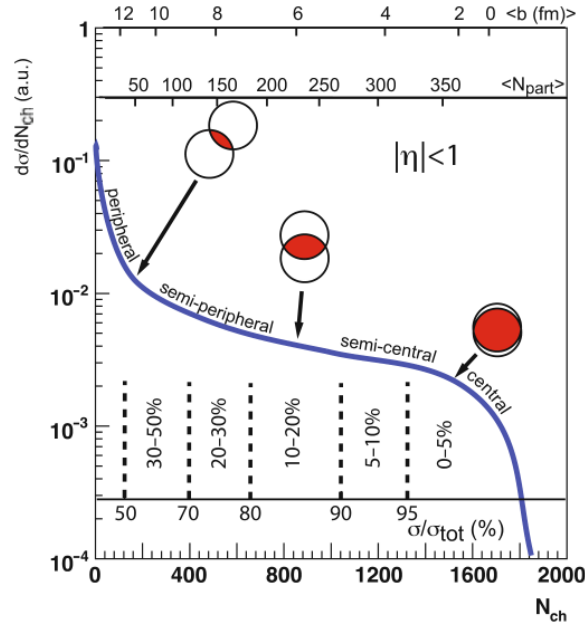
kde θ je úhel odklonu částice od osy svazku. Díky dané definici je pseudorapidita následně definována pro veškeré hodnoty hmotnosti, hybnosti a energie srážky. Následně může být měřena i bez znalostí o hybnosti. Vzhledem k těmto vlastnostem lze pseudorapiditu experimentálně měřit snadněji než rapiditu.

1.3.3 Centralita srážky a multiplicita

Centralitu srážky určuje tzv. *srážkový parametr* b náležící do intervalu $(0, R_1 + R_2)$, kde R_1 a R_2 jsou poloměry prvního, respektive druhého jádra, popřípadě hadronu. Jedná se o vzdálenost mezi středy jader v okamžiku srážky, tedy při $b = 0$ dochází k *čelní* srážce jader¹³, při $b > R_1 + R_2$ ke srážce nedochází. Srážky pro hodnoty $b \sim R_1 + R_1$ se nazývají periferální. Dle hodnoty parametru b lze tedy určit centralitu srážky, přesněji rozdělení srážek do tzv. tříd centrality. Tato klasifikace není však pevně určena, příklad lze vidět na obrázku 1.8.

Srážkový parametr b není možno přímo měřit, jedná se tedy o veličinu, kterou je nutné určit nepřímými metodami. S tím souvisí další veličina označovaná jako *multiplicita*. Zjednodušeně se jedná o množství produkovaných částic při jedné srážce. Z toho vychází, že vyšší multiplicita odpovídá vyšším energiím a tím centrálnějším srážkám a nižší multiplicita naopak srážkám periferním.

¹³Z angl. head-on collision.



Obrázek 1.8: Zobrazení rozdělení centrality srážky. Převzato z Ref. [2].

1.3.4 Jaderný modifikační faktor

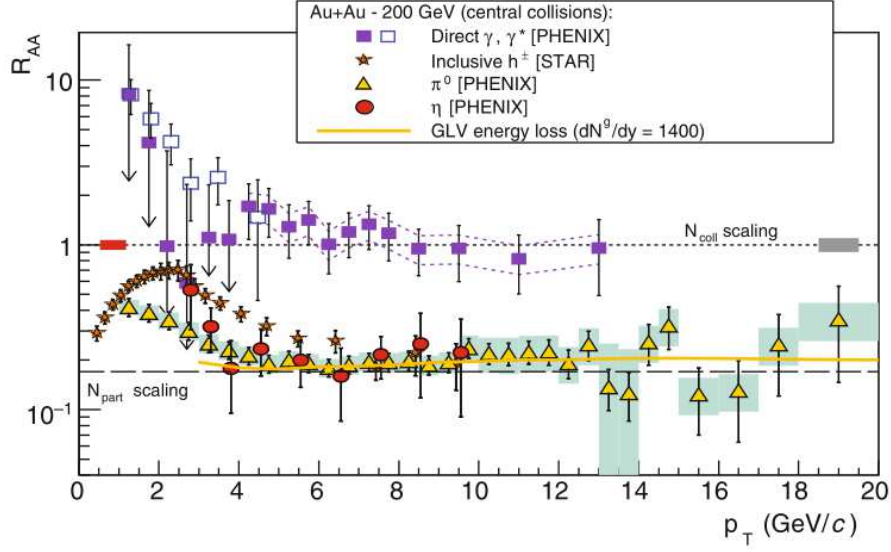
Pro účely studia jádro-jaderných srážek je důležité pochopit, jak se tyto srážky liší od jednodušších srážek jednotlivých hadronů. Pro tyto účely je definován *jaderný modifikační faktor* popisující poměr tvorby částic při jádro-jádro srážce ku srážce hadron-hadron. Faktor se značí R_{AA} a je definován následovně:

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{bin} \rangle} \frac{dN_{AA}^{ch} \backslash dy}{dN_{pp}^{ch} \backslash dy} \quad (1.12)$$

kde $\langle N_{bin} \rangle$ je střední počet binárních srážek.

Na obrázku 1.9 lze vidět měření jaderného modifikačního faktoru v závislosti na příčné hybnosti p_T , na urychlovači RHIC pro Au-Au srážku s energií v těžiškové soustavě srážky rovnou $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Produkce přímých fotonů je v rámci nízkých příčných hybností do 2 GeV/textitc posílena v porovnání s p-p srážkou. Pro vyšší příčné hybnosti je v rámci nejistot měření shodná s p-p srážkou.

Inkluzivní produkce nabitých hadronů, to jest produkce, při které zahrnujeme všechny možné kanály produkce daného hadronu bez rozlišování doprovodných produktů, vykazuje největší rozdíly v porovnáním s protonovými srážkami. Do oblasti $p_T \simeq 2,5$ GeV/textitc, tedy v oblasti měkkých procesů, prokazují postupné navyšování produkce, při vyšších příčných hybnostech však dochází k výraznému potlačení produkce nabitých hadronů, R_{AA} klesá až k hodnotě 0,5. Tento jev se připisuje působení kvark-gluonového plazmatu.



Obrázek 1.9: Měření R_{AA} ve srážkách Au-Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV/c pro přímé fotony, nabitá hadrony, π^0 , η s porovnáním pro energetické ztráty v hustém médiu. Převzato z Ref. [2].

Pro π a η mezony lze pozorovat potlačení v rámci celého rozpětí příčné hybnosti v porovnání s p-p srážkami.

1.3.5 Bjorkenovo a Feynmanovo x

Při studiu tvrdých procesů se často užívají dvě proměnné jenž fungují jako škála jistého procesu. Bjorkenovo (či Bjorkenovské) x_{Bj} a Feynmanovo x_F . Běžně se však v literatuře místo x_{Bj} píše pouze x . Stejná notace je dodržována i dalších kapitolách této práce. Obě veličiny jsou lorentzovsky invariantní. Dále platí, je-li nějaký proces vhodný popsat pomocí x_{Bj} , tak je možné jej popsat i pomocí x_F .

Veličinu x_{Bj} definujeme následujícím vztahem:

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2m_p\nu} \quad (1.13)$$

Kde Q^2 kvadrát přenesené čtyřhybnosti, m_p je hmotnost partonu, ν je předaná energie v daném procesu. Veličina nabývá hodnot z intervalu 0 až 1.

Veličinu x_F definujeme následujícím vztahem:

$$x_F = \frac{p_Z}{p_{Z(max)}} = \frac{2p_Z}{\sqrt{s}} \quad (1.14)$$

Veličina nabývá hodnot -1 až 1. Kladné x_F vyjadřuje skutečnost, že částice se pohybuje ve směru dopředu daného svazku, záporné x_F vyjadřuje pohyb proti defino-

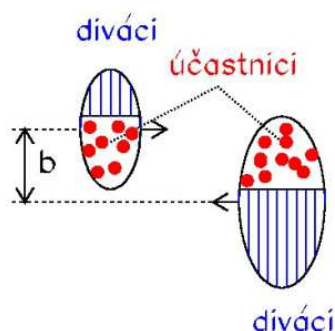
vanému směru svazku. Vysoká hodnota (v absolutní hodnotě) x_F odpovídá vysokým energiím v laboratorní soustavě a tím vysokým rapiditám.

1.4 Popis jádro-jaderné srážky

Popis jádro-jaderné srážky lze rozdělit na popis geometrie srážky a na časový průběh srážky dvou jader. Prvně bude proveden geometrický popis, následně časový popis.

1.4.1 Geometrie jádro-jaderné srážky

Pro popis geometrie ultra-relativistické srážky dvou jader předpokládejme nyní souřadnicový systém zavedený v sekci 1.3. Nechť první jádro se pohybuje v kladném směru osy z a druhé jádro v záporném směru. Poté lze srážku znázornit obrázkem 1.10. Nadále je vhodné si uvědomit, že při energiích ultra-relativistických srážek dochází ke kontrakcím délek jader, tudíž tvar jádra se mění ze zhruba kulovitěho do diskovitěho tvaru. Tato změna geometrie jádra má pochopitelně značný efekt pro jádro-jaderné srážky.



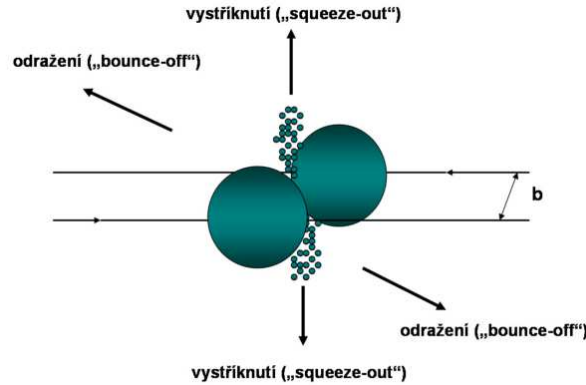
Obrázek 1.10: Geometrie srážky. Rozdělení na účastníky a diváky srážky. Převzato z Ref. [5].

Dle obrázku 1.10 lze dle geometrie rozdělit nukleony v jádře na dvě skupiny: *účastníky* a *diváky*¹⁴. Účastníci jsou partony, které se přímo podílejí na srážce a tím na vytváření nových částic či vzniku QGP. Diváci jsou partony, které nevstupují do srážky a následně jsou z prostoru srážky vytlačovány.

Dalšími jevy, jenž mají svůj původ v geometrii srážky, jsou tzv. *kolektivní toky částic*. Dle rovin srážky je lze rozdělit na jevy v rovině srážky a na jevy kolmé na rovinu srážky. Znázornění rozdělení je na obrázku 1.11. Predikce těchto jevů vychází z hydrodynamických modelů a jejich studium vychází z měření asymetrie vylétavajících částic z oblasti srážky. Kolektivními toky částic v rovině srážky je

¹⁴Z angl. participants a spectators.

odražení, při kterém dochází k odražení partonů-diváků z oblasti srážky a *boční výstřik*¹⁵, kdy dochází k emisi nukleonů z oblasti srážky [5].



Obrázek 1.11: Schéma zobrazující kolektivní toky částic. Převzato z Ref. [5].

1.4.2 Časový popis jádro-jaderné srážky

V následující části bude popsán časový průběh jádro-jaderné srážky s předpokladem dostatečné energie umožňující vznik QGP. Za tohoto předpokladu nedochází k prolnutí jader, dochází však k využití energie srážky na excitaci stavů a k přeměně na tepelnou energii. Časový průběh se poté dá rozdělit do čtyř fází¹⁶:

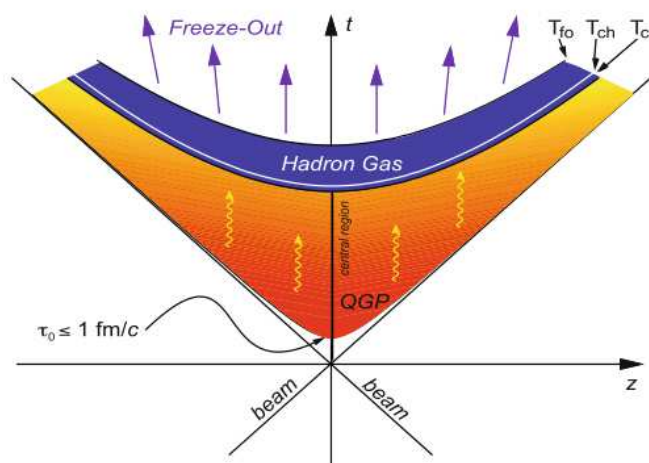
1. Po srážce jader dochází ke kompresi a ohřevu systému. Jedná se o oblast neelastických jevů, kdy počáteční energie svazku je přeměňována na vnitřní energii systému a dochází k rozpadu počáteční baryonové struktury jader. Tato oblast není v tepelné rovnováze. Předpokládaná doba trvání fáze $\tau \leq 1\text{fm}/c$.
2. Dochází k vytvoření rovnovážného stavu - QGP. Systém nadále expanduje a postupně se snižuje jeho energie.
3. Při dosažení kritické teploty T_c se systém dostává do fáze hadronového plynu a dochází k tzv. *hadronizaci*, tj. vytváření vázaných stavů kvarků.
4. Systém se dále ochlazuje, nastává tzv. *vymrznutí*¹⁷. Vzdálenost částic již přesahuje interakční dosah silné interakce a systém se rozpadá na samostatné částice.

Přibližné grafické znázornění časového průběhu jádro-jaderné srážky s vytvořením QGP lze vidět na obrázku 1.12.

¹⁵Z angl. bounce-off a side-splash.

¹⁶Jedná se o přibližné rozdělení, jelikož celý systém není stále zcela pochopen a může se lišit dle autora.

¹⁷Z angl. freeze-out.



Obrázek 1.12: Schématické zobrazení časového průběhu srážky těžkých iontů za vytvoření QGP. Převzato z Ref. [2].

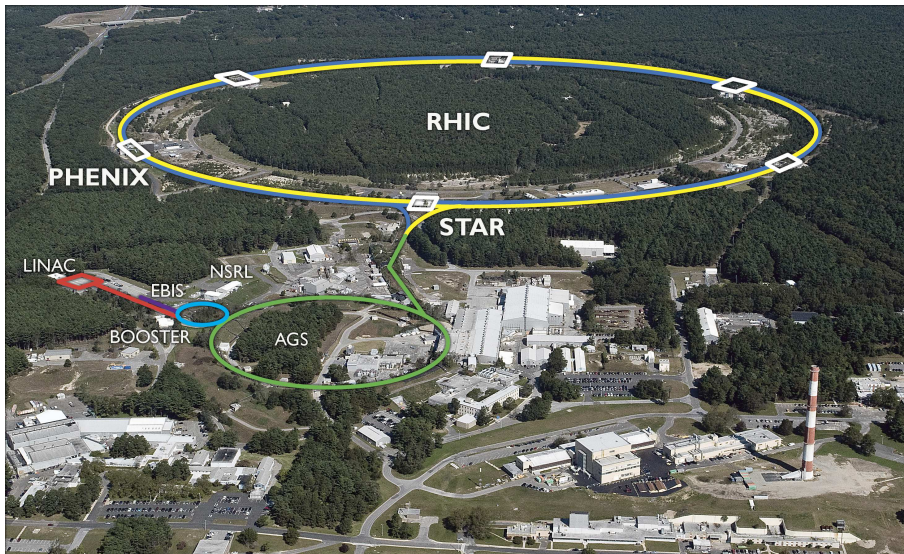
1.5 Urychlovače RHIC a LHC

1.5.1 RHIC

Relativistic Heavy Ion Collider - RHIC (Relativistický urychlovač těžkých iontů) je urychlovač částic umístěný v Brookhaven National Laboratory v USA, spuštěn v roce 2000. Do roku 2010 se jednalo o nejvýkonnější urychlovač. Jedním z největších připravovaných upgradů je projekt *eRHIC*, jenž spočívá ve vytvoření podmínek pro uskutečnění srážek elektronů s nukleony. V době psaní této práce žádný podobný experiment není v provozu. V současné době RHIC dosahuje energií $\sqrt{s} = 500$ GeV pro p-p srážky a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pro Au-Au srážky. Na obrázku 1.13 lze vidět letecký pohled na Brookhaven National Laboratory s označením jednotlivých zařízení.

Na urychlovači RHIC jsou v současné době aktivní experimenty STAR a PHENIX. Experimenty PHOBOS a BRAHMS již splnily svůj účel a jsou dále neaktivní [RHIC draft]. Experiment STAR (Solenoidal Tracker at RHIC) se soustředí na studium kvark-gluonového plazmatu. Součástí experimentu STAR je i experiment PP2PP zaměřující se na studium spinových závislostí při proton-protonových srážkách. Experiment PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) rovněž studuje QGP pomocí tzv. přímých elektronů a fotonů.

Mezi největší úspěchy, jenž byly na urychlovači RHIC dosaženy, patří potvrzení existence kvark-gluonového plazmatu (prvotní známky pozorovatelné již v některých datech z experimentu SPS), průzkum spinové struktury protonu a další.



Obrázek 1.13: Letecký pohled na Brookhaven National Laboratory s vyznačením jednotlivých experimentů. Převzato z Ref. [20].

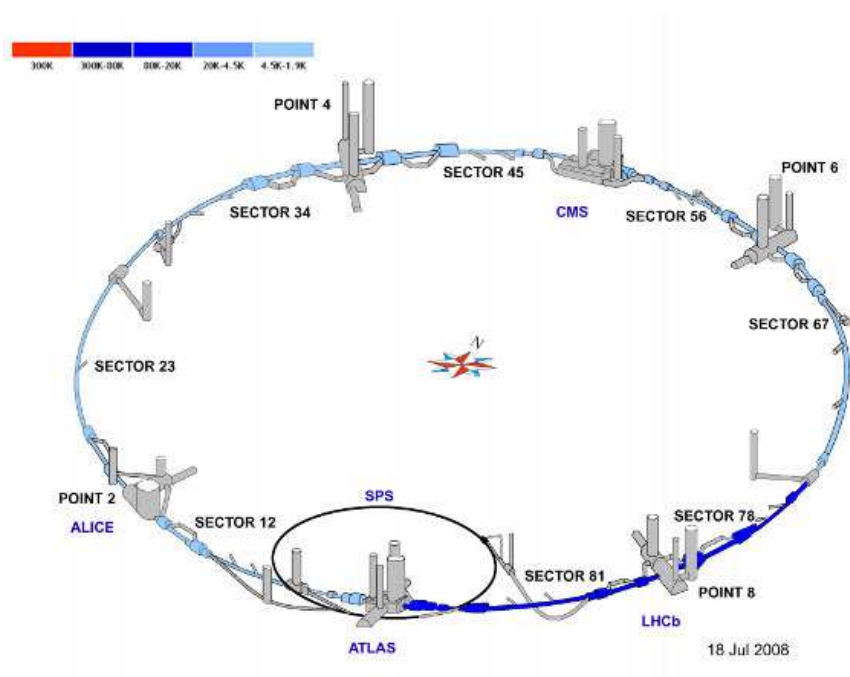
1.5.2 LHC a detektor ALICE

Large Hadron Collider - LHC (Velký hadronový urychlovač) je urychlovač provozovaný Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - CERN (Evropská organizace pro jaderný výzkum). Nachází se na Francouzsko-Švýcarském pomezí, poblíž Ženevy. V roce 2015 se jedná o největší a nejvýkonnější urychlovač.

Prvotní návrh na postavení LHC pochází z roku 1984, kdy byl podán návrh na postavení hadronového urychlovače využívajícího již připravovanou infrastruktura staršího urychlovače LEP¹⁸. Pro urychlovač LEP byl vyhlouben prstenec o přibližné délce 27 kilometrů a původně se očekávalo, že by se tubusy pro LEP a LHC nacházely nad sebou ve stejném tunelu, tudíž urychlovače mohly fungovat souběžně. Tato varianta byla nakonec zavrhnuta a roku 2000 dochází k demontaci urychlovače LEP za účelem vytvoření místa pro budoucí urychlovač. V roce 1992 a 1993 byly podány prvotní návrhy pro detektory ATLAS, CMS a ALICE, kde zároveň byly poprvé použity tyto názvy jako oficiální názvy experimentů, jež byly následně roku 1997 schváleny. Roku 1994, přesněji 16. prosince 1994, byla radou CERN schválena stavba LHC [22].

10. září 2008 dochází k prvnímu spuštění LHC, kdy poprvé svazek protonů úspěšně provedl oběh celé délky urychlovače. Do provozního stavu se LHC dostává koncem roku 2009, kdy proběhla první srážka o energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,36$ TeV. Provoz probíhal

¹⁸ *Large Electron-Positron*, urychlovač provozovaný v letech 1989 až 2000. V dané době se začal razit tunel jenž následně obsahoval LEP a ve stejném místě se nyní nachází LHC.



Obrázek 1.14: Schéma umístění experimentů v rámci urychlovače LHC. Převzato z Ref. [21].

do 16. března 2013, kdy dochází k první dlouhé odstávce systému za účelem modernizace. Odstávka probíhala do 3. června 2015, v současné době LHC tedy dosahuje projektovaných energií 13 TeV na svazek.

V současné době jsou hlavními součástmi urychlovače LHC následující detektory a experimenty:

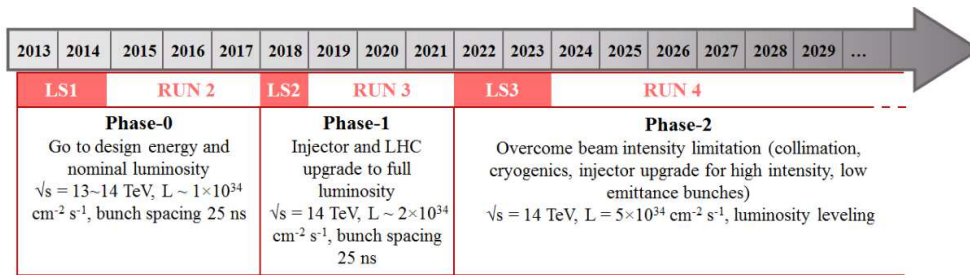
- ALICE - A Large Ion Collider Experiment, detektor se zaměřením na studium kvark-gluonového plazmatu.
- ATLAS - A Toroidal LHC ApparatuS, multifunkční detektor se zaměřením na objevy v rámci tzv. *nové fyziky*¹⁹.
- CMS - Compact Muon Solenoid, multifunkční detektor podílející se na zkoumání vlastností Higgsova bosonu a hledání temné hmoty.
- LHCb - Large Hadron Collider beauty, detektor se zaměřením na studium problematiky antihmoty.
- TOTEM - Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation, detektor zaměřující se na studium úplného účinného průřezu, průřezů srážek a difrakčních jevů.

¹⁹Obecné označení pro fyzikální koncepty jež překračují Standardní model

- LHCf - LHC-forward, detektor cílený na studium částic s vysokou pseudorapiditou.
- MoEDAL - Monopole and Exotics Detector At the LHC, detektor zaměřený na studium existence magnetických monopolů.

Provoz LHC se dělí na dvě hlavní součásti: na jednotlivé Běhy²⁰ a dlouhodobé odstávky²¹.

Obrázek 1.15 znázorňuje současný plán pro LHC v následujících letech. V současné době se LHC nachází po první dlouhé odstávce, kdy docházelo k údržbě a modernizaci součástí urychlovače. 3. června 2015 tedy započal Běh 2, při kterém má LHC fungovat na plný plánovaný výkon.



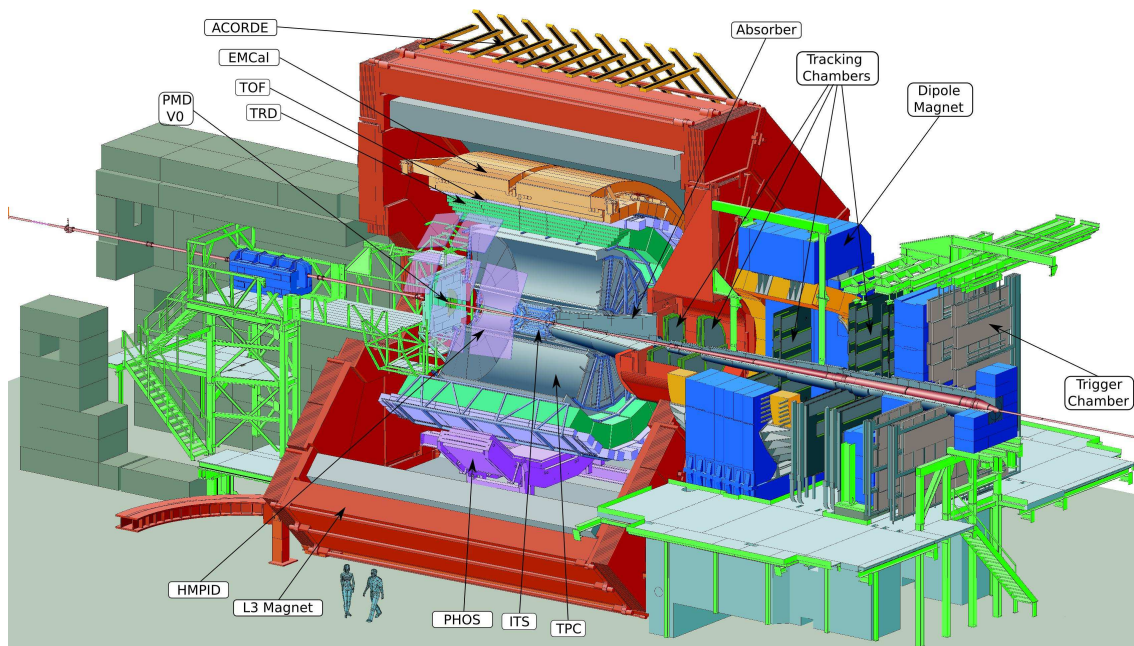
Obrázek 1.15: Časový rozvrh jednotlivých fází pro provoz LHC na období 2013 až 2029. LS (long shutdown) znázorňuje přerušení provozu LHC za účelem údržby a modernizace. Období provozu je označeno jako RUN. Převzato z Ref. [23].

Detektor ALICE, jak již bylo napsáno výše, je jedním ze 4 hlavních detektorů umístěných na LHC. Primárním zaměřením detektoru je zkoumání kvark-gluonového plazmatu pomocí Pb-Pb srážek. Grafické znázornění detektoru lze vidět na obrázku 1.16.

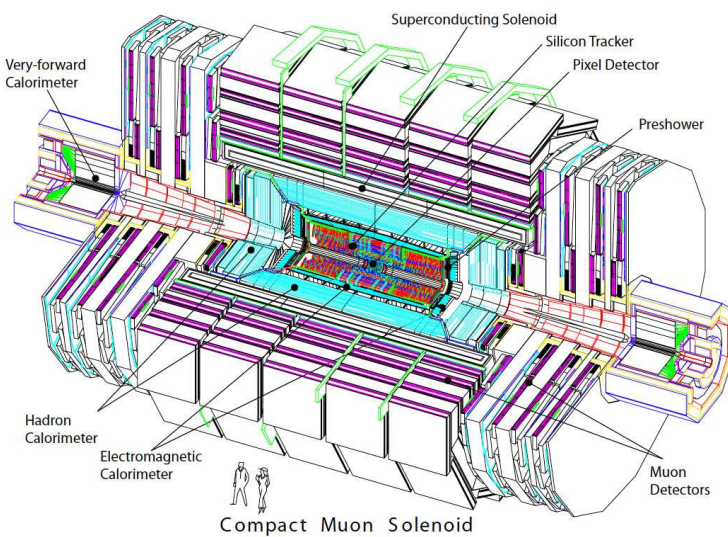
Detektor CMS je multifunkčním detektorem umístěným na LHC. Jedná se zřejmě o nejuniverzálnější detektor se širokým záběrem od studia fyziky Standardního modelu, především Higgsova bosonu, přes hledání možností existence více dimenzí po studium temné hmoty. I když CMS není primárně zaměřen na studium QGP, tak mnohá měření dovolují zkoumat jevy k QGP se vztahující. Diskuze několika aktuálních výsledků z CMS je v kapitole 3.

²⁰Z angl. run

²¹Z angl. long shutdown



Obrázek 1.16: Schéma detektoru ALICE s umístěním jednotlivých sub-detektorů. Převzato z Ref. [24].



Obrázek 1.17: Schéma detektoru CMS s umístěním jednotlivých sub-detektorů. Převzato z Ref. [25].

Kapitola 2

Tvrdé procesy

V nadcházející kapitole bude podán základní popis tzv. *tvrdých* procesů a sond. Vzhledem k povaze této práce a složitosti tvrdých procesů se bude jednat o velmi stručné seznámení s pojmy jako je faktorizační teorém QCD, partonová distribuční funkce, fragmentační funkce, jety.

Pro studium nového typu hmoty jakou je kvark-gluonové plazma je nutné vytvořit novou sadu sond a teoretických nástrojů, jenž tento popis umožní.

Dělení měkkých a tvrdých procesů je poněkud složitější, jelikož není opět zcela jasná dělící čára. Jednou z možných variant je rozdělení dle způsobu popisu procesů. Procesy, jenž je možné popisovat neporuchovou QCD, lze tedy označit za procesy měkké, například celkový účinný průřez srážky, pozadové jevy¹, a další. Tvrdé procesy jsou naopak popisovány poruchovou QCD, například se jedná o produkci Higgsova bosonu, jety s vysokou příčnou hybností, všeobecně se jedná o jevy jejichž počátek je těsně po jádro-jaderné srážce a mající vysokou hybnost. Tvrdé procesy probíhají společně s měkkými procesy, tudíž je nutné porozumět měkkým procesům za účelem určení jejich podílu na celkovém průběhu srážky. Obecněji se dají považovat za tvrdé procesy jevy, při nichž je předaná hybnost Q^2 v řádu stovek GeV [2] [26].

Za tvrdé sondy, dle ustanoveného dělení procesů, se dá považovat produkce následujících jevů:

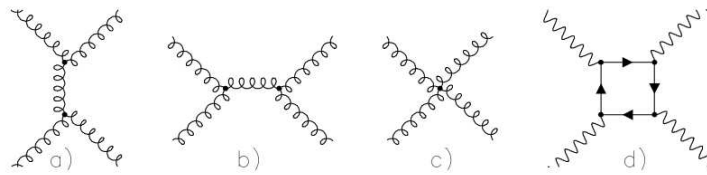
- Tvrdé jety a partony s vysokým p_T
- Těžké kvarky a hadrony s otevřenou vůní
- Těžká kvarkonia (J/ψ , Υ a jejich excitované stavy)
- Přímé fotony
- Produkce $W^{+/-}$ a Z^0

¹Z angl. underlying event

Hlavní smysl užití tvrdých sond pro studium QGP je právě v jejich tvorbě těsně po srážce, nejsou tedy ovlivněny plazmatem. Jejich následující průchod dekonfinovanou hmotou následně umožňuje porovnávat chování ovlivněné a neovlivněné sondy.

2.1 Gluon-gluonový rozptyl

Jedním z hlavních tvrdých jevů je rozptyl gluonu na gluonu. QCD, narozdíl třeba od QED, umožňuje interakce svých intermediálních částic přímo, tedy bez nutnosti přítomnosti jakékoliv další částice, možné procesy jsou znázorněny na obrázku 2.1. Srážky gluonů s vysokými energiemi jsou zdrojem mnoha tvrdých procesů. Interakcemi gluonů s gluony se zabývá gluodynamika [27].



Obrázek 2.1: Ukázka možných gluon-gluonových rozptylů v rámci QCD (a-c). Případ d ukazuje $\gamma - \gamma$ rozptyl v rámci QED. Převzato z Ref. [27].

2.2 Faktorizační teorém QCD

Jedním ze základních cílů QCD je počítání účinného průřezu pro srážky při vysokých energiích. Pro vysokoenergetické parton-partonové srážky lze produkci partonu s vysokým p_T spočítat za užití tzv. *faktorizačního teorému QCD*.

Výrazy pro tyto účinné průřezы však obsahují člen odpovídající krátkodosahovému chování a člen odpovídající chování partonů při vyšších vzdálenostech (vše v rámci silné interakce samozřejmě). Faktorizační teorém následně spočívá v rozdělení výpočtu na části které lze již spočítat. První část odpovídající krátké vzdálenosti, kde díky asymptotické volnosti dochází k vymizení silné interakce, a lze být spočtena pomocí pQCD. Druhá část poté charakterizuje chování pro větší vzdálenosti, jedná se o univerzální funkce, které mohou být určeny experimentálně.²

Popis produkce jednoho partonu s vysokou příčnou hybností p_T za reakce dvou

²Důvod nutnosti přestoupit na faktorizaci členů pro výpočet účinného průřezu je v reálu mnohem složitější. Účinný průřez je všeobecně funkcí záležející na třech faktorech: energetické škále srážky Q , hmotnosti elementů srážky m a renormalizační konstantě μ , kterou můžeme zvolit. Ukazuje se ale, že při volbě konstanty μ vhodné pro krátké vzdálenosti, dochází k problémům při výpočtech při větších vzdálenostech a opačně. Výraz pro účinný průřez se totiž již nedá rozvinout do řady v závislosti na malém parametru, a tak se stává velmi náchylným na změny vstupních parametrů [28]. Více v [28]

partonů a, b při vzniku nového partonu c a přidružených produktů X^3 , tzn. při reakci $ab \rightarrow c + X$, lze za pomoci faktorizačního teorému zapsat následovně:

$$d\sigma_{AB \rightarrow h}^{hard} = f_{a/A}(x_1, Q^2) \otimes f_{b/B}(x_2, Q^2) \otimes d\sigma_{ab \rightarrow c}^{hard}(x_1, x_2, Q^2) \otimes D_{c \rightarrow h}(z, Q^2) \quad (2.1)$$

kde:

•

$$d\sigma_{ab \rightarrow c}^{hard}(x_1, x_2, Q^2)$$

je poruchový člen počítaný do řádu zvolené normalizační konstanty.

•

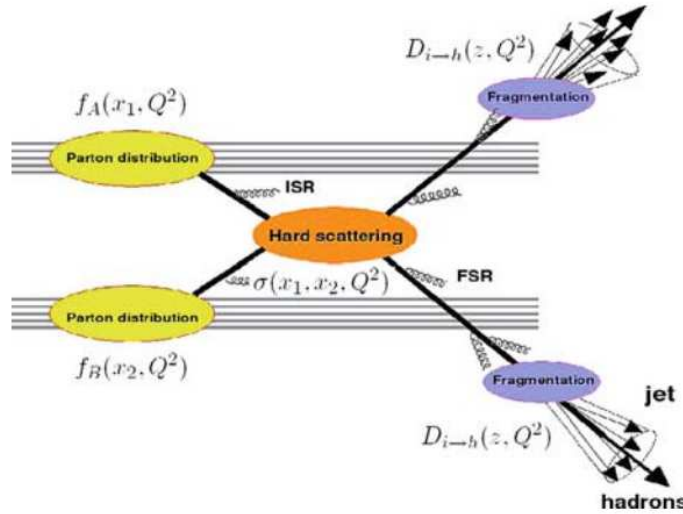
$$f_{a/A}(x_1, Q^2)$$

jedná se o partonovou distribuční funkci (PDF), udává pravděpodobnost nalezení kvarku vůně a v nukleonu A . Bude popsána podrobněji samostatně.

•

$$D_{c \rightarrow h}(z, Q^2)$$

je fragmentační funkce (FF), popisující pravděpodobnost fragmentace výsledného partonu c do hadronu h .



Obrázek 2.2: Schématické zobrazení tvrdého procesu. Dva partony spolu interagují za vzniku di-jetové události. Převzato z Ref. [2].

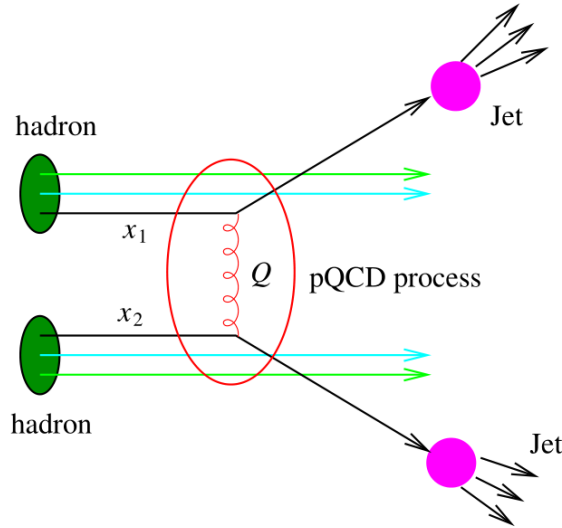
Základním předpokladem pro takto provedenou faktorizaci výrazu pro účinný průřez je fakt, že vlastní čas parton-partonové interakce je mnohem kratší než

³V této kapitole se budeme zabývat pouze případem tzv. inkluzivní produkce, tedy produkce při které zahrnujeme všechny možné produkce částic c bez specifikace finálního produktu X .

jakákoliv interakce před či po srážce. Za tohoto předpokladu lze poté nukleony brát jako souhrn volných, tedy navzájem neinteragujících, partonů. Obrázek 2.2 podává schématické znázornění možného tvrdého procesu.

2.3 Jety

V základním přiblížení jety jsou kolimované spršky částic vzniklé ze srážky partonů. Při dostatečně vysokém Q^2 se jednotlivé partony chovají jako volné částice dle předpokladů QCD. Avšak z důvodů uvěznění kvarků je nutné aby vzniklé částice opět vytvořily barevně neutrální objekt, dochází k tzv. *hadronizaci*, což je proces při kterém z produktů srážky vznikají barevně neutrální hadrony. Proces hadronizace není však stále plně pochopen. Schéma jetu je na obrázku 2.3



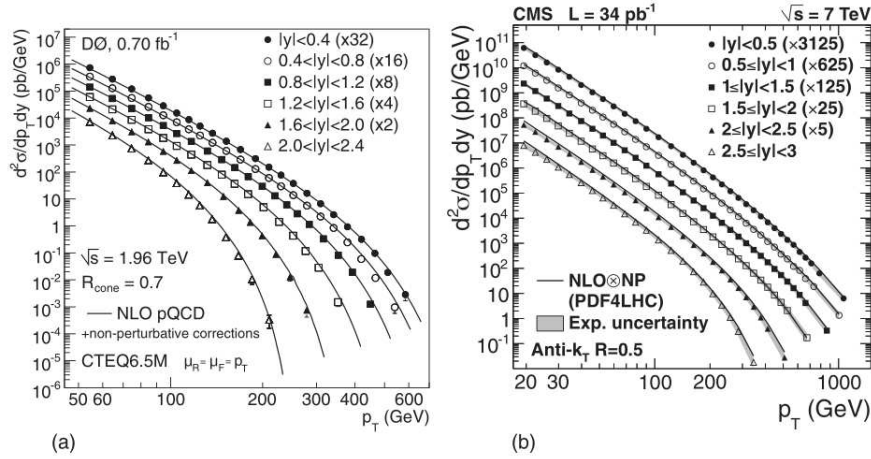
Obrázek 2.3: Schématické znázornění jetu jako interakce mezi kvarky z pohledu pQCD. Převzato z Ref. [29]

Jetý vznikající v p-p srážkách jsou dobře popsané pomocí pQCD. Srovnání naměřených dat a teoretických hodnot lze vidět na obrázku 2.4. Lze pozorovat dobrou shodu mezi experimentálními daty a výpočty pQCD.

Jedním z nejdůležitějších fenoménů týkajících se jetů a využívaného při studiu QGP je tzv. *zhášení jetů*⁴. Hadrony tvořící jet mohou ztrácet energii dvěma způsoby [2]:

- Ztráty způsobené srážkami: ztráty skrze pružné srážky, dominantní pro částice s nízkou hybností.

⁴Z ang. *jet quenching*.



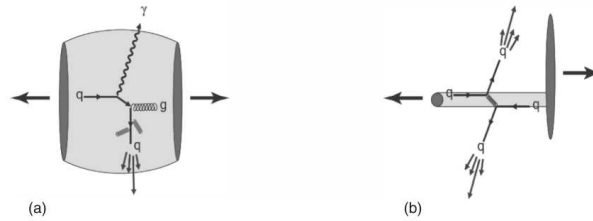
Obrázek 2.4: Porovnání jetů v p-p srážkách a v rámci pQCD. Obrázek a: Účinný průřez jetů při $\sqrt{s} = 1,96$ TeV jako funkce p_T pro různé rapidity porovnané s předpovědi pQCD. Jednotlivé hodnoty jsou škálovány pro porovnání. Data z experimentu DØ. Obrázek b: Účinný průřez jetů při $\sqrt{s} = 7$ TeV v závislosti na p_T . Škálovaná data jsou porovnána s předpovědi pQCD. Šedé zvýraznění prezentuje experimentální nejistoty. Převzato z Ref. [3].

- Ztráty způsobené radiací: ztráty skrze nepružné srážky kdy dochází k vyzáření fotonu či gluonu.

Obecně pro částice platí, že pro těžší částice jsou ztráty nižší než pro lehčí. Posloupnost ztrát lze zapsat jako řadu nerovností 2.2.

$$\Delta E_{rad}(g) > \Delta E_{rad}(q) > \Delta E_{rad}(c) > \Delta E_{rad}(b) \quad (2.2)$$

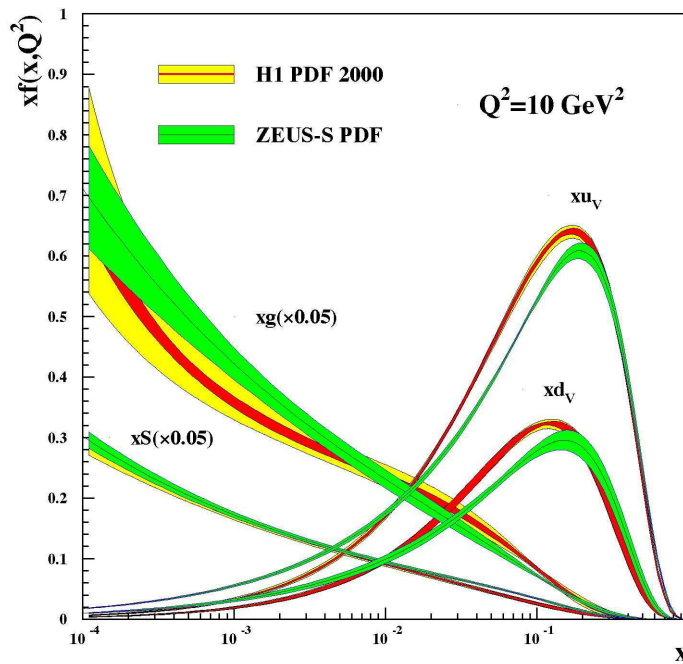
Kde g značí gluony, q označuje lehké kvarky (u, d, s), c a b poté označuje c resp. b kvark.



Obrázek 2.5: Znázornění zhášení jetů. Levý panel: Chování jetu za přítomnosti média v jádro-jaderné srážce. Pravý panel: Chování jetu bez přítomnosti médiad v proton-jaderné srážce. Převzato z Ref. [3].

2.4 Partonová distribuční funkce

Partonová distribuční funkce (PDF) v základním přiblížení je pravděpodobnostní funkcí výskytu daného typu partonu, kvarku či gluonu, v rámci patřičného hadronu. Znalost partonové funkce nám tedy dává přesné složení jakékoliv částice i při změně energie. Partonovou distribuční funkci však nelze měřit přímo, jedná se o výsledek fitů na základě dat z hluboce nepružných rozptylových experimentů s množstvím volných parametrů. V rámci teorie se jedná o univerzální funkce které závisí pouze na typu partonu a na hadronu. Obecně největší nejistoty PDF jsou pro rozdělení gluonů a obecně nejsou PDF známy pro vysoká x .



Obrázek 2.6: Partonové distribuční funkce pro valenční kvarky u , d a pro mořské kvarky v protonu, v závislosti x na x_f . Data pocházejí z experimentu ZEUS. Graf je pro předanou energii $Q^2 = 10 \text{ GeV}$. Převzato z Ref. [30].

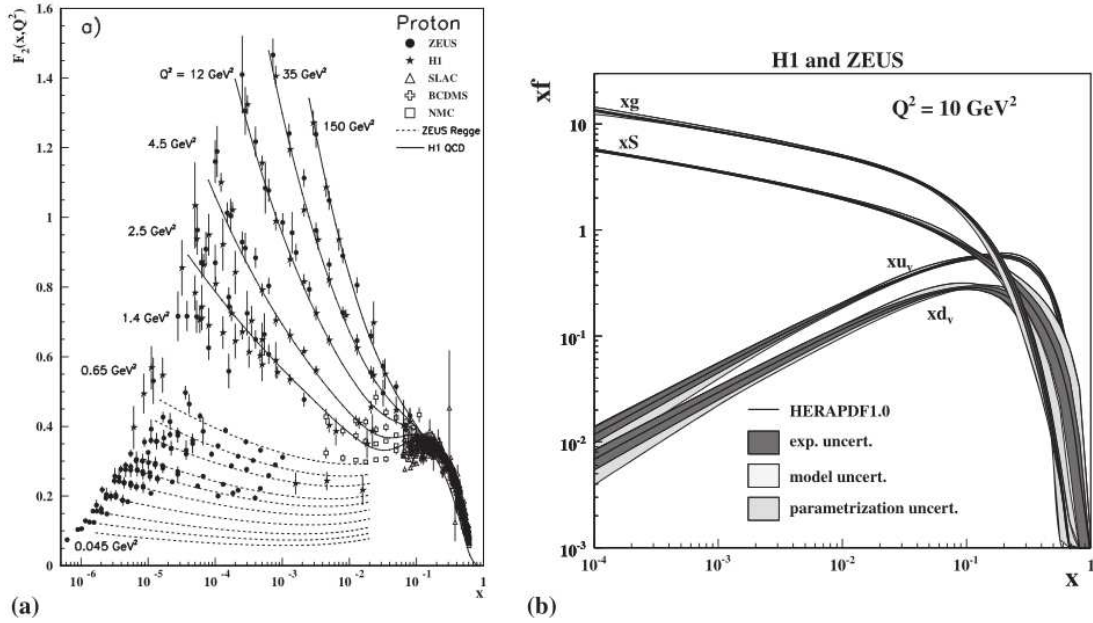
Obrázek 2.6 znázorňuje distribuční funkci pro valenční kvark u v protonu. Lze vidět, že pro nízká x se nepřesnost modelu razantně zvyšuje (při porovnání s hodnotami blízkými 1), dále lze pozorovat vysoký podíl mořských kvarků a především gluonů pro nízká x . Možnostem přesnějšího měření partonové distribuční funkce pomocí experimentu AFTER je věnována kapitola 4.2.1.

Pro účely určování PDF se využívá sumačních pravidel, jenž musejí být splněny a tím jsou získány další podmínky. Jedno z těchto pravidel, sumační pravidlo pro

hybnosti partonů, lze zapsat následovně[3]:

$$\int_0^1 dx x [d(x)\bar{d}(x) + u(x) + \bar{u}(x) + s(x) + \bar{s}(x) + g(x)] = 1 \quad (2.3)$$

Tento integrál vyjadřuje skutečnost, že jsou-li zahrnuty hybnosti všech partonů pro všechny x , součet musí dát celkovou hybnost daného objektu (proton, neutron, jakákoliv kompozitní částice). Jedním ze zásadních výsledků sumačního pravidla pro hybnosti byl fakt, že kvarky (uvažovali se pouze u a d kvarky) nesou pouze polovinu hybnosti, zbytek tedy musejí nést gluony.[3] Na obrázku 2.7 lze vidět data měření PDF z urychlovače HERA.



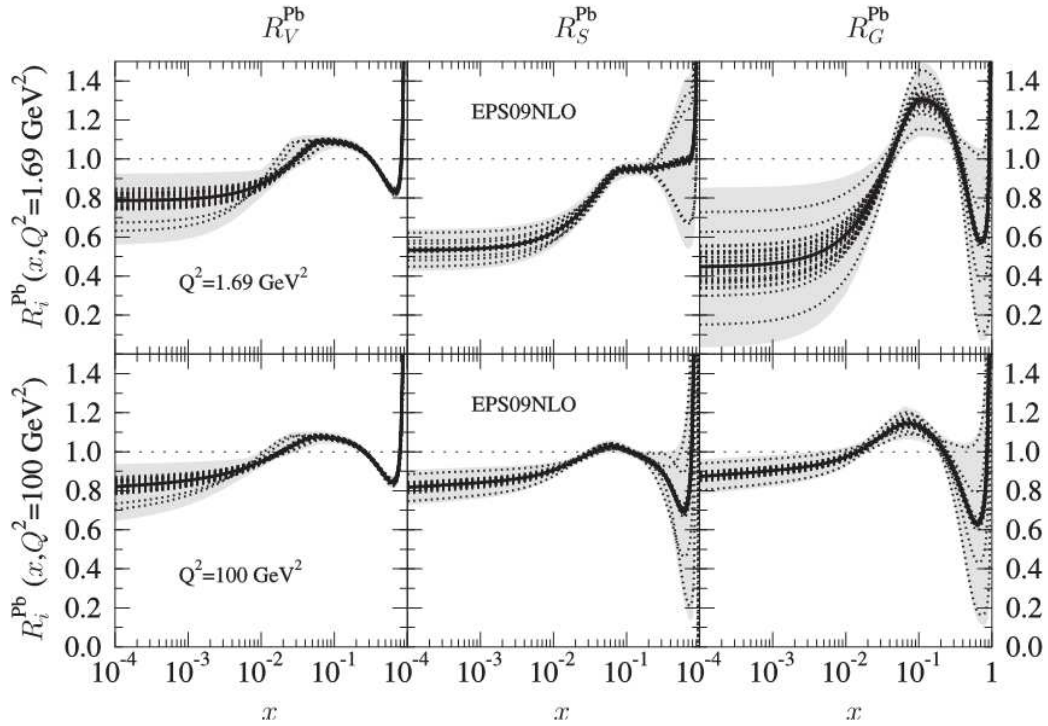
Obrázek 2.7: Pravý obrázek: Zobrazení sumačního pravidla pro hybnosti partonů pro $e-p$ a $\mu-p$ srážky jakožto funkcí x pro různé předané hybnosti. Levý obrázek: Partonová distribuční funkce pro kvarky u , d , pro mořské kvarky a pro gluony. Data pocházejí z kombinací dat z detektorů ZEUS a H1 na urychlovači HERA. Převzato z Ref. [3].

2.5 Fragmentační funkce

Další součástí pro popsání tvrdého procesu (viz. 2.2) je znalost tzv. *fragmentačních funkcí*, tedy funkcí popisujících pravděpodobnost hadronizace daného partonu. Obecně se jedná o funkci, kterou opět lze získat z fitů dat. Více v [3].

S postupným vývojem teorie věnující se PDF lze definovat tzv. *jaderné partonové distribuční funkce*. Tato funkce, značená R^A popisuje modifikace vznikající v

jednotlivých PDF při působení nekoherentní superpozice protonů a neutronů v jádře o atomovém čísle A . [3] Obrázek 2.8 znázorňuje teoretické předpovědi pro jaderné PDF pro Olovo. Stejně jako pro PDF i zde lze pozorovat veliké nejistoty pro x blížíící se jedné.



Obrázek 2.8: Teoretické modely EPS09 pro jaderné partonové distribuční funkce pro valenční kvarky V , mořské kvarky S a pro gluony G v Olovu. Škálou pro horní obrázek je předaná hybnost $Q^2 = 1,69\text{GeV}^2$, pro dolní obrázek $Q^2 = 100\text{GeV}^2$. Plná černá čára představuje neoptimalnější hodnoty fitu, šedá oblast znázorňuje nejistoty modelu. Převzato z Ref. [3].

Kapitola 3

Aktuální měření experimentu na LHC

Třetí kapitola této práce je věnována stručnému přehledu a diskuzi aktuálních¹ měření jádro-jaderných srážek, popřípadě proton-olověných srážek, na urychlovači LHC. Jedná se o měření jaderného modifikačního faktoru, zhášení jetů, asymetrie jetů, měření fragmentačních funkcí, potlačení kvarkonií, měření eliptického toku. Hlavními podklady pro tuto kapitolu jsou [31], [32].

V případě výsledků z detektoru CMS se jedná o data z let 2010-2012 při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV.

Proton-olověné srážky jsou dobrým nástrojem pro získávání kontrolních dat, jenž následně slouží k interpretaci dat z olovo-olověných srážek. Došlo však k pozorování několika jevů, považovaných především za *efekty koncového stavu*², mezi něž patří například chování jaderného modifikačního faktoru pro J/ψ a $\psi(2S)$ a určení centrality v proton-olověných srážkách [32].

Pro účely diskuze p-Pb srážek je vhodné připomenout pár základních rozdílů geometrie srážky vůči výše diskutované geometrii Pb-Pb srážky. Velikost protonu vůči jádru olova je řádově 10krát menší, proto při srážce p-Pb se výsledný systém pohybuje ve směru letu olova.

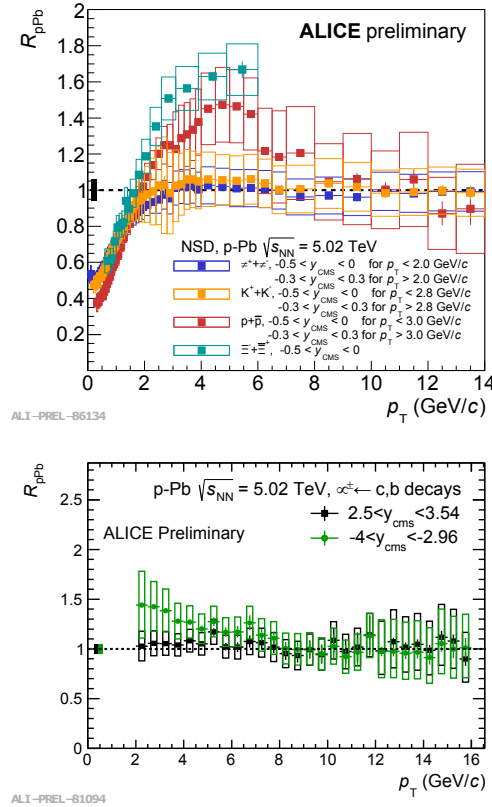
3.1 Jaderný modifikační faktor

3.1.1 Výsledky z p-Pb srážek

Experimenty provedené na proton-olověných srážkách měřící jaderný modifikační faktor R_{pPb} - definovaný jako poměr mezi produkcí částic při p-p srážce a produkcí částic při p-Pb srážce normalizovaný počtem nukleonových srážek - nevykazují neočekávané odchylky od předpokládaných hodnot.

¹k době psaní této práce, tj. první pololetí 2015.

²Z angl. final-state effects



Obrázek 3.1: Horní panel: Jaderný modifikační faktor R_{pPb} pro miony vzniklé z rozpadu těžkých vůní ve směru pohybu protonu (černá barva) a ve směru pohybu olova (zelená barva). Dolní panel: Jaderný modifikační faktor R_{pPb} pro nabitě částice: π (modrá barva), K (oranžová barva), p (červená barva), Ξ (zelená barva). Převzato z Ref. [32].

Obrázek 3.1 znázorňuje naměřené hodnoty R_{pPb} experimentem ALICE pro srážky proton-olovo s energií $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Levá část obrázku znázorňuje jaderný modifikační faktor R_{pPb} pro miony vzniklé z rozpadu těžkých vůní, jak ve směru pohybu protonů (černá barva), tak ve směru pohybu olověného iontu (zelená barva). Naměřené hodnoty pro oba směry se v rámci nejistot měření a pro všechny měřené energie rovnají jedné.

Pravá část zobrazuje měření R_{pPb} pro nabitě částice, přesněji pro π^+ π^- , K^+ K^- , p , \bar{p} , Ξ^+ Ξ^- . Získaná data vykazují silnou závislost na typu částic. Zatímco obecně pro nízké energie je vidět všeobecné zesílení produkce nabitých částic, tzv. Croninův efekt, pro vyšší hodnoty energie se chování odlišuje.

Pro piony (π^+ , π^-) a kaony (K^+ , K^-) v regionu od 3 GeV/c nedochází k zesílení produkce a jaderný modifikační faktor R_{pPb} je v rámci přesnosti měření roven jedné. Naopak pro p a \bar{p} , popřípadě pro Ξ^+ Ξ^- lze vidět zesílení produkce, kde faktor

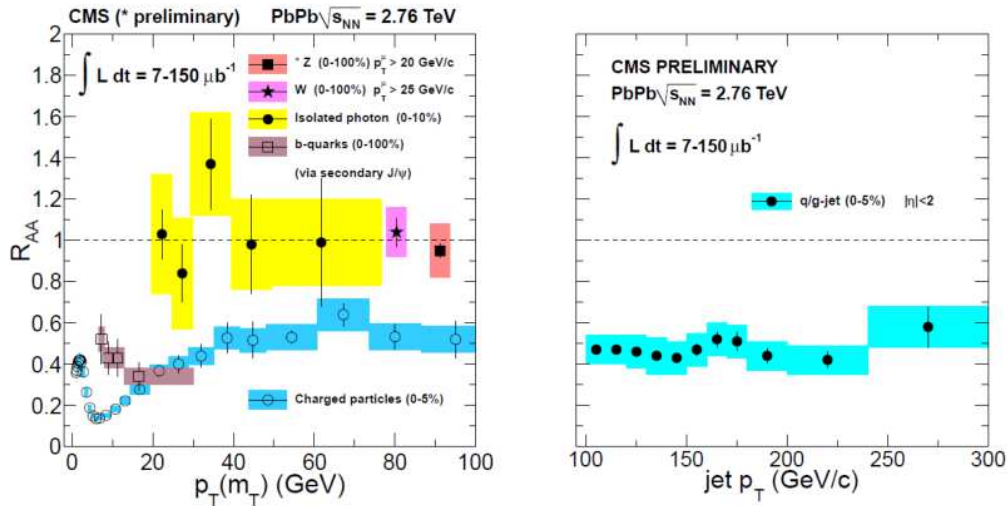
R_{pPb} dosahuje hodnot 1,5 - 1,7. Pro protony, popř. pro antiprotony, však dochází k zeslabení produkce v regionu od 8 GeV/c, kde jsou následně hodnoty R_{pPb} přibližně 1.

3.1.2 Výsledky z Pb-Pb srážek

Výsledky z experimentu CMS poskytují hodnoty jaderného modifikačního faktoru R_{AA} pro bosony γ W a Z, b kvarky, nabité částice a jety. Měření bosonů elektroslabé interakce působí jako kontrolní měření pro ostatní silně interagující sondy. Výsledky měření jsou zaneseny na obrázku 3.2.

Bosony elektroslabé interakce nevykazují žádné změny v produkci při Pb-Pb srážkách oproti p-p srážkám, což odpovídá předpokladům. Naopak nabitě částice vykazují potlačení produkce v celém měřeném rozsahu, kde pro nabitě částice se pro vyšší energie R_{AA} ustálí na hodnotě 0,5.

Na pravém panelu obrázku 3.2 lze vidět měření R_{AA} pro plně rekonstruované jety z centrálních srážek v rozmezí energií 100 - 300 GeV/c. R_{AA} je v podstatě lineární v daném rozsahu s hodnotou 0,5.



Obrázek 3.2: Měření R_{AA} na experimentu CMS pro Pb-Pb srážky s energií srážky $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Pravý panel: Znázorněné jsou hodnoty pro slabě interagující bosony W a Z, pro samostatné fotony, b kvarky a pro nabitě hadrony. Levý panel: Hodnoty R_{AA} pro plně zrekonstruované jety. Převzato z Ref. [31].

3.2 Asymetrie jetů

Pro získání co největšího objemu údajů ze studia jetů je vhodné dokázat identifikovaný jet zcela zrekonstruovat a tím eliminovat problémy s fragmentací jetu. Při

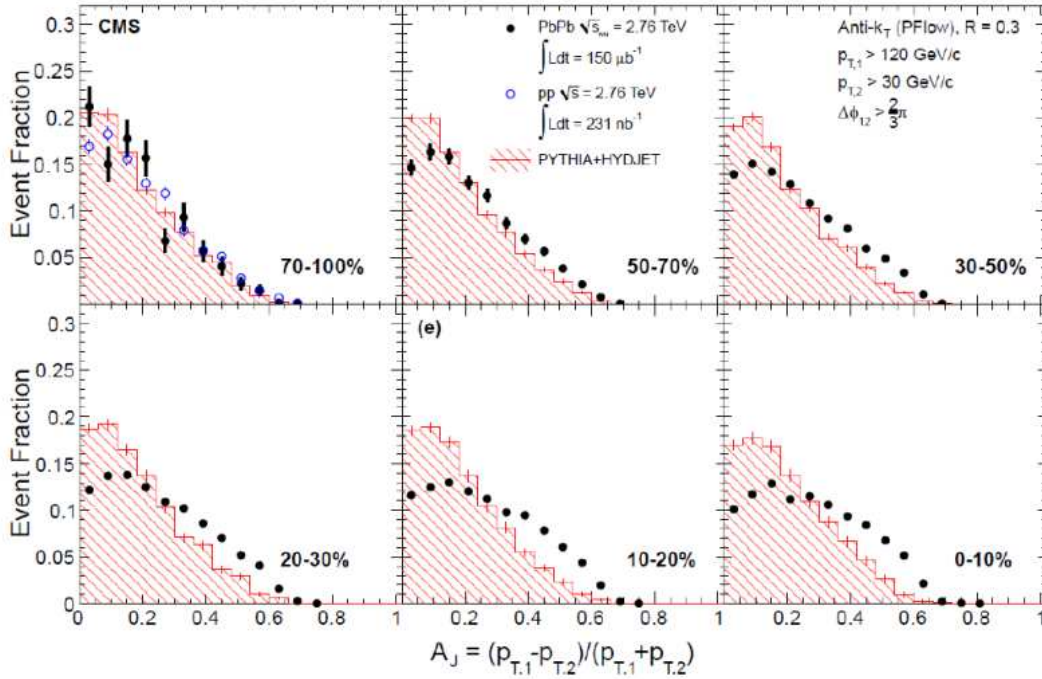
proton-protonových srážkách, či při jádro-jaderných srážkách při nízké energii, kdy nedochází ke vzniku horké a husté jaderné hmoty, by jety v dvou-jetových událostech měly mít podobné hodnoty hybnosti a opačné směry. Při průchodu horkou jadernou hmotou se očekává modifikace jetů z důvodu ztráty energie v médiu, mimo jiné tedy dojde ke ztrátě příčné hybnosti jetu a může dojít i k jeho odchýlení.

Pro účely charakterizace modifikace jetů lze zavést poměr asymetrie jetů vztahem:

$$A_j = \frac{p_{T,1} - p_{T,2}}{p_{T,1} + p_{T,2}} \quad (3.1)$$

kde $p_{T,1}$ je příčná hybnost vedoucího jetu a $p_{T,2}$ příčná hybnost vedlejšího jetu.

Na obrázku 3.3 lze vidět naměřené hodnoty z detektoru CMS pro asymetrii jetů dle centrality srážky. Data byla vybírána na základě následujících kritérií: příčná hybnost vedoucího jetu $p_{T,1}$ vyšší než 120 GeV/c, a příčná hybnost vedlejšího jetu $p_{T,2}$ vyšší než 30 GeV/c. Pro zajištění opačných směrů jetů byla dále provedena selekce azimutálního úhlu s podmínkou $\Delta\phi_{12}$, tj. úhlu mezi jety, je větší než $\frac{2}{3}\pi$.



Obrázek 3.3: Naměřené hodnoty asymetrie jetů A_j pro $p_{T,1} > 120$ GeV/c a $p_{T,2} > 30$ GeV/c, se selekcí azimutálního úhlu $\Delta\phi_{12} > \frac{2}{3}\pi$. Data z Pb-Pb srážek jsou znázorněna černými body, šrafovaná oblast jsou numerické simulace pomocí programu PYTHIA+HYDJET. Pro nejperiferálnější srážky jsou zobrazena též data z p-p srážek. Převzato z Ref. [31].

Získaná data pro nejperiferálnější Pb-Pb srážky jsou korespondující s kontrolními daty z p-p srážek a z numerických modelů (PYTHIA+HYDJET). Se zvyšující se

centralitou srážky lze pozorovat zvyšující se asymetrii v distribuci hybností jetů. Pro data z periferálních srážek je dobrá shoda jak s kontrolními daty z p-p srážek, tak i s numerickými modely. Pro případ centrálních srážek (třída centrality 0 - 10%) je viditelný již značný rozdíl oproti modelům. Tento stav je v souladu s předpokladem ztráty energie v důsledku průchodem horkým jaderným médiem, tj. kvark-gluonovým plazmatem.

Měření rozložení azimutálního úhlu $\Delta\phi_{12}$ ukazuje, že úhel $\Delta\phi_{12}$ si zachovává maximum na hodnotě 180 stupňů. Tato zjištění vedou k závěru, že ztráta energie partonů nevede k rozsáhlým změnám úhlového rozložení jetu, a tudíž radiální ztráty nejsou hlavním způsobem ztráty energie [33].

3.3 Fragmentační funkce

Na základě pozorování modifikace jetů při jádro-jaderných srážkách je podstatnou otázkou samotný princip ztráty energie partonů v jetu. Předkládají se dvě varianty: partony prvně ztratí energii v rámci jaderného média a následně dojde k fragmentaci, nebo ztráta energie ovlivňuje fragmentační proces.

Pro účely popisu fragmentace jetů se často zavádí nová proměnná ξ , jenž je funkcí zlomku hybnosti partonů z , daná vztahem:

$$\xi = \ln\left(\frac{1}{z}\right) = \ln\left(\frac{p^{jet}}{p^{track}}\right) \quad (3.2)$$

kde p^{jet} je hybnost daného jetu a p^{track} je projekce hybnosti jednotlivého kanálu do osy jetu.

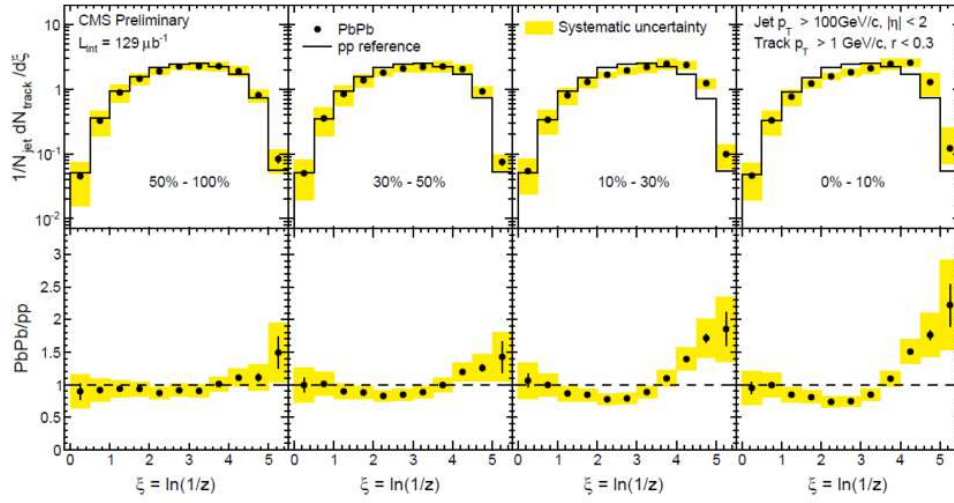
Fragmentační funkce pro periferální Pb-Pb srážky jsou v dobré shodě s referenčním rámcem p-p srážek. Pro centrálnější srážky dochází k rozsáhlejším modifikacím fragmentačního procesu. Pro nejcentrálnější srážky (třída centrality 0 - 10%) dochází k silnému zesílení tvorby částic v oblastech vysokého ξ , pro střední hodnoty ξ je pozorován propad tvorby. Pouze pro oblast nízkých ξ dochází ke shodě fragmentačních funkcí jetů pro Pb-Pb a p-p srážky. Naměřené hodnoty jsou znázorněny na obrázku 3.4.

3.4 Potlačení kvarkonií

Na experimentu CMS bylo studováno chování kvarkonií a to jak charmonií (J/ψ), $\psi(2S)$) tak bottomií ($\Upsilon(1S, 2S, 3S)$) - bottomia byla poprvé studována až na LHC díky rozsahu energie urychlovače.

V Pb-Pb srážkách je výtěžek excitovaných stavů Υ potlačen vzhledem k p-p srážkám. Porovnáváním dat pro jednotlivé stavy $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$ bylo ověřeno, že potlačení je silnější pro volněji vázané stavy, tj. stav $\Upsilon(3S)$ je nejvíce potlačen, což je v souladu s předpoklady energetických ztrát v kvark-gluonovém plazmatu.

Na obrázku 3.5 jsou zaneseny hodnoty R_{AA} pro Pb-Pb srážky pro J/ψ , $\psi(2S)$ a $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$. Cílem těchto měření je zjistit závislost potlačení kvarkonií na



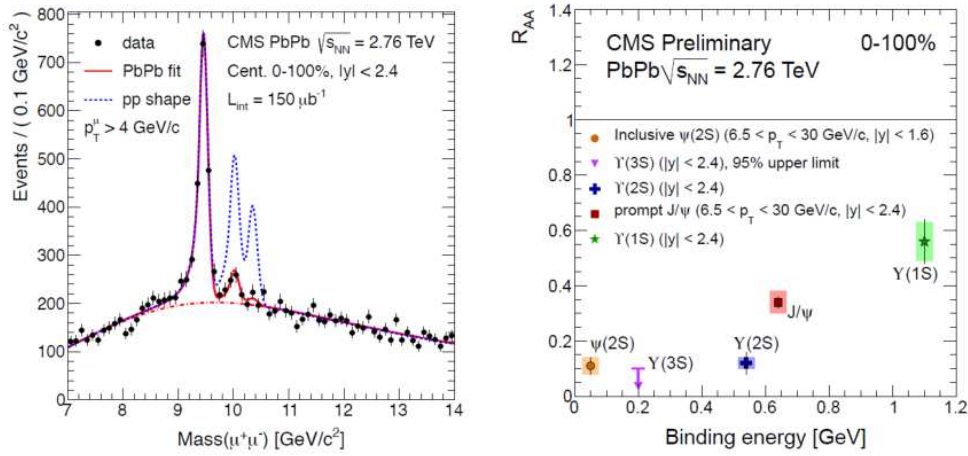
Obrázek 3.4: Horní panel: Fragmentační funkce pro jety v Pb-Pb srážkách (černé body) pro různé třídy centrality v porovnání s referenčním rámcem p-p srážek (histogram). Jety s energií $p_T > 100$ GeV/c. Spodní panel: Poměry fragmentační funkce pro Pb-Pb srážky s referenčními hodnotami pro p-p srážky. Převzato z Ref. [31].

výchozích podmínkách horkého média a tak získat další údaje o médiu. Hodnoty odpovídají předpokladům, kdy nejsilněji vázaný stav $\Upsilon(1S)$ má nejvyšší teplotu disasociace, zatímco nejslaběji vázaný stav $\psi(2S)$ má disasociační teplotu nejnižší. Tudíž předpoklad posloupnosti disasociace kvarkonií byl potvrzen a umožňuje tedy potlačení kvarkonií používat jakožto další sondu kvark-gluonového plazmatu.

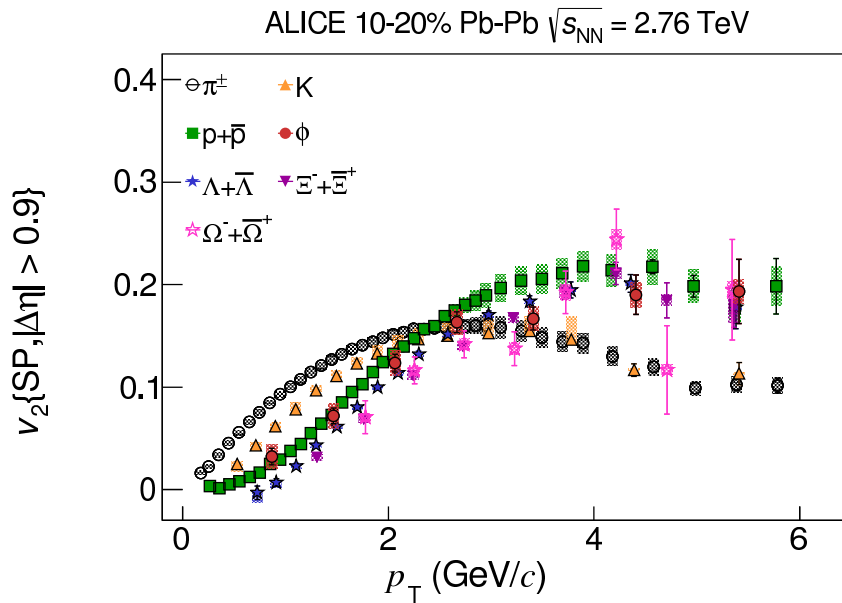
Výtěžek kvarkonií však může klesat v Pb-Pb srážkách (oproti referenčním p-p srážkám) i z důvodů počátečních a koncových jevů, popřípadě se zvýšit z důvodu statistické rekombinace partonů kvarkonií, jež byla rozpuštěna v médiu. Je tedy nutné dále zkoumat vlastní procesy vzniku kvarkonií, což je jednou ze součástí kapitoly 4.

3.5 Eliptický tok

Dalším z významných parametrů pro studium kvark-gluonového plazmatu je měření koeficientů toků. Koeficient eliptického toku v_2 byl měřen na experimentu ALICE pro Pb-Pb srážky o energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Eliptický tok byl měřen pro osm různých typů částic: π , $K^{+/-}$, K_S^0 , $p+\bar{p}$, ϕ , Λ , Ξ , Ω . Získané hodnoty jsou na obrázku 3.7. Při porovnání s hydrodynamickým modelem VISHNU[34] dochází k dobré shodě pro π a K , pro protony však jsou modelové hodnoty nižší než reálné, naopak pro Λ a Ξ jsou modelové hodnoty vyšší než naměřené.

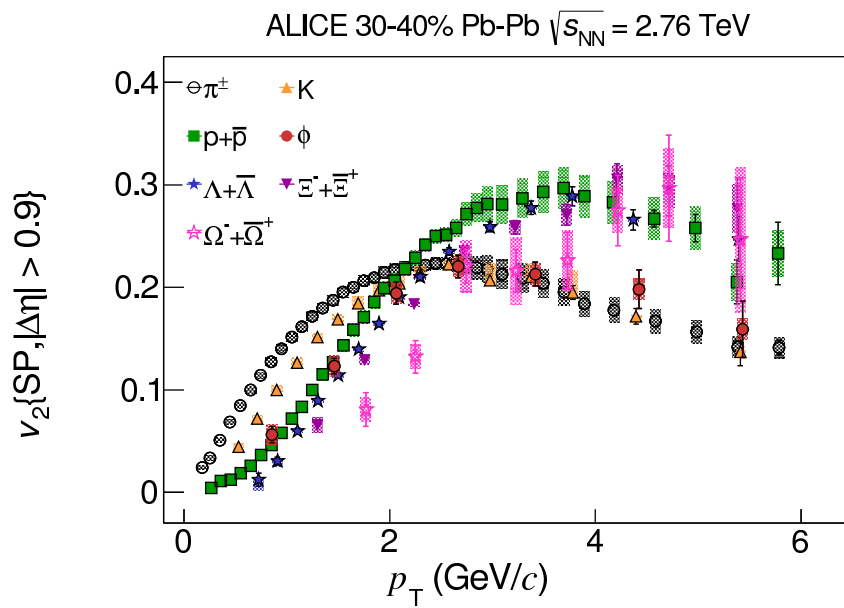


Obrázek 3.5: Levý panel: Hodnoty distribuce dimionové hmoty v oblasti hmotnosti Υ . Pravý panel: Naměřené hodnoty R_{AA} pro měřená kvarkonia. Převzato z Ref. [31].



ALI-PUB-82977

Obrázek 3.6: Měření koeficientu eliptického v_2 jako funkce p_T pro π (černé otevřené body), K (oranžové trojúhelníky), $p+\bar{p}$ (zelené čtverce), ϕ (červené kruhy), Λ (modré hvězdy), Ξ (fialové trojúhelníky), Ω (růžové hvězdy). Měřeno pro Pb-Pb srážky o centralitě (10 - 20%). Převzato z Ref. [32].



ALI-PUB-82985

Obrázek 3.7: Měření koeficientu eliptického v_2 jako funkce p_T pro π (černé otevřené body), K (oranžové trojúhelníky), $p+\bar{p}$ (zelené čtverce), ϕ (červené kruhy), Λ (modré hvězdy), Ξ (fialové trojúhelníky), Ω (ružové hvězdy). Měřeno pro Pb-Pb srážky o centralitě (30 - 40%). Převzato z Ref. [32].

Kapitola 4

AFTER: motivace a fyzikální program

V následující kapitole bude diskutován navrhovaný experiment AFTER@LHC - A Fixed Target Experiment at LHC (Experiment s pevným terčíkem na LHC), dále označován jako AFTER. Nejprve bude proveden základní přehled ideí a fyzikálních cílů experimentu, kde části související s tvrdými procesy a kvark-gluonovým plazmatem budou diskutovány rozsáhleji. Následně bude diskutována fyzická realizace experimentu AFTER a možná technická řešení.

Experimenty za užití pevného terčíku mají v historii experimentální fyziky nezastupitelné místo již od raných dob, například Rutherfordův experiment odstřelování fólie zlata pomocí α částic. Dalšími důležitými objevy, k nimž došlo za užití experimentů s pevným terčíkem je například objevení částice J/ψ navzájem nezávislými skupinami pod vedením C.C. Tinga respektive B. Richtera, dále objev částice Ω^- (sss) na experimentu DØ v rámci Tevatronu, objevení dimionové rezonance Υ . Mimo objevy částic vedly experimenty s pevným terčíkem k rozšíření znalostí o spinové fyzice, o jevech v poruchové QCD teorii a mnoha dalším.

V současné době na urychlovači LHC žádné experimenty s pevným terčíkem neexistují a v rámci organizace CERN se jedná především o experimenty NA61, NA62 a NA63 využívající urychlovač SPS. Ani jeden z těchto experimentů se však nezabývá tvrdými procesy.

Tato kapitola byla zpracována především z podkladů [35], [36], [37].

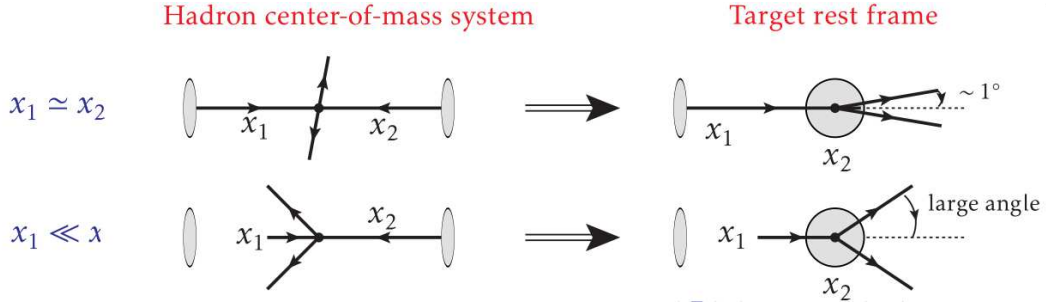
4.1 Idea/motivace experimentu AFTER

Jak již bylo naznačeno v předchozí části, experimenty využívající pevného terčíku naskýtají široké možnosti pro výzkum jak částicové fyziky, tak i jaderných jevů. Tyto experimenty nabízejí velké množství specifických možností, kde mezi hlavní body patří:

- Zpřístupnění vysokých hodnot Feynmannovského x_f

- Dosažení vysoké luminosity pomocí terčů s vysokou hustotou
- Možnost polarizace terčů
- Vysoká variabilita terčů

Oproti dnes nejrozšířenějším experimentům fungujícím na principu srážení dvou svazků urychlených částic, metoda užití pevného terče spočívá v urychlení svazku částic, jimiž je následně ostřelován terč. Z toho vyplývá odlišná geometrie srážek.



Obrázek 4.1: Porovnání geometrie srážky v těžištové soustavě hadronu a v soustavě terčů. Převzato z Ref.[36].

Jak je možno vidět na obrázku 4.1, jedná se zde o podstatnou změnu v geometrii srážky. Pro region $y_{CM} > 0$ jsou produkty srážky kolimovány do velmi úzkého prostoru o úhlu 1° . Díky vysoké koncentraci vzniklých částic je tento mód velmi náročný na detektorovou technologii, jelikož detektory musejí být schopné zaznamenat značné množství informací, následně zde dochází i k velmému radiačnímu zatížení detektorové techniky [35].

Pro region $y_{CM} < 0$ dochází k širokému rozptylu produktů srážky v laboratorním systému. Koncentrace produktů je zde mnohem nižší a tudíž tento mód má mnohem nižší náročnost než první případ. Dále zde dochází k eliminaci geometrického omezení trubice svazku pro $\Theta_{CM} \simeq 180^\circ$.

Takto rozdílná geometrie srážky, oproti srážkám urychlených svazků navzájem, umožňuje přístup ke zpětnému regionu (region s vysokými hodnotami x_2) s běžnou experimentální technikou bez nutnosti náročnější techniky jako v prvním případě. Touto geometrií je dále možno poprvé dosáhnout přístupu k vysokým hodnotám x_f , v celém intervalu od -1 do 1, kde se očekávají nové jevy QCD. Pro srovnání, experimenty CMS a ATLAS jsou schopny dosahovat hodnot $|x_f| < 5 \cdot 10^{-3}$. Následně je možno prozkoumávat partonovou strukturu terčů.

4.1.1 Luminosita v závislosti na materiálu terčů

Pro experiment AFTER se předpokládá intenzita svazků $5 \times 10^8 p^+ / s$ respektive $2 \times 10^5 Pb^+ / s$. Obrázek 4.2 poskytuje přehled očekávaných hodnot okamžité a integrované luminosity v závislosti na hustotě a atomovém čísle materiálu terčů.

Target	ρ (g.cm ⁻³)	A	L ($\mu\text{b}^{-1}\text{s}^{-1}$)	$\int L$ (pb ⁻¹ yr ⁻¹)
Liq H ₂ (1m)	0.07	1	2000	20000
Liq D ₂ (1m)	0.16	2	2400	24000
Be (1cm)	1.85	9	62	620
Cu (1cm)	8.96	64	42	420
W (1cm)	19.1	185	31	310
Pb (1cm)	11.35	207	16	160

Obrázek 4.2: Okamžitá a integrovaná luminosita v závislosti na hustotě a atomovém čísle materiálu terčiku pro p⁺ svazek. Převzato z Ref.[36].

Integrovaná luminosita je započítávána za jeden rok běhu LHC, což odpovídá 9 měsícům, což je rovno 10⁷s. Předpokládané hodnoty jsou srovnatelné s hodnotami LHC a o více než tři řády vyšší než luminosita dosahovaná na experimentu RHIC v BNL. Obrázek 4.3 ukazuje předpokládané hodnoty luminosity - okamžité i integrované - pro Pb svazek. Integrovaná luminosita zde odpovídá době 10⁶s.

Target	ρ (g.cm ⁻³)	A	L (mb ⁻¹ s ⁻¹)	$\int L$ (nb ⁻¹ yr ⁻¹)
Liq H ₂ (1m)	0.07	1	800	800
Liq D ₂ (1m)	0.16	2	1000	1000
Be (1cm)	1.85	9	25	620
Cu (1cm)	8.96	64	17	17
W (1cm)	19.1	185	13	13
Pb (1cm)	11.35	207	7	7

Obrázek 4.3: Okamžitá a integrovaná luminosita v závislosti na hustotě a atomovém čísle materiálu terčiku pro Pb⁺ svazek. Převzato z Ref. [36].

4.2 Fyzikální program pro experiment AFTER

Mezi hlavní předkládané měření na projektu AFTER náleží[35]:

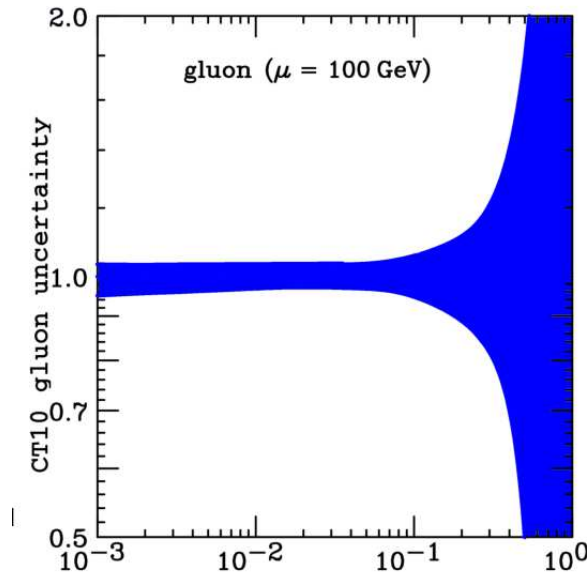
- Partonová struktura nukleonů
- Distribuce těžkých kvarků v protonu při vysokých x
- Dekonfinovaná hmota ve srážkách těžkých iontů
- Produkce W a Z bosonů
- Spinová fyzika

V rámci této práce se budu zabývat prvními třemi body, zbylé body nezapadají do kontextu práce. Jednou z nejdůležitějších sond, jež se využívá v těchto měřeních, jsou quarkonia - vázaný stav kvarku a antikvarku.

4.2.1 Partonová struktura nukleonů

Distribuce gluonů v partonech při vysokých x

Ze sumačního pravidla pro hybnost plyne, že gluony nesou až 40 % hybnosti při $Q^2 \simeq 10\text{GeV}^2$, v současné době však stále nejsme schopni provést přímé měření distribuce gluonů. Hluboce nepružné experimenty dokáží zkoumat pouze kvarkový obsah částice. Je však možnost zkoumat distribuci gluonů nepřímo pomocí závislosti distribuce kvarků na kvadrátu předané hybnosti Q^2 .



Obrázek 4.4: Hodnoty relativních nejistot distribuce gluonů při vysokých x pro neutron z globální analýzy CT10. Převzato z Ref. [36].

Z obrázku 4.4 lze vidět, že pro x blíží se jedné (případně pro vysoká Q), nedokážeme určit distribuci gluonů v protonu. Pro neutron však nejsou známá jakákoliv data. V rámci experimentu AFTER by však bylo možné dosáhnout regionu $x_g = 0,3 - 1$. Tato data by mohla být získána pomocí produkce kvarkonií v dopředných i zpětných oblastech, jelikož quarkonia vznikají splynutím dvou gluonů s energií odpovídající hmotnosti quarkonia, tudíž s dostatečnou hmotností pro užití poruchové QCD. Bohužel, přesné mechanismy tvorby J/ψ a Υ nejsou stále známy, na první pohled tedy užití quarkonií pro analýzu distribuce gluonů není vhodné, avšak vzhledem k vysokým výtěžkům - jak již bylo zmiňováno, tak odpovídají hodnotám LHC - jsou navrhovány dva způsoby. Za prvé, díky mnohým měřením produkce J/ψ

by společně s novými daty z experimentu AFTER mohl být pečlivě prozkoumán mechanismus tvorby J/ψ společně s tvorbou excitovaných stavů $\psi(2S)$, $\Upsilon(2S)$ a $\Upsilon(3S)$.

Druhá metoda předpokládá užití kvarkonií s otevřeným půvabem, přesněji $C = +1$ kvarkonií $\eta(c, b)$ a $\chi(c, b)$ (3P_2), jenž jsou produkovány bez gluonů ve finálním stavu, tudíž díky kinematickým jevům je frakce hybnosti gluonů přímo úměrná rapiditě kvarkonií. Díky moderním ultra-granulovým elektromagnetickým kalorimetřům je možné studovat $\chi(c, b)$ (3P_2) pomocí $l^+l^- \gamma$ rozpadů a $\eta(c, b)$ pomocí $\gamma\gamma$ kanálu při nízkých P_t a vysokých negativních x_f . Při dobrém rozlišení detektorů je dostupné studium $p\bar{p}$ kanálu a tím možnost studie resonancí s ukrytým půvabem.

Zřejmě nejprůběžnější metodou zkoumání partonové struktury neutronu je kombinované měření s vodíkovým a deuteriovým terčíkem. Užitím deuteriového terčíku o délce 1 metr je možno dosáhnout $10^9 J/\psi$ a $10^6 \Upsilon$ (viz. obrázek 4.2) na jednotku y v proton-deuteron srážkách. Takováto měření s dostatečně vysokou přesností mohou umožnit objevit rozdíl mezi distribucí gluonů v protonech a neutronech v závislosti na x.

4.2.2 Distribuce těžkých kvarků v protonu při vysokých x

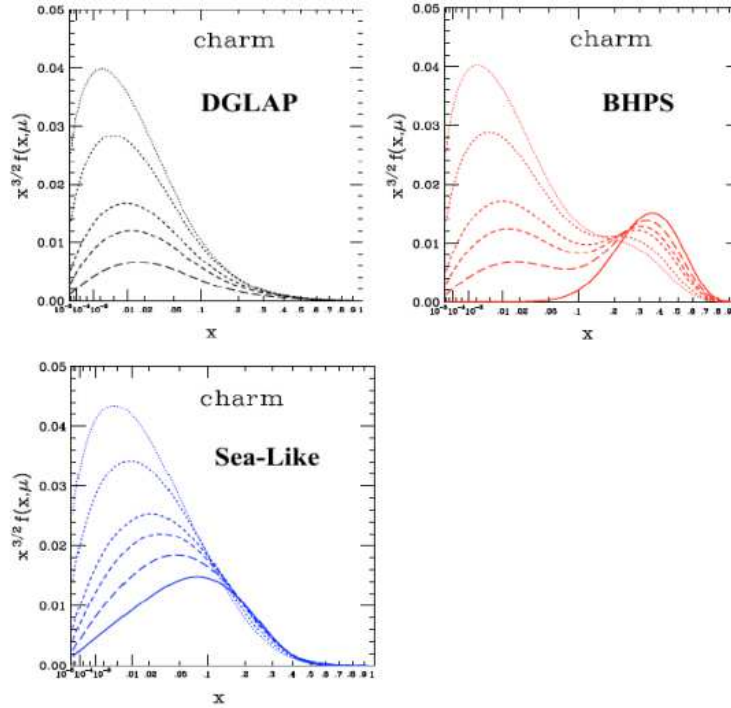
Většina předpovědí partonové distribuční funkce (PDF) pro c a b kvark v protonu odpovídá pouze pro nízká x, jelikož vycházejí z předpokladu štěpení gluonů, což však může vést k nepřesným předpovědím. Současné výsledky vycházející z globálních analýz QCD přicházejí s předpovědí, že lze očekávat ne-poruchový vnitřní půvab větší než jsou konvenční fity. Příklad fitů partonových distribučních funkcí lze vidět na obrázku 4.5.

Z pohledu experimentu AFTER lze dosáhnout měření těchto jevů, jelikož je vyžadována dostatečná luminosita a také dostatečné pokrytí v rámci dané rapidity.

4.2.3 Dekonfinovaná hmota ve srážkách těžkých iontů

Energie pro experiment AFTER v těžiškové soustavě dosahuje $\sqrt{s_{NN}} = 72\text{GeV}$ pro PbA srážky a $\sqrt{s_{NN}} = 115\text{GeV}$ pro pA srážky, což je optimální hodnota pro studium formování kvark-gluonového plazmatu při srážkách těžkých iontů. Jevy jako zhášení jetů, potlačení kvarkonií a pozorování přímých fotonů mohou být přímo pozorovány při daném experimentálním uspořádání.

Výsledky z experimentů SPS v CERN, RHIC v BNL a LHC v CERN potvrzují předpoklad o modifikaci účinného průřezu J/ψ při průchodu QGP, přesný efekt těchto jevů na produkci J/ψ není stále znám. Pro PbPb srážky je výtěžek při $\sqrt{s_{NN}} = 72\text{GeV}$ srovnatelný s výtěžkem LHC při jednom PbPb běhu navzdory nižším účinným průřezům při nižších energiích. Obecně je tento vztah pozorován pro všechny kvarkoniové stavy jakožto pro většinu ostatních tvrdých sond QGP, dále při dané energii lze zanedbat rekombinační procesy. Díky možnostem měnit materiál terčíku je možné pozorovat změny chování při vytváření J/ψ za účelem pochopení procesu potlačení. Dále při energiích v rámci experimentu AFTER by



Obrázek 4.5: Partonová distribuční funkce získaná ze simulací pro experiment AFTER. Převzato z Ref.[36].

mělo docházet k rozpouštění stavů $\Upsilon(2S)$ a $\Upsilon(3S)$, díky čemuž dané stavy mohou fungovat ve funkci tepelných sond.

Zhášení jetů je též možné pozorovat na experimentu AFTER vzhledem k dostatečné energii. Při dostatečném energetickém a hybnostním rozlišení detektorů lze pozorovat potlačení pro nabitě i neutrální hadrony.

Přímé fotony jsou pozorovány od energií $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ pro AuAu srážky pomocí měření e^+e^- párů. Tato měření, poprvé provedena na urychlovači RHIC, vedou k odhadu teploty $T \simeq 220\text{ MeV}$, což je dalece za teplotou fázového přechodu dle předpovědí QCD výpočtů na mříži. Měření při nižších energiích by mohlo poskytnout pohled na časový vývoj teploty jakožto funkce energie a tím upřesnit bod fázového přechodu.

V neposlední řadě pro zkoumání jevů kvark-gluonového plazmatu a jeho vzniku je zapotřebí dostatečně popsat jaderné jevy při nižších energiích. Tyto jevy mohou být měřeny při p-A kolizích, kde jaderné efekty, jimiž působí jádro A na částici, jenž působí jako sonda, mohou být izolovány od projevů dekonfinované hmoty. Program při $\sqrt{s_{NN}} = 115\text{ GeV}$, zároveň využitelný pro zkoumání distribuce těžkých kvarků v protonu, je situován do ideální energetické polohy pro zkoumání jaderných jevů, kde by byla možnost rozšířit studie prováděné na experimentu RHIC a ve Fermilabu. Díky podstatnému boostu je celý region zpětných rapidit přístupný a tak je

umožněno provést měření v rámci záporného x_f . Je tedy možnost plně kvantifikovat veškeré nukleární efekty v daném regionu. Opačně, pro reverzní kinematické uspořádání, to jest pro systém Pbp srážek při $\sqrt{s_{NN}} = 72\text{GeV}$ dojde k zpřístupnění celé kladné škály x_f .

4.3 Technické řešení experimentu AFTER

Pro fyzickou realizaci experimentu AFTER se předpokládá extrakce částic přímo z primárního svazku LHC. Návrh na extrakci částic z hlavního svazku LHC existoval již na počátku 90 let, byl však zamítnut z obav o předčasné znehodnocení kolimačních krystalů z důvodů radiačního poškození. Pro extrakci je navrhován systém využívajících ohnutých krystalů. Tento systém byl úspěšně vyzkoušen na experimentu UA9 na SPS urychlovači v CERN a navrhovaný experiment LUA9, využívající stejnou technologii, by měl tuto metodu ověřit přímo na urychlovači LHC.



Obrázek 4.6: Experiment UA9 na urychlovači SPS v CERN. Převzato z Ref. [38].

Ve všech urychlovačích podléhají svazky urychlených částic difúzním procesům z důvodů rozptylu paprsku ve zbytkové atmosféře trubice svazku, nedokonalostem magnetického pole, interakcím v rámci svazku či interakce typu svazek-svazek. Navrhovaný způsob extrakce čerpá částice z vnějšího okraje hlavního svazku LHC bez jakéhokoliv efektu na hlavní svazek, tudíž nedochází ke ztrátě intenzity a tím ovlivnění dalších experimentů [35].

Běžný systém víceúrovňové kolimace se skládá ze tří hlavních částí:

1. Primární kolimátor: Zachycuje částice z okraje svazku, oblast mnohonásobných hadronových spršek.

2. Sekundární kolimátor: Zastavení odražených spršek a částic.
3. Terciární kolimátor: Ochrana měřících zařízení před sekundárními sprškami.

Kolimace využívající ohnutých krystalů jakožto primárních kolimátorů přináší hlavní rozdíl především ve snížení pravděpodobnosti difrakčních jevů a tím snížení ztrát intenzity svazku. Předpokládaná neefektivnost krystalů činí 0.02% [36]. Na obrázku 4.7 můžeme vidět porovnání schémat obou metod kolimace.

LHC BEAM EXTRACTION USING A BENT CRYSTAL



Obrázek 4.7: Porovnání metod kolimace pomocí víceúrovňové metody a pomocí ohnutých krystalů. Převzato z Ref. [36].

Při extrakci z protonového svazku se předpokládá efektivita 50% s výtěžkem $5 \times 10^8 p^+ / s$. Pro svazek těžkých iontů se předpokládá výtěžek $2 \times 10^5 Pb^+ / s$ [36].

4.3.1 Alternativní uspořádání - SMOG

Jistou alternativou vůči stavbě samostatně dedikovaného projektu, jakým by byl projekt AFTER, je možnost využití modelu navrhnutého v rámci experimentu SMOG - *System for Measuring the Overlap with Gas*¹ - který by umožnil využít některé výhody experimentů s pevným terčem bez nutnosti vytváření nové infrastruktury. Pochopitelně by však nemohl dosahovat všech vlastností plně dedikovaného experimentu využívající pevný terčik.

Princip experimentu SMOG spočívá ve vpravení nízkotlakého plynu do vertexového lokátoru VELO na LHCb, který následně vůči narážejícím svazkům částic působí jakožto jistá varianta pevného terčiku. Uvažovány jsou především vzácné plyny [39].

Pokusy s tímto experimentálním uspořádáním proběhly již v roce 2012 pro p-Ne srážky při $\sqrt{s_{NN}} = 87$ GeV a v roce 2013 pro Pb-Ne $\sqrt{s_{NN}} = 54$ GeV, v obou případech na detektoru LHCb. Získaná data slouží především k ověřování možností, jenž plynou z daného experimentálního uspořádání, než k reálným fyzikálním měřením.

Hlavními výhodami uspořádání SMOG je jednoduchá realizace (v porovnání s vybudováním experimentu AFTER), plyn může být polarizovaný. Nevýhodami je

¹System pro měření při překryvu plynem.

nižší efektivita celého uspořádání oproti přímo dedikovanému experimentu ve všech ohledech, nižší variabilita možných terčků.

4.4 Prvotní simulace

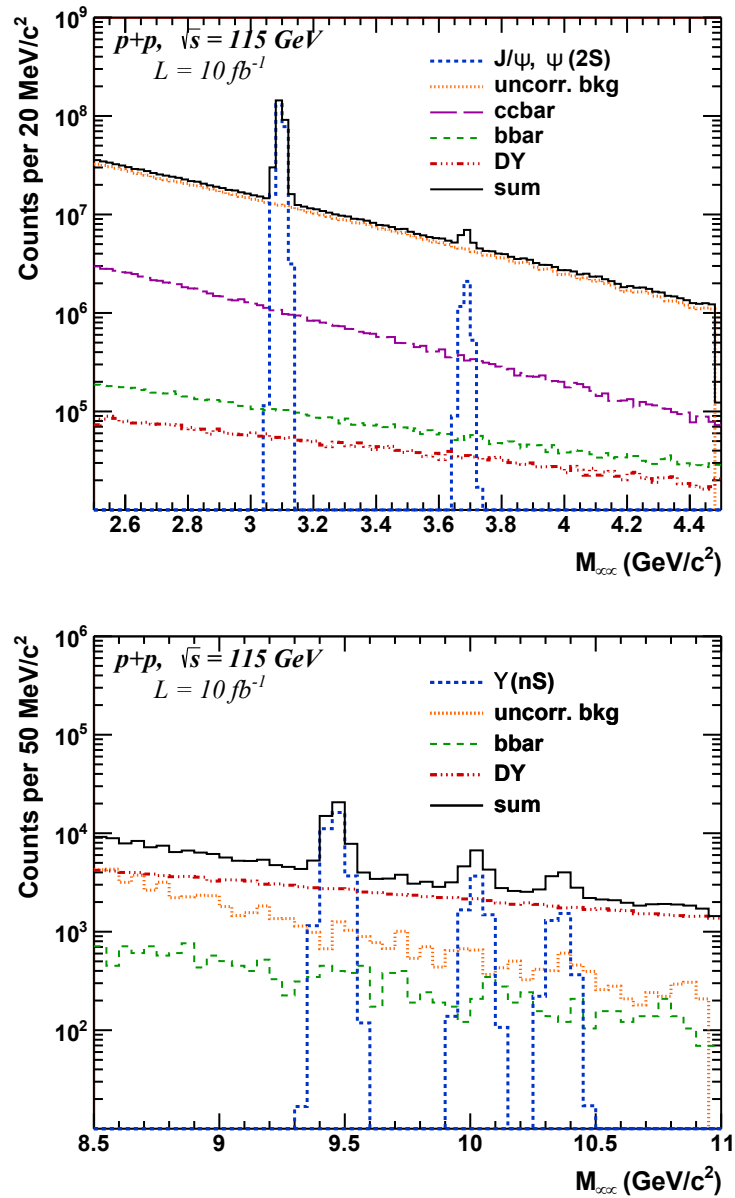
Zároveň s podáním návrhu na vybudování experimentu AFTER započala práce na simulacích případných měření. Jednou z těchto simulací je studie možnosti produkce kvarkonií za využití experimentu AFTER. Tato část představí hlavní výsledky publikované v [37].

Simulace byla parametrizována tak, aby co nejvíce odpovídala reálnému měření na detektoru ATLAS. Jednalo se především o rozsah hybností částic, rozlišení hybností částic a pravděpodobnosti jejich zachycení. Simulovány byly p-p srážky při $\sqrt{s_{NN}} = 115$ GeV s korelovaným pozadím na produkci kvark-antikvarkových párů a Drell-Yanův proces. Pro co největší přiblížení reálným hodnotám byly signály srážek a pozadí generovány samostatně. Jakožto simulační prostředí bylo použito prostředí PYTHIA.

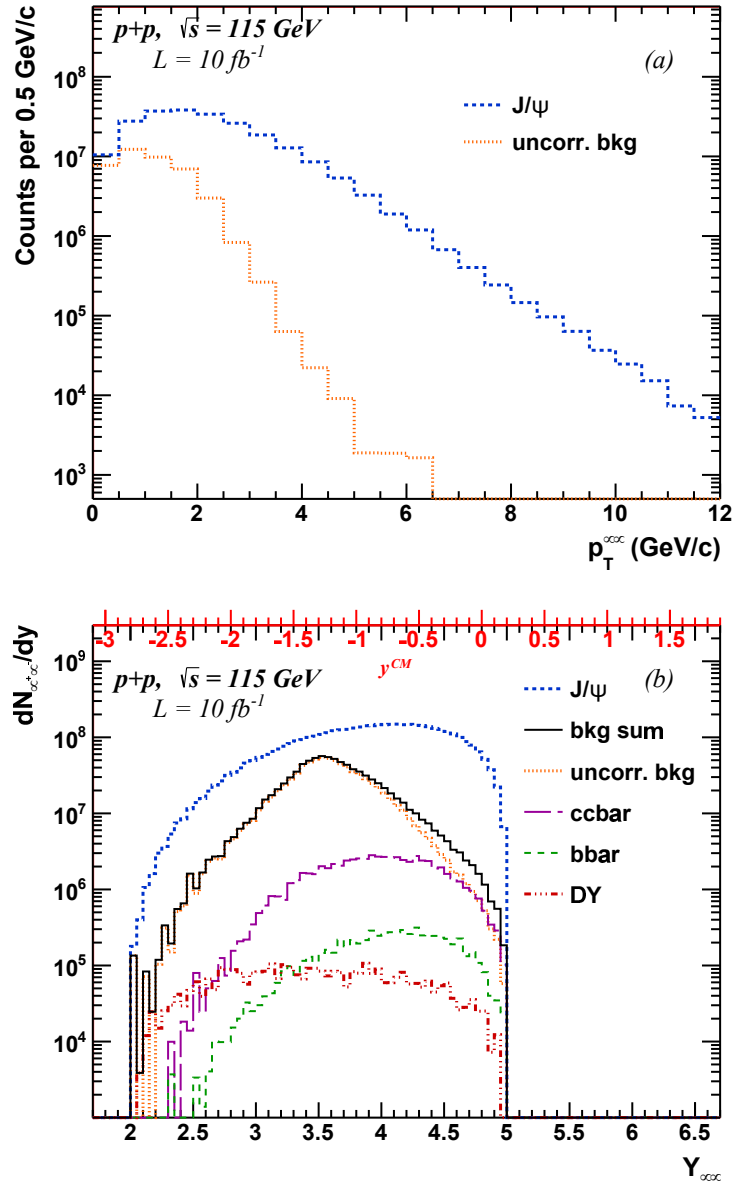
První část simulací se zaměřila na studium pozadí, za účelem následného zlepšení rozlišení. Tyto studie byly prováděny pro experimentální uspořádání protonového svazku dopadající na vodíkový terčik při energii $\sqrt{s_{NN}} = 115$ GeV. Byly prováděny simulace $\mu^+\mu^-$ páru v rozsahu energií odpovídající invariantní hmotě J/ψ a $\psi(2S)$, popřípadě v rozsahu $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ a $\Upsilon(3S)$. Obrázek 4.8 zobrazuje výsledky simulací signálu pozadí a kvarkonií.

Následně bylo studováno rozdělení příčných hybností a rapidity pro kvarkoniové signály. Získané hodnoty jsou na obrázku 4.9. V pravé části obrázku 4.9 lze vidět, že pro rapiditu na okrajích simulovaného intervalu se poměr J/ψ vůči pozadí zvyšuje. Intenzita pozadí dosahuje svého maxima zhruba uprostřed pozorovaného intervalu.

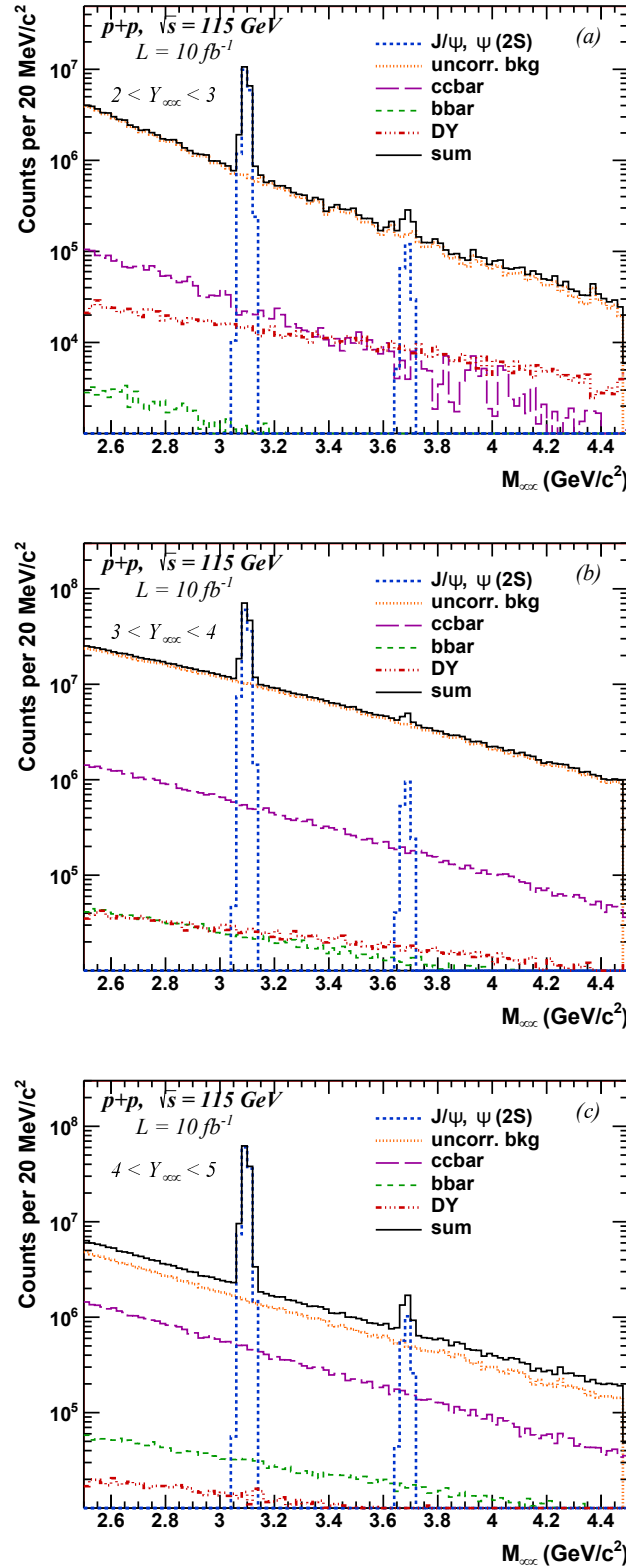
Následující simulace byly prováděny pro srážky v terčkovém režimu p-A $\sqrt{s_{NN}} = 115$ GeV, Pb-H $\sqrt{s_{NN}} = 72$ GeV a pro srážky p-Pb při $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV ve srážkovém režimu. Oba módy byly simulovány za použití generátoru EPOS. Byla studována multiplicita částic při daných módech, získané hodnoty jsou zaneseny do obrázku 4.11, kde je funkcí pseudorapidity. Pro všechny simulované hodnoty převyšuje multiplicita částic ve srážkovém režimu multiplicitu v terčkovém módu. Jelikož data ve srážkovém módu vycházejí z reálných dat srážek na detektoru LHCb, ze simulací tedy plyne, že detektor specifikami odpovídající detektoru LHCb by byl dostatečný pro experimentální uspořádání s pevným terčíkem.



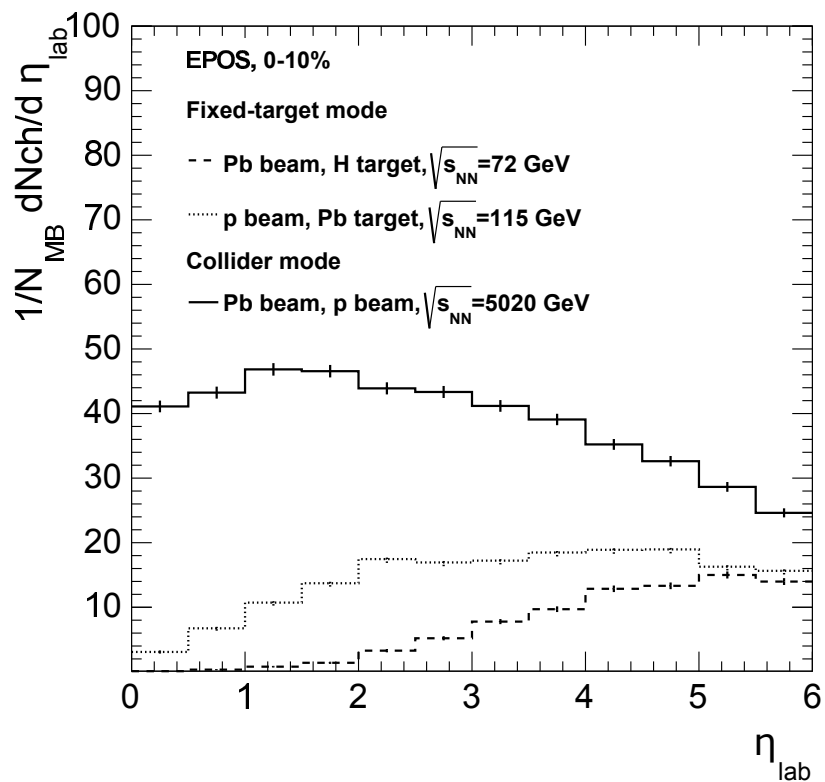
Obrázek 4.8: Horní obrázek: Distribuce invariální hmoty dimionového páru pro J/ψ and $\psi(2S)$. Spodní obrázek: Distribuce invariální hmoty dimionového páru pro $\Upsilon(nS)$. Jednotlivé zdroje pozadí jsou vyznačeny samostatně. Převzato z Ref. [37].



Obrázek 4.9: Spektrum příčných hybností p_T (horní obrázek) a rapidity y (spodní obrázek) J/ψ a signálu pozadí v rozmezí hmotnosti J/ψ . Převzato z Ref. [37].



Obrázek 4.10: Distribuce dimuonové invariální hmoty pro tři intervaly rapidity v rozsahu hmotností J/ψ a $\psi(2S)$. Rozsahy $2 < Y_{\mu^+\mu^-} < 3$, $3 < Y_{\mu^+\mu^-} < 4$, $4 < Y_{\mu^+\mu^-} < 5$, jsou zobrazeny na obrázku (a), (b) a (c). Převzato z Ref.[37].



Obrázek 4.11: Průměrné množství nabitých částic v $p + A$ srážkách jako funkce pseudorapidity pro laboratorní systém. Převzato z Ref. [37].

Závěr

Cílem této práce bylo poskytnout základní seznámení se současnými poznatky o jádro-jaderných srážkách, tvrdých procesech, jenž se v nich uplatňují, výsledky z jejich pozorování na experimentech na urychlovači LHC a následně představení navrhovaného experimentu AFTER.

První kapitola práce se zabývala fyzikální motivací pro jádro-jaderné srážky. Nejprve byla představena historická návaznost dnešních experimentů, dále současný stav znalostí problematiky částicové fyziky. V druhé polovině první kapitoly došlo k popsání základních nezbytných veličin pro popis srážky, samotný popis srážky a popis dvou největších urychlovačů na světě: LHC a RHIC.

Druhá kapitola se věnovala samotným tvrdým procesům, tj. procesům odehrávajících se při vysokých energiích velmi krátce po jádro-jaderné srážce před formováním jakéhokoliv jaderného média. Byl představen faktorizační teorém QCD, základní nástroj pro výpočty vztahující se k tvrdým procesům.

Třetí kapitola je stručným průřezem několika aktuálními měřeními na urychlovači LHC, především z experimentů ALICE, ATLAS a CMS. Jedná se o aktuální měření jádro-jaderných srážek, přesněji olovo-olovo srážek při energii $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Hlavními měřenými veličinami je jaderný modifikační faktor, asymetrie jetů, fragmentační funkce jetů, potlačení kvarkonií a eliptický tok média po srážce. Výsledky měření jaderného modifikačního faktoru R_{pPb} a R_{PbPb} odpovídají předpokládaným hodnotám, kdy pro p-Pb hodnoty nedochází k potlačení produkce částic jenž je patrné u Pb-Pb srážek z důvodu předpokládaného vzniku horkého a hustého média. Měření asymetrie jetů potvrzují zvyšující se asymetrii pro vyšší centrality Pb-Pb srážek a prokazuje, že radiační ztráty nejsou hlavními ztrátami jetů. Fragmentační funkce vykazují shodu s referenčními p-p srážkami pouze pro nízké centrality srážek. Studium potlačení kvarkonií vyazuje předpokládané výsledky s tím, že nejnějněji vázané stavy $\psi(2S)$ má nejnějnější disasociační teplotu a nejnějněji vázaný stav $\Upsilon(1S)$ naopak nejnějnější. Porovnání dat eliptického toku s modelem VISHNU dává pouze částečnou shodu.

Čtvrtá kapitola byla věnována představení a seznámení s navrhovaným experimentem AFTER na urychlovači LHC. Fyzikální program navrhovaného experimentu předpokládá vzájemné doplňování se s hlavními experimenty na urychlovači LHC, kdy může na stejnou problematiku přinést jiný náhled či nabídnout měření, jenž nejsou při jiných experimentech možná.

Literatura

- [1] FLORKOWSKI, Wojciech. Phenomenology of ultra-relativistic heavy-ion collisions. London: World Scientific, c2010, xix, 416 p. ISBN 9814280666.
- [2] SARKAR, S, H SATZ a B SINHA. The physics of the Quark-Gluon plasma: introductory lectures. New York: Springer, c2010, ix, 369 p. Lecture notes in physics, 785. ISBN 3540769676
- [3] RAK, Jan a Michael J TANNENBAUM. High-pT physics in the heavy ion era. x, 387 p. ISBN 0521190290.
- [4] HOŘEJŠÍ, Jiří. Historie standardního modelu mikrosvěta. 2011. Dostupné z: <http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/horejsi/popular/smodel.pdf>
- [5] WÁGNER, Vladimír. Studium vlastností husté a horké jaderné hmoty [online]. 2006 [cit. 2015-04-23]. Dostupné z: <http://hp.ujf.cas.cz/wagner/popclan/>
- [6] Discovery of the Neutron. GEORGIA STATE UNIVERSITY. HyperPhysics [online]. 2002 [cit. 2015-06-08]. Dostupné z: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/neutrodis.html>
- [7] SVOBODA, Bob. Pauli. Bob Svoboda UC Davis page [online]. 1.2.2006 [cit. 2015-03-20]. Dostupné z: <http://www.physics.ucdavis.edu/svoboda/doublechooz/bkg/pauli.html>
- [8] GELL-MANN, M. A schematic model of baryons and mesons. Physics Letters [online]. 1964, vol. 8, issue 3, s. 214-215 [cit. 2015-04-07]. DOI: 10.1016/s0031-9163(64)92001-3. Dostupné z: <http://inspirehep.net/record/11880>
- [9] AUBERT, J. J., U. BECKER, P. J. BIGGS, J. BURGER, M. CHEN, G. EVERHART, P. GOLDHAGEN, J. LEONG, T. MCCORRISTON, et al. Experimental Observation of a Heavy Particle J. Physical Review Letters [online]. 1974, 33(23): 1404-1406 [cit. 2015-06-08]. DOI: 10.1103/physrevlett.33.1404.
- [10] CAMPAGNARI, Claudio a Melissa FRANKLIN. The discovery of the top quark. Reviews of Modern Physics [online]. 1997, 69(1): 137-212 [cit. 2015-06-08]. DOI: 10.1103/revmodphys.69.137.

- [11] Modern particle theory timeline. 2013. The Particle adventure [online]. [cit. 2015-04-18]. Dostupné z: <http://www.particleadventure.org/other/history/smt.html>
- [12] LHCb COLLABORATION. Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state. In: [online]. 2014 [cit. 2015-03-23]. Dostupné z: <http://arxiv.org/abs/1404.1903>
- [13] Why is the Higgs discovery so significant? STFC [online]. [cit. 2015-04-07]. Dostupné z: <https://www.stfc.ac.uk/2861.aspx>
- [14] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Physics Letters B [online]. 2012, vol. 716, issue 1, s. 1-29 [cit. 2015-05-08]. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. Physics Letters B [online]. 2012, vol. 716, issue 1, s. 30-61 [cit. 2015-05-08]. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [15] MAARTENS, Roy. Brane-World Gravity. Living Reviews in Relativity [online]. 2004, vol. 7 [cit. 2015-03-20]. DOI: 10.12942/lrr-2004-7.
- [16] MCNULTY WALSH, Karen. Supercomputing the Transition from Ordinary to Extraordinary Forms of Matter: Calculations plus experimental data help map nuclear phase diagram, offering insight into transition that mimics formation of visible matter in universe today. BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY. [Http://www.bnl.gov](http://www.bnl.gov) [online]. 2013 [cit. 2015-03-12]. Dostupné z: <http://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=24281>
- [17] CERN. New State of Matter created at CERN. CERN press office [online]. 2000 [cit. 2015-03-23]. Dostupné z: <http://press.web.cern.ch/press-releases/2000/02/new-state-matter-created-cern>
- [18] GYULASSY, Miklos. The QGP Discovered at RHIC. [online]. s. 22 [cit. 2015-03-10]. Dostupné z: <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0403032>
- [19] High Energy Physics Software and You!. Quantum diaries [online]. 2011 [cit. 2015-04-23]. Dostupné z: <http://www.quantumdiaries.org/tag/root/>
- [20] Brookhaven and ATLAS. BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY. Brookhaven National Laboratory [online]. 2007 [cit. 2015-03-12]. Dostupné z: <http://www.bnl.gov/atlas/>
- [21] First Results from the Large Hadron Collider. Swiss Physical Society [online]. 2011 [cit. 2015-04-23]. Dostupné z: <http://www.sps.ch/en/articles/progresses/first-results-from-the-large-hadron-collider-24/>

- [22] CERN timelines: The Large Hadron Collider. CERN Accelerating science [online]. 2015 [cit. 2015-04-23]. Dostupné z: <http://timeline.web.cern.ch/timelines/The-Large-Hadron-Collider>
- [23] ROCCA, P La a F RIGGI. The upgrade programme of the major experiments at the Large Hadron Collider. *Journal of Physics: Conference Series* [online]. 2014, 515 [cit. 2015-04-13]. DOI: 10.1088/1742-6596/515/1/012012. Dostupné z: <http://iopscience.iop.org/1742-6596/515/1/012012>
- [24] SKJERDAL, Kyrre a the ALICE COLLABORATION. Photoproduction of ρ^0 in ultra-peripheral nuclear collisions at ALICE. *Journal of Physics: Conference Series* [online]. 2013, 455 [cit. 2015-04-14]. DOI: 10.1088/1742-6596/455/1/012010. Dostupné z: <http://inspirehep.net/record/1230338/>
- [25] LIPPMANN, Christian. Particle identification. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2012, 666: 148-172 [cit. 2015-06-07]. DOI: 10.1016/j.nima.2011.03.009.
- [26] CAMPBELL, J M, J W HUSTON a W J STIRLING. Hard interactions of quarks and gluons: a primer for LHC physics. *Reports on Progress in Physics* [online]. 2006, vol. 70, issue 1, s. 89-193 [cit. 2015-05-07]. DOI: 10.1088/0034-4885/70/1/r02
- [27] CHÝLA, Jiří. Quarks, Partons and Quantum Chromodynamics. Skriptum MFF UK 2009. Dostupné z: <http://www-hep2.fzu.cz/chyla>
- [28] COLLINS, John C., Davison E SOPER a George STERMAN. 2004. Factorization of Hard Processes in QCD [online]. [cit. 2015-04-07]. Dostupné z: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0409313v1>
- [29] JEON, Sangyong. MCGILL UNIVERSITY MONTRÉAL. Introduction to Hard Probes in Heavy Ion Collisions. Stonybrook University, 2013. Dostupné také z: <http://www.int.washington.edu/NNPSS/2013/AGENDA.html>
- [30] HASELL, Douglas. The ZEUS Experiment. Douglas Hasell home page [online]. 2012 [cit. 2015-04-23]. Dostupné z: <http://www.mit.edu/hasell/DKHzeus.html>
- [31] BOIMSKA, B. *Acta Physica Polonica B* [online]. 2013, vol. 44, issue 7 [cit. 2015-03-10]. DOI: 10.5506/aphyspolb.44.1363.
- [32] GROSSE-OETRINGHAUS, Jan Fiete. Overview of ALICE results at Quark Matter 2014. *Nuclear Physics A* [online]. 2014, s. 22-31 [cit. 2015-03-10]. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2014.10.003. Dostupné z: <http://arxiv.org/abs/1408.0414v2>

- [33] CMS COLLABORATION, Jet momentum dependence of jet quenching in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV [online]. [cit. 2015-06-09]. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.04.058. Dostupné z: <http://arxiv.org/abs/1202.5022>
- [34] SONG, Huichao, Steffen A. BASS, Ulrich HEINZ, Tetsufumi HIRANO a Chun SHEN. 200 A GeV Au + Au Collisions Serve a Nearly Perfect Quark-Gluon Liquid. *Physical Review Letters* [online]. 2011, vol. 106, issue 19 [cit. 2015-04-07]. DOI: 10.1103/physrevlett.106.192301. Dostupné z: <http://arxiv.org/abs/1011.2783>
- [35] BRODSKY, S.J., F. FLEURET, C. HADJIDAKIS a J.P. LANSBERG. Physics opportunities of a fixed-target experiment using LHC beams. *Physics Reports* [online]. 2013, vol. 522, issue 4, s. 239-255 [cit. 2015-03-10]. DOI: 10.1016/j.physrep.2012.10.001.
- [36] TRZECIAK, Barbara Antonina. AFTER@LHC: A Fixed Target Experiment for hadron, heavy-ion and spin physics: Status and short-range plan. Workshop EJCF 2015.
- [37] MASSACRIER, L., B. TRZECIAK, F. FLEURET, C. HADJIDAKIS, D. KIKOLA, J. P. LANSBERG a H.-S. SHAO. Feasibility studies for quarkonium production at a fixed-target experiment using the LHC proton and lead beams (AFTER@LHC) [online]. 2015 [cit. 2015-04-14]. Dostupné z: <http://arxiv.org/pdf/1504.05145v1>
- [38] MONTESANO, Simone. UA9 - Crystal collimation at CERN-SPS. ICT Trento, 2013. Dostupné z: <https://indico.in2p3.fr/event/7326/>
- [39] SCHMELLING, Michael. LHCb Perspectives for Fixed Target Physics. Sapere Gravis Workshop, 2014. Dostupné z: <https://cds.cern.ch/record/1976175>
- [40] ALBERICO, W, Marzia NARDI a Maria-Paola LOMBARDO. Quark-gluon plasma and heavy ion collisions: a meeting held in the framework of the activities of the Italian Working Group on Strong Interactions, Laboratori nazionali di Frascati del'INFN, Frascati, Italy, 14-18 January 2002. River Edge, NJ: World Scientific, c2002, x, 314 p. ISBN 98-123-8174-0.
- [41] TANNENBAUM, M J. How do quarks and gluons lose energy in the QGP? *Journal of Physics: Conference Series* [online]. 2015, 589 [cit. 2015-06-09]. DOI: 10.1088/1742-6596/589/1/012019.