

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky



Bakalářská práce

Detektor Heavy Flavor Tracker

Jakub Kvapil

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

Konzultant: Ing. Miroslav Šimko

Praha, 2015

CZECH TECHNICAL UNIVERSITY IN
PRAGUE

Faculty of Nuclear Sciences and Physical
Engineering
Department of Physics



Bachelor's Thesis

Heavy Flavor Tracker Detector

Jakub Kvapil

Supervisor: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Consultant: Ing. Miroslav Šimko

Prague, 2015



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2014/15

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Posluchač: Jakub Kvapil

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Název práce: Detektor Heavy Flavor Tracker

Název práce: Heavy Flavor Tracker Detector
(anglicky)

Osnova:

1. Fyzikální motivace pro detektor HFT
2. Princip CCD a MAPS technologií
3. Složení detektoru HFT (Pixel, IST, SSD)
4. Výsledky měření s HFT v roce 2014
5. Diskuze plánovaných měření

Doporučená literatura:

- [1] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag 1994.
- [2] G. Deptuch, New Generation of Monolithic Active Pixel Sensors for Charged Particle Detection, Ph.D. Thesis, University of Strasbourg, 2002.
- [3] G. Rizzo, Nucl. Instrum. Meth. A576, 103-108, 2007.
- [4] Q. Hao, Status and Physics Opportunities of the STAR Heavy Flavor Tracker and the Muon Telescope Detector Upgrades, J. Phys. Conf. Ser. 509 (2014) 012026
- [5] The STAR Heavy Flavor Tracker, Technical Design Report, 2011.

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

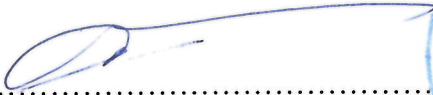
Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D., FJFI ČVUT

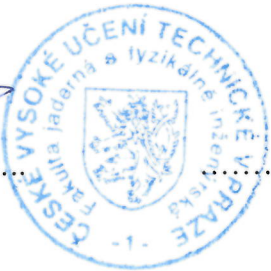
Konzultant: Ing. Miroslav Šimko, FJFI ČVUT

Do bakalářské práce se vkládá zadání a dále na stranu předcházející obsahu abstrakt a klíčová slova. Součástí zadání bakalářské práce je její uložení na webové stránky katedry fyziky a zaslání abstraktu a klíčových slov ve formátu WORD na e-mailovou adresu katedry fyziky: kf@fjfi.cvut.cz

Datum zadání bakalářské práce: 16.10.2014

Termín odevzdání bakalářské práce: 07.07.2015


.....
Vedoucí katedry




.....
Děkan

V Praze dne 16.10.2014

Prohlášení:

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

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

V Praze dne 30.6.2015

Jakub Kvapil

Název práce:

Detektor Heavy Flavor Tracker

Autor: Jakub Kvapil

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

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

Konzultant: Ing. Miroslav Šimko

Abstrakt:

Heavy flavor tracker byl nainstalován v lednu 2014 na experimentu STAR. Je zde vůbec poprvé použita technologie monolitických aktivních pixelů (MAPS) na urychlovačovém experimentu. Detektor výrazně zlepšuje měření hadronů s otevřenou vůní pomocí velmi dobrého rozlišení primárních a sekundárních vrcholů.

Detektor STAR je součástí urychlovače RHIC v Brookhavenské národní laboratoři. Urychlovač RHIC se specializuje na urychlování těžkých iontů a také umí urychlovat polarizované protony. Experiment STAR se zabývá zkoumáním vlastností Kvar gluonového plazmatu (QGP) a také hledáním kritického bodu fázového diagramu jaderné hmoty. Tento detektor včetně Heavy flavor trackeru je vhodný pro měření těžkých vůní díky skvělému rozlišení a identifikaci částic.

Pomocí srážkových experimentů lze zkoumat extrémní stavy hmoty. Částice jsou urychleny na vysoké rychlosti a následně srazeny s další letící částicí nebo terčem. V této práci jsou popsány důležité veličiny používané v jádro–jaderných srážkách a úvod do polovodičových detektorů s důrazem na pozičně citlivé křemíkové detektory.

Klíčová slova:

BEMC, CCD, GMT, jádro–jaderné srážky, HFT, IST, MAPS, MTD, polovodičové detektory, pozičně citlivé křemíkové detektory, PXL, RHIC, SMD, SSD, STAR, TOF, TPC

Title:

Heavy Flavor Tracker Detector

Author: Jakub Kvapil

Specialization: Experimental nuclear and particle physics

Supervisor: Mgr. Jaroslav Bielčík, Ph.D.

Consultant: Ing. Miroslav Šimko

Abstract:

Heavy Flavor Tracker was installed in January 2014 at STAR detector. It is using the Monolithic Active Pixel Sensor (MAPS) technology for the first time in collider experiments. This detector significantly improves open heavy flavor measurements greatly benefiting from excellent resolution of primary and secondary vertices.

The STAR detector is an experiment at the RHIC accelerator in Brookhaven national laboratory. RHIC specializes in heavy ion collisions and, moreover, is capable of accelerating polarised protons. STAR specializes in studying the properties of Quark Gluon Plasma (QGP) and the searching of the critical point in the nuclear matter phase diagram. This detector including the Heavy Flavor Tracker is suitable for open heavy flavor measurements thanks to great resolution and particle identification.

A good method of studying extreme state of matter are the collider experiments. Particles are accelerated to high velocities and collided with target or another accelerated particle. In this work, we describe important variables in nucleus–nucleus collisions and we introduce semiconductor detectors, with emphasis on position sensitive silicon detectors.

Key words:

BEMC, CCD, GMT, HFT, IST, MAPS, MTD, nucleus–nucleus collisions, position sensitive semiconductor detector, PXL, RHIC, semiconductor detector, SMD, SSD, STAR, TOF, TPC

Poděkování

Chtěl bych poděkovat Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi, Ph.D. za vedení mé bakalářské práce, trpělivost a předané znalosti. Dále chci poděkovat Ing. Miroslavu Šimkovi za to, že byl vždy po ruce, za uvedení informací na pravou míru, korektury a gramatickou kontrolu. Ing. Janě Crkovské za poskytnuté konzultace a gramatickou kontrolu a Ing. Jaroslavu Adamovi za poskytnuté konzultace.

Obsah

Seznam Obrázků	xii
Seznam tabulek	xv
1 Úvod	1
1.1 Jádru-jaderné srážky	1
1.2 Fázový diagram hmoty	1
1.3 Časový vývoj jaderné hmoty	2
1.4 Často používané veličiny v jádro-jaderných srážkách	2
1.4.1 Srážkový parametr, multiplicita, centralita	3
1.4.2 Luminozita	4
1.4.3 Rapidita a pseudorapidita	5
1.4.4 Energie srážky	6
1.4.5 Jaderný modifikační faktor	6
1.5 Anizotropický tok	6
2 Princip CCD a MAPS technologií	9
2.1 Polovodičové detektory	10
2.1.1 Struktura polovodičových detektorů	10
2.1.2 Drift	11
2.1.3 Polovodič typu N	11
2.1.4 Polovodič typu P	11
2.1.5 Záchyt a rekombinace	11
2.1.6 PN přechod	13
2.2 Pozičně citlivé detektory	14
2.2.1 Mikrostripové detektory	14
2.2.2 Padové a pixelové detektory	14
2.2.3 Driftové detektory	16
2.2.4 Charge-coupled device (CCD)	16
2.3 Motivace pro MAPS	17
3 RHIC a detektor STAR	19
3.1 RHIC	19
3.2 Detektor STAR	22
3.3 Mionový teleskop	22
3.3.1 Konstrukce	22
3.4 Válcový elektromagnetický kalorimetr	24

3.4.1	Konstrukce	24
3.4.2	Detektor maxima spršky	26
3.4.3	Předsprškový detektor	27
3.5	Detektor doby letu	28
3.6	Časově projekční komora	30
3.6.1	Konstrukce	30
3.6.2	Sledovací komorový monitor časově projekční komory na bázi plynového elektronového zesilovače	32
3.6.3	Identifikace částic	34
4	Fyzikální motivace pro detektor HFT	35
4.1	Tok částic obsahující půvabný kvark	35
4.2	Ztráta energie těžkých kvarků	36
4.3	Λ_c -Baryony	37
4.4	B -mezony	37
5	Složení detektoru HFT	41
5.1	Křemíkový stripový detektor	41
5.1.1	Konstrukce	42
5.1.2	Chlazení	43
5.1.3	Vyčítání	43
5.2	Prostřední křemíkový sledovač	44
5.2.1	Konstrukce	44
5.2.2	Chlazení	45
5.2.3	Vyčítání	45
5.3	Pixelové detektory	46
5.3.1	Konstrukce	46
5.3.2	Chlazení	46
5.3.3	Radiační odolnost	48
5.3.4	Vyčítání	48
6	Výsledky měření s HFT v roce 2014	51
6.1	Informace o SSD a IST	51
6.2	PXL	51
6.2.1	Počáteční problémy s radiačním poškozením	54
6.2.2	Výsledky měření D^0	54
7	Závěr	55
7.1	Shrnutí	55
7.2	Plánovaná měření na RHIC	55
	Použitá terminologie	57
	Literatura	59

Seznam obrázků

1.1	Fázový diagram hmoty.	2
1.2	Prostoro–časový popis srážky relativistických jader.	3
1.3	Graf znázorňující centralitu vyjádřenou pomocí multiplicity, srovnání se srážkovým parametrem b a počtem participantů $\langle N_{part} \rangle$	4
1.4	Těžké ionty před a po srážce.	4
1.5	Měření nukleárního modifikačního faktoru R_{AA} pro několik částic v závislosti na p_T	7
1.6	Zobrazení necentrální srážky a vytvoření interakčního objemu.	8
1.7	Časová závislost hustoty transverzální energie.	8
1.8	Eliptický tok v závislosti na transverzální hybnosti pro různé podíly viskozity a entropie z hydrodynamické předpovědi a naměřená data.	8
2.1	Pásová struktura vodiče, polovodiče a izolátoru.	10
2.2	Driftová rychlost elektronů a děr v křemíkovém detektoru jako funkce elektrického pole pro různé teploty.	12
2.3	Donor v křemíkové krystalové struktuře a příslušná energetická hladina v zakázaném pásu.	13
2.4	Akceptor v křemíkové krystalové struktuře a příslušná energetická hladina v zakázaném pásu.	13
2.5	Oboustranný křemíkový stripový detektor.	14
2.6	Schématické zobrazení Padového křemíkového detektoru.	15
2.7	Boční řez hybridním pixelovým detektorem.	15
2.8	Boční řez monolitickým pixelovým detektorem.	16
2.9	Základní struktura driftového detektoru.	17
2.10	Schéma CCD a princip vyčítání.	18
3.1	Fotografie komplexu Brookhavenské národní laboratoře (BNL) s vyznačenými urychlovači.	20
3.2	Detailní pohled na Relativistický urychlovač těžkých iontů (RHIC).	20
3.3	Model detektoru STAR s vyznačenými jednotlivými subdetektory.	21
3.4	Řez detektorem STAR s vyznačenými subdetektory včetně Mionového teleskopu.	23
3.5	Schéma STAR MTD MRPC modulu.	23
3.6	STAR MTD.	24
3.7	Přední a boční řez detektoru STAR s vyznačeným válcovým elektromagnetickým kalorimetrem (BEMC).	25
3.8	Boční řez STAR EMC modulem.	26

3.9	Schematická ilustrace STAR BEMC BSMD.	27
3.10	Řez STAR BEMC BSMD.	28
3.11	Schéma STAR TOF MRPC modulu.	29
3.12	Rozdělení inverzní rychlosti $\frac{1}{\beta}$ pro piony π , kaony K a protony p jako funkce transversální hybnosti p_T v STAR TOF pro d+Au při 200 GeV.	30
3.13	Nákres STAR TPC.	31
3.14	Schéma jednoho sektoru STAR TPC.	32
3.15	Pozice STAR GMT v rámci TPC.	33
3.16	Schéma GMT.	33
3.17	Rozdělení ztrát energií pro primární a sekundární částice v STAR TPC jako funkce transversální hybnosti p_T	34
4.1	Rozpad částice D^0	36
4.2	Eliptický tok v_2 mezonu D^0 jako funkce p_T Au+Au kolizích při 200 GeV.	37
4.3	Očekávané statistické chyby pro poměr produkcí Λ_c/D^0 pro různé mechanismy tvorby.	38
4.4	Rozpad B -mezonu přes J/ψ	38
4.5	Jaderný modifikační faktor R_{CP} elektronů z D -mezon a B^- -mezon rozpadů jako funkce p_T	39
4.6	Simulace rozpadu J/ψ s HFT.	39
5.1	Rozlišení pro jednotlivé vrstvy HFT.	41
5.2	Model SSD.	42
5.3	Zobrazení klíčových komponent žebříku SSD.	42
5.4	Instalace SSD.	43
5.5	Model IST.	44
5.6	Konstrukce IST.	45
5.7	Fotografie hybridu IST.	45
5.8	Nainstalovaný pixelový detektor.	47
5.9	Polovina Pixelového detektoru s vyznačenými západkami pro zajištění detektoru, žebříkem a detektorem.	47
5.10	Detailní pohled na sektor Pixelového detektoru.	47
5.11	Konstrukce Pixelového detektoru.	48
5.12	Schéma vyčítací elektroniky PXL.	49
5.13	Fotografie detektoru STAR s nainstalovaným HFT.	50
6.1	Měření kosmického záření.	52
6.2	Rozdělení zásahů v PXL před a po kalibraci.	52
6.3	Rozlišení primárního/sekundárního vrcholu pro protony, kaony a piony při různých transversálních hybnostech.	53
6.4	Efektivita pro jednotlivé senzory PXL.	53
6.5	Graf zobrazující invariantní hmotu D^0	54

Seznam tabulek

3.1	Základní údaje o RHICu.	21
3.2	Základní údaje o STAR MTD.	24
3.3	Základní údaje o STAR BEMC.	25
3.4	Základní údaje o STAR BEMC BSMD.	28
3.5	Základní údaje o STAR TOF.	29
3.6	Základní údaje o STAR TPC.	32
5.1	Základní údaje o SSD.	44
5.2	Základní údaje o IST.	46
5.3	Základní údaje o PXL.	49

Kapitola 1

Úvod

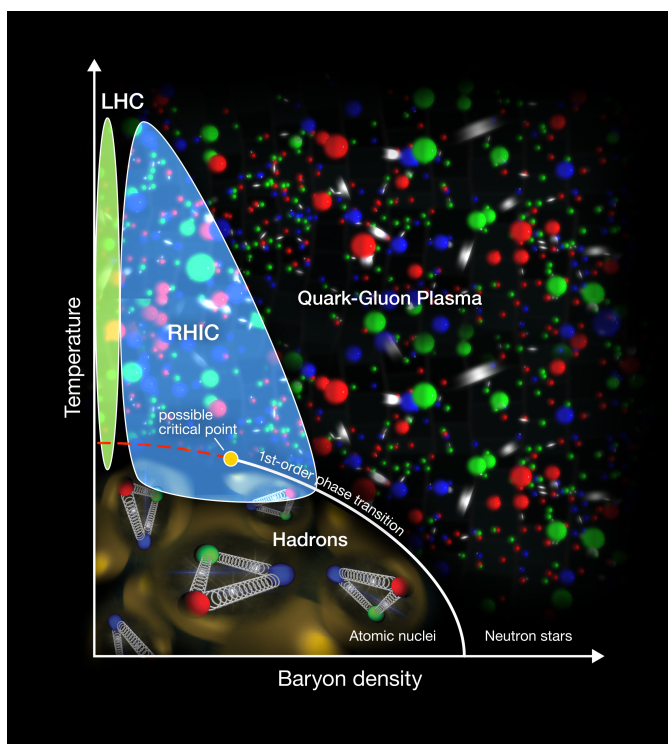
Tato práce se věnuje pokusům probíhajícím v Brookhavenské národní laboratoři na urychlovači RHIC a detektoru STAR. V první kapitole je popsáno několik důležitých veličin používaných v jádro–jaderných srážkách, fázový diagram hmoty, časový vývoj hmoty a anizotropický tok. Druhá kapitola je věnována základnímu principu fungování polovodičových detektorů a následně jednotlivým typům pozičně citlivých detektorů s motivací pro monolitické aktivní pixelové senzory – MAPS technologii. Třetí kapitola je věnována Relativistickému urychlovači těžkých iontů – RHIC – a detektorům centrálního válce detektoru STAR. Čtvrtá kapitola je věnována motivaci pro konstrukci HFT. Třem nejcentrálnějším detektorům centrálního válce – HFT, je věnována samostatná 5. kapitola. V 6. kapitole jsou výsledky a stav HFT během měření v roce 2014.

1.1 Jádro-jaderné srážky

Jeden ze způsobů zkoumání extrémních stavů hmoty jsou srážkové experimenty. Částice jsou urychleny na vysoké rychlosti a následně sraženy s další letící částicí nebo terčem. Energie srážky je uvolněna na produkci nových částic, které jsou následně měřeny detektory. V případě, že jsou sražena jádra libovolných atomů, mluvíme o tzv. jádro–jaderných srážkách.

1.2 Fázový diagram hmoty

Fázový diagram hmoty popisuje stav mezi hadrony a QGP. Při nízké teplotě a baryonové hustotě jsou kvarky vázány v hadronech. Při zvyšující se teplotě nebo baryonové hustotě dochází k fázovému přechodu I. druhu [1] a vytvoření QGP, stavu, kdy kvarky nejsou vázány v hadronech, ale jsou v tzv. uvolněném stavu. [2] Primární cíl experimentu STAR je zkoumání vlastností QGP a studium vlastností spinu protonu. Nedílnou součástí je také hledání kritického bodu fázového diagramu jaderné hmoty. Kritický bod se nachází na konci křivky představující fázový přechod I. druhu a jedná se o fázový přechod II. druhu. [1] Tento kritický bod v QGP se dá přirovnat kritickému bodu u vody, kdy zaniká rozdíl mezi kapalinou a párou a mísí se vlastnosti jednotlivých fází. Fázový diagram hmoty je na Obr. 1.1.



Obrázek 1.1: Fázový diagram hmoty. Převzato z Ref. [3].

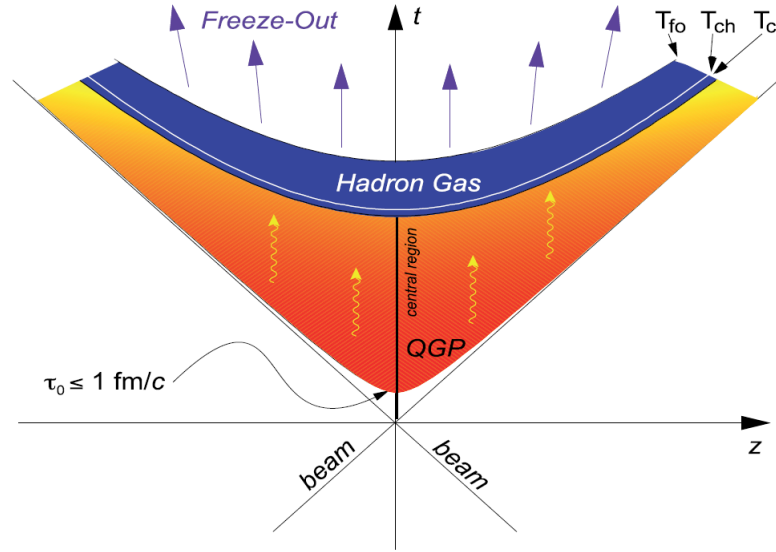
1.3 Časový vývoj jaderné hmoty

Prostoro–časový vývoj jaderné srážky je zobrazen na Obr. 1.2. Při srážce vznikne velmi horká, hustá směs kvarků a gluonů označována jako ohnivá koule, která se snaží dosáhnout tepelné rovnováhy – termalizace – a zformovat QGP.

Systém následně expanduje a chladne [4] až do tzv. vymrznutí. Médium prochází dvěma typy vymrznutí, nejdříve chemickým a následně kinetickým/termálním. Při chemickém vymrznutí dochází vlivem snížení teploty k eliminaci nepružných srážek a k ustálení počtu hadronů – hadronizace, kritická teplota je $T_c \approx 170$ MeV [2]. Po chemickém vymrznutí částice stále interagují elastickým rozptylem. Termální vymrznutí nastává při další expanzi systému, částice se přestávají srážet a dochází k zafixování hybností.

1.4 Často používané veličiny v jádro–jaderných srážkách

Pro ultrarelativistické srážky se zavádí několik důležitých veličin [2]. Systém souřadnic v urychlovačích popisujeme podélnou a příčnou (transverzální) souřadnicí. Podélná je ve směru trubice – osy z – a transversální ve směru x, y – rovina kolmá na trubici. Zároveň se definují i hybnosti v dané ose.



Obrázek 1.2: Prostorově-časový popis srážky relativistických jader. Převzato z Ref. [2].

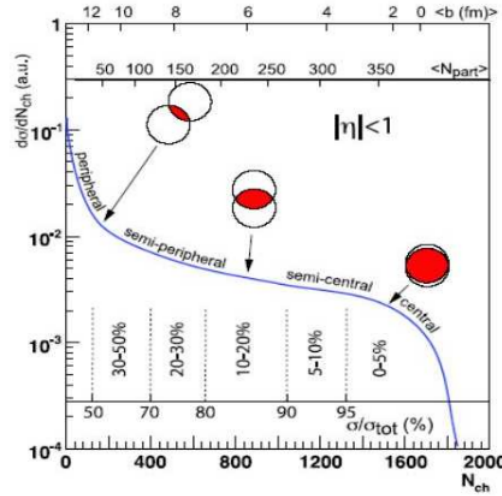
1.4.1 Srážkový parametr, multiplicita, centralita

Zřídka se stává, že se jádra srazí čelně. Pro popis necentrální srážky slouží srážkový parametr „ b “ (impact parameter). Je definován jako vzdálenost středů sražených jader v transverzální rovině ke svazku, nabývá tedy hodnoty 0 až $R_1 + R_2$, kde R_1 a R_2 jsou poloměry jader. $b \approx 0$ se nazývá čelní srážka a $b > R_1 + R_2$ ultra-periferální srážka. Detekované srážky, na které neklademe žádná výběrová kritéria, se nazývají minimum-bias. Ultra-periferální srážky jsou možné díky elektromagnetické interakci mezi jádry. Srážkový parametr nemůžeme měřit přímo, měří se tedy nepřímo z multiplicity, transverzální energie a počtu nukleonových pozorovatelů.

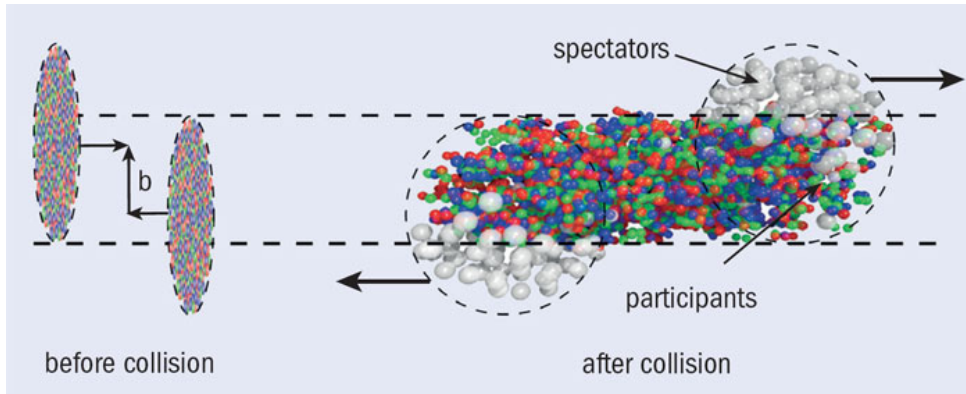
Multiplicita je četnost drah naměřených při srážce. Přibližně platí, že uvolněná energie a multiplicita je úměrná počtu participantů ve srážce. Pozorovatelé jsou nukleony, které se srážky neúčastnily, t.j. nesrazily se neelasticky s nukleonem v druhém jádře. Jádra před srážkou se zobrazují srážkovým parametrem a jádra po srážce se zobrazují pozorovateli a účastníky jsou na Obr. 1.4. Z toho vyplývá, že multiplicita je úměrná energii srážky. Větší multiplicita nebo deponovaná energie v detektoru značí centrálnější srážku. Graf znázorňující centralitu vyjádřenou pomocí multiplicity, srovnání se srážkovým parametrem a počtem participantů je znázorněno na Obr. 1.3.

Centralita popisuje, kolik procent srážek má multiplicitu v daném intervalu. Například centralita 5 % znamená 5 % nejcentrálnějších srážek, tj. ekvivalentní s 5 % srážek s nejnižším srážkovým parametrem, 5 % srážek s největší multiplicitou nebo deponovanou energií v detektoru. Většinou srážky s centralitou 0–5 % bývají označovány za centrální a srážky 50–100 % za periferální.

1.4. ČASTO POUŽÍVANÉ VELIČINY V JÁDRO–JADERNÝCH SRÁŽKÁCH



Obrázek 1.3: Graf znázorňující centralitu vyjádřenou pomocí multiplicity, srovnání se srážkovým parametrem b a počtem participantů $\langle N_{part} \rangle$. Převzato z Ref. [2].



Obrázek 1.4: Vlevo: Těžké ionty před srážkou s vyznačeným srážkovým parametrem b . Vpravo: Jádra po srážce. Nukleony, které se nesrazily, jsou považovány za pozorovatele a nukleony, které se alespoň jednou neelasticky srazily, za účastníky. Převzato z Ref. [5].

1.4.2 Luminozita

Luminozita L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] je důležitá pro vyjádření četnosti srážek R

$$R = \sigma L, \quad (1.1)$$

kde σ je integrální účinný průřez jader. V kruhovém urychlovači pro luminozitu platí

$$L = fn \frac{N_1 N_2}{A}, \quad (1.2)$$

kde f je frekvence oběhů, N_1 a N_2 počet částic v každém shluku (bunch), n počet shluků ve svazku, A účinný průřez svazku. L roste s klesajícím A . Například na urychlovači RHIC se v roce 2014 při Au+Au 200GeV srážkách dosahovalo průměrné luminizity $10 \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

1.4.3 Rapidita a pseudorapidita

Celá sekce obsahuje veličiny v přirozených jednotkách ($\hbar = c = 1$). Hybnost může být rozdělena do podélné p_z a příčné p_T , která je lorentzovsky invariantní ve směru osy z . Rapiditu [2] y definujeme jako

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

Rapidita je aditivní míra rychlosti, $E \pm p_z$ je dopředná a zpětná hybnost světelného kužele. Rapidita se změní o aditivní konstantu vlivem lorentzovské transformace. Volná částice tak může být popsána pomocí (y, p_T) . Pro energii E a podélnou hybnost platí vztahy

$$\begin{aligned} E &= m_T \cosh y, \\ p_z &= m_T \sinh y, \end{aligned} \quad (1.4)$$

kde m_T je transversální hmota a platí pro ni

$$m_T^2 = m^2 + p_T^2. \quad (1.5)$$

Pseudorapidita η je zavedena vztahem

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right), \quad (1.6)$$

kde θ je úhel výletu částic vzhledem k urychlovací trubici. Pokud částice vylétá kolmo na svazek, pak má pseudorapiditu 0, pokud vylétá rovnoběžně se svazkem, pak má pseudorapiditu nekonečno.

Volná částice může být popsána pomocí (η, p_T) jako

$$\begin{aligned} |\vec{p}| &= p_T \cosh \eta, \\ p_z &= p_T \sinh \eta. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Pro kvadrát hybnosti platí $p_T^2 = |\vec{m}|^2 + p_z^2$. Dosazením do definic rapidity a pseudorapidity získáme jejich vzájemný vztah

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2} + p_T \sinh \eta}{\sqrt{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2} - p_T \sinh \eta} \right) \quad (1.8)$$

a

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{m_T^2 \cosh^2 y - m^2} + m_T \sinh y}{\sqrt{m_T^2 \cosh^2 y - m^2} - m_T \sinh y} \right). \quad (1.9)$$

Pro velké hybnosti nebo malé hmotnosti m jsou rapidita a pseudorapidita rovny.

Také to znamená, že čím dále je detektor od urychlovací trubice, tím musí zabírat větší plochu, aby měl stejné pseudorapidní pokrytí jako detektory centrálnější. Například Válcový elektromagnetický kalorimetr (BEMC), který se nachází ve vzdálenosti 220 cm od urychlovací trubice, má pseudorapidní pokrytí $|\eta| \leq 1$ a plochu 60 m² [25]. Časově projekční komora (TPC), s pseudorapidním pokrytím $|\eta| \leq 1,8$, je válec o vnějším průměru 4 m a délce 4,2 m [29]. Křemíkový stripový detektor (SSD) má pseudorapidní pokrytí $|\eta| \leq 1,2$, délku 106 cm a je ve vzdálenosti 22 cm od trubice [36]. Prostřední křemíkový sledovač (IST) se stejným pseudorapidním pokrytí ve vzdálenosti 14 cm má délku jen 50 cm [37] [36].

1.4.4 Energie srážky

Energie srážky dvou jader s je definovaná vztahem

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2}, \quad (1.10)$$

kde E_1 je energie prvního jádra, E_2 energie druhého jádra a p_1 a p_2 jejich hybnosti. Energie srážky vztažená na nukleon-nukleonový pár je

$$\sqrt{s_{NN}} = \frac{\sqrt{s}}{A}, \quad (1.11)$$

kde A je počet nukleonů v každém srážejícím se jádře [2]. Např. na urychlovači RHIC se ionty zlata urychlují až na energii srážky $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a protony až na $\sqrt{s} = 500$ GeV [19].

1.4.5 Jaderný modifikační faktor

Abychom mohli zkoumat vliv jaderné hmoty vzniklé v jádro-jaderné srážce na produkci částic, porovnáme je s proton-protonovými. K tomuto účelu se zavádí jaderný modifikační faktor R_{AA} definovaný

$$R_{AA} = \frac{Y(AA)}{\langle N_{coll} \rangle Y(pp)}, \quad (1.12)$$

jedná se o podíl četnosti produkce částic v jádro-jaderných srážkách $Y(AA)$ a proton-protonových srážkách $Y(pp)$ škálovaných na střední počet binárních srážek v jádro-jaderných srážkách N_{coll} . Pokud je $R_{AA} > 1$, dochází k tzv. obohacení produkce. V opačném případě dochází k potlačení produkce částic. Měření R_{AA} pro několik částic v závislosti na p_T je na Obr. 1.5. Produkce π^0 , η a J/ψ je potlačena v porovnání s proton-protonovými srážkami až 5krát, naopak produkce protonů je zesílena. Přímé fotony nejsou ani potlačeny, ani zesíleny. Absence dat pro nízkou hybnost je způsobena neschopností měřit nízkoenenergetické přímé fotony.

Pro jádro-jaderné srážky se také zavádí jaderný modifikační faktor R_{CP} definovaný

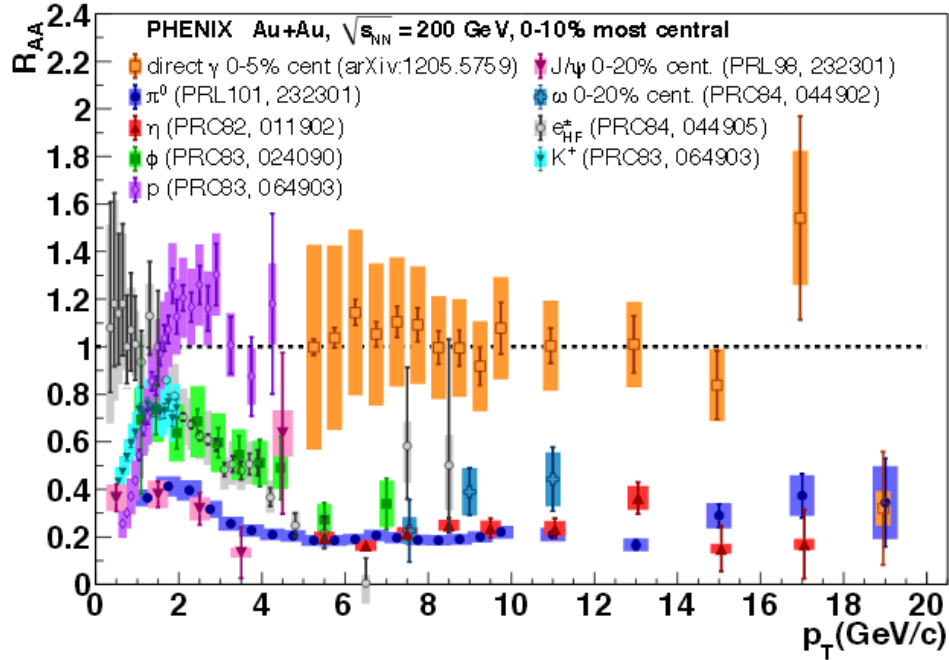
$$R_{CP} = \frac{Y(AA : \text{centrální})}{\langle N_{coll} \rangle Y(AA : \text{periferální})}, \quad (1.13)$$

jedná se o podíl četnosti produkce částic v centrálních $Y(AA : \text{centrální})$ a periferálních $Y(AA : \text{periferální})$ jádro-jaderných srážek škálovaných na střední počet binárních srážek N_{coll} .

1.5 Anizotropický tok

Pro termalizované médium lze použít kolektivní popis systému místo studia jednotlivých konstituentů. Kolektivní pohyb hmoty můžeme studovat skrze azimutální distribuci částic [5]. Její Fourierova řada má tvar

$$E \frac{d^3N}{d^3p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_T dp_T dy} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \right), \quad (1.14)$$



Obrázek 1.5: Měření R_{AA} pro π^0 , η , Φ , p , J/ψ , ω , K^+ a leptony z tvrdých procesů $e_{HF}^\pm$ v závislosti na p_T Au+Au srážek při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na experimentu PHENIX. Převzato z Ref. [7].

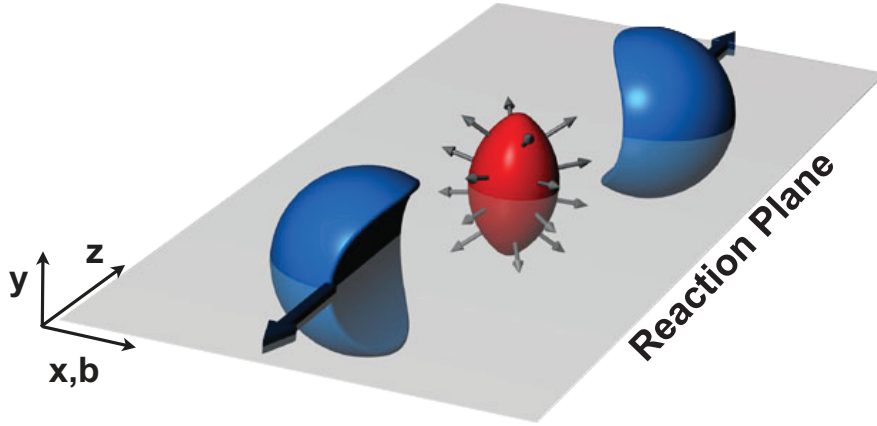
kde E je energie, p hybnost, p_T transversální hybnost částice, ϕ azimutální úhel, y rapidita, Ψ_{RP} úhel reakční roviny a v_n , Fourierovy koeficienty, které jsou definované

$$v_n(p_T, y) = \langle \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \rangle. \quad (1.15)$$

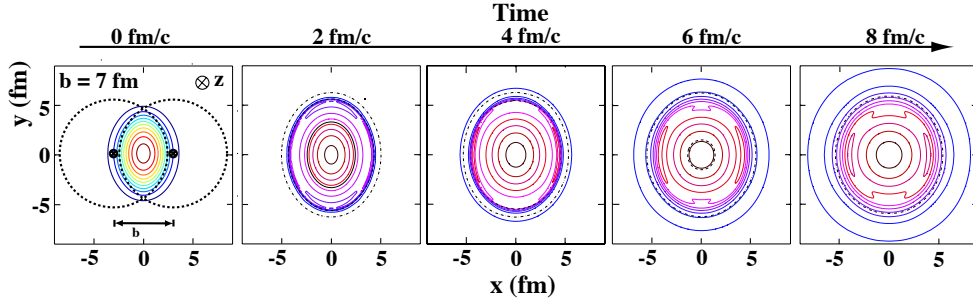
Koeficient v_1 je pojmenován jako přímý tok, v_2 jako eliptický tok a v_3 jako triangulární tok. Eliptický tok je nejvýznamnější pro studium srážek relativistických těžkých iontů a byl objeven jako vůbec první na urychlovači RHIC.

První člen řady (1.14) popisuje izotropní tok (expanzi) a suma popisuje anizotropní tok. Při energiích dosahovaných na urychlovači RHIC je nejdůležitější složkou anizotropního toku výše zmíněný eliptický tok. Pokud se jádra nesrazí čelně, vzniklý útvar v prvním přiblížení není kruhového útvaru, nýbrž jde o elipsoid. Odtud pochází název pro v_2 . Reakční rovina se pokládá ve směru urychlovací trubice tak, aby obsahovala spojnicí středů obou jader. Taková srážka a její reakční rovina je zobrazena na Obr. 1.6. Systém se následně snaží vyvíjet a dosáhnout symetrického útvaru, jak je vidět na Obr. 1.7. Během této expanze systém chladne.

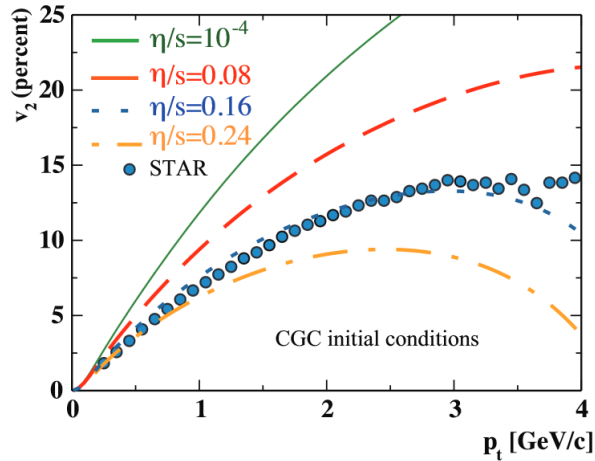
Pozorovaný eliptický tok je dobře popsán hydrodynamickým modelem. Médium je nestlačitelné a s malou, ale nenulovou viskozitou. Z teoretických výpočtů je podíl viskozity a entropie $\eta/s \gtrsim \frac{1}{4\pi}$ (v přirozených jednotkách). [5] Ukázka eliptického toku pro různé viskozity η/s z hydrodynamické předpovědi [6] a naměřená data z detektoru STAR jsou na Obr. 1.8. Viskozita značí, že médium se nechová jako ideální plyn (nulová viskozita), ale jako téměř ideální tekutina [5], tj. mezi konstituenty existuje slabá kolektivní vazba a lze použít kolektivní popis.



Obrázek 1.6: Zobrazení necentrální srážky a vytvoření interakčního objemu eliptického tvaru. Převzato z Ref. [5].



Obrázek 1.7: Časová závislost hustoty transverzální energie necentrální srážky jader. Systém se po srážce snaží nastolit symetrii. Osa z je totožná s letícím svazkem, osa x prochází rovinou srážky. Převzato z Ref. [5].



Obrázek 1.8: Eliptický tok v_2 v závislosti na transverzální hybnosti p_T pro různé podíly viskozity a hustoty entropie η/s z hydrodynamické předpovědi a naměřená data na STAR Au+Au při 200 GeV. Zelená křivka popisuje přiblížení ideálnímu plynu. Převzato z Ref. [5].

Kapitola 2

Princip CCD a MAPS technologií

První třetina této kapitoly je věnována obecnému principu fungování polovodičových detektoru. Ve druhé třetině jsou zmíněny pozičně citlivé křemíkové detektory – mikrostripové, padové, pixelové, driftové a CCD. V poslední části jsou vypsány výhody MAPS technologie oproti CCD technologii. Celá tato kapitola je zpracována z Ref. [8], není-li uvedeno jinak.

Obecně lze detektory používané ve vysokoenergetických srážkách rozdělit do 3 hlavních skupin:

- plynové detektory,
- scintilační detektory,
- polovodičové detektory.

Plynové detektory jsou vhodné pro konstrukci velkoobjemových detektorů. Částice prolétávající detektorem ionizuje plyn – ionizační komory – a vytvoří signál elektron–kation, signál může být navíc zesílen již v plynu – proporcionální komory. Nevýhoda plynových detektorů je, že se plyn musí průběžně čistit a doba sesbírání náboje je díky velikosti detektoru příliš dlouhá. Na detektoru STAR jsou touto technologií postaveny např. detektor doby letu (TOF), mionový teleskop (MTD), časově projekční komora (TPC) a detektor maxima spršky (BSMD).

Scintilační detektory fungují na principu konverze záření na elektromagnetické vlny (nejčastěji světlo), které může být následně transportováno na velké vzdálenosti a až poté zesíleno v zesilovačích. Touto technologií je např. postaven válcový elektromagnetický kalorimetr (BEMC).

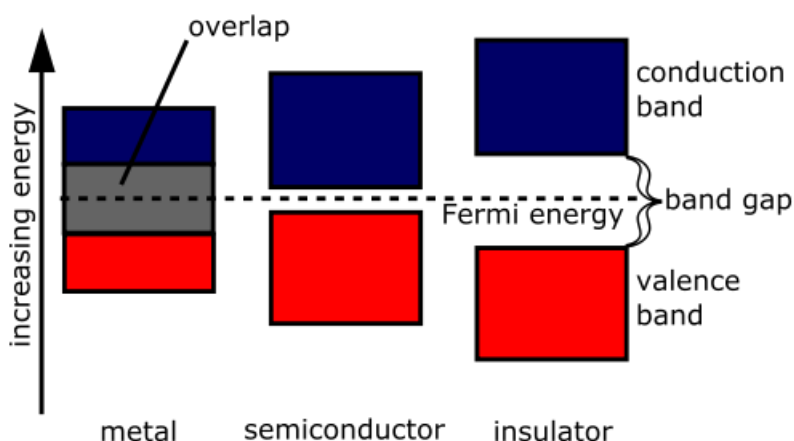
Křemíkové detektory mohou mít malou granularitu (zrnitost) a proto jsou vhodné na přesné vertexové detektory. Nevýhodou je nutnost zavedení elektroniky a podpůrných struktur do detekční zóny, větší hustota materiálu více ovlivňuje detekovanou částici. Cena je v případě stavby velkého detektoru příliš vysoká. Touto technologií jsou postaveny Křemíkový stripový detektor (SSD), Prostřední křemíkový sledovač (IST) a Pixelové detektory (PXL).

2.1 Polovodičové detektory

Výhoda polovodičových detektorů oproti plynovým je, že jsou z pevné látky, tj. hustota materiálu je 1000krát větší a tak lze stavět mnohem menší detektory, jelikož při vyšší hustotě je větší pravděpodobnost, že nám detekovaná částice ionizuje médium (polovodič). Ovšem v částicové fyzice to má tu nevýhodu, že materiál může ovlivňovat dráhu a energii částice. Oproti scintilačním detektorům mají polovodičové až $20\times$ větší energetické rozlišení. Nositelem informace je pár elektron–díra vzniklý průletem nabitě částice skrz polovodič. Pár elektron–díra je analogický páru elektron–kation v případě plynových detektorů. Na urychlovačových experimentech jsou nejvíce rozšířené křemíkové detektory, protože technologie křemíků je velmi dobře zvládnutá díky aplikacím v průmyslu a lze ho vyrábět ve velikých objemech. Pro účely spektroskopických měření gama záření o energiích do stovek MeV jsou více rozšířeny germaniové detektory, jelikož při současné technologii lze oproti křemíku vyrobit germanium s méně nečistotami.

2.1.1 Struktura polovodičových detektorů

Energetické hladiny elektronu v pevných látkách se skládají z vodivostního, zakázaného a valenčního pásu. Valenční pás je tvořen valenčními elektrony atomů krystalu. V případě křemíku a germania jsou elektrony součástí kovalentní vazby a tvoří meziatomové síly uvnitř krystalu. Vodivostní pás reprezentuje elektrony, které se mohou volně pohybovat po krystalu. Pásy jsou odděleny tzv. zakázaným pásem, velikost pásu určuje, zda-li je materiál vodič, polovodič nebo izolant. Ve vodičích se valenční a vodivostní pás překrývá a neobsahují žádný zakázaný pás. Polovodiče obsahují zakázaný pás do 5 eV a izolátory více než 5 eV. Porovnání pásů pro vodiče, polovodiče a izolátory je zobrazeno na Obr. 2.1.



Obrázek 2.1: Pásová struktura pro vodič, polovodič a izolátor. Zakázaný pás (Band-gap) je pro izolátor > 5 eV, pro polovodič < 5 eV. Vodič nemá žádný zakázaný pás a valenční a vodivostní pás se u něj překrývají. Převzato z Ref. [9].

2.1.2 Drift

Když valenční elektron dostane dostatečné množství energie, dojde k jeho excitaci a přeskočení do vodivostního pásu. Po elektronu zbude ve valenčním pásu díra. Pár elektron–díra je ekvivalentní páru elektron–kation v plynových detektorech. Při vnějším elektrickém poli můžeme uvést pár do pohybu, díra se pohybuje opačným směrem než elektron. Pohyb díry je reprezentován přeskokováním elektronů, zaplněním stávající díry a vytvořením nové v původním místě elektronu. Elektrony se pohybují opačným směrem, než je směr elektrického pole a díry se pohybují po směru elektrického pole. Rychlosti pohybu elektronů a děr [8] jsou vyjádřeny vztahy

$$v_e = \mu_e E \quad (2.1)$$

$$v_h = \mu_h E, \quad (2.2)$$

kde μ je mobilita pro elektron a díru, která je pro různé materiály tabelována a E je velikost intenzity elektrického pole. S rostoucím elektrickým polem roste rychlost pohybu až do tzv. saturační rychlosti, po které již neroste. Saturační rychlost je řádu 10^7 cm s^{-1} a při typické velikosti detektoru menší než 0,1 cm dochází k sesbírání elektronů pod 10 ns, což činí křemíkové detektory nejrychlejšími detektory. Driftová rychlost pro elektrony a díry v závislosti na elektrickém poli při různých teplotách je na Obr. 2.2.

2.1.3 Polovodič typu N

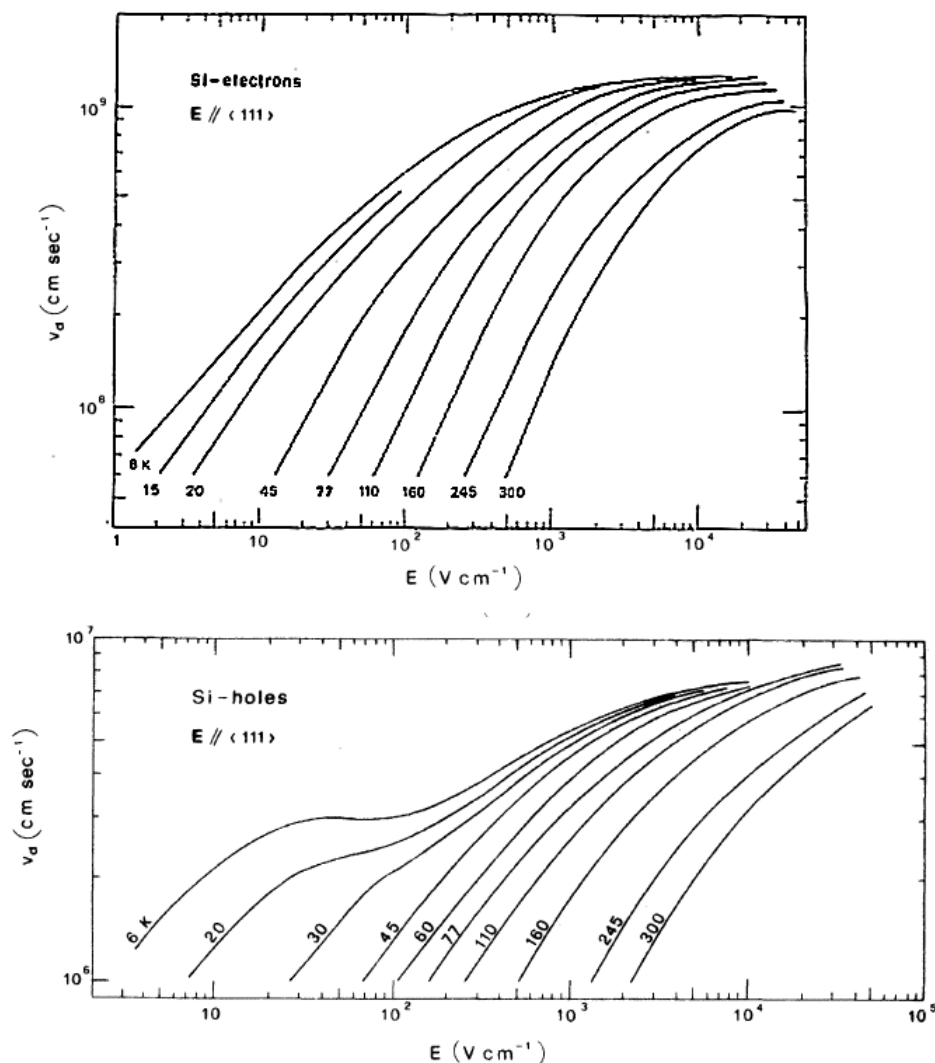
V případě, že do křemíku přidáme příměs s pěti valenčními elektrony – donor (fosfor, arsen, antimon), vznikne polovodič typu N. Příměs se zapojí do krystalové struktury čtyřvazného křemíku a jeden elektron zůstane nesvázan. Tyto elektrony lze lehce uvolnit a slouží jako majoritní nosiče náboje, díry jsou minoritní nosiče náboje. Z příměsi se stane kation – nepohyblivá díra. Tím je v polovodiči více elektronů než děr. Elektrická vodivost N-dopovaného křemíku je mnohonásobně větší, než křemíku bez příměsi. Takový polovodič se také nazývá polovodič s elektronovou vodivostí. Zobrazení donoru v křemíkové krystalové struktuře a příslušná pásová struktura je na Obr. 2.3.

2.1.4 Polovodič typu P

V případě, že do křemíku přidáme příměs se třemi valenčními elektrony – akceptor (bor, hliník, galium, indium), vznikne polovodič typu P. Příměs se zapojí do krystalové struktury čtyřvazného křemíku a jedna vazba zůstane nesvázána. Akceptor ochotně přijme další elektron a stane se z něj nepohyblivý anion. Takto vznikne díra, ale žádný elektron. P-polovodič se také nazývá polovodič s děrovou vodivostí. Díry jsou majoritní nosiče náboje a elektrony minoritní. Zobrazení akceptoru v křemíkové krystalové struktuře a příslušná pásová struktura je na Obr. 2.4.

2.1.5 Záchyt a rekombinace

Dle teoretických výpočtu může volný elektron v čistém křemíku žít až 1 sekundu. Reálně je však doba života volného elektronu o několik řádů nižší, to je způsobeno nečistotami v polovodiči.

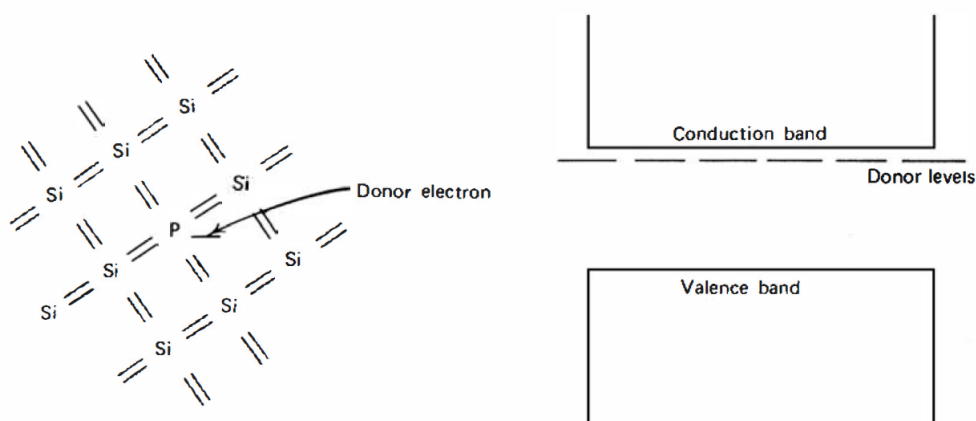


Obrázek 2.2: Driftová rychlost jako funkce elektrického pole pro různé teploty. Obrázek nahoře zobrazuje elektrony a obrázek dole díry. Převzato z Ref. [10].

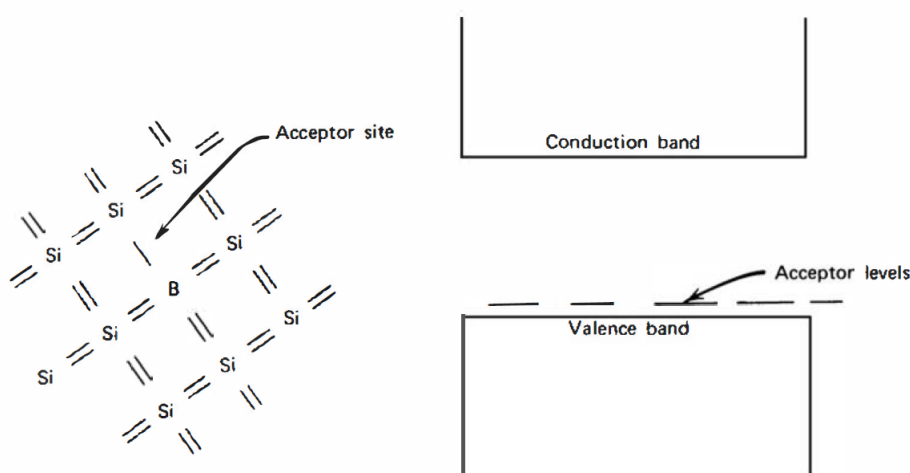
Může dojít k záchytu – elektron/díra migrující polovodičem, buď difuzí nebo driftem, spadne do díry/zachytí elektron. K tomuto jevu dochází, pokud je nečistota opačného typu než příměs.

Dále může dojít k rekombinaci na rekombinačních centrech, která mohou zachytávat jak elektrony, tak díry a navzájem je anihilovat. Rekombinační centra vytvářejí dodatečnou energetickou hladinu v zakázaném pásmu.

Oba tyto jevy přispívají ke ztrátě nositele náboje a vedou ke snížení jejich střední doby života.



Obrázek 2.3: Zobrazení donoru v křemíkové krystalové struktuře a příslušná energetická hladina v zakázaném pásu. Převzato z Ref. [8].



Obrázek 2.4: Zobrazení akceptoru v křemíkové krystalové struktuře a příslušná energetická hladina v zakázaném pásu. Převzato z Ref. [8].

2.1.6 PN přechod

Jelikož polovodič typu N má přebytek elektronů a P přebytek děr, dojde do určité vzdálenosti od přechodu k jejich rekombinaci a vznikne tak vyprázdněná oblast. Přechod mezi polovodičem typu N a P propouští elektrický proud pouze jedním směrem. Polovodič je zapojen v propustném směru, pokud je na P připojen kladný a na N záporný pól. V opačném případě je polovodič zapojen v závěrném směru. Dioda zapojena v závěrném směru je nejzákladnější polovodičový detektor, prolétávající částice vytvoří páry elektron–díra ve vyprázdněné oblasti, které jsou následně odvedeny elektrickým polem.

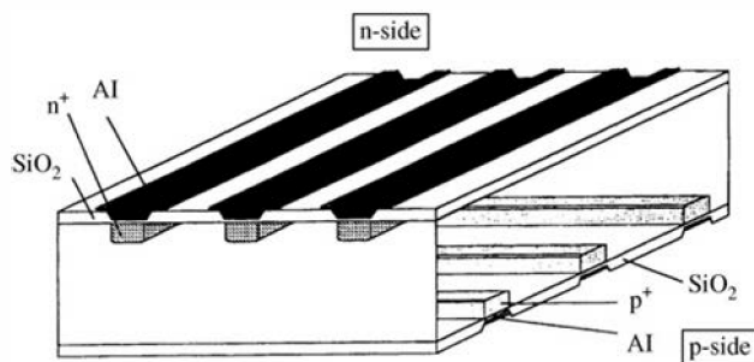
2.2 Pozičně citlivé detektory

Detektory, které kromě energie prolétávající částice určí i polohu průletu, jsou rozšířeny v mnoha oborech a dělí se na

- mikrostripové detektory,
- padové a pixelové detektory,
- driftové detektory,
- charge-coupled device (CCD).

2.2.1 Mikrostripové detektory

Jedna elektroda je rozdělena na několik nezávislých segmentů nebo stripů. Pár elektron–díra vytvořený v citlivém objemu bude cestovat podél elektrického pole k příslušné elektrodě, silný signál zaznamená pouze ta elektroda, která sebrala většinu náboje. Na jednom detektoru je umístěno několik stripových elektrod s šířkou stripu až $10\ \mu\text{m}$. U oboustranných křemíkových nosičů jsou elektrody na jedné straně kolmé k elektrodám na straně druhé, viz Obr. 2.5. Jelikož jsou nosiče náboje (elektrony a díry) přitahovány k obou elektrodám, lze získat x - a y -rozlišení. Stripové detektory mají hojné využití v částicových experimentech, v detektoru STAR je touto technologií vytvořen SSD, více v kapitole 5.1.

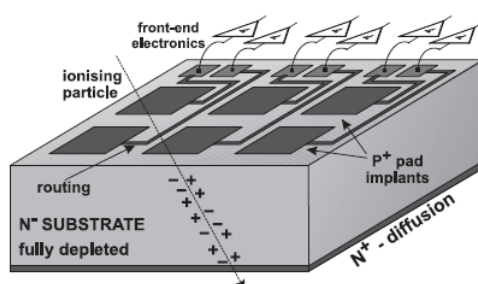


Obrázek 2.5: Oboustranný křemíkový stripový detektor. Elektrody na jedné straně jsou umístěny kolmo k elektrodám na druhé straně, lze tak získat prostorové souřadnice prolétající částice. Převzato z Ref. [11].

2.2.2 Padové a pixelové detektory

Další možností, jak získat dvourozměrné rozlišení, je vyrobit vrchní elektrodu ve formě mřížky, kde jednotlivé elektrody jsou od sebe izolovány. Pokud je velikost jednotlivých elektrod větší než $1\ \text{mm}$, detektor se nazývá padový, v opačném případě se nazývá detektorem pixelovým. Každá elektroda musí mít vlastní vyčítací kanál.

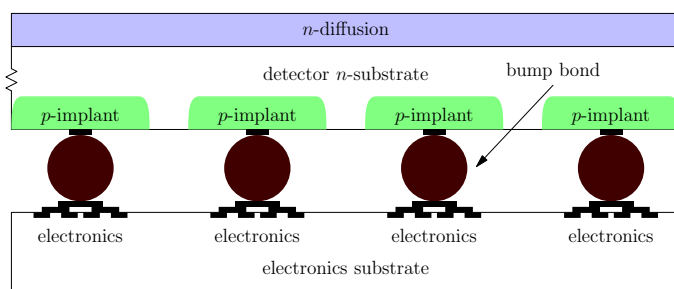
Výhoda tohoto typu je, že malá velikost elektrod vede k malé kapacitanci a svodovému proudu. Vytvoření samostatných kontaktů ke každému pixelu je problém. V případě velkých pixelů lze použít drátky, které propojí pixel s krajem desky (wafer), jak je vidno na Obr. 2.6. V ostatních případech je potřeba použít více vrstev detektoru, tzv. hybridní detektory, nebo jedna vrstva, tzv. monolitické detektory, které využívají trochu jiný princip. Detektory mají často omezenou velikost na pár čtverečních centimetrů. Rozměrnější detektory jsou vytvořeny poskládáním jednotlivých modulů do pole.



Obrázek 2.6: Schématické zobrazení Padového křemíkového detektoru. Padový detektor má na rozdíl od pixelového vodičem s okrajem desky. Převzato z Ref. [12].

Hybridní pixelové detektory

Vyčítací čip je vytvořen se stejným drážkováním jako pixelový detektor a navzájem jsou spojeny pomocí iridiové kuličky. Takže každý pixel je kuličkou spojen s vlastní vyčítací jednotkou. Řez hybridním detektorem je znázorněn na Obr. 2.7. V detektoru STAR je hybridní padový detektor IST, více v sekci 5.2.

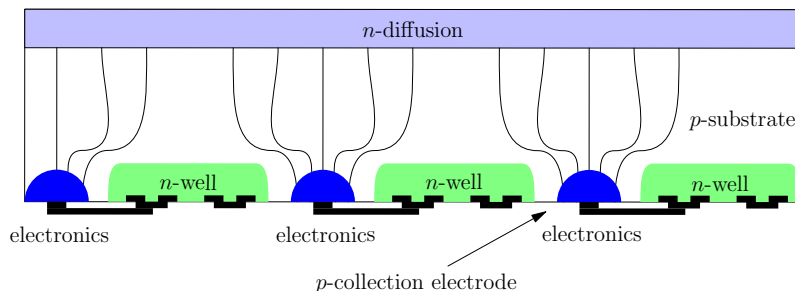


Obrázek 2.7: Boční řez hybridním pixelovým detektorem. Detektorový čip je s vyčítacím čipem spojen iridiovými kuličkami (bump bond). Převzato z Ref. [14].

Monolitické detektory (MAPS)

Vyčítací čip a pixelový detektor jsou monolitické, tzn. vytvořené na jednolitém kusu křemíku. Na rozdíl od hybridních detektorů nepotřebují žádný spojovací materiál dvou heterogenních desek. Problém této metody je v rozdílných křemících potřebných pro vyčítací čip a detektor. Detektor musí být z křemíku s vysokým

odporem umožňujícím vytvoření vyprázdněné oblasti. Musí být chlazen na nízkou teplotu pro zachování doby života nábojových nosičů a potřebuje vysoké napájecí napětí. Naopak vyčítací čip je z křemíku s nízkým odporem, dochází v něm k vysokým teplotním procesům a potřebuje nízké napětí. V detektoru STAR je MAPS technologií vytvořen Pixelový detektor, více v sekci 5.3.



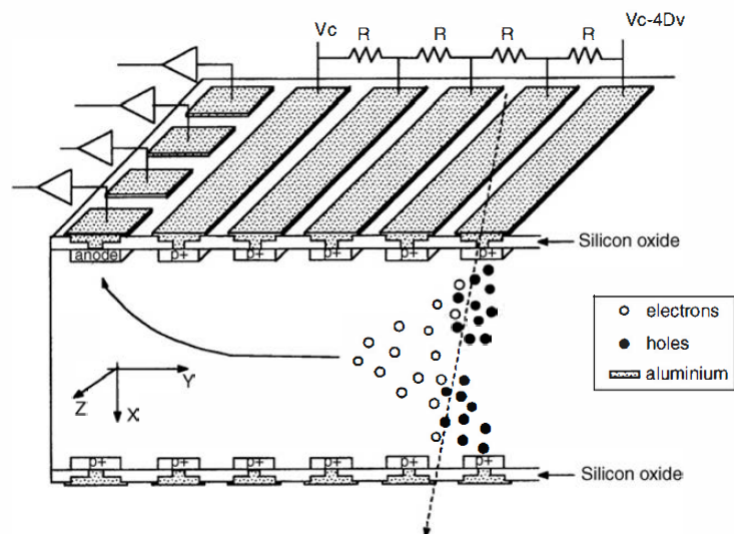
Obrázek 2.8: Boční řez monolitickým pixelovým detektorem. Detektorový a vyčítací čip se nachází na jednom substrátu. Převzato z Ref. [14].

2.2.3 Driftové detektory

Čas driftu náboje může být použit k určení pozice jejich vzniku. Elektrony vytvořeny ionizačním zářením jsou pod vlivem elektrického potenciálu přivedeny k driftu. Sbírací anoda je na kraji detektoru, čas potřebný ke sběru elektronů je lineární se vzdáleností anody k místu vzniku. Testy ukázaly, že může být dosažena přesnost až $4\text{ }\mu\text{m}$ při driftové vzdálenosti několika milimetrů. Detektory s aktivní oblastí $2,5 \times 2,5\text{ cm}^2$ mohou dosáhnout prostorového rozlišení $0,5\text{ mm}$. Ukázalo se, že driftové detektory mají nejlepší rozlišení, pokud jsou chlazeny pod pokojovou teplotu. Základní struktura driftového detektoru je na Obr. 2.9. Pásové elektrody vytvoří oblast nejnižšího potenciálu uprostřed detektoru, kam jsou následně sesbírány volné elektrony uvolněné ionizací. Jelikož jsou elektrody odstupňované pomocí rezistorů, vznikne potenciál, který postupně přesune elektrony na kraj detektoru, kde jsou sesbírány pomocí vyčítacích elektrod.

2.2.4 Charge-coupled device (CCD)

Nejčastěji se charge-coupled device (CCD) používá jako optický prvek v kamerách pro zaznamenání obrazu a pro detekci záření. Nejběžnější rozměr CCD je čtverec o hraně $1\text{--}2\text{ cm}$ a tloušťce křemíku několika mikrometrů. CCD je rozdělen na pixely, jejichž velikost může být až $25\text{ }\mu\text{m}$. Při zavedení napětí dojde na každém pixelu k vytvoření potenciálové jámy a každý elektron vzniklý ionizačním zářením je zachycen v dané potenciálové jámě. Jeho sesbírání na anodě brání vrstva izolantu, oxidu křemíku. CCD je integrační detektor, hromadí náboj po určitou časovou periodu a následně jej najednou vysbírá, jak je znázorněno na Obr. 2.10. Po uplynutí detekčního okna jsou do detektoru posílány pulzy, které začnou pohybovat potenciálovými jámami a odvedou je postupně k vyčítací elektrodě. To je nejčastěji provedeno třemi napájecími kabely, které mají napětí v určité fázi. Jedná se o sériové vyčítání, všechny pixely v řadě jsou vyčteny jednou elektrodou. Optimální pracovní

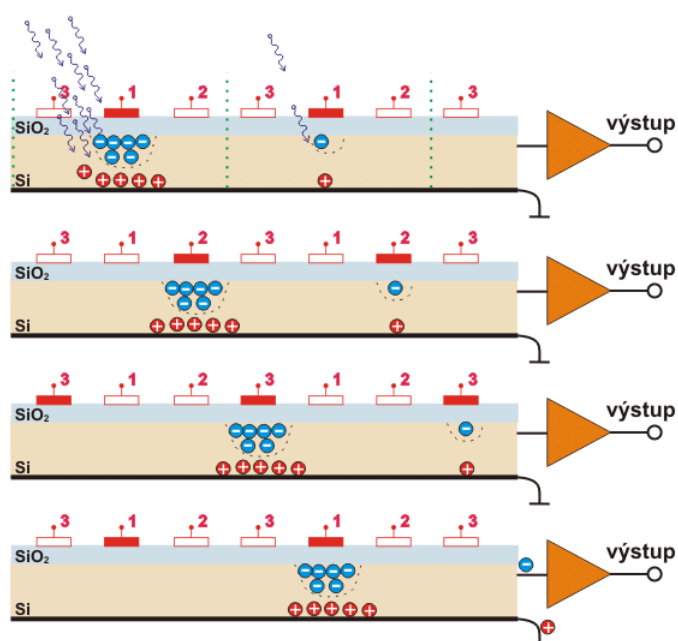


Obrázek 2.9: Základní struktura driftového detektoru. Elektrony vytvořené ionizujícím zářením jsou přesunuty do oblasti nejnižšího potenciálu – ve středu desky (wafer) a následně jsou posunuty až k vyčítací anodě na okraji desky. Převzato z Ref. [13].

teplota detektoru je 50–100 stupňů pod pokojovou teplotu. CCD nemají žádnou mrtvou dobu, tudíž pokud částice zasáhne detektor během vyčítání bude zaznamenána ve špatné poloze. To lze omezit snížením integrační doby pomocí zvýšení frekvence. Driftové a CCD detektory mají mnoho společných vlastností, oba transportují náboj na dlouhé vzdálenosti podél detektoru. CCD detektory vyčítají elektrony v synchronizovaných intervalech, kdežto driftové detektory kontinuálně. Nevýhoda CCD jsou dlouhé vyčítací časy.

2.3 Motivace pro MAPS

CCD jsou běžně rozšířeny v kamerách a naopak hybridní detektory byly konstruovány přímo pro LHC experimenty [12]. Hybridní pixelové a padové detektory mají vyčítací elektrony mimo křemíkový substrát. CCD má část vyčítací elektroniky na substrátu, nejčastěji převodník náboje na napětí a zbytek se nachází na jiném čipu. Cílem je plně implementovat vyčítací elektroniku na substrát detektoru. MAPS detektory mají signál zpracovávající elektroniku hned vedle vyčítací elektrody nebo oddělenou izolační vrstvou oxidu křemičitého. Takové detektory mají nízkou kapacitanci, nízký šum a jsou až 20× tenčí oproti mikrostripovým detektorům, což vede ke snížení mnohonásobného Coulombovského rozptylu a zvýšení přesnosti. Jsou schopny rozlišit události s větší hustotou částic. Takové detektory mohou být umístěny blíže interakčnímu bodu a tím zvýšena přesnost pro rekonstrukci události. MAPS detektory mají mnohem větší toleranci na radiační poškození než CCD.



Obrázek 2.10: Schéma CCD. Ionizující částice vytvoří elektrony, které jsou přitahovány k elektrodě, izolační vrstva z oxidu křemičitého brání sesbírání elektronů. Správně načasovanými pulsy do elektrod jsou elektrony posunovány v rámci detektoru až na okraj k zesilovači, kde jsou sesbírány. Převzato z Ref. [15].

Kapitola 3

RHIC a detektor STAR

3.1 RHIC

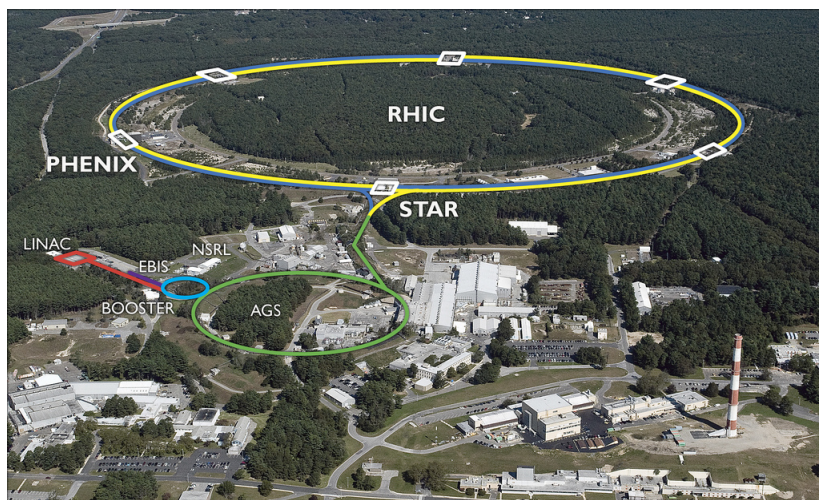
Relativistický urychlovač těžkých iontů (The Relativistic Heavy Ion Collider – RHIC) se nachází v Brookhavenské národní laboratoři (Brookhaven National Laboratory – BNL) v Uptonu ve státě New York. Zahájil svoji činnost v roce 2000 a po LHC je druhým největším urychlovačem částic na světě. Navíc se jedná o jediný urychlovač na světě, který umožňuje srážet polarizované protony. Mluvcím experimentu STAR je v současné době Zhangbu Xu [16].

RHIC je tzv. storage ring collider – dva nezávislé prstence urychlují částice v opačných směrech a mohou urychlovat libovolně kladně nabitě ionty. Urychlovač je hexagonálního tvaru, 3834 m dlouhý, obsahuje 1740 supravodivých Ni-Ti magnetů o magnetickém poli 3,45 T pro zakřivení dráhy a nachází se na něm celkem 6 interakčních bodů, kde dochází ke zkřížení prstenců. Jednotlivé body jsou očíslovány jako číselník hodin. Na 6 hodinách se nachází injektor a experiment STAR, na 8 hodinách experiment PHENIX. Experiment PHOBOS na 10 hodinách ukončil svoji činnost v roce 2005 a experiment BRAHMS na 2 hodinách ukončil svoji činnost v roce 2006. Detailní pohled na RHIC je na Obr. 3.2 [16].

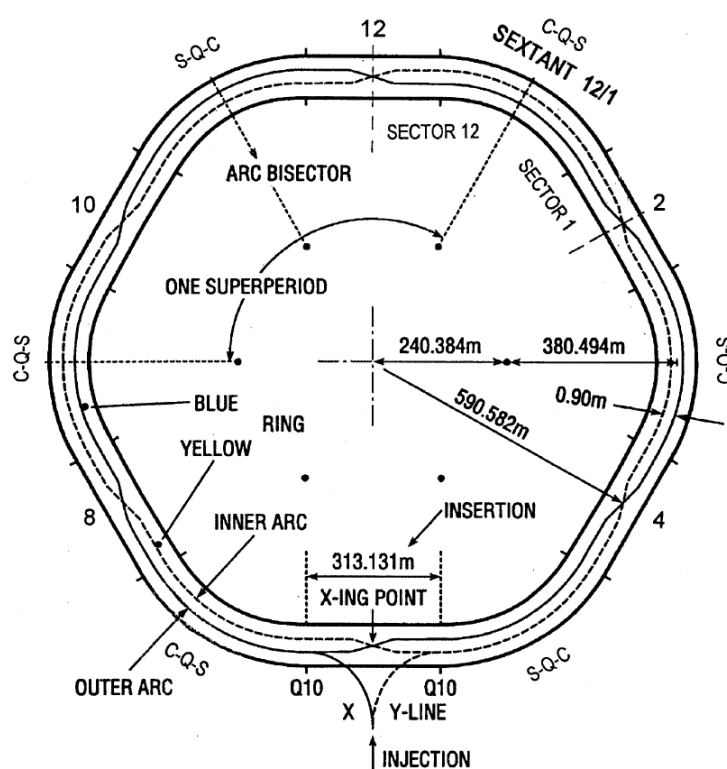
Částice musí být před injektáží do RHICu předurychleny, předurychlení probíhá v několika krocích:

1. Pro ionty slouží tzv. Electron Beam Ion Source (EBIS) (2 MeV/nukleon – zlato) a pro protony 200 MeV lineární urychlovač (Linac),
2. Booster synchrotron – 100 MeV/nukleon,
3. Alternating Gradient Synchrotron (AGS) – 8,86 GeV/nukleon.

RHIC může urychlovat a srážet několik systémů částic. Mezi současnými a historickými systémy můžeme uvést: p+p, d+Au, He3+Au, Cu+Cu, Cu+Au, Au+Au, U+U [19]. Zlato může srážet při těžišťových energiích od 7,7 – 200 GeV na nukleonový pár při luminositě $10 \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Zvláštní vlastností RHICu je, že může srážet polarizované protony. V 13. běhu dosáhl polarizace až v 52 % p+p srážek při 500 GeV a při luminositě $160 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Schopnost srážet polarizované systémy je zásadní pro současný a budoucí výzkum spinu protonu. Tato schopnost bude také využita při upgrade na eRHIC. Základní údaje o urychlovači RHIC jsou v Tab. 3.1. Fotografie komplexu s vyznačenými jednotlivými urychlovači je na Obr. 3.1.



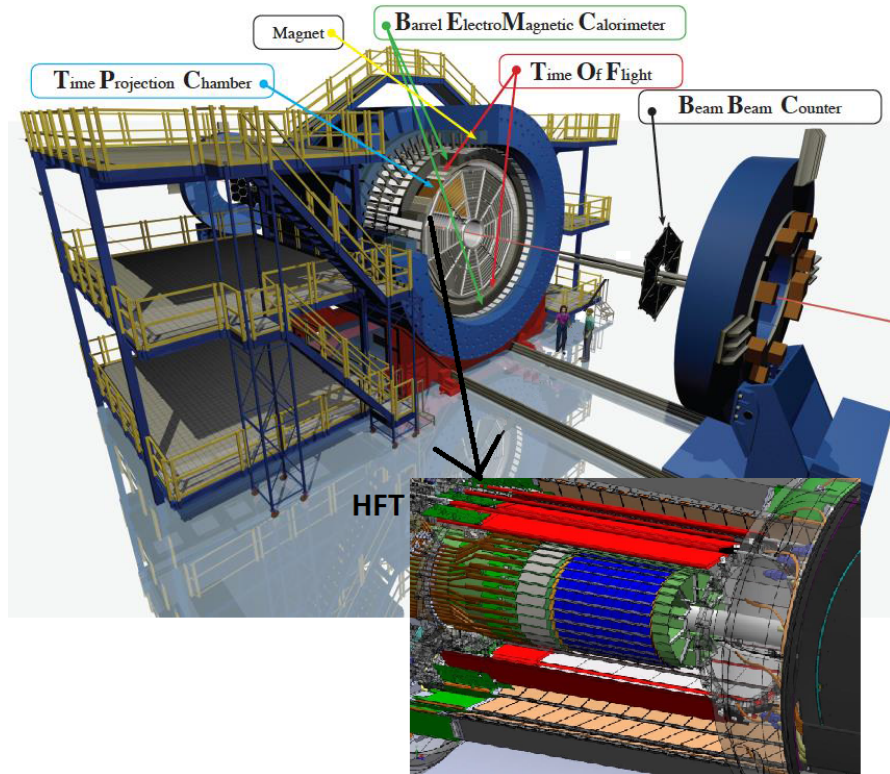
Obrázek 3.1: Fotografie komplexu s vyznačenými urychlovači. Jedna z urychlovacích trubíc RHICu je označena žlutě a druhá modře. Převzato z Ref. [20].



Obrázek 3.2: Detailní pohled na RHIC. Za pozornost stojí šestiúhelníková stavba urychlovače a překřížování trubíc. Průřezy trubíc jsou interakční body pro jednotlivé experimenty. Převzato z Ref. [18].

Obvod	3833,845 m
Počet interakčních bodů	6
Počet dipolových magnetů	396
počet kvadrupolových magnetů	492
Mg. pole dip. mag. @ 100GeV/n Au	3,458 T
Proud na dip. mag.	5,093 kA
Operační teplota (chladiivo helium)	< 4,6 K
výkon chlazení při 4 K	24,8 kW
Čas potřebný k vychlazení systému z 50 K	0,5 týdne
Operační doba života Au @ $\gamma > 30$	10 h
Počet bunchu/prstenec	111
Počet iontů/bunch	$1,6 \cdot 10^9$
Energie svazku	560 kJ
Kinetická energie (každý svazek): p	23,4 – 250 GeV
Kinetická energie (každý svazek): Au	8,86 – 100 GeV/N
Průměrná luminozita, Au-Au @ 100 GeV/N	$50 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tabulka 3.1: Základní údaje o RHICu. Převzato z Ref. [17], Ref. [18] a Ref. [19].



Obrázek 3.3: Model detektoru STAR. V obrázku jsou vyznačeny jednotlivé subdetektory. Převzato z Ref. [21].

3.2 Detektor STAR

Detektor STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) se skládá z několika subdetektorů [22]. Jmenovitě detektory centrálního válce směrem ke středu jsou:

- Mionový teleskop (Muon Telescope Detector – MTD),
- Válcový elektromagnetický kalorimetr (Barrel ElecroMagnetic Calorimeter – BEMC),
- Časově projekční komora (Time Projection Chamber – TPC),
- Detektor doby letu (Time of Flight – TOF),
- Křemíkový stripový detektor (Silicon Strip Detector – SSD),
- Prostřední křemíkový sledovač (Intermediate Silicon Tracker – IST),
- Pixelové detektory (PiXeL detector – PXL).

Přičemž poslední tři jmenované detektory jsou součástí celku nazvaného Sledovač těžkých vůní (Heavy Flavor Tracker – HFT). Detektor STAR je vyobrazen na Obr. 3.3. V následujícím textu jsou rozebrány jednotlivé subdetektory, kromě HFT, kterému je věnována samostatná Kap. 5.

3.3 Mionový teleskop

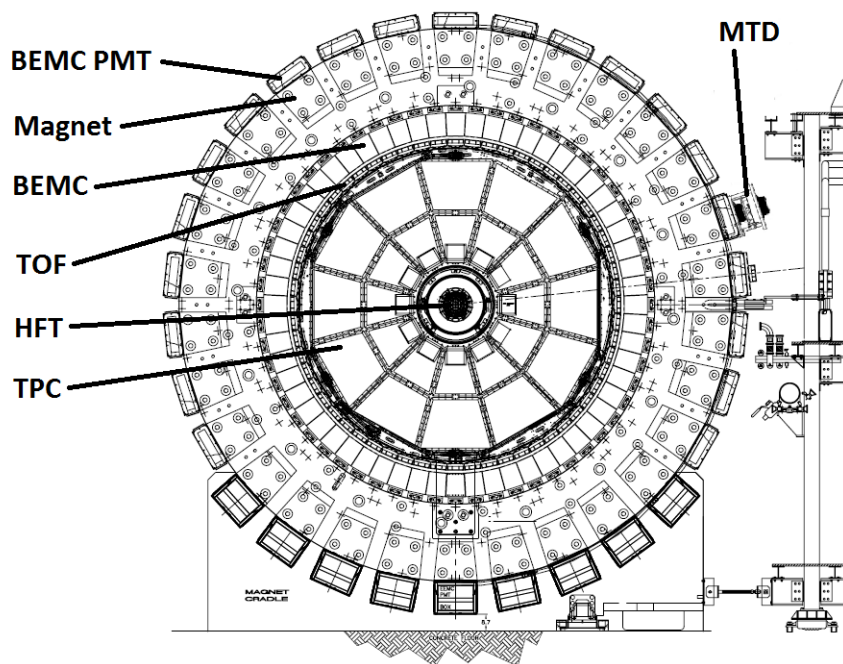
Mionový teleskop (MTD) se nachází na vnější straně magnetu, na fotokatodových zesilovačích elektromagnetického kalorimetru, ve vzdálenosti 400 cm od interakčního bodu.

Miony málo interagují s materiálem, proto lze měřit i miony vzniklé při srážce, neboť ostatní částice se zastaví blíže interakčnímu bodu. Lze tak měřit Υ a J/ψ mezony přes di-mionové rozpadové řady. Lze rozeznat miony z tvrdých procesů a sekundárních rozpadů, proto MTD poskytuje informace o teplotě srážky. Miony z kosmického záření mají vysokou energii a proto se při vypnutém magnetickém poli pohybují po téměř dokonalé přímce. Tuto vlastnost lze využít pro kalibraci všech detektorů.

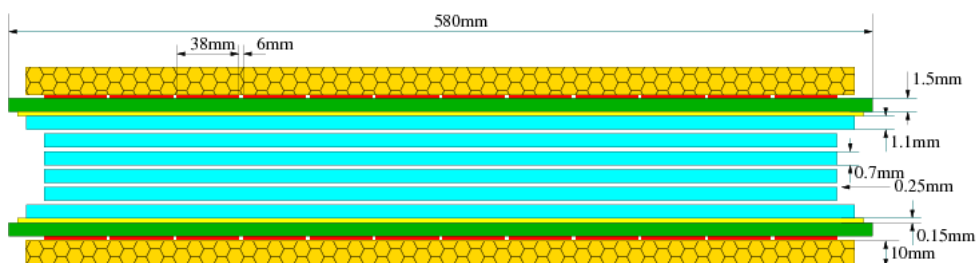
3.3.1 Konstrukce

Mionový teleskop je sestaven z boxů (trays), které obsahují několik komor s odporovými deskami s více mezerami (Multigap Resistive Plate Chambers – MRPC). Jedná se o několik skleněných desek, mezi nimiž jsou mezery vyplněné plynem. Elektrody jsou připojeny na vnější strany vnějších desek a je na ně přivedeno vysoké napětí pro generování elektrického pole. Plyn mezi deskami slouží k plynovému zesílení signálu. Detektor doby letu popsán v Kap. 3.5 je sestaven stejnou technologií. MTD MRCP je oproti MRCP detektoru doby letu mnohem větší a jeho vyčítací stripy jsou vyčítány z obou stran. MTD má 45% azimutální pokrytí a pseudorapiditu $|\eta| < 0,5$. Schéma celého detektoru je na Obr. 3.4, na vrchních 18 žebrech magnetu jsou boxy po pěti a na spodních 9 po třech. Celkem se MTD skládá ze 117

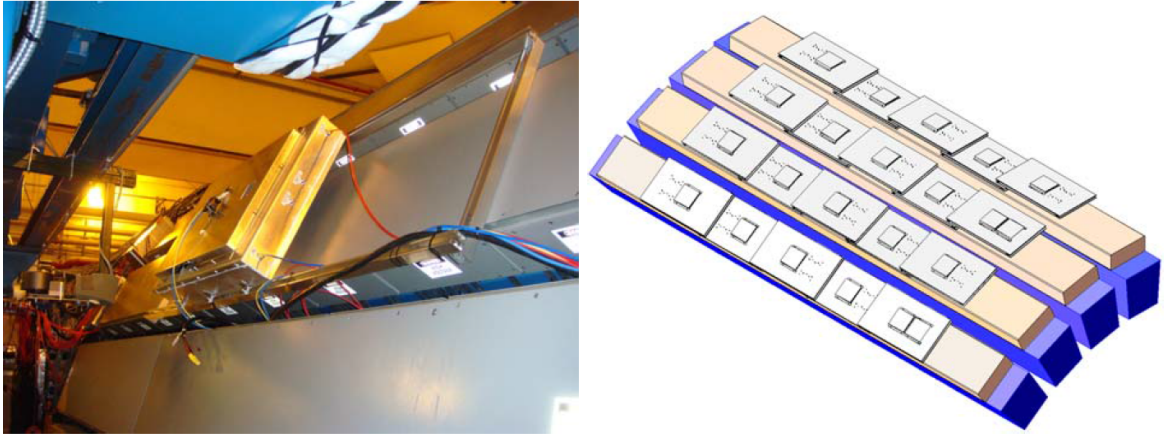
boxů obsahujících MRCP. Každý má rozměry $87 \times 52 \text{ cm}^2$, obsahuje pět $250 \mu\text{m}$ širokých mezer naplněných směsí 95 % Freon + 5 % isobutan. Na každé straně je 12 vyčítacích stripů, každý je 3,8 cm široký a mezi nimi je 0,6 cm mezera. MRCP je zobrazeno na Obr. 3.5. Konstrukce MTD započala v roce 2011 a byla dokončena v roce 2014. Během let 2007 a 2011 fungoval jeho prototyp. Testy ukázaly, že časové rozlišení detektoru je $\leq 100 \text{ ps}$ a prostorové rozlišení přibližně 1 cm. Fotografie prototypu boxu a jejich uspořádání na žebrech magnetu je na Obr. 3.6. Základní údaje o Mionovém teleskopu jsou v Tab. 3.2.



Obrázek 3.4: Řez detektorem STAR s vyznačenými subdetektory. Mionový teleskop (MTD) je připevněn na fotokatodové zesilovače elektromagnetického kalorimetru (BEMC PMT). Spodních 9 zvýrazněných zesilovačů je součástí nosné konstrukce celého detektoru. Převzato z Ref. [24].



Obrázek 3.5: Pohled na STAR MTD MRPC modul, modře jsou vyobrazeny skleněné desky, červeně vyčítací stripy a zeleně základní deska elektroniky. Převzato z Ref. [24].



Obrázek 3.6: Fotografie připevněného prototypu boxu MTD na magnetu z roku 2011 (vlevo). Uspořádání boxů na vrchních čtyřech žebrech magnetu (vpravo). Převzato z Ref. [24].

Azimutální pokrytí	45 %
Pseudorapidní pokrytí	$ \eta \leq 0,5$
Počet boxů	117
Časové rozlišení	≤ 100 ps
Prostorové rozlišení	~ 1 cm
Počet kanálů na box	24
Počet kanálů celkem	2808

Tabulka 3.2: Základní údaje o STAR MTD. Převzato z Ref. [23] a Ref. [24].

3.4 Válcový elektromagnetický kalorimetr

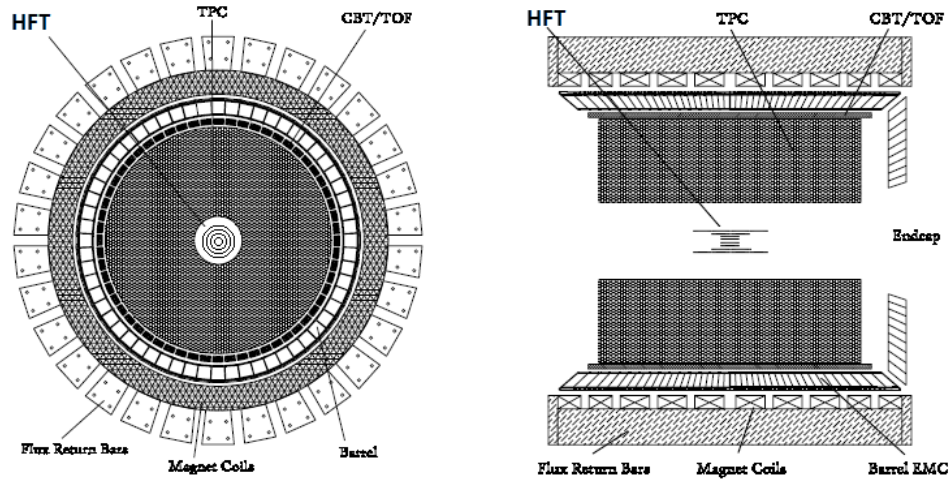
Mezi TOF a magnetem se nachází Válcový elektromagnetický kalorimetr (Barrel ElectroMagnetic Calorimeter – BEMC) [25].

3.4.1 Konstrukce

BEMC pokrývá celý azimutální úhel, pseudorapiditu $|\eta| \leq 1$ a má celkovou plochu 60 m^2 [25]. Kalorimetr má radiační délku přibližně $20 X_0$ při $\eta = 0$. Vnitřní poloměr kalorimetru je přibližně 220 cm.

Kalorimetr se skládá ze 120 modulů, z nichž každý modul pokrývá $\eta \times \Phi = 1 \times 6^\circ$, je třeba 60 modulů pro pokrytí celého azimutálního úhlu a poloviny pseudorapidity. Přední a boční pohled na kalorimetr je na Obr. 3.7. Každý modul je 26 cm široký a 293 cm dlouhý a je rozdělen do 40 věží po $\eta \times \Phi = 0,05 \times 3^\circ$, tzn. 2 věže v úhlu Φ a 20 v pseudorapiditě η . Celkem kalorimetr obsahuje 4800 věží. Modul se skládá z 21 vrstev plastového scintilátoru (Kuraray (SCSN-81) [25]), 19 z nich je 5 mm tlustých. Dvě nejcentrálnější vrstvy jsou 6 mm tlusté, jsou zvlášť vyčítány a slouží jako předsprškový detektor. Scintilátory jsou prostřídány 20 absorbátory, 5mm olověnými deskami.

Signál je pomocí optických kabelů veden z jednotlivých scintilátorů po vnější straně modulu do vícekanálového konektoru a následně je vyveden mimo magnet do fotokatodových zesilovačů (Photomultiplier tube – PMT)). 21 scintilátorů jedné věže sdílí jeden zesilovač, který má v průměru 30 mm a obsahuje 11 dynod. Pro zachování linearity je napětí přerozděleno v poměru 2:1:1:1:1:1:1:2:3:4:3 (K:d1:...d11:A) s maximem napětí 1520 V [25]. Základní údaje o BEMC jsou v Tab. 3.3.

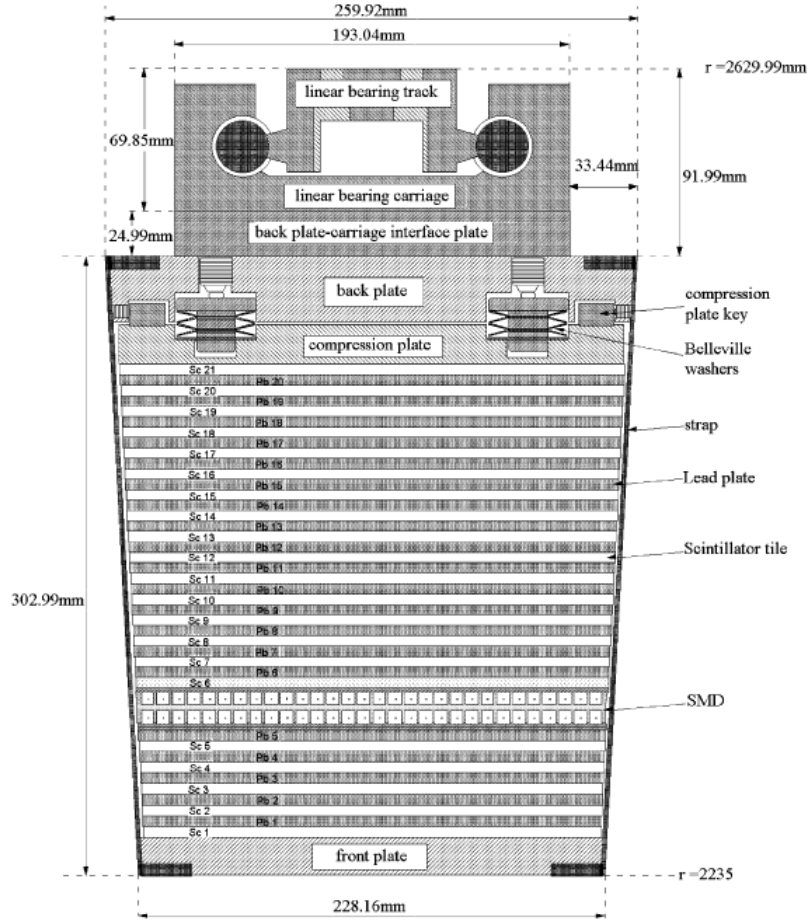


Obrázek 3.7: Přední a boční řez detektoru STAR s vyznačenými jednotlivými sub-detektory. Na Obrázku vlevo jsou vyznačeny jednotlivé sektory a vpravo jednotlivé věže. Tučnější čára uprostřed je dělicí čára dvou sektorů. Převzato z Ref. [25].

Vnitřní poloměr	≈ 220 cm
Délka	586 cm
Pseudorapidní pokrytí	$ \eta \leq 1$
Počet modulů	120
Velikost modulu	293×26 cm ²
Počet věží na modul	40
Celkem věží	4800
Počet scintilátorů na věž	19×5 mm 2×6 mm
Počet absorbátorů na věž	20×5 mm
Počet zesilovačů	4800
Počet dynod na zesilovač	11
Maximální napětí na zesilovač	1520 V

Tabulka 3.3: Základní údaje o STAR BEMC. Převzato z Ref. [25].

3.4. VÁLCOVÝ ELEKTROMAGNETICKÝ KALORIMETR



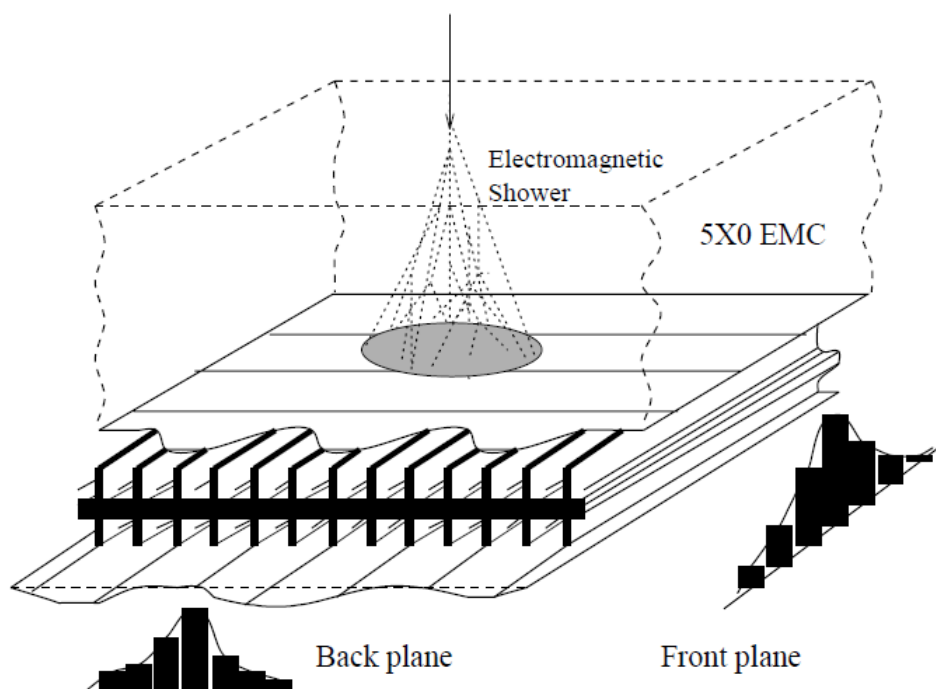
Obrázek 3.8: Boční řez STAR EMC modulem. Znázorněny jsou jednotlivé scintilátory (Scintillator tile), olověné desky (Lead plate), kompresní systém (compression plate) a jezdci pro upevnění (linear bearing track). První dvě scintilační vrstvy slouží jako předspškový detektor a přibližně ve vzdálenosti $5,6 X_0$ je detektor maxima spršky (BSMD). Převzato z Ref. [25].

3.4.2 Detektor maxima spršky

Pro zlepšení prostorového rozlišení se používá detektor maxima spršky (Barrel Shower Maximum Detector – BSMD) [25], který se nachází přibližně ve vzdálenosti $5,6 X_0$. Samotná věž má při $\eta = 0$ v nejcentrálnější části detektoru rozměr $10 \times 10 \text{ cm}^2$, který se zvětšuje s rostoucí pseudorapiditou. Věže dávají dostatečné energetické rozlišení pro izolované spršky, avšak pro rekonstrukci π_0 , identifikaci elektronů a přímých fotonů γ je potřebné přesné prostorové rozlišení. Jedná se o klasický proporcionální detektor s plynovým zesílením, anodové drátky ($50\mu\text{m}$ pozlacený wolfram) jsou ve dvou vrstvách v hliníkovém žebrování. Na jedné straně žebrování je vrstva vyčítacích stripů rovnoběžně s žebrováním a na druhé straně kolmo. Díky tomu máme prostorové rozlišení. Modul BEMC obsahuje 300 pásů, celkem se tedy v BSMD nachází 36 000 pásů. Pracovní plyn je 90 % Ar + 10 % CO₂ a poskytuje zesílení o faktor 3000.

Letící částice vytvoří v olověném absorbátoru elektromagnetickou spršku, která má vysokou hybnost, proto projde celým BSMD. V žebrování dochází k ionizaci plynu a tvorbě sekundárních elektronů, ty jsou následně zesíleny v okolí anodových drátků a sesbírány vyčítacími stripy.

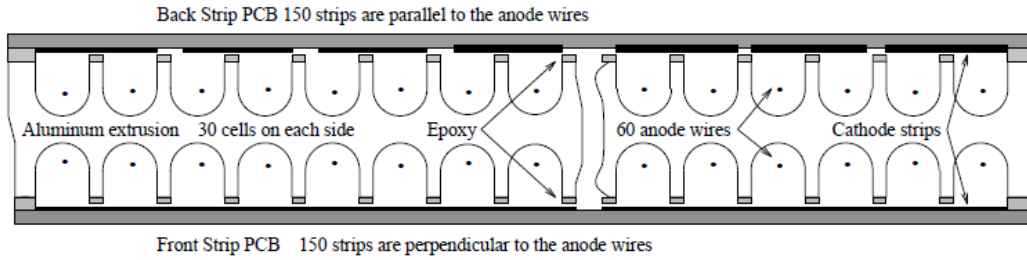
Výhodou detektoru je zlepšení spolehlivosti a funkčnosti v prostředí s velkým počtem částic a zlepšení separace π_0/γ . Základní údaje o BEMC BSMC jsou v Tab. 3.4.



Obrázek 3.9: Schematická ilustrace STAR BEMC BSMD, který se nachází ve vzdálenosti $5,6 X_0$. Dvě nezávislé vrstvy anodových drátků slouží k zesílení elektronů vzniklých z ionizace plynu. Na jedné straně žebrování jsou vyčítací stripy rovnoběžně a na druhé kolmo na anodové drátky. Dále je znázorněna elektromagnetická sprška v absorbátoru (olovo). K plynovému zesílení dochází v okolí anodových drátků v pracovním plynu 90 % Ar + 10 % CO₂. Převzato z Ref. [25].

3.4.3 Předsprškový detektor

Předsprškový detektor (Barrel Preshower Detector) se nachází v každé z 4800 věží [25]. Signál z prvních dvou scintilátorů vede nejenom do PMT, ale také je sloučen do jednoho kabelu a vyveden do pixelu multi-anodového PMT. Celkem je potřeba 300 16pixelových multi-anodových PMT, které slouží jako předsprškový detektor. Aby se vykompenzovalo spojení signálu dvou optických kabelů, jsou scintilátory 6mm.



Obrázek 3.10: Řez STAR BEMC BSMD. Znázorněno je hliníkové žebrování (Aluminium extrusion), anodové drátky (anode wires) a vyčítací pásy (Strip PCB). Pásy jsou na jedné straně kolmo a na druhé rovnoběžně na anodové drátky pro prostorové rozlišení obrazu. Převzato z Ref. [25].

Pozice	$\approx 5,6X_0$ BEMC
Plocha	$10 \times 10 \text{ cm}^2$ pro $\eta = 0$
Tloušťka anodových drátků	$50 \mu\text{m}$
Počet stripů na modul	300
Celkem stripů na BEMC	36000
Pracovní plyn	10 % CO_2 + 90 % Argon
Faktor zesílení	3000

Tabulka 3.4: Základní údaje o STAR BEMC BSMD. Převzato z Ref. [25].

3.5 Detektor doby letu

Detektor doby letu (Time of Flight – TOF) se nachází mezi BEMC a TPC, pokrývá celý azimutální úhel a pseudorapiditu $|\eta| \leq 1$ [27].

Detektor se skládá ze 120 segmentů a obaluje TPC, 60 segmentů je pro pseudorapiditu $-1 \leq \eta \leq 0$ a dalších 60 pro $0 \leq \eta \leq 1$. Velikost segmentu je $241,3 \times 21,64 \times 8,9 \text{ cm}^3$ a každý segment se skládá z 32 komor s odporovými deskami s více mezerami (Multigap Resistive Plate Chambers – MRPC). Jedná se o několik skleněných desek mezi nimiž jsou mezery vyplněné plynem. Elektrody jsou připojeny na vnější strany vnějších desek a je na ně přivedeno vysoké napětí pro generování elektrického pole. Plyn mezi deskami slouží k plynovému zesílení signálu. MRPC je zobrazeno na Obr. 3.11. Každý MRPC obsahuje 6 vyčítacích jednotek. Celkem má segment 192 kanálů, tj. 23040 kanálů na celé TOF [27]. Základní údaje o TOF jsou v Tab. 3.5.

Doba letu se získá ze dvou časových údajů. Jakmile částice proletí libovolnou vyčítací destičku, zaznamená se konečný čas t_1 . Počáteční čas t_0 dodá STAR vertexový poziční detektor (pVPD – Vertex Position Detector). pVPD se skládá ze scintilátorů a PMT po obou stranách STARu, nachází se velmi blízko trubice a přibližně v 5m vzdálenosti od interakčního bodu, po ose z. Získáme tím dobu letu $\Delta t = t_1 - t_0$. Zásahy na TOF jsou spojeny s drahami letu rekonstruovaných pomocí TPC a jsou k nim z TPC přiřazeny dané hybnosti p a dráhy letu Δs . Pro inverzní

rychlost [27] platí

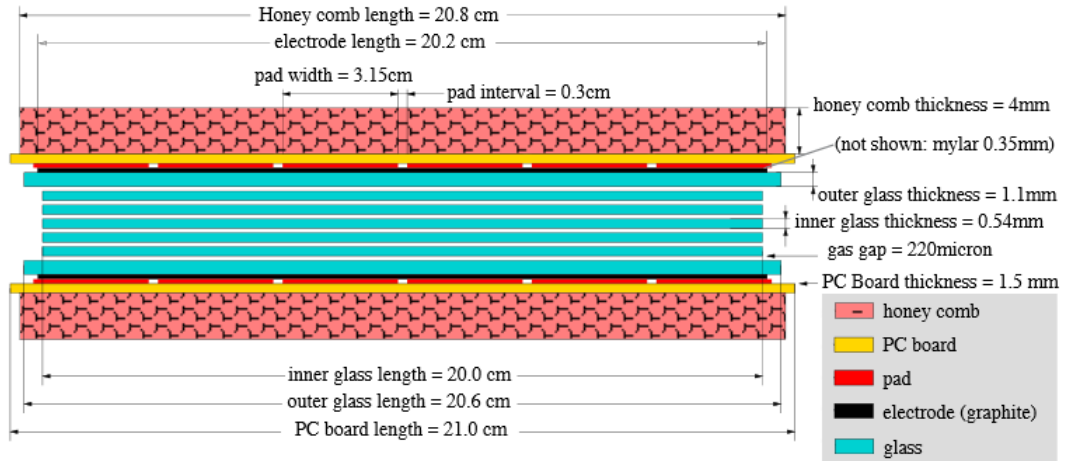
$$\frac{1}{\beta} = c \frac{\Delta t}{\Delta s}, \quad (3.1)$$

kde c je rychlost světla a pro hmotnost částice platí

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{\left(\frac{1}{\beta}\right)^2 - 1}. \quad (3.2)$$

S rostoucí hybností se rychlost částic blíží k rychlosti světla, proto TOF hůře určuje částice s vysokou hybností. Naopak TOF je velice účinný pro částice s nízkou hybností a skvěle tím doplňuje TPC.

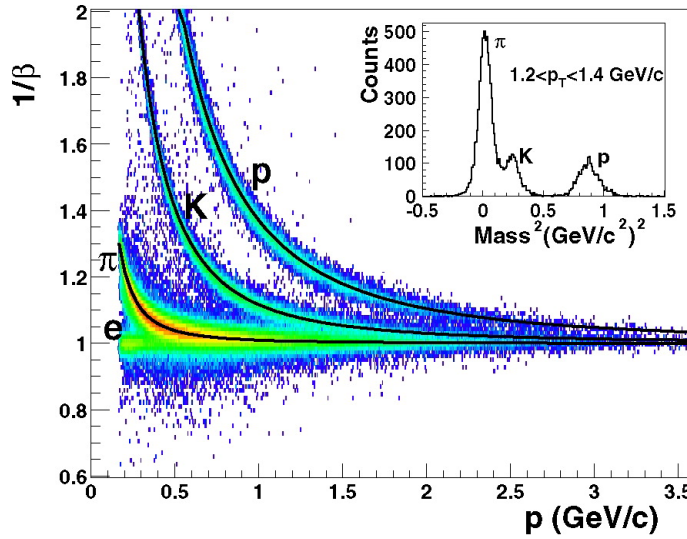
Rozdělení inverzní rychlosti $1/\beta$ jako funkce transversální hybnosti p_T je na Obr. 3.12. Inverzní rychlost je získána z TOF a hybnost je vypočtena z časově projekční komory (TPC), podrobně popsané v Kap. 3.6. Histogram je získán pro hybnosti v oblasti $1,2 < p_T < 1,4 \text{ GeV}/c$ a hmota je vypočtena pomocí vztahu (3.2).



Obrázek 3.11: Pohled na STAR TOF MRPC modul s popsanými jednotlivými komponenty. Převzato z Ref. [26].

Pseudorapidní pokrytí	$ \eta \leq 1$
Počet segmentů	120
Velikost segmentu	$241,3 \times 21,64 \times 8,9 \text{ cm}^3$
Počet komor na segment	32
Počet kanálů na segment	192

Tabulka 3.5: Základní údaje o STAR TOF. Převzato z Ref. [27].



Obrázek 3.12: Rozdělení inverzní rychlosti $\frac{1}{\beta}$ pro piony π , kaony K a protony p jako funkce transversální hybnosti p_T v STAR TOF pro d+Au při 200 GeV s projekcí pro oblast $1,2 < p_T < 1,4$ GeV/c s rozlišitelnými jednotlivými částicemi. Převzato z Ref. [28].

3.6 Časově projekční komora

3.6.1 Konstrukce

Časově projekční komora (Time Projection Chamber – TPC) se nachází mezi TOF a HFT detektory [29]. TPC je hlavní subdetektor, slouží k měření trajektorie letu, hybností částic a identifikuje částice měřením ionizačních ztrát (dE/dx). TPC pokrývá celý azimutální úhel a pseudorapiditu $|\eta| \leq 1,8$ [29]. TPC je obří válec o vnějším průměru 4 m a délce 4,2 m naplněný směsí P10¹ (10 % methan + 90% Argon) v magnetickém poli 0,5 T. Pracovní plyn je v přetlaku o 2 mbar oproti atmosferickému tlaku. V celém objemu je homogenní stojaté elektrické pole 135 V/cm. Částice svým průletem produkuje sekundární elektrony a její dráha letu je přesně rekonstruována za pomoci driftu elektronů ke sběrné anodě. Homogenní elektrické pole je zásadní, protože elektrony mohou driftovat až do vzdálenosti 2,1 m.

Válec je rozdělen v polovině výšky na 2 části, uprostřed je membrána napojena na –28 kV, konce válce jsou uzemněny. Prostor mezi membránou a anodou je rozdělen do 182 ekvipotenciálních prstenců, 1 prstenec je společný pro obě poloviny detektoru a membrána je na něj přichycena. Prstence jsou předěleny 2MΩ rezistory, kterých je celkem 183 a zajišťují homogenní elektrické pole mezi membránou a uzemněnou anodou. Schéma TPC je na Obr. 3.13 a základní údaje v Tab. 3.6.

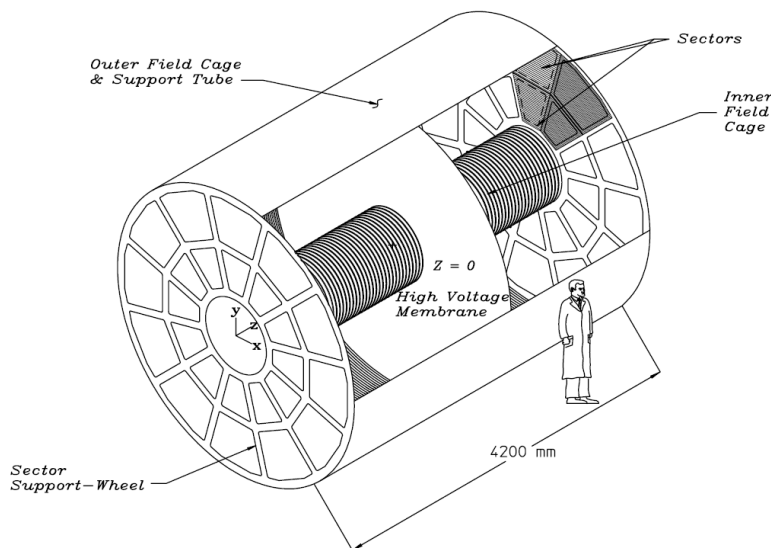
Podstavy válce (anody) jsou rozděleny každá do 12 segmentů a vyčítání funguje na principu mnohadrátové proporcionální komory (Multi-Wire Proportional Cham-

¹P10 je 90% Argon a jako zhášecí plyn slouží 10 % Methanu. Výhoda této směsi je vysoká driftová rychlost, která je maximální při nízkém elektrickém poli, což umožňuje jednodušší konstrukci detektoru. Navíc, pokud se měření pohybuje v okolí píku, je driftová rychlost nezávislá na malých změnách teploty a tlaku.

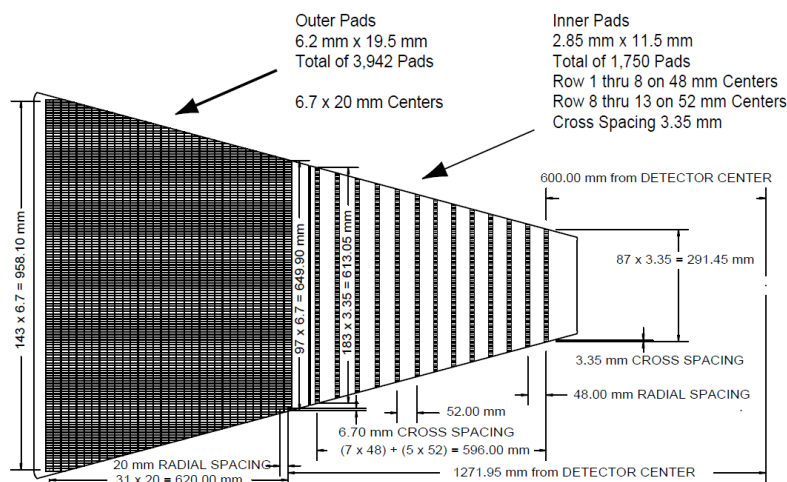
bers – MWPC). Anody mají průměr $20\ \mu\text{m}$ a poskytují zesílení o faktor $1000 - 3000$. Mezi anodami a vyčítacími prvky je rozdíl v napětí, aby elektrony nesbírala anoda, ale až 136 608 vyčítacích prvků.

Každý sektor je rozdělen na dvě části. Vnitřní obsahuje 13 separovaných řad a vnější část 32 řad zaplňující kontinuální plochu. Vnější část má velikost vyčítacích jednotek $6,2 \times 19,5\ \text{mm}^2$ a anodový drátek ve vzdálenosti 4 mm. Vnitřní část je oblast s větší hustotou drah a proto je optimalizovaná pro lepší rozlišení zmenšením jednotlivých vyčítacích jednotek na $2,85 \times 11,5\ \text{mm}^2$ a zmenšením vzdáleností anodového drátku na 2 mm. Z toho vyplývá, že vnitřní sektor nepřispívá razantně k rozlišení dE/dx , ale pouze ke zpřesnění polohy trajektorie. Schéma segmentu je na Obr. 3.14.

Jelikož má vnitřní sektor vyčítací jednotky separované do 13 řad s mezerami okolo 5 cm, pouze 20 % z celkové dráhy je zaznamenáno. Díky pokroku ve vyčítací elektronice lze hustotu stripů zvýšit, tím se zabývá tzv. vylepšení TCP na iTCP [30]. Ve vylepšení bude zdvojnásobeno množství vyčítacích jednotek ve vnitřním sektoru, čímž dojde ke zlepšení zaznamenávání drah v pseudorapiditě $1 < \eta < 1,7$, zvýšení účinnosti až na 95 % alepší se rozlišení měření hybnosti a energetických ztrát dE/dx . Vylepšenílepší druhý sken energie svazku (BESII) a vzroste přesnost měření baryonového přímého toku v_1 a eliptického toku v_2 . Zlepšením rozlišení energetických ztrát lze lépe rozlišovat kaony a protony při vysokých hybnostech [30].



Obrázek 3.13: Náčrtek STAR TPC. Válec je rozdělen na 2 poloviny centrální membránou (High Voltage Membrane), na kterou je přivedeno napětí 28 kV. Mezi membránou a podstavou je celkem 182 ekvipotenciálních kružnic, které udržují konstantní intenzitu elektrického pole. Podstavy válce jsou rozděleny do 12 segmentů sloužících k vyčítání. Každý segment je rozdělen na dvě části s různou hustotou vyčítacích jednotek. Převzato z Ref. [29].



Obrázek 3.14: Schéma jednoho sektoru STAR TPC. Vnitřní část (vpravo) obsahuje 13 separovaných řad vyčítacích jednotek a vnější (vlevo) 32 řad kontinuálně zaplňující plochu. Převzato z Ref. [29].

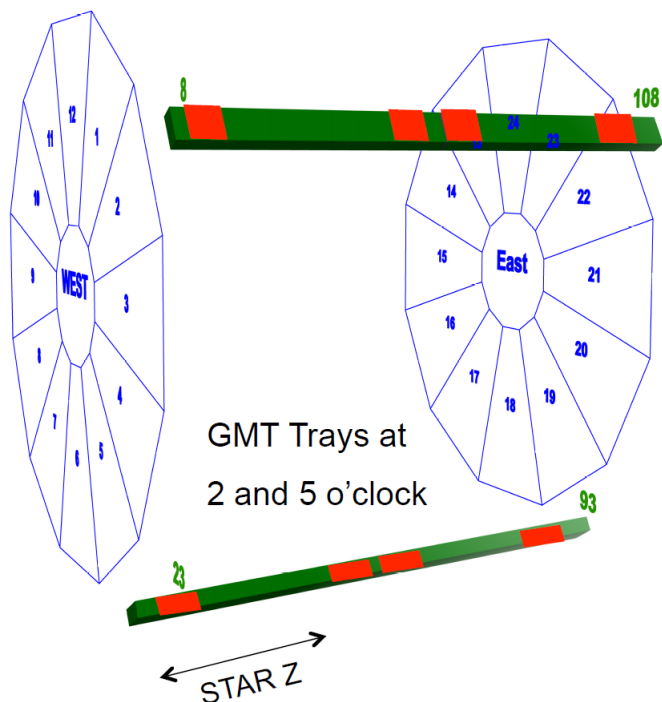
Vnější poloměr	200 cm
Vnitřní poloměr	50 cm
Délka	420 cm
Pseudorapidní pokrytí	$ \eta \leq 1,8$
Pracovní plyn	P10 (10 % methan + 90 % Argon)
Tlak	atmosferický + 2 mbar
Driftový rychlost	5,45 cm/ μ s
Počet anodových sektorů	24
Počet kanálů	136608
Magnetické pole	0,5 T

Tabulka 3.6: Základní údaje o STAR TPC. Převzato z Ref. [29].

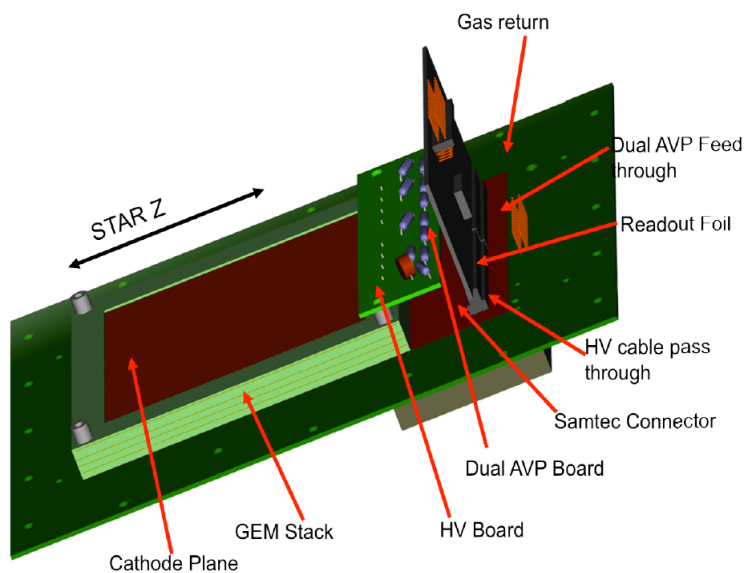
3.6.2 Sledovací komorový monitor časově projekční komory na bázi plynového elektronového zesilovače

S rostoucí luminozitou je potřeba zmenšit systematické chyby TPC pro zlepšení měření Υ , jetů a zlepšení rozlišení rekonstrukce dráhy na SSD pro měření c . Do instalace sledovacího komorového monitoru (GMT - GEM based tracking chambers to Monitor the TPC) nebyla žádná možnost ověření drah v TPC mimo TPC. Z toho důvodu byl nainstalován sledovací komorový monitor TPC na bázi plynového elektronového zesilovače (GEM – Gas Electron Multiplier) [31].

GEM mají rozměr $10 \times 10 \text{ cm}^2$, nachází se na 8 místech v úrovni TOF a byly nainstalovány v roce 2013. V x rovině se vyčítají stripy a v y pady. Šířka stripu je $800 \mu\text{m}$. Jeden GMT se skládá ze 4 komor a pracovní plyn je 90 % Ar + 10 % CO₂. Pozice GMT v rámci TPC je na Obr. 3.15 a detailní schéma STAR GMT na Obr. 3.16.



Obrázek 3.15: Pozice STAR GMT v rámci TPC. Na 2 a 5 hodinách se nacházejí držáky, na kterých jsou umístěny jednotlivé GMT. Převzato z Ref. [31].



Obrázek 3.16: Schéma GMT s vyznačenými důležitými součástmi. Důležité jsou plynové elektronové zesilovače (GEM stack), zbylé komponenty slouží k ovládání a vyčítání. Převzato z Ref. [31].

3.6.3 Identifikace částic

Částice jsou identifikovány pomocí ionizačních ztrát energie na jednotku délky, které se řídí Bethe-Blochovou formulí [34]

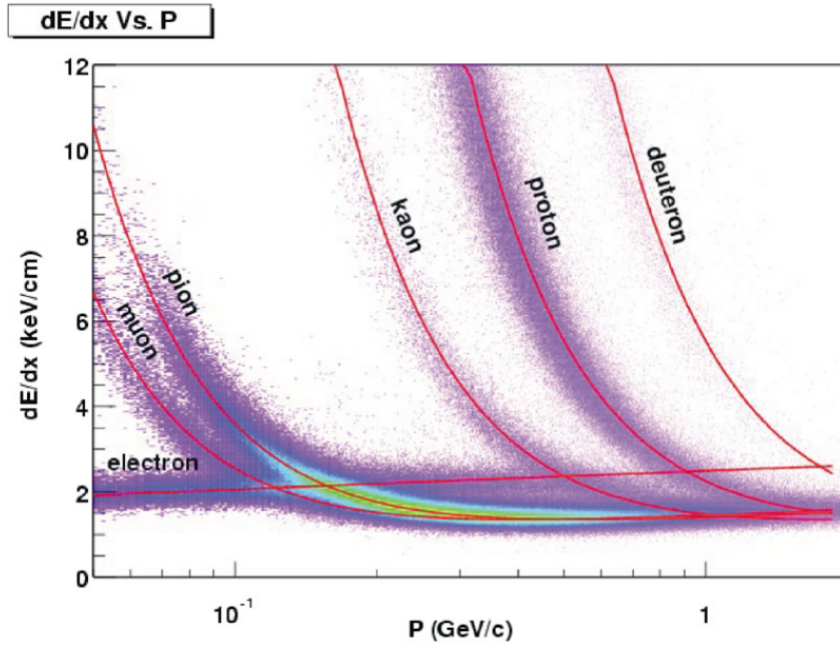
$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right], \quad (3.3)$$

kde N_A je Avogadrova konstanta, r_e klasický poloměr elektronu, m_e hmotnost elektronu, c rychlost světla, Z protonové číslo média, A nukleonové číslo média, z náboj interagující částice, $\beta = \frac{v}{c}$, kde v je rychlost interagující částice, γ Lorentzův faktor, I střední ionizační energie, δ korekce na hustotu a W_{max} maximální přenesená energie v jedné kolizi definovaná jako

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma(\frac{m_e}{M}) + (\frac{m_e}{M})^2}, \quad (3.4)$$

kde M je hmotnost interagující částice.

Rozdělení ztrát energií pro primární a sekundární částice v STAR TPC jako funkce transversální hybnosti p_T jsou zobrazeny na Obr. 3.17.



Obrázek 3.17: Rozdělení ztrát energií pro primární a sekundární částice v STAR TPC jako funkce transversální hybnosti p_T při magnetickém poli 0,25 T. Převzato z Ref. [29].

Kapitola 4

Fyzikální motivace pro detektor HFT

Měření těžkých kvarků je klíčové pro srážky těžkých iontů na urychlovači RHIC. Hlavní motivací pro zkonstruování HFT bylo rozšíření schopnosti detektoru STAR měřit sekundární vrcholy a přímo identifikovat částice obsahující otevřenou těžkou vůni při p+p, p+A a A+A kolizích. Primárním cílem HFT je měření ztrát energie, tok a partonové termalizace těžkých kvarků [32].

Těžké kvarky (b , c) jsou vytvořeny pouze tvrdými procesy v počátcích srážky a během vývoje systému se jejich počet nezvyšuje [32]. Proto mohou posloužit jako dokonalá sonda QGP. Avšak studovat přímo těžké kvarky je velmi obtížné, protože jejich četnost je v porovnání s lehkými kvarky velmi malá. Mají krátké doby života a při přímé identifikaci bez znalosti rozpadového vrcholu jsou zatíženy velkým kombinatorickým pozadím. Proto je potřeba přesný vertexový detektor.

HFT nově otevírá možnost měřit rozpadové vrcholy pomocí přesného měření trajektorií dceřinných částic

$$D^0 \rightarrow K^- + \pi^+, \quad c\tau \sim 120 \text{ } \mu\text{m}, \quad (4.1)$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow p + K^- + \pi^+, \quad c\tau \sim 60 \text{ } \mu\text{m} \quad (4.2)$$

a

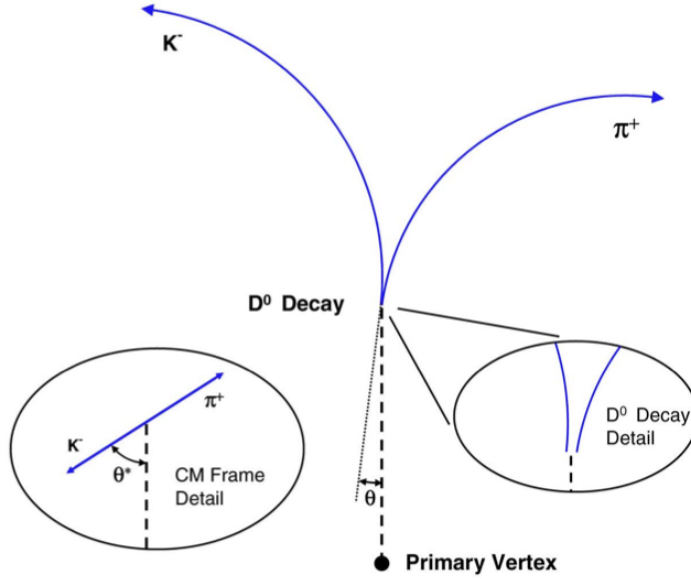
$$\text{B mezony} \rightarrow J/\Psi + X \text{ nebo } e + X, \quad c\tau \sim 500 \text{ } \mu\text{m}. \quad (4.3)$$

Při znalosti celkové produkce půvabných částic dokážeme určit potlačení charmonií a koalescenci. Z R_{CP} a R_{AA} c a b kvarků dokážeme určit energetické ztráty v QGP. Z měření toku částic obsahující půvabný kvark (D^0) určíme termalizaci a z úhlové korelace $c\bar{c}$ ($D^0\bar{D}^0$) interakci s mediem.

Koalescence je jev popisující slučování kvarků, který pomáhá vysvětlit, proč vzniká více baryonů než mezonů. Vysvětluje to tak, že na baryon o stejné hybnosti jako mezon je potřeba o 1 kvark více a tím pádem mohou mít jednotlivé kvarky menší hybnost. Při srážce vznikne více nízkoenergetických částic a proto i více baryonů [33].

4.1 Tok částic obsahující půvabný kvark

Partonová kolektivita byla stanovena pomocí měření hadronů obsahující lehký kvark. Půvabný (Charm – c) kvark je hojně produkován při energiích na RHIC. Díky

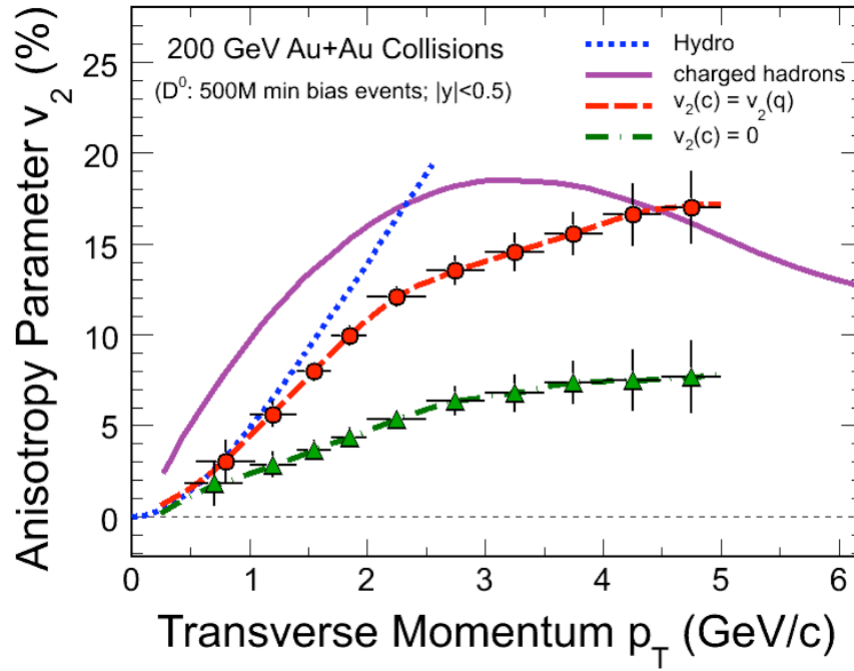


Obrázek 4.1: Rozpad částice D^0 . Místo vytvoření částice se nazývá primární vrchol (primary vertex) a místo rozpadu sekundární vrchol. Kladná a záporná částice se pohybuje opačnými směry v důsledku vnějšího magnetického pole. Částici D^0 nemůžeme měřit přímo, protože je neutrální a navíc má velmi krátkou dobu života. Převzato z Ref. [35].

své veliké hmotnosti a malému účinnému průřezu, může být velikost eliptického toku v_2 těžkých kvarků dobrý indikátor rychlosti termalizace na partonové úrovni [36]. Tok je hydrodynamický fenomén a pro studium kolektivity je vhodná oblast s nízkým p_T . Na obrázku Obr. 4.2 je vynesena závislost v_2 na p_T pro hadrony a různé předpovědi pro D^0 mezon. Červená křivka je modelová předpověď s předpokladem, že c kvarky mají stejný eliptický tok jako lehké kvarky. Zelená křivka reprezentuje modelovou předpověď s předpokladem, že c kvark nepodléhá žádnému eliptickému toku. Modrá tečkovaná čára reprezentuje hydrodynamickou předpověď pro nízkou hybnost.

4.2 Ztráta energie těžkých kvarků

Těžké kvarky mohou ztrácet energii gluonovou radiací nebo srážkami. Při vyšších hybnostech $5 < p_T < 10$ GeV/ c dochází k potlačení produkce hadronů a ke zhášení jetů. Tento efekt je zdůvodněn ztrátou energie partonů letících skrz horké husté médium – QGP. Je předpovězeno, že ztráta energie těžkých kvarků bude několikanásobně menší v porovnání s lehkými kvarky z důvodu potlačení gluonové radiace při úhlech $\theta < \frac{M}{E}$ [36], kde M je hmota těžkého kvarku a E jeho energie. Tento efekt je znám pod pojmem „dead cone“. Avšak současná měření R_{AA} nefotonických elektronů (rozkadový produkt hadronů obsahujících b a c kvarky) ukázala překvapivý výsledek, že těžké kvarky mohou být silně potlačovány v mediu [36]. To dokazuje, že mechanismus ztráty energie těžkých kvarků není zatím dostatečně pochopen.



Obrázek 4.2: Eliptický v_2 mezonu D^0 jako funkce p_T Au+Au srážkách při 200 GeV. Zobrazena je očekávaná přesnost měření v jádro–jaderných srážkách při použití HFT. Červená křivka je modelová předpověď s předpokladem, že c kvarky mají stejný eliptický tok jako lehké kvarky. Zelená křivka reprezentuje modelovou předpověď s předpokladem, že c kvark nepodléhá žádnému eliptickému toku. Modrá tečkovaná čára reprezentuje Monte carlo hydrodynamickou předpověď pro nízkou hybnost. Fialová čára reprezentuje naměřený tok. Převzato z Ref. [36].

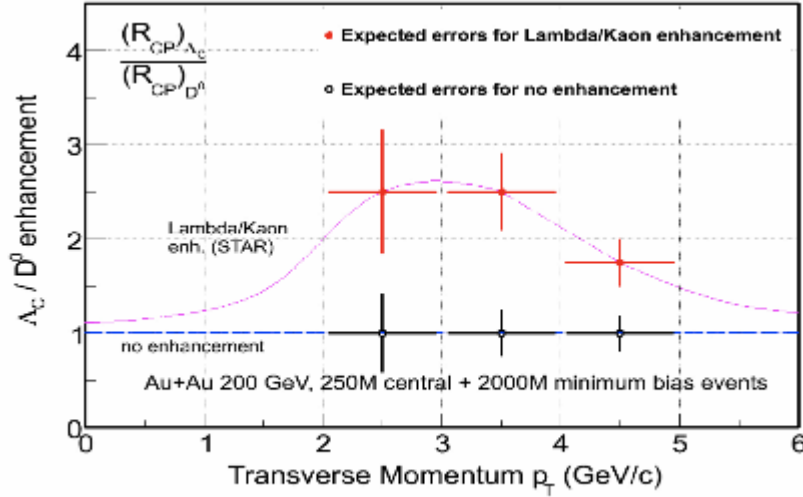
4.3 Λ_c -Baryony

Při středních hybnostech $2 < p_T < 6$ GeV/c dochází k zvýšení počtu baryonů vzhledem k mezonům [36]. Tento fakt je vysvětlen pomocí hadronizačního mechanismu zahrnující multi-partonovou koalescenci. Podobné zesílení se očekává také u c kvarku. Ideálním kandidátem je Λ_c/D^0 , Λ_c je nejlehčí c -baryon a jeho hmota se příliš neliší od D^0 . Λ_c/D^0 zesílením může být vysvětleno neočekávaně vysoké potlačení vysokohybnostních elektronů ze semileptonických rozpadů c a b [36].

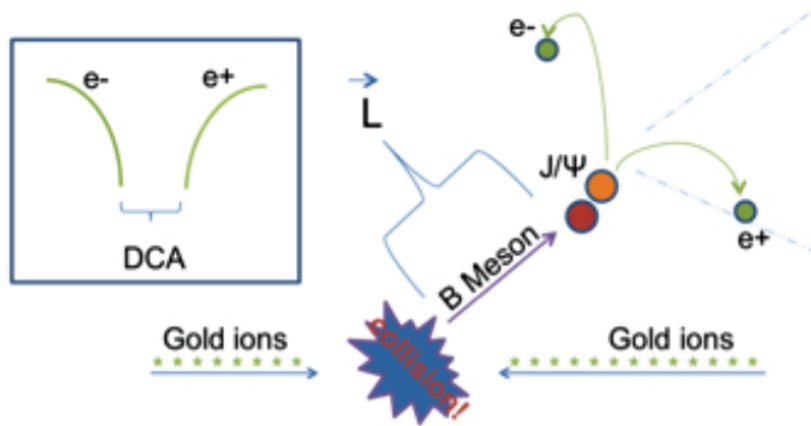
4.4 B -mezony

B -mezony se rozpadají buď přes J/ψ anebo před D -mezony [32]. Schéma rozpadu přes J/ψ je na Obr. 4.4. Jediná nevýhoda D -mezonů při energiích RHICu je, že vznikají s malou četností. Měření nefotonických elektronů bude obsahovat i příspěvek z B -rozpadů, avšak při energiích nad 4 – 6 GeV/c se předpokládá, že dominují [36]. Aktuální měření nefotonických elektronů naznačuje, že energetické ztráty těžkých kvarků jsou neočekávaně vysoké. Schopnost rozlišit příspěvek z D a B rozpadů je zásadní pro toto měření. Příspěvky mohou být rozlišeny díky různým dobám života

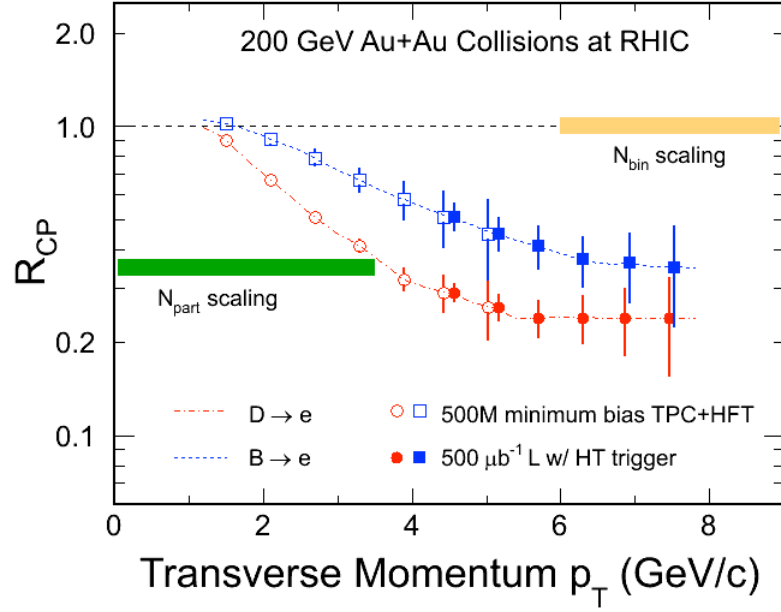
D a B mezonů [36] a díky HFT můžeme přímo rekonstruovat D a B mezony oproti dřívější rekonstrukci přes nefotonické elektrony. Jaderný modifikační faktor R_{CP} elektronů z D -mezon a B -mezon rozpadů jako funkce p_T je na Obr. 4.5. Simulace měření J/ψ HFT je na Obr. 4.6. HFT dokáže rozlišit přímé a rozpadové J/ψ , vhodnou volbou výběrových kritérií dokážeme vyfiltrovat J/ψ vzniklé v primárním vrcholu (přímé).



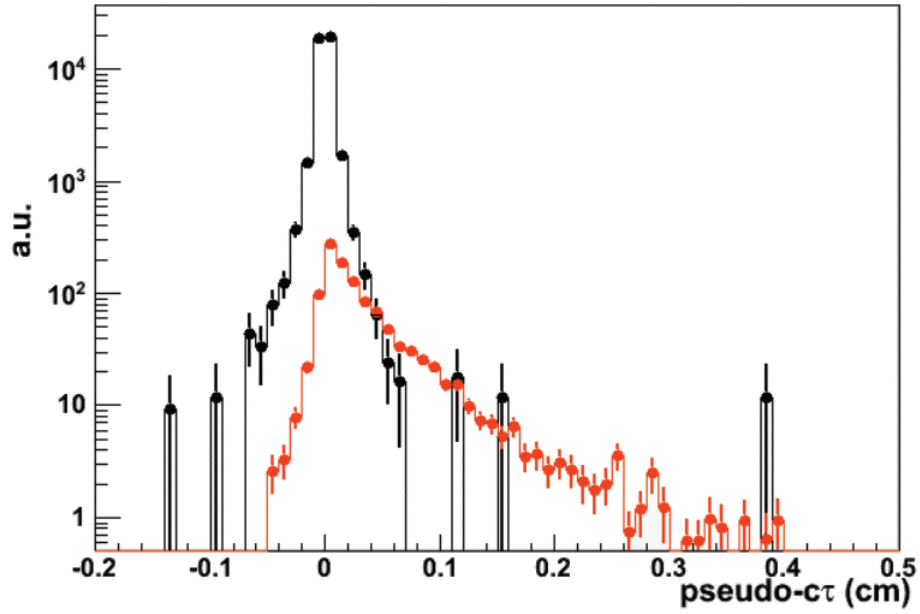
Obrázek 4.3: Očekávané statistické chyby pro poměr produkci Λ_c ku D^0 pro různé mechanismy tvorby. Červená data zobrazují poměr v případě zesílení a modrá bez zesílení. Převzato z Ref. [36].



Obrázek 4.4: Rozpad B -mezonu přes J/ψ . $\vec{L}$ značí vzdálenost, kterou uletí B -mezon než se rozpadne. Převzato z Ref. [32].



Obrázek 4.5: Jaderný modifikační faktor R_{CP} elektronů z D -mezonů (červeně) a B -mezonů (modře) rozpadů jako funkce p_T . Čárkovane a čerchovane je teoretická předpověď. Převzato z Ref. [36].

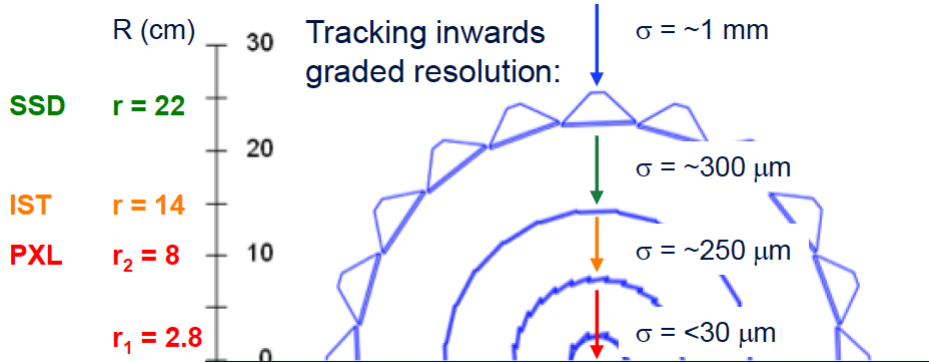


Obrázek 4.6: Simulace rozpadu J/ψ HFT. Na y -ose je četnost a na x -ose dráha, kterou částice uletí, než se rozpadne. J/ψ vzniklé rozpadem B -mesonu je znázorněno červeně a částice vzniklé přímo v primárním vrcholu černě. Převzato z Ref. [32].

Kapitola 5

Složení detektoru HFT

HFT je souhrnné označení pro tři nejvnitřnější subdetektory detektoru STAR. Jmenovitě Silicon Strip Detector (SSD), Intermediate Silicon Tracker (IST) a Pixel detector (PXL). Jednotlivé vrstvy zlepšují rozlišovací schopnost dráhy částice z TPC, jak je zobrazeno na Obr. 5.1. V této kapitole jednotlivě rozebereme jejich konstrukci, chlazení a metodu vyčítání signálu. Veškeré údaje v této kapitole jsou z Ref. [36] a Ref. [37].



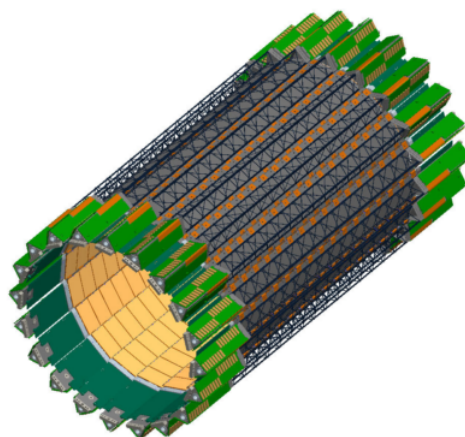
Obrázek 5.1: Rozlišení pro jednotlivé vrstvy HFT. Převzato z Ref. [37].

5.1 Křemíkový stripový detektor

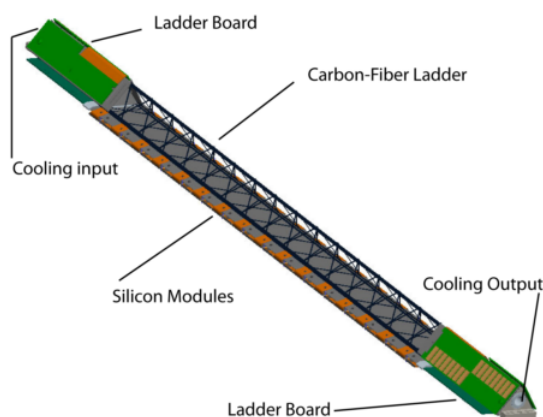
Křemíkový stripový detektor (SSD) tvoří vnější část HFT, je válcový s poloměrem 22 cm a délkou 106 cm, základní schéma je na Obr. 5.2. Stripy jsou dvoustranné. SSD byl již součástí předešlého detektoru STAR Silicon Vertex Tracker (SVT) a bylo potřeba jej předělat, aby splňoval požadavky HFT. Moduly a žebříky (ladders) byly zachovány, avšak vyčítací elektronika byla vyměněna, aby stíhala vyčítací frekvenci 1 kHz oproti předešlým 300 Hz. Energetická spotřeba činí 1,2 kW. Radiační délka je přibližně 1 % X_0 . X_0 je vzdálenost na které ztratí částice 1/e své původní energie.

5.1.1 Konstrukce

Válec je složen z 20 žebříků trojúhelníkového průřezu z uhlíkových vláken, žebřík je vyobrazen na Obr. 5.3. Každý žebřík je složen z 16 detektorových modulů. Každý modul obsahuje oboustranný stripový detektor a dva hybridní obvody po 6 analogových vyčítacích čípech. Na každém konci žebříku se nachází elektronický obvod k vyčítání a ovládání modulů a ADC¹. Stripový detektor má rozměry $75 \times 42 \text{ mm}^2$ a na každé straně má 768 stripů o šířce $95 \mu\text{m}$. Strany se stripy spolu svírají úhel 2° .

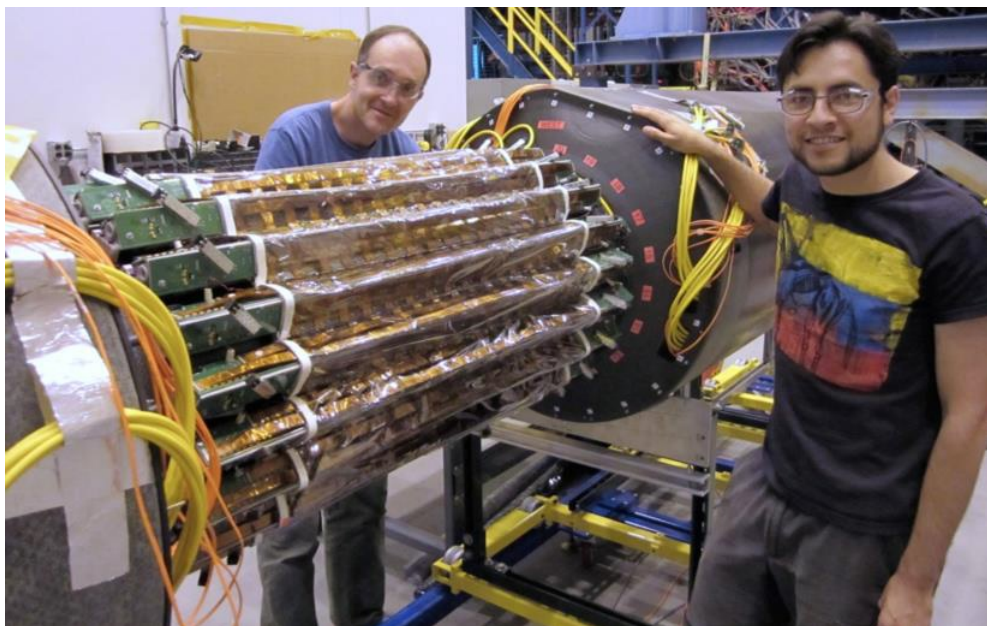


Obrázek 5.2: Model SSD. Válec je složen z 20 žebříků trojúhelníkového průřezu. V zelené části se nachází vyčítací elektronika, zlaté obdélníky znázorňují křemík a černé oblasti nosnou strukturu. Převzato z Ref. [36].



Obrázek 5.3: Zobrazení klíčových komponent žebříku SSD. Obsahuje 16 křemíkových modulů (Silicon Modules) připevněných k nosné struktuře (Carbon-Fiber Ladder), na koncích otvory pro chlazení (Cooling in/output) a vyčítací elektroniku (Ladder Board). Převzato z Ref. [36].

¹ADC – Analog to Digital Converter – převodník analogového signálu na digitální.



Obrázek 5.4: Instalace SSD. Převzato z Ref. [37].

5.1.2 Chlazení

Tepelné vyzařování jednoho žebříku je přibližně 25 W. Každý žebřík je chlazen vzduchem proudícím vnitřkem. Uvnitř se nachází deflektory pro optimalizaci proudění vzduchu. Konce žebříku obsahují zúžení, aby se zvětšila rychlost proudícího vzduchu. Vstupující vzduch má teplotu 2 °C a vystupující 30 – 40 °C. Vzduch je odsáván skrz detektor pomocí vakuového systému. Objem proudícího vzduchu je 1,6 l/s, rychlost na koncích detektoru 0,8 m/s a 3 – 5 m/s přes křemíkové detektory.

5.1.3 Vychítání

Celkový počet kanálů je 491520. Každý modul obsahuje ADC, který s frekvencí 5 MHz převádí signál do 14-bitového datového proudu, z nichž pouze 10 bitů nese data. Datový proud je poslán do převodníku paralelního signálu na sériový (parallel-to-serial converter), kde je s frekvencí 40 MHz překonvertován do datového proudu o velikosti 1 Gb/s a pomocí optických kabelů je poslán do vyčítací elektroniky (RDO – Readout board).

Jedna RDO zpracovává 5 žebříků (celkem je potřeba 8 RDO, 4 pro každou stranu stripu). RDO převede datový proud na 24bitové úseky, 20 bitů s daty a 4 bity pro ovládání a synchronizaci modulů. 20bitová data jsou následně převedena na 16bitový signál, je proveden tzv. zero suppression (vyfiltrování signálu bez zásahu) a každý ze 16 bitů je převeden na 16 10bitových replik původního bitu. Zero suppression je proveden tak, že se naměřená hodnota porovná s šumem typickým pro daný strip. Pokud naměřená hodnota přesáhne šum, je spojena spolu s pozicí stripu do 32bitového signálu. Ten je poslán do multi-event bufferu, který s frekvencí 1 kHz posílá data pomocí optických kabelů do datového centra (DAQ).

Poloměr	22 cm
Délka	106 cm
Pseudorapidní pokrytí	$ \eta \leq 1,2$
Velikost senzoru	$73 \times 40 \text{ mm}^2$
Velikost stripu	$73 \times 95 \text{ } \mu\text{m}^2$
R- Φ , Z rozlišení	$740 \times 20 \text{ } \mu\text{m}^2$
Počet kanálů	4915202
Vyzařování tepla	500 W, chlazení vzduchem
Radiační délka	$X/X_0 = 1\%$

Tabulka 5.1: Základní údaje o SSD. Převzato z Ref. [36].

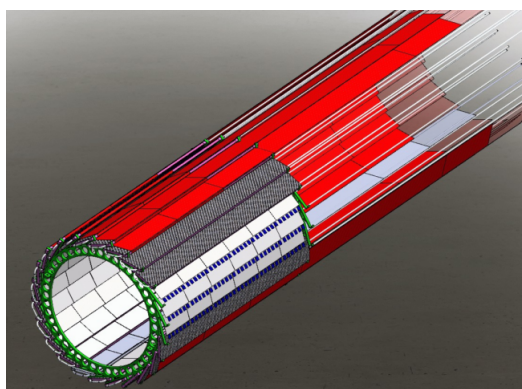
5.2 Prostřední křemíkový sledovač

5.2.1 Konstrukce

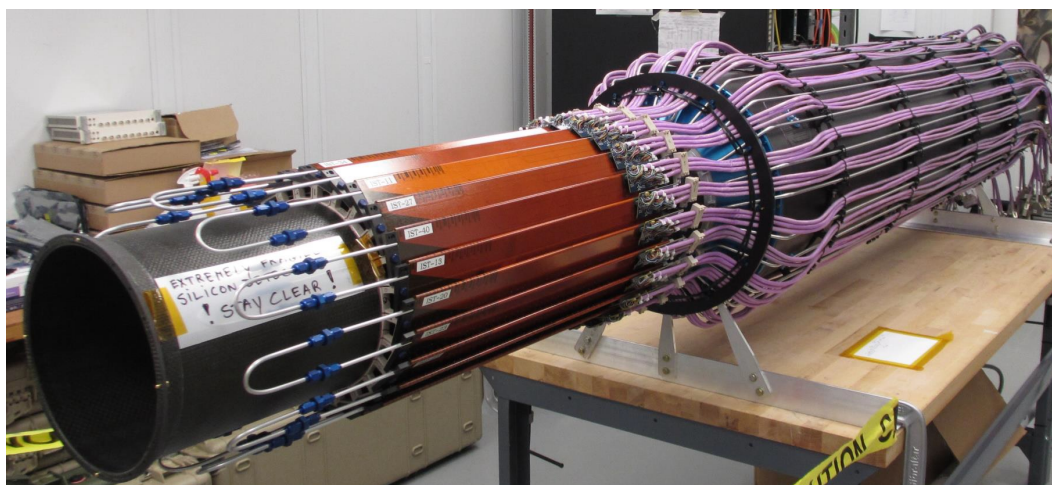
Prostřední křemíkový sledovač (IST) tvoří prostřední část HFT, je válcový s poloměrem 14 cm, 50 cm dlouhý a plocha křemíkových senzorů je přibližně $0,4 \text{ m}^2$. Sensory jsou rozmístěny na 24 žebřících (hybridech) z uhlíkových vláken. Základní model je na Obr. 5.5. Každý žebřík je složen ze 6 senzorů, sensor má rozměry $76,9 \times 40 \text{ mm}^2$ a je rozdělen do 6 čipů. Mezi jednotlivými senzory je $400 \mu\text{m}$ mezera, viz Obr. 5.7. Čipy obsahují pole padů o 2 sloupcích a 64 řádcích. Rozměr jednotlivých padů je $6275 \times 596 \text{ } \mu\text{m}^2$. Celkem je v detektoru 110592 stripů, 864 čipů na 144 senzorech. Na rozdíl od SSD jsou stripy pouze na jedné straně. Fotografie IST je na Obr. 5.6.

IST pokrývá rapiditu $-1,2 < \eta < 1,2$ a dokáže dostatečně měřit srážky až 10 cm daleko od interakčního bodu.

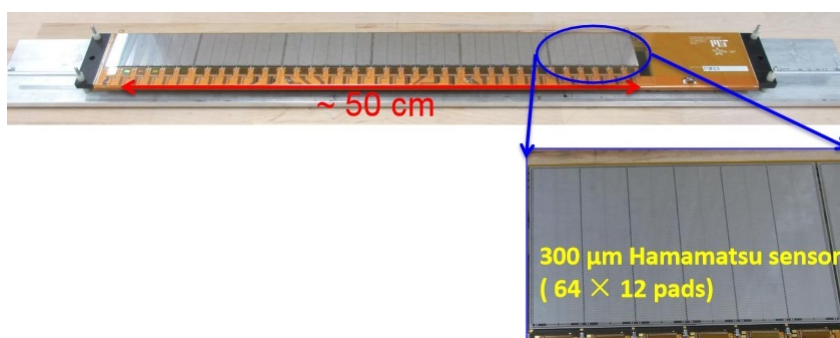
Limit radiační délky na konstrukci IST byl stanoven na $1,5 \% X_0$. Energetická spotřeba stripu je 2,39 mW, to odpovídá spotřebě 0,3 W na čip.



Obrázek 5.5: Model IST. Sensory (bíle) jsou rozmístěny na 24 žebřících (šedě) a upevněny do držáku (zeleně). Převzato z Ref. [36].



Obrázek 5.6: Konstrukce IST. Žebříky mají hnědou barvu a na jedné straně vystupují chladicí smyčky a na druhé kabely pro vyčítání. Převzato z Ref. [37].



Obrázek 5.7: Fotografie hybridu (oranžově) IST. Senzory (šedé) se skládají z 6 čipů. Převzato z Ref. [37].

5.2.2 Chlazení

Vyzařování tepla je 11 W na žebřík, celkově 264 W. Maximální možné vyzařování, při zachování bezpečného provozu, je 20 W na žebřík, tj. 375 W na IST. Přestože chlazení vzduchem by bylo dostatečné, je k chlazení použita kapalina Novec 7200² a systému přidává maximálně 0,2 % X_0 . Teplota vstupujícího chladiva je 24 °C, tlak 0,14 MPa a rychlost 1 ms⁻¹. Maximální provozní teplota je 35 °C. Nízká rychlost chladiva je z důvodu omezení vibrací IST.

5.2.3 Vyčítání

Pady jsou periodicky vyčítány s frekvencí 40 MHz a mají vlastní zesilovače. Analogový výstup z padů je ukládán do bufferu, jakmile buffer dostane signál z triggeru je vyprázdněn, data jsou spojena s příslušným bunchem³ a poslána do ADC.

²Novec 7200 se při úniku rychle vypařuje, nepoškozuje ozonovou vrstvu, páry jsou nehořlavé a netoxické.

³shluk jader kroužících v urychlovači

Poloměr	14 cm
Délka	50 cm
Pseudorapidní pokrytí	$ \eta \leq 1,2$
Velikost senzoru	$76,9 \times 40 \text{ mm}^2$
Velikost stripu	$6275 \times 594 \text{ } \mu\text{m}^2$
R- Φ , Z rozlišení	$1811 \times 172 \text{ } \mu\text{m}^2$
Počet kanálů	110592
Vyčítací doba	185,6 μs
Vyzařování tepla	264 W, kapalnÉ chlazení
Radiační délka	$X/X_0 = 1,5\%$
Radiační prostředí	30 kRad/rok

Tabulka 5.2: Základní údaje o IST. Převezato z Ref. [36] a Ref. [37].

5.3 Pixelové detektory

5.3.1 Konstrukce

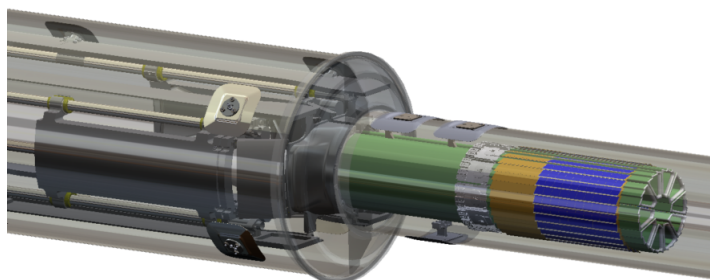
Pixelové detektory (PXL) tvoří nejvnitřnější část detektoru HFT. Mají válcovitý tvar a jsou umístěny se ve dvou vrstvách. První vnitřní vrstva je vzdálena 2,8 cm od středu a druhá 8 cm od středu. Obě vrstvy jsou připevněny na společný nosník z uhlíkových vláken. Pro lepší instalaci je nosník rozdělen na 2 rovnocenné poloviny (D tube) a každá polovina je rozdělena na 5 sektorů s lichoběžníkovým průřezem, jak je vidět na Obr. 5.9. Na vnější straně každého sektoru se nachází 3 žebříky se senzory a na vnitřní straně 1 žebřík viz Obr. 5.10. Každý žebřík obsahuje 10 monolitických CMOS senzorů o velikosti $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Každý senzor obsahuje pole o 960×928 pixelech, pixel má stranu $20,7 \text{ } \mu\text{m}$ a tloušťku $50 \text{ } \mu\text{m}$. Celkem se pixelový detektor skládá ze 40 žebříků se senzory, 400 senzorů a 356M pixelů.

Senzory jsou monolitické aktivní pixelové senzory (Monolithic active pixel sensor – MAPS) vyrobeny technologií Complementary Metal Oxide Semiconductor (CMOS) a tvoří celkovou aktivní plochu o rozměru $0,16 \text{ m}^2$.

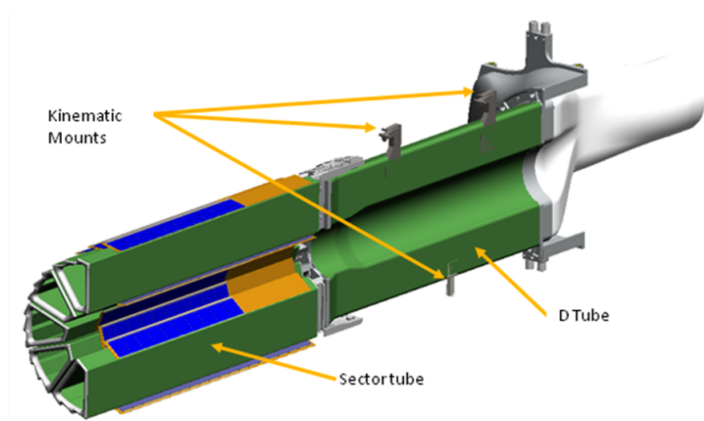
Jak lze vidět na Obr. 5.8, nosník je umístěn na jezdcích a při instalaci je PXL zasunut do detektoru a zajištěn svorkami proti pohybu. Mechanická konstrukce byla navržena tak, aby bylo možné rychle vyměnit PXL detektor bez narušení okolních detektorů během jednoho dne.

5.3.2 Chlazení

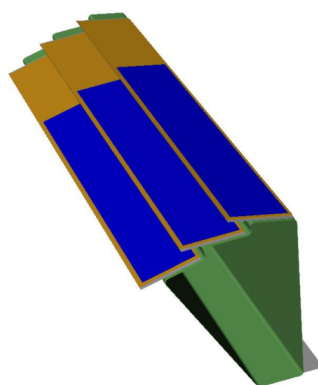
Pixelové senzory vyzařují výkon o 100 mWcm^{-2} , což odpovídá celkovému vyzářenému tepelnému výkonu 160 W a ovladače vyzařují dodatečných 80 W. Celý systém je chlazen vzduchem. Optimální teplota pro provoz detektoru je $0 \text{ } ^\circ\text{C}$, maximální provozní teplota bez výrazného navýšení šumu je $34 \text{ } ^\circ\text{C}$. Chladicí systém je navržen pro udržování teploty $24 \text{ } ^\circ\text{C}$, to je lehce nad teplotou místnosti. Testy ukázaly, že vzduch o průtoku $20,7 \text{ m}^3\text{min}^{-1}$ je dostatečný pro snížení teploty křemíkových detektorů o 12 stupňů než je teplota vzduchu. Vzduch proudí skrz sektory a vrací se po vnější straně sektoru.



Obrázek 5.8: Nainstalovaný pixelový detektor. Tmavě šedou je znázorněna nosná konstrukce, zeleně jednotlivé sektory, oranžově žebřík a detektory modře. Převzato z Ref. [36].



Obrázek 5.9: Polovina Pixelového detektoru s 5 sektory (Sector tube) zapojené do půlvalcové nosné konstrukce (D tube) s vyznačenými západkami pro zajištění detektoru (Kinematic Mounts), žebříkem (oranžově) a detektorem (modře). Převzato z Ref. [36].



Obrázek 5.10: Detailní pohled na sektor (zeleně) Pixelového detektoru. Tři žebříky (oranžově) s detektory (modře) se nachází na vnější a jeden na vnitřní straně. Převzato z Ref. [36].



Obrázek 5.11: Konstrukce Pixelového detektoru. Sektory jsou šedé barvy a nachází se na nich žebříky s detektory, na konci jsou vyvedeny kabely pro vyčítání. Převzato z Ref. [37].

5.3.3 Radiační odolnost

Pixelový detektor je blízko interakčního bodu a proto je vystavován znatelnému množství ionizujícího a neionizujícího záření. Detektor musí být dostatečně odolný, aby vydržel bez znatelného zhoršení kvality dostatečně dlouhou dobu. Radiační prostředí je $20 - 90 \text{ kRad/rok}$ a $2 \cdot 10^{11} - 10^{12} \text{ 1 MeV n eq/cm}^2$. Radiační délka každé vrstvy je $X/X_0 = 0,37 \%$.

5.3.4 Vyčítání

Každý sektor (4 žebříky) má vlastní vyčítací elektroniku. Senzory jsou spojeny 2m kroucenou dvoulinkou o průměru $150 \mu\text{m}$ s Mass Termination Board (MTB). Na desce se nachází 4 konektory, pro každý žebřík jeden a každý s vlastním regulátorem napětí, bufferem pro signál a protekcí proti mikroprůrazu⁵

MTB je propojena 6m kroucenou dvoulinkou s vyčítací deskou (Readout motherboard – RDO Board). RDO se nachází ve stojanu připevněnému k hlavnímu STAR magnetu. RDO slouží k přijímání a bufferování signálu z MTB, přijímání STAR triggeru a odesílání sestavených událostí do STAR datového centra (STAR data acquisition – STAR DAQ) pomocí 100m optických kabelů. Celé schéma je zobrazeno na Obr. 5.12.

Digitální výstup ze senzorů je nepřetržitě sbírán s frekvencí 160 MHz a bufferován v MTB. V RDO jsou vyfiltrovány pixely bez zásahu (Zero suppression) a pixely se zásahem jsou převedeny na digitální adresu (pomocí address counter). Jakmile RDO dostane signál ze STAR trigger, buffer událostí se otevře a začne ukládat data

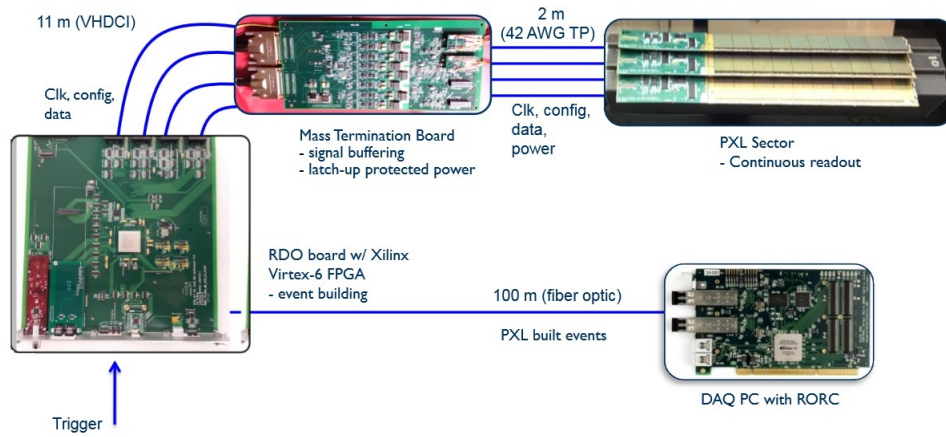
⁴Neionizujícího záření se udává v toku neutronů. Jednotka 1 MeV n eq/cm^2 představuje počet 1 MeV neutronů na element plochy.

⁵Mikroprůraz (latch-up) může nastat v CMOS obvodech, kdy dojde k průrazu v substrátu detektoru. Tím je na detektoru nulové napětí a vysoký proud. Tento proud je potřeba omezit (latch-up protection), aby nedošlo k poškození vyčítací elektroniky.

z daného okna. Po uzavření okna odešle zásahy do stavitele událostí (event builder), který sestaví událost a odešle ji do datového centra.

Celý PXL se skládá z 10 paralelních sektor-MTB-RDO jednotek, které jsou se-synchronizovány pomocí STAR hodin a triggeru.

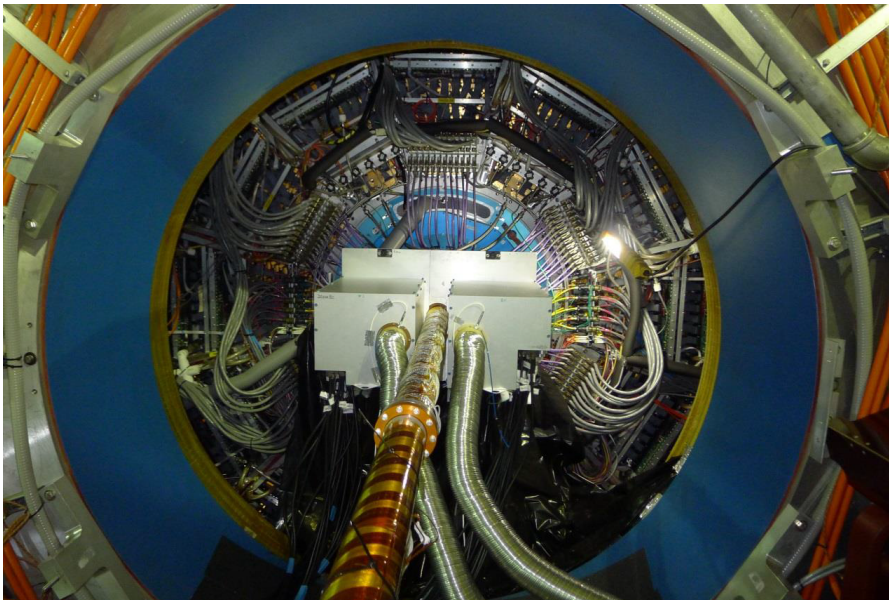
Vyčtení celého PXL trvá $185,6 \mu\text{s}$.



Obrázek 5.12: Schéma vyčítací elektroniky PXL. 4 žebříky jsou spojeny s jednou Mass Termination Board na které se nachází regulátory napětí, buffer pro signál a protekce proti mikroprůrazu. MTB je propojena s vyčítací deskou (Readout motherboard – RDO Board) která slouží k přijímání a bufferování signálu, přijímání STAR triggeru a odesílání sestavených událostí do STAR datového centra. Převzato z Ref. [37].

Poloměr	2,8 a 8 cm
Velikost pixelu	$20,7 \times 20,7 \mu\text{m}^2$
Rozlišení	$< 25 \mu\text{m}$
Počet pixelů	$365M$
Vyčítací doba	$185,6 \mu\text{s}$
Vyzařování tepla	240 W, chlazení vzduchem
Radiační délka	$X/X_0 = 0,37 \%$
Radiační prostředí	20 – 90 kRad/rok $2 \cdot 10^{11} - 10^{12} \text{ 1 MeV n eq/cm}^2$

Tabulka 5.3: Základní údaje o PXL. Převzato z Ref. [36] a Ref. [37].



Obrázek 5.13: Fotografie detektoru STAR s nainstalovaným HFT. Převzato z Ref. [37].

Kapitola 6

Výsledky měření s HFT v roce 2014

V této kapitole se podíváme na stav HFT během měření v roce 2014, jeho kalibraci a radiační poškození. Údaje pochází z Ref. [37] ze září téhož roku.

6.1 Informace o SSD a IST

IST mělo přibližně 95 % funkčních vyčítacích kanálů z celkového počtu 110592. Efektivita rozlišení hitu byla přibližně 99 %. Poměr signálu vzhledem k šumu byl 15:1 – 30:1.

SSD mělo 6 % mrtvých desek (waffer) a ve zbylých funkčních deskách fungovalo dohromady 90 % stripů. Celkem se nasbíralo 172 M Au+Au a 57 M He3+Au eventů.

Chladivo unikalo ze systému přibližně 0,5–1,0 % za den. Tato vada bude do budoucna opravena. IST bylo použito při sběru dat He3+Au.

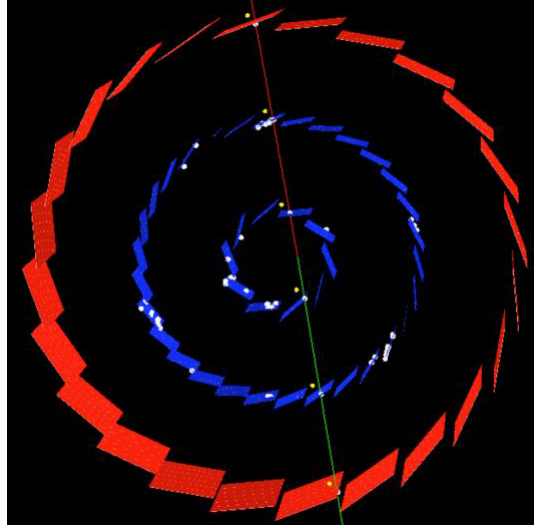
6.2 PXL

Pro kalibraci detektoru bylo použito měření kosmického záření. Jelikož miony z kosmického záření mají velmi vysokou hybnost, při vypnutém magnetickém poli prolétnou detektorem po dokonalé přímce. Miony se nechají prolétat detektorem, následně se zásahy v jednotlivých vrstvách detektoru proloží přímkou a zjistí se posun od ideálního rozložení. Ukázka průletu kosmického záření detektorem je na Obr. 6.1. Vnitřní vrstva PXL může být zkalibrována s přesností na $25\ \mu\text{m}$ a vnější na $50\ \mu\text{m}$. V současné době (duben 2015) lze zkalibrovat detektor mnohem přesněji díky zahrnutí dodatečných korekcí, jako posunutí a prohnutí senzoru. Na Obr. 6.2 je analýza od A. Schmaha z LBL a znázorňuje posunutí vnitřní a vnější vrstvy PXL od ideálního stavu v jednotlivých osách.

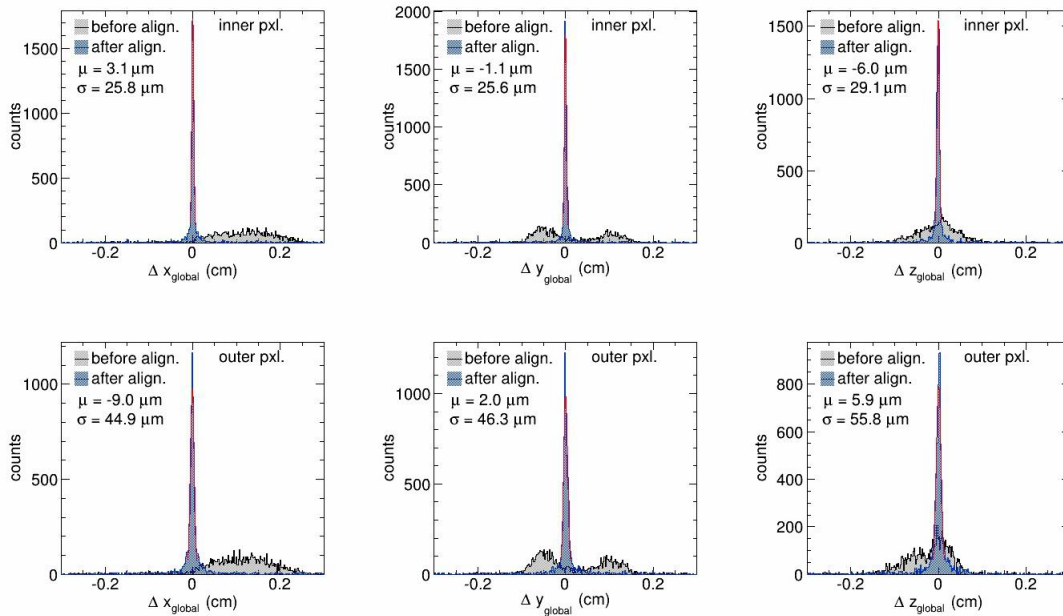
Rozlišení primárního/sekundárního vrcholu pro protony, kaony a piony při různých transverzálních hybnostech jsou na Obr. 6.3. Byla stanovena podmínka rozlišení $60\ \mu\text{m}$ pro Kaony s hybností $p_T = 750\ \text{MeV}/c$, této podmínky bylo dosaženo.

Efektivita, počet zásahů na PXL vzhledem k zásahům na TPC, byla z měření kosmického záření určena na 97,2 %. Efektivity pro jednotlivé senzory jsou na Obr. 6.4

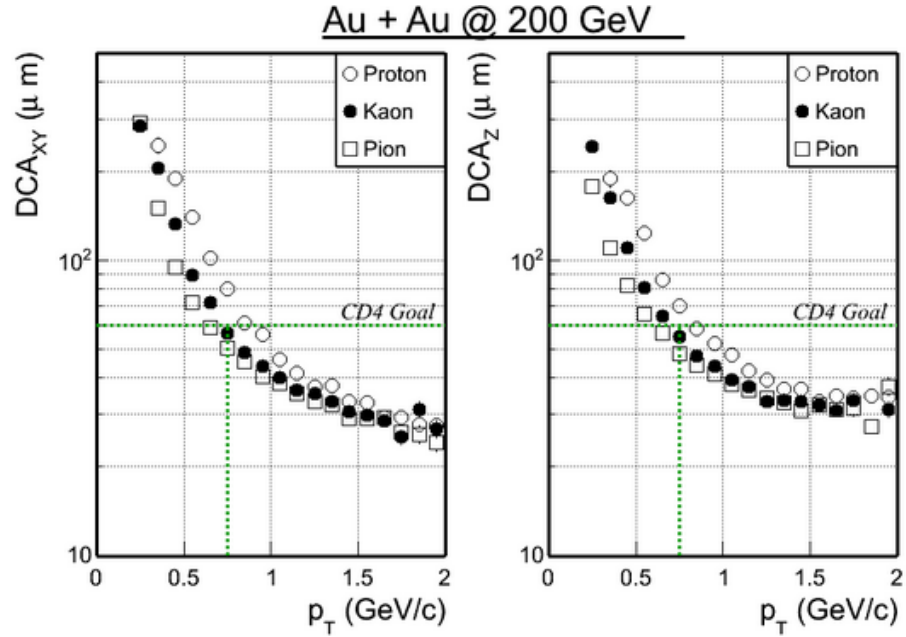
a jsou naměřeny před kalibrací detektoru. Prázdná místa jsou způsobena nefunkčním sektorem a nižší efektivita nefunkčním senzorem.



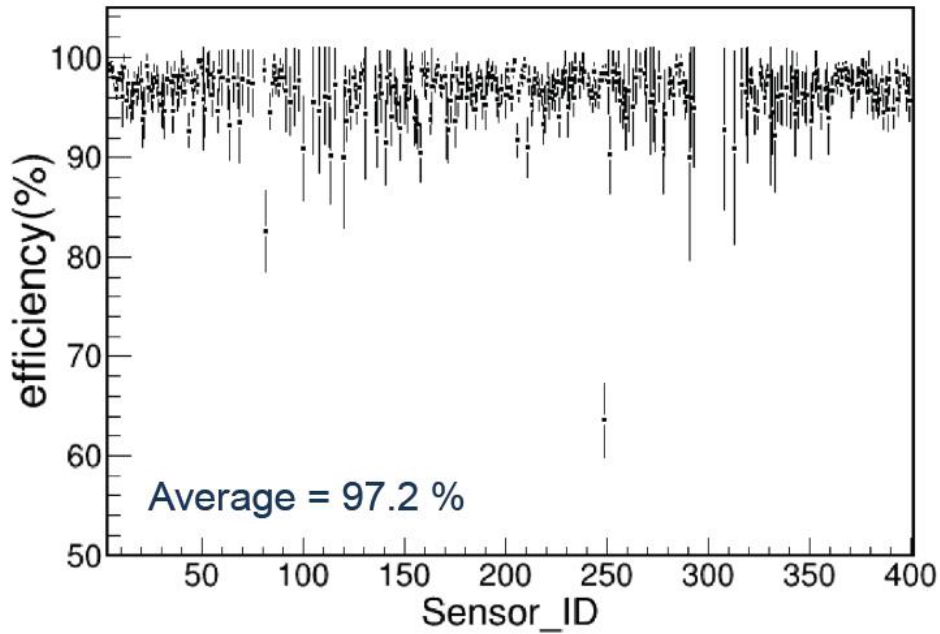
Obrázek 6.1: Měření kosmického záření, červeně je znázorněn IST a modře PXL. Při vypnutém magnetickém poli se miony pohybují po dokonalé přímce. Jednotlivé zásahy v jednotlivých vrstvách jsou proloženy přímkou a je tak zjištěn posun od ideálního rozložení. Převzato z Ref. [37].



Obrázek 6.2: Rozdělení zásahů v PXL před a po kalibraci. Grafy znázorňují jednotlivé osy pro vnitřní a vnější vrstvu PXL. Vnitřní vrstva PXL může být zkalibrována s přesností na $25 \mu\text{m}$ a vnější na $50 \mu\text{m}$. Analýzu provedl A. Schmäh z LBL. Převzato z Ref. [37].



Obrázek 6.3: Rozlišení primárního/sekundárního vrcholu pro protony, kaony a piony při různých transversálních hybnostech. Podmínky na rozlišení, $60 \mu\text{m}$ pro kaony s hybností $p_T = 750 \text{ MeV}/c$, bylo dosaženo. Převzato z Ref. [37].



Obrázek 6.4: Efektivita pro jednotlivé senzory PXL z měření kosmického záření před kalibrací detektoru. Prázdná místa jsou způsobena nefunkčním sektorem a nižší efektivita nefunkčním senzorem. Převzato z Ref. [37].

6.2.1 Počáteční problémy s radiačním poškozením

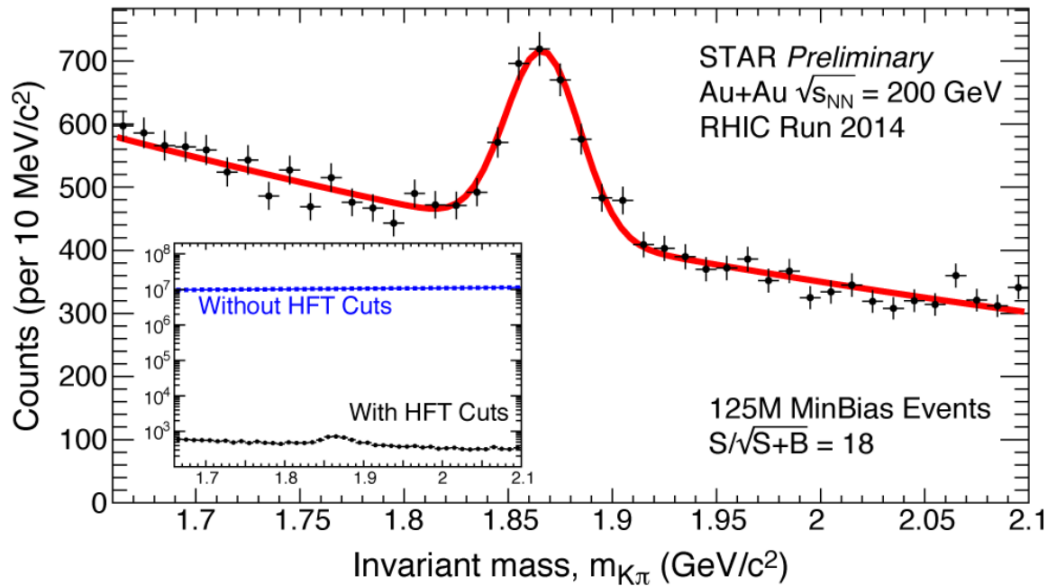
První poškození byla pozorována již při energii 14,5 GeV a pokračovala i do energií 200 GeV. Jejich příčina je spojena s radiací a má za následek zvýšení spotřeby, ztrátu celých sekcí a poškození registrů. Celkem bylo poškozeno 14 % aktivní plochy vnitřní vrstvy a 1 % vnější.

Aby se zabránilo dalšímu poškozování detektoru, bylo provedeno několik opatření. Ochrana proti mikroprůrazu byla snížena z původních 400 mA nad provozním proudem na 120 mA. Automatické restartování detektoru je nastaveno na každých 15 minut. HFT se zapne, pokud frekvence srážek klesne pod 55 kHz. Po těchto úpravách již nedocházelo k dalšímu poškozování detektoru. Pro měření na rok 2015 byl původní PXL detektor vyměněn za náhradní.

Technologie MAPS se osvědčila pro použití v urychlovacích experimentech.

6.2.2 Výsledky měření D^0

Nejnovější data měření výtěžku D^0 z dat z roku 2014 jsou na Obr. 6.5. Vnořený histogram ukazuje na důležitost detektoru HFT, bez něhož by nebylo možné rozoznat pík.



Obrázek 6.5: Graf zobrazující invariantní hmotu D^0 pro Au+Au srážky při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV z dat nabraných v roce 2014. Vnořený histogram ukazuje měření bez HFT (modré body) a s HFT (černé body). Převzato z Ref. [38].

Kapitola 7

Závěr

7.1 Shrnutí

Hlavní motivací pro zkonstruování HFT bylo rozšíření schopností detektoru STAR měřit sekundární vrcholy a přímo identifikovat částice obsahující otevřenou těžkou vůni při p+p, p+A a A+A kolizích s dříve nevídanou přesností a efektivitou. Těžké kvarky (b , c) jsou vytvořeny pouze tvrdými procesy v počátcích srážky a během vývoje systému se jejich počet nezvyšuje. Proto mohou posloužit jako dokonalá sonda QGP.

Celek zvaný HFT se skládá z několika detektorů – křemíkový stripový detektor (SSD), prostřední křemíkový sledovač (IST) a dva pixelové detektory (PXL). Dohromady dokáže detektor HFT dosáhnout rozlišení sekundárních vrcholů až pod 30 μm . HFT byl dokončen v roce 2014 namontováním pixelových detektorů, jedná se o první monolitický aktivní pixelový senzor (MAPS) použitý v urychlovacích experimentech. Prvních pár dní byl detektor ničen vysokým radiačním prostředím, bylo učiněno několik opatření a od té doby nedochází k dalšímu poškození. S HFT se úspěšně měřilo po celý rok 2014 a 2015. MAPS technologie se velmi osvědčila v urychlovacích experimentech a v současné době je plánovaná její implementace na urychlovači LHC.

7.2 Plánovaná měření na RHIC

V roce 2015 proběhlo měření několika srážkových systémů [19]. Jako první srážky polarizovaných protonů s protony ($p\uparrow+p\uparrow$) při $\sqrt{s} = 200$ GeV, dále srážky polarizované p+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Nakonec je v plánu vůbec poprvé srážka s hliníkem ($p\uparrow+\text{Al}$) opět při energii $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Pro rok 2016 je kromě klasických srážek naplánováno i několik novinek [17]. Budou se srážet ($p\uparrow+p\uparrow$) při $\sqrt{s} = 62$ GeV, Au+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV, d+Au nebo He3+Au při $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV a $\sqrt{s_{NN}} = 20$ GeV. Vůbec poprvé se budou srážet systémy Ru+Ru a Zr+Zr při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a $\sqrt{s_{NN}} = 20$ GeV. Měření je naplánováno na 22 týdnů.

Aktuální běh bude probíhat do konce roku 2016 [17] [39]. Poté následuje odstávka. V roce 2018 bude vylepšeno elektronové chlazení. V letech 2019–2020 proběhne druhý sken energie svazku (BESII – Beam Energy Scan II). V letech po roce 2021

následuje druhé měření s vysokou luminozitou, na tento běh proběhne vylepšení na střední rapidity a dopředných detektorů. Z důvodu zvýšené luminozity bude HFT vylepšen na HFT+ a TPC na iTPC. HFT+ bude rychlejší než nynější verze a iTPC zlepší zaznamenání drah částic.

Použitá terminologie

ADC	Analog to Digital Converter – Konvertor Analog–Digitální
AGS	Alternating Gradient Synchrotron – Synchrotron s proměnným gradientem
BEMC	Barrel ElectroMagnetic Calorimeter – Válcový elektromagnetický kalorimetr
BNL	Brookhaven National Laboratory – Brookhavenská národní laboratoř
BSMD	Barrel Shower Maximum Detector – Detektor maxima spršky
CCD	Charge-coupled device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor – Doplnující se kov–oxid–polovodič
DAQ	Data Acquisition – Sběr dat
EBIS	Electron Beam Ion Source – Elektron svazkový zdroj iontů
eRHIC	The electron Relativistic Heavy Ion Collider – Elektronový relativistický urychlovač těžkých iontů
GEM	Gas Electron Multiplier – Plynový elektronový zesilovač
GMT	GEM based tracking chambers to monitor the TPC – Sledovací komorový monitor TPC na bázi plynového elektronového zesilovače
HFT	Heavy Flavor Tracker – Sledovač těžkých vůní
IST	Intermediate Silicon Tracker – Prostřední křemíkový sledovač
Latch-up	Mikroprůraz
Linac	Linear accelerator – Lineární urychlovač
MAPS	Monolithic Active Pixel Sensor – Monolitické aktivní pixelové senzory

MRPC	Multigap Resistive Plate Chambers – Odporové desky s více mezerami
MTB	Mass Termination Board
MTD	Muon Telescope Detector – Mionový teleskop
MWPC	Multi-Wire Proportional Chambers – Mnohohrátkové proporcionální komory
PMT	Photomultiplier tube – fotokatodový zesilovač
pVPD	Vertex Position Detector – vertexový poziční detektor – Vertexový poziční detektor
PXL	Pixel detector – Pixelové detektory
RDO	Readout board – Vychítací deska
RHIC	The Relativistic Heavy Ion Collider – Relativistický urychlovač těžkých iontů
SSD	Silicon Strip Detector – Křemíkový stripový detektor
STAR	Solenoidal Tracker At RHIC
TOF	Time of Flight – Detektor doby letu
TPC	Time Projection Chamber – Časově projekční komora

Literatura

- [1] R. Vogt, *Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions*, 1. vyd. Elsevier B. V., 2007. 477s ISBN: 978-0-444-52196-5.
- [2] M. Kliemant et al., *Global Properties of Nucleus-Nucleus Collisions*, Lect.Notes Phys. 785 (2010) 23-103
- [3] BNL - Media & Communications Office, *Tracking the Transition of Early-Universe Quark Soup to Matter-as-we-know-it*[Web], cit. 27.4.2015 <http://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=24473>
- [4] W. Florkowski, *Basic phenomenology for relativistic heavy-ion collisions*, Acta Phys.Polon. B45 (2014) 12, 2329-2354
- [5] R. Snellings, *Elliptic Flow: A Brief Review*, New J.Phys. 13 (2011) 055008
- [6] M. Luzum, P. Romatschke *Conformal Relativistic Viscous Hydrodynamics: Applications to RHIC results at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. C78, 034915 (2008)
- [7] M. J. Tannenbaum, *How do quarks and gluons lose energy in the QGP?*, J.Phys.Conf.Ser. 589 (2015) 1, 012019
- [8] Glenn F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 4. vyd. John Wiley & Sons, Inc, 2010. 830s ISBN: 978-0-470-13148-0.
- [9] Wikibooks, The Free Textbook Project., *Band gap comparison* [Obrázek], http://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Band_gap_comparison.svg&oldid=117394742
- [10] G. Ottaviani, C. Canali, A. Alberigi Quaranta, *Charge carrier transport properties of semiconductor materials suitable for nuclear radiation detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22, 1, 192 (1975).
- [11] L. Hubbeling et al., *Measurement of spartial resolution of a double-sided AC-coupled microstrip detector*, Nucl. Instrum. Meth. A310, 197-202 (1991).
- [12] G.Deptuch, *New Generation of Monolithic Active Pixel Sensors for Charged Particle Detection* Doktorská práce, University of Strasbourg, 2002. 319s.
- [13] G. Gramegna et al., *Designing a Linear Silicon Drift Detector*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-42, 5, 1497 (1995).

-
- [14] M. Hejtmánek, *Development of Novel Silicon Particle Detectors* Diplomová práce, České vysoké učení technické v Praze, 2010. 56s.
- [15] Jakub Šerých, *Charge-coupled device* [Obrázek], http://cs.wikipedia.org/w/index.php?title=Charge-coupled_device&oldid=12286123.
- [16] Brookhaven National Laboratory, *The Relativistic Heavy Ion Collider* [Web], cit. 27.4.2015 <http://www.bnl.gov/rhic/default.asp>.
- [17] W. Fisher, J. Alessi, M. Blaskiewicz, et al., *RHIC Collider Projections (FY 2016 - FY 2022)* [Online], cit. 28.6.2015 <http://www.rhichome.bnl.gov/RHIC/Runs/RhicProjections.pdf>.
- [18] H. Hahn, E. Forsyth, H. Foelsche, et al., *The RHIC design overview*, Nucl.Instrum.Meth., vol. A499, pp. 245–263, 2003.
- [19] Wolfram Fischer, *Run overview of the Relativistic Heavy Ion Collider* [WEB], cit. 27.4.2015 <http://www.rhichome.bnl.gov/RHIC/Runs/>.
- [20] Karen McNulty Walsh, *Accelerating Particles Accelerates Science — With Big Benefits for Society* [Obrázek], <http://www.bnl.gov/rhic/news2/news.asp?a=3758&t=today>.
- [21] STAR Collaboration, *STAR Images - STAR Detector (2000)* [Obrázek], <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/book/export/html/7278>.
- [22] K.H. Ackermann, N. Adams, C. Adler, et al., *STAR detector overview*, Nucl.Instrum.Meth., vol. A499, pp. 624–632, 2003
- [23] C. Yang, X. J. Huang, C. M. Du, et al., *Calibration and performance of the STAR Muon Telescope Detector using cosmic rays*, Nucl.Instrum.Meth., vol. A762, pp. 1-6, 2014
- [24] STAR Collaboration, *STAR Muon Telescope Detector Proposal, 2010*, http://www.star.bnl.gov/~ruanlj/MTDreview2010/MTD_proposal_v14.pdf.
- [25] M. Beddo, E. Bielick, T. Fornek, et al., *The STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter*, Nucl.Instrum.Meth., vol. A499, pp. 725-739, 2003
- [26] P. Fachini et al., *Proposal for a Large Area Time of Flight System for STAR, 2004*, https://www.star.bnl.gov/public/tof/publications/TOF_20040524.pdf.
- [27] Kohei Kajimoto, *A Large Area Time of Flight Detector for the STAR Experiment at RHIC. PhD thesis, The University of Texas in Austin, 2009*, <http://repositories.lib.utexas.edu/handle/2152/7860>.
- [28] STAR Collaboration, *Pion, kaon, proton and anti-proton transverse momentum distributions from $p+p$ and $d+Au$ collisions at 200 GeV*, Phys. Lett. B 616, pp. 8-16, 2005
-

- [29] M. Andersona, J. Berkovitzb, W. Betts, et al., *The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC*, Nucl.Instrum.Meth., vol. A499, pp. 659–678, 2003
- [30] STAR Collaboration, *A Proposal for STAR Inner TPC Sector Upgrade (iTPC)*, 2015, Cit. 22.6.2015 https://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/STAR_iTPC_proposal_06_09_2015.pdf.
- [31] S. Das, *Performance of GEM Chambers to Monitor the TPC Tracking Calibration*[Poster], RHIC & AGS Annual Users' Meeting 2013
- [32] Spiros Margetis, *Star Heavy Flavor Tracker*, QCD@WORK, Bari, Italy 2014
- [33] J. Bielčík, *Osobní konzultace*
- [34] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics, Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014)*, <http://pdg.lbl.gov/2014/reviews/rpp2014-rev-passage-particles-matter.pdf>.
- [35] C.Chasman et.al., *A Heavy Flavor Tracker for STAR, 2008*, LBNL/PUB-5509-2008.
- [36] D.Beavis et.al., *The STAR Heavy Flavor Tracker Technical Design Report, 2011*, Cit. 19.3.2015, https://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/HFT_TDR_Final.pdf.
- [37] M. Szelezniak, *Upgrade of the STAR silicon detectors*, Vertex 2014, Doksy, Czech Republic
- [38] G. Van Buren, *Developments in Tracking with STAR's Heavy Flavor Tracker*, Cit. 28.6.2015, Vertex 2015, Santa Fe, USA
- [39] Zhangbu Xu, *Recent results from STAR experiment at RHIC*, ICPAQGP, 2015.