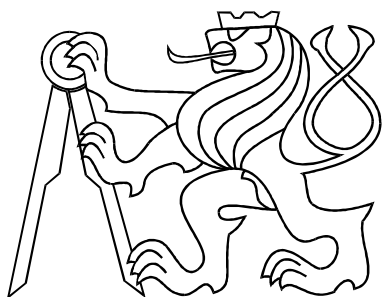


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Výzkumný úkol

**Vliv energetické a impulsové kalibrace detektoru
ATLAS na určení kinematických veličin Z bosonu
vznikajícího anihilací páru kvark-antikvark**

Praha, 2007

Posluchač: Michal Svatoš

Vedoucí úkolu: RNDr. Pavel Staroba, CSc.

Název práce:

Vliv energetické a impulsové kalibrace detektoru ATLAS na určení kinematických veličin Z bosonu vznikajícího anihilací páru kvark-antikvark

Autor: Michal Svatoš

Obor: Jaderné inženýrství

Druh práce: Výzkumný úkol

Vedoucí práce: RNDr. Pavel Staroba, CSc., FzÚ, AV ČR

Konzultant: —

Abstrakt: Tato práce je rozdělena na dvě části. První je věnována popisu urychlovače LHC a na něm umístěném experimentu ATLAS. Zabývá se složením celého zařízení i fungováním jednotlivých detektorů a některými jejich vlastnostmi. Stručně je popsán i fyzikální program experimentu ATLAS. Druhá část ukazuje výsledky zkoumání vlivu neurčitosti E-p škály na hmotnost, impuls a rapiditu Z bosonu.

Klíčová slova: experiment ATLAS, E-p škála, Z boson, detektor částic, energetické a impulsové rozlišení

Title:

Influence of energetic and momentum calibration of ATLAS detector on determination of kinematical variables of Z boson created by quark-antiquark pair annihilation

Author: Michal Svatoš

Abstract: This project is divided into two parts. The first one is dedicated to description of accelerator LHC and experiment ATLAS. It deals with its overall functioning, function of its parts and some of their properties. ATLAS physics program is also briefly mentioned. The second part shows a results of influence of uncertainty of E-p scale on mass, momentum and rapidity of Z boson.

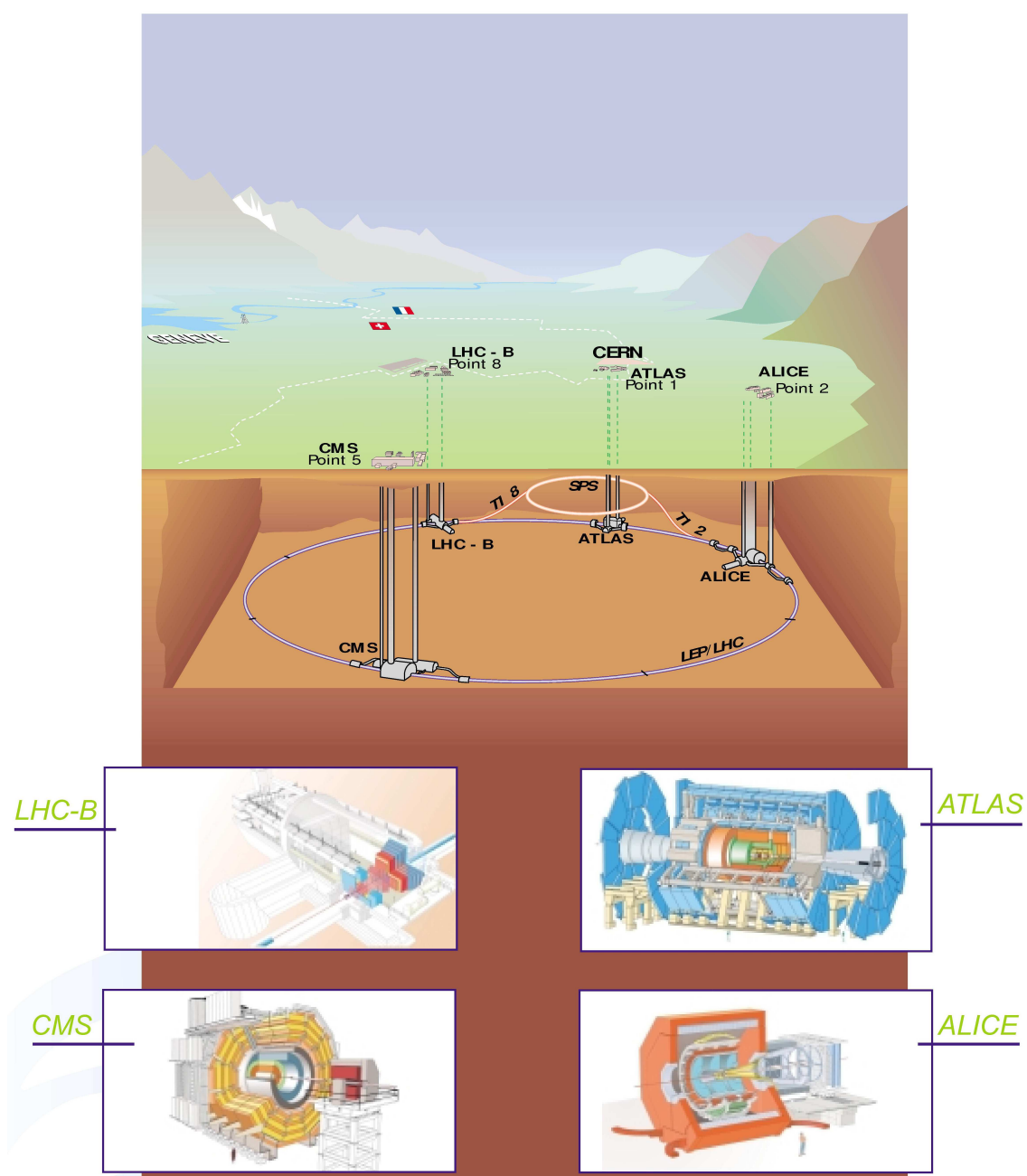
Key words: experiment ATLAS, E-p scale, Z boson, particle detector, energetic and momentum resolution

Obsah

I	Urychlovač LHC a experiment ATLAS	7
1	LHC	11
2	ATLAS	13
2.1	Úvod	13
2.2	Detektor	15
2.2.1	Terminologie	15
2.2.2	Soustava magnetů	16
2.2.3	Vnitřní detektor	16
2.2.4	Kalorimetry	19
2.2.5	Mionový spektrometr	24
2.2.6	Spouštění a sběr dat	28
2.2.7	Vyhodnocování	29
2.3	Fyzika	30
2.3.1	Přehled fyzikálního programu experimentu ATLAS	30
2.3.2	Tvrdé interakce kvarků a gluonů	30
2.4	Určení hmotnostní škály	33
2.4.1	Vnitřní detektor	34
2.4.2	EM kalorimetr	34
2.4.3	Impulsová škála mionů	34
2.4.4	Škála jetů a E_T^{miss}	34
II	Analýza simulovaných dat	37
3	Výsledky analýzy plně rekonstruovaných případů $p + p \longrightarrow X + Z \longrightarrow e^+ + e^-$ při těžišťové energii 14 TeV	39
3.1	Popis použitých souborů, zkoumané objekty, ořezání	39
3.2	Výsledky	40
3.2.1	Úroveň výběru případů	40
3.2.2	Závislost na neurčitosti E-p škály	41
3.2.3	Fitování rozdělení hmotnosti Z bosonu	43
3.3	Závěr	50

Část I

Urychlovač LHC a experiment
ATLAS



Obrázek 1: Urychlovač LHC a experimenty, které jsou na něm umístěny

Kapitola 1

LHC

Urychlovač LHC (Large Hadron Collider) v CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - Evropské centrum jaderného výzkumu) je určen primárně pro srážky dvou vstřícných protonových svazků s těžišťovou energií 14 TeV. Je postaven v tunelu, kde se předtím nacházel elektron-pozitronový urychlovač LEP (The Large Electron-Positron Collider). Projekt LHC byl schválen v prosinci 1994. Spuštěn má být v roce 2007.

Na LHC jsou umístěny čtyři velké experimenty - ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid) a LHCb (The Large Hadron Collider beauty experiment).

ATLAS a CMS jsou experimenty, které nejsou specializované a jsou schopny provádět komplexní měření probíhajících srážek. Jejich základním úkolem je objasnit narušení symetrie v elektroslabé interakci. S tímto je spojeno hledání tzv. Higgsova bosonu. Je zde i možnost, že budou objeveny částice předpovězené supersymetrií.

Experiment LHCb byl vytvořen za účelem studia narušení CP invariance a jiných vzácných jevů v rozpadech B mezonů. Tato měření budou možná i na experimentech ATLAS a CMS.

ALICE je experiment, který je zaměřen na srážky těžkých iontů. Byl vytvořen za účelem studia silně interagující hmoty a kvark-gluonového plazmatu v jádro-jaderných srážkách. Tato měření budou možná i na experimentech ATLAS a CMS [9].

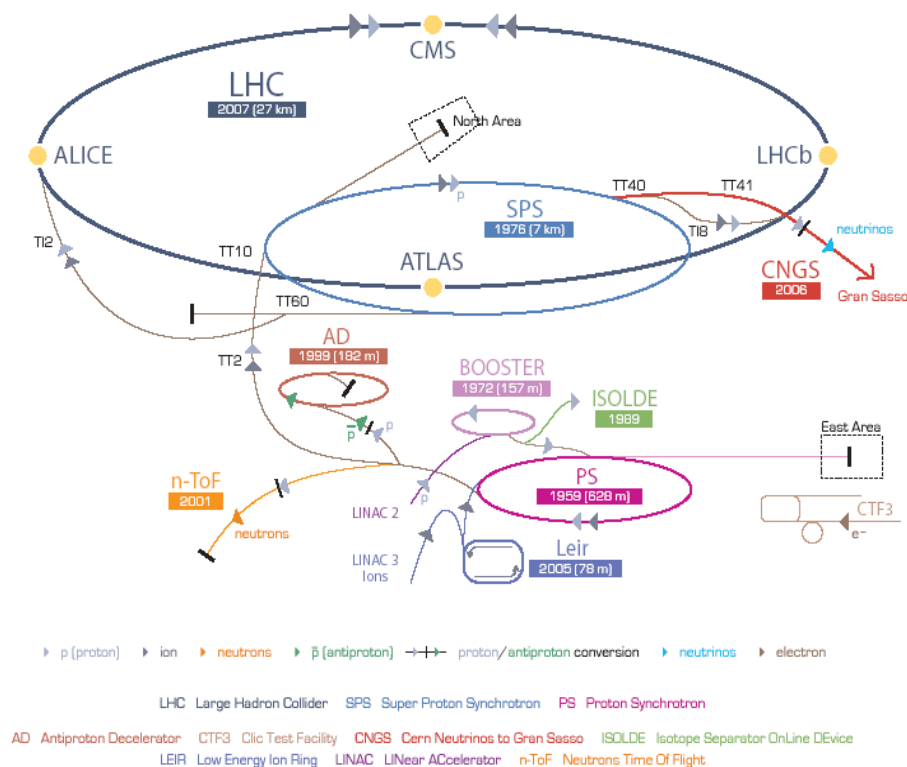
Na LHC jsou tedy mimo proton-protonových srážek plánovány i srážky těžkých iontů $^{208}\text{Pb}^{82+}$ s energií svazku 2.76 TeV/nukleon. Pro zkoumání srážek těžkých iontů slouží především experiment ALICE, nicméně jejich studium se plánuje i na experimentech ATLAS a CMS.

Obecné informace		
Obvod prstence [m]	26658.883	
Počet míst, kde probíhají kolize	4	
Údaje pro p-p srážky a Pb-Pb srážky		
	p-p srážky	Pb-Pb srážky
Těžišťová energie	14 TeV	2.76 TeV/nukleon
Luminosita [$cm^{-2}s^{-1}$]	10^{34}	1.0×10^{27}
Počet částic/iontů v balíku	1.15×10^{11}	7×10^7
Počet balíků	2808	592
Čas mezi srážkami [ns]	24.95	99.8
Totální účinný průřez [mb]	100	514000
Doba života svazku [h]	44.86	21.8

Tabulka 1.1: Některé vlastnosti urychlovače LHC

Protony se do LHC dostávají soustavou urychlovačů. Zdroj protonů je lineární urychlovač Linac2. Odtud protony procházejí soustavou synchrotronů v pořadí PSB (Proton Synchrotron Booster - vycházející protony mají energii 1.4 GeV), PS (Proton Synchrotron - 26 GeV) a SPS (Super Proton Synchrotron - 450 GeV). Z SPS jsou potom vstříkovány do LHC.

Pro těžké ionty je tomu jinak, protože PSB nedokáže docílit požadované hustoty. Těžké ionty pocházejí z lineárního urychlovače Linac3 (odtud vycházejí ionty s energií 4.2 MeV/nukleon). Poté se dostávají do LEIR (Low Energy Ion Ring - 72.2 MeV/nukleon). Odtud je to stejné jako pro protony. Ionty procházejí PS (5.9 GeV/nukleon), SPS (176.4 GeV/nukleon) a nakonec se dostávají do LHC ([1] a [2]).



Obrázek 1.1: Urychlovací soustava v CERN

Kapitola 2

ATLAS

2.1 Úvod

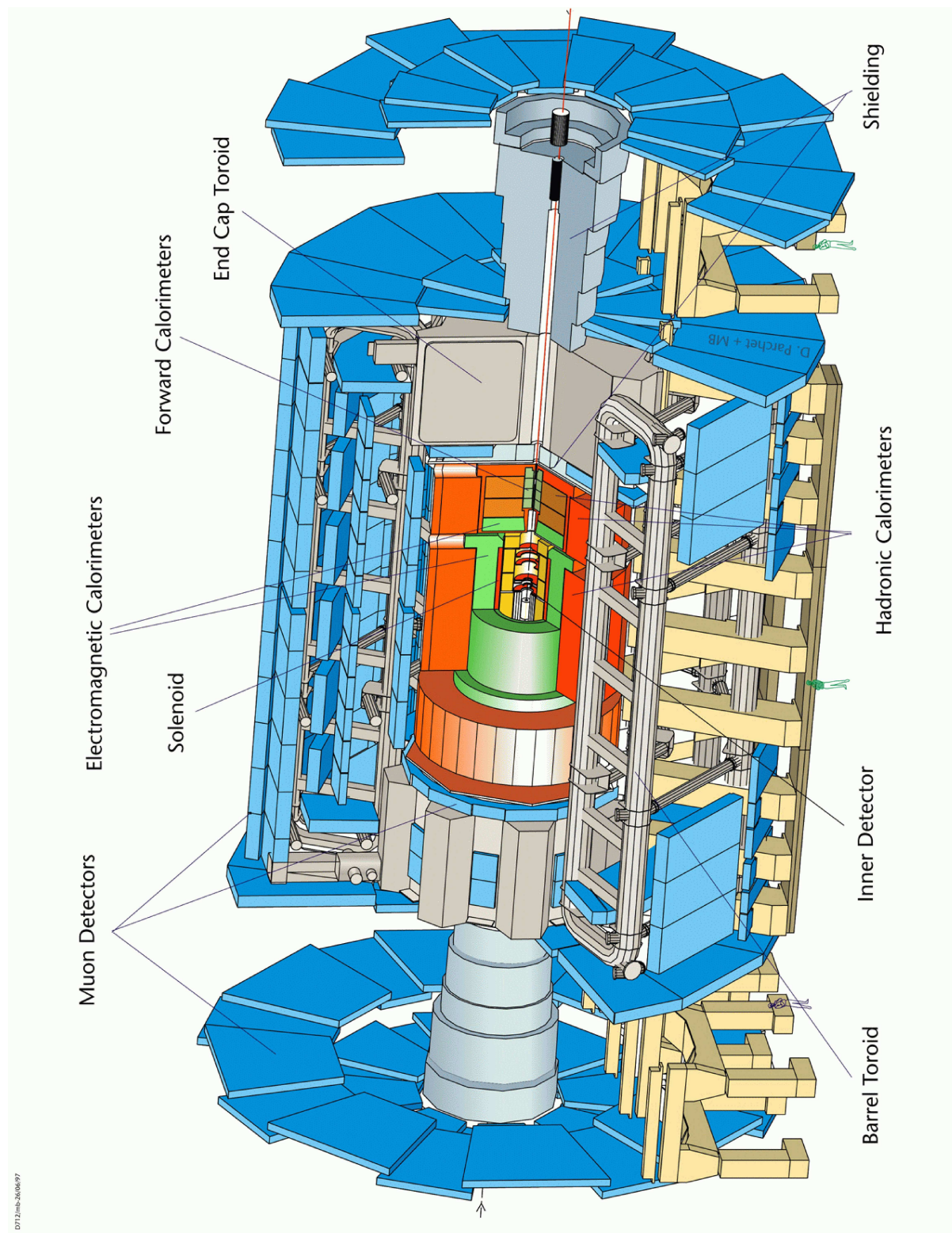
Urychlovač LHC a experimenty na něm umístěné umožní rozšířit naše znalosti fyziky elementárních částic. Ať už přesnější měření vlastností známých objektů částicové fyziky nebo objevování nových.

ATLAS je jeden ze čtyř experimentů, které se nacházejí na urychlovači LHC. Je znázorněn na obrázku (2.1). Bude pracovat při luminositě $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Svazky protonů se v něm srazí každých 25 ns, přičemž dojde zhruba ke 23 interakcím.

Je několik oblastí, do kterých může experiment ATLAS významně přispět. Jsou to

- hledání Higgsova bosonu. Pro zjištění jeho hmotnosti v plném rozsahu povolených hodnot je třeba vysoké rozlišení pro elektrony, miony, fotony, jety a E_T^{miss} a výborná detekce sekundárních vertexů τ -leptonů a b-kvarků
- SUSY. Je důležité měření E_T^{miss} a b-tagging
- nové těžké kalibrační bosony. Je potřeba vysoké rozlišení pro leptony s rozsahem několika TeV v příčném impulsu
- složené kvarkové struktury. Je třeba měření jetů s velkým příčným impulsem
- přesné měření hmotností W a top kvarku, vazby kalibračních bosonů, narušení CP invariance, určení Cabibbo-Kobayashi-Maskawa trojúhelníku unitarity. Je důležitá přesná znalost energetické škály jetů a leptonů, přesné určení sekundárních vertexů, plná rekonstrukce konečných stavů s nízkými příčnými impulsy a spouště leptonů s nízkými příčnými impulsy.

Experiment ATLAS tak tedy může přispět přesnějšími měřeními důležitých fyzikálních veličin. Navíc je také možné, že s pomocí získaných dat bude možné rozlišit, který z fyzikálních modelů je správný, resp. který lépe popisuje fyziku elementárních částic.



Obrázek 2.1: Experiment ATLAS

2.2 Detektor

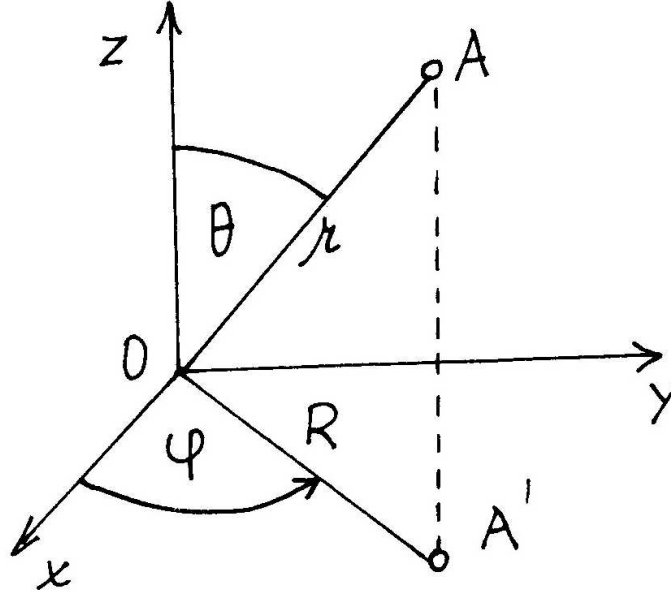
Hlavními částmi jsou (při postupu z vnitřku směrem ven): vnitřní detektor, elektromagnetický kalorimetr, hadronový kalorimetr a mionový detektor. Mezi vnitřním detektorem a elektromagnetickým kalorimetrem je umístěn supravodivý solenoid. Celková váha detektoru je okolo 7000 tun. Tato část práce je kompilací zdroje [3].

2.2.1 Terminologie

Nejdříve je třeba zavést souřadný systém a některé parametry.

Souřadný systém:

Osa z je definována ve směru svazku, rovina x - y je na něj kolmá. Osa x je vodorovná. Její kladná část směřuje od bodu interakce do středu prstence. Kladná část osy y směřuje vzhůru. Sférické souřadnice jsou zavedeny standardním způsobem (viz obrázek (2.2)). Část detektoru, kde $z > 0$, se označuje jako A. Pro $z=0$ jako B a pro $z < 0$ jako C.



Obrázek 2.2: Sférické souřadnice

Detektor ATLAS je schopen rozlišit tyto typy objektů charakterizovaných čtyřimpulsem: elektron, foton, mion, τ lepton, K_S^0 , jet, b-jet a celkový čtyřimpuls případu. Pro popis těchto objektů se často používají tyto kinematické veličiny:

- pseudorapidita, definovaná jako $\eta = -\ln \tan(\frac{\theta}{2})$
- příčný impuls p_T
- příčná energie $E_T = E \sin \theta$
- chybějící příčná energie $E_T^{miss} = E^{miss} \sin \theta$
- vzdálenost v proměnných pseudorapidity a azimutálního úhlu $\Delta R = \sqrt{\Delta^2 \eta + \Delta^2 \phi}$

Parametry popisující trajektorii nabitě částice:

Existuje pět parametrů, které popisují trajektorii nabitě částice v ideálním, uniformním magnetickém poli. Tato parametrizace se používá v experimentu ATLAS.

Parametry definované v rovině x-y

- převrácená hodnota příčného impulsu vzhledem k ose svazku $\frac{1}{p_T}$
 - azimutální úhel
- $$\phi \equiv \frac{p_y}{p_x}$$

- příčný srážkový parametr d_0 , definovaný jako příčná vzdálenost osy svazku a bodu nejbližšího přiblížení

Parametry definované v rovině R-z

- cotangens polárního úhlu

$$\cot \theta \equiv \frac{p_z}{p_T}$$

- podélný srážkový parametr z_0 , definovaný jako z souřadnice v bodě nejbližšího přiblížení

2.2.2 Soustava magnetů

Pro potřeby detektorů experimentu ATLAS byla vytvořena soustava supravodivých magnetů. Ta se skládá z několika částí (viz obrázek (2.1)). První část je centrální solenoid (Central Solenoid - CS), který vytváří magnetické pole ve vnitřním detektoru. Druhá část je systém tří velkých toroidů se vzduchovým jádrem (barelové toroidy - Barel Toroids - BT), které vytvářejí magnetické pole v mionovém spektrometru. A nakonec toroidy uzavírající detektor (End-Caps Toroids - ECT), které jsou vloženy do barelových toroidů. Všechny jsou chlazeny tekutým héliem (4.5 K).

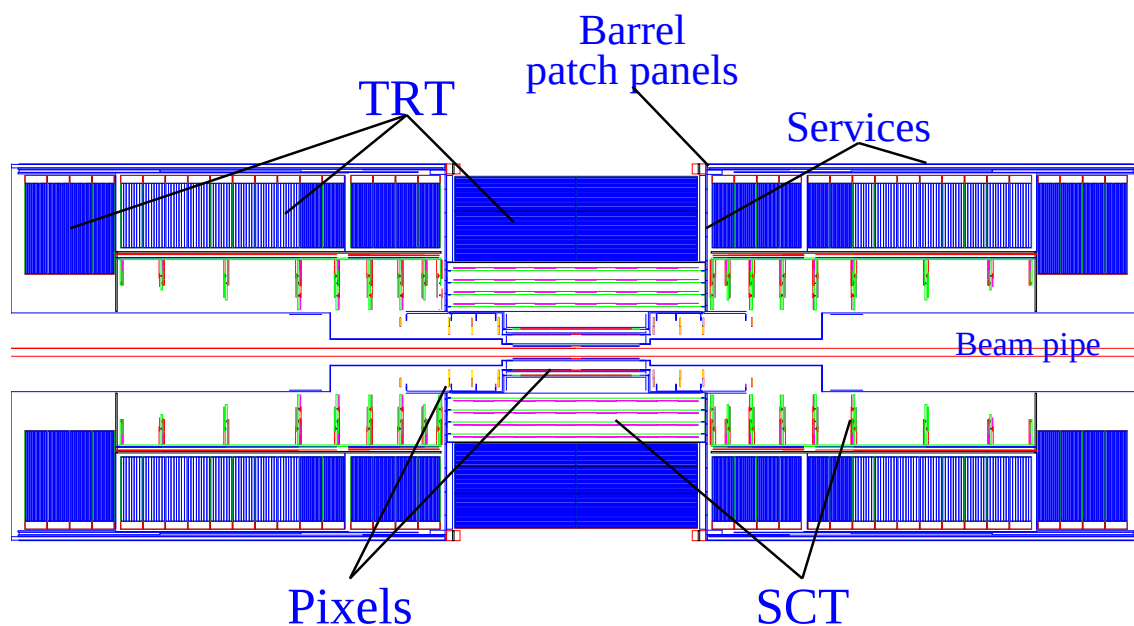
Centrální solenoid vytváří centrální pole 2 T, s maximální hodnotou až 2.6 T. Vzhledem k tomu, že je blíže bodu interakce než kalorimetry, byl vytvořen tak tenký, jak jen to bylo možné.

BT vytváří magnetické pole s maximální hodnotou 3.9 T. Každý ze tří toroidů se skládá z osmi cívek sestavených symetricky kolem osy svazku. ECT vytváří magnetické pole s maximální hodnotou 4.1 T. Skládá se z osmi cívek. Cívky ECT jsou posunuty o 22.5° vůči cívkám barelového toroidu.

2.2.3 Vnitřní detektor

Vnitřní detektor (Inner Detector -ID) je nejbližší bodu interakce. Jeho schéma je na obrázku (2.3). Skládá se ze tří částí - barelu a dvou uzávěrů. V barelu jsou detektory uspořádány soustředně kolem osy svazku. V uzávěrech jsou upevněny na disk kolmo k ose svazku. V ID jsou použity tři různé druhy detektorů. První jsou pixelové detektory. Druhá část jsou polovodičové dráhové detektory (SemiConductor Tracking detector - SCT), které používají technologii křemíkových mikrostripových detektorů. Třetí část tvoří dráhové detektory přechodového záření (Transition Radiation Tracker - TRT) používající brčkové dráhové detektory (straw tube tracker). Vnitřní detektor je schopen velmi přesně určovat dráhy a druhy částic a provádět měření v rozsahu pseudorapidity $|\eta| < 2.5$.

Vzhledem k předpokládané vysoké hustotě drah je třeba detektor s vysokou zrnitostí (plochu v detektoru je možno rozdělit do co nejmenších buněk). Čím větší zrnitost, tím lepší rozlišovací schopnost. Proto byly vybrány křemíkové mikrostripové a pixelové detektory. Typická dráha nabitě částice zanechá signál ve 3 prvcích pixelových detektorů, 8 prvcích stripových detektorů a 36 prvcích TRT detektorů.



Obrázek 2.3: Schéma vnitřního detektoru

Druh detektoru	Část	Počet kanálů (10^6)	rozsah η
Pixel	1 odstranitelná vrstva v barelu	16	± 2.5
	2 vrstvy v barelu	81	± 1.7
	5 disků uzavírajících detektor na každé straně	43	$1.7 - 2.5$
Silicon strip	2 vrstvy v barelu	3.2	± 1.4
	9 disků uzavírajících detektor na každé straně	3.0	$1.4 - 2.5$
TRT	axiální stěbla v barelu	0.1	± 0.7
	radiální stěbla v discích	0.32	$0.7 - 2.5$

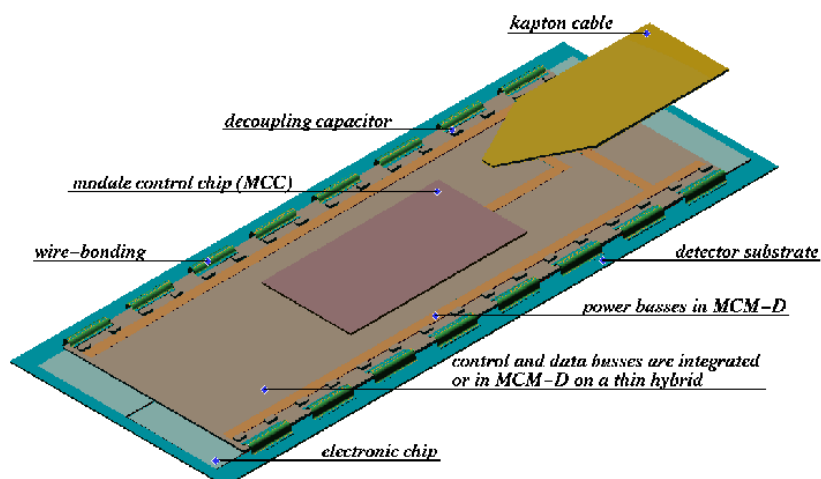
Tabulka 2.1: Parametry vnitřního detektoru

Pixelový detektor

Je to křemíkový detektor (viz obrázek (2.4)). Detekční oblast se skládá z malých pravoúhelníků, které jsou spojené s vyčítacím čipem. Je používán hlavně pro identifikaci krátce žijících částic, rozeznávání obrazců, rekonstrukci případů a měření impulsu.

Systém se skládá ze tří barelů a pěti disků na každé straně. Je navržen tak, aby poskytoval vysokou zrnitost (celkem je detektor složen ze 140 milionů detekčních elementů) a přesné měření co nejbližší bodu interakce.

Barel se skládá přibližně z 1500 modulů a disky ze 700 modulů. Všechny moduly jsou identické - dlouhé 62.4 mm a široké 21.4 mm. Na každém modulu je 61440 pixelů.

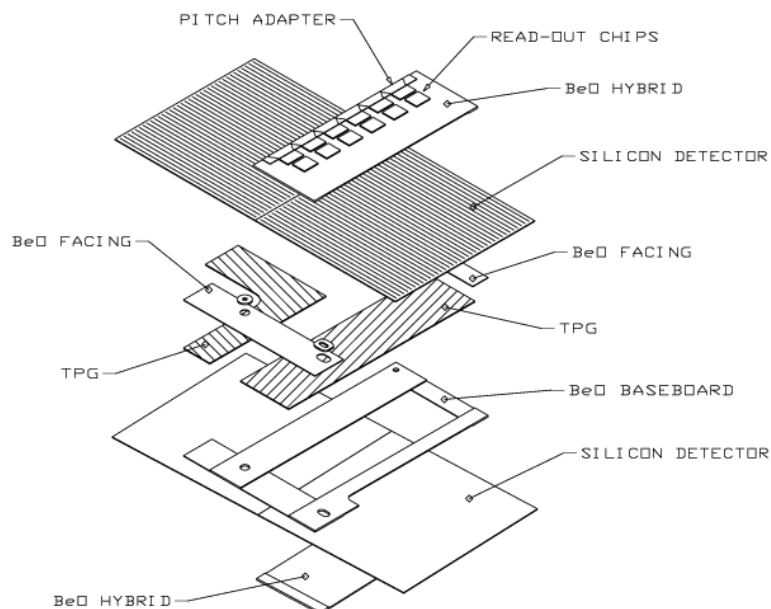


Obrázek 2.4: Schéma pixelového modulu v barelu

SCT

Je to křemíkový detektor (viz obrázek (2.5)). Detekční oblast se skládá z úzkých proužků (stripů). Dvě vrstvy stripů, položené kolmo na sebe tvoří detektor. Měří průchod částice v rovině detektoru. Přispívá k měření impulsu, srážkového parametru a pozice vertexů. Má také dobré vlastnosti pro rozeznávání obrazců.

Barel je tvořen osmi vrstvami stripových detektorů. Uzávěry jsou složeny ze tří prstenců, které jsou namontovány na devíti discích. Moduly jsou umístěny na válcích z uhlíkových vláken, na kterých je namontován chladicí systém. Detektory mají velikost $6.36\text{ cm} \times 6.40\text{ cm}$. Každý z nich obsahuje 768 vyčítacích stripů.

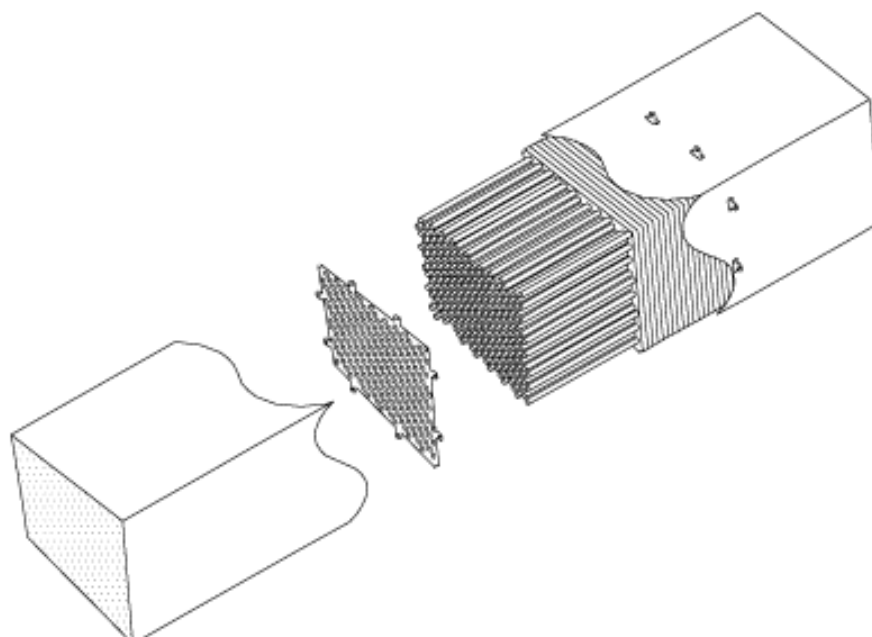


Obrázek 2.5: Schéma SCT modulu v barelu

TRT

Využívá brčkové detektory. Jsou to proporcionální detektory ve tvaru brček. Brčka jsou vyrobena z kaptonové folie zpevněné uhlíkovými vlákny a zapařena do polyethylenové pěny, která působí jako radiátor pro přechodové záření. Jsou plněna nehořlavou směsí plynů - 70 % Xe , 20 % CO_2 a 10 % CF_4 . TRT je používán pro identifikaci elektronů a vysokoenergetických mionů a také pro rozeznávání obrazců. Diskriminace pionů je $\sim 10^{-2}$ při 90 % účinnosti detekce elektronů. Kromě toho slouží jako detektor drah částic.

Brčka jsou řazena po dvou za sebou a spojena uprostřed. Barel jich obsahuje 50000 a jsou v něm řazena axiálně (viz obrázek (2.6)). Uzávěry obsahují 320000 radiálně uložených brček a skládají se z 18 disků.



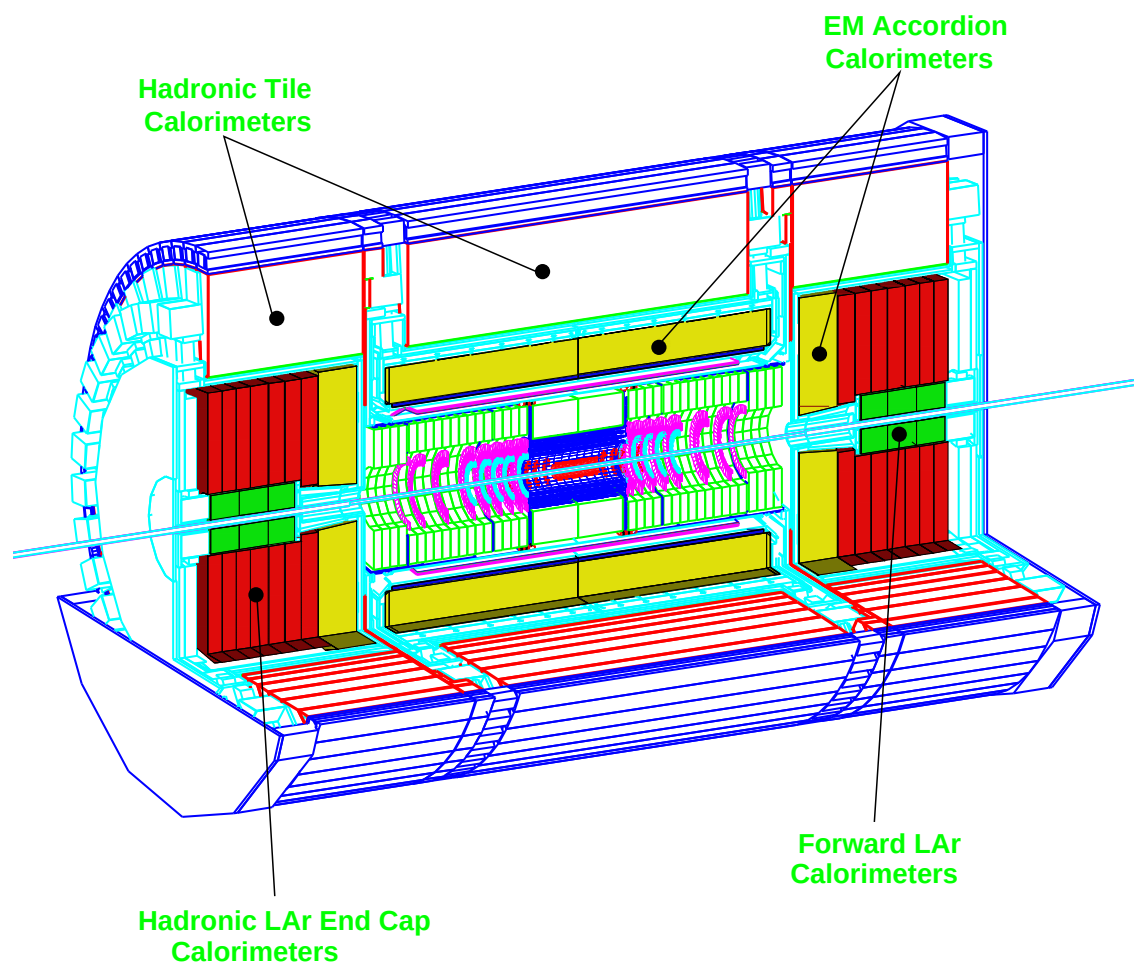
Obrázek 2.6: Schéma TRT modulu v barelu

2.2.4 Kalorimetry

Tento typ detektoru využívá toho, že některé druhy částic s vysokou energií vyvolávají při průchodu materiálem vhodných vlastností spršku sekundárních částic. Ta je způsobena neelastickou interakcí s materiálem absorbátoru. Sekundární částice letí dále a vytvářejí další spršky, které vytváří lavinu. To pokračuje, dokud energie částic nepoklesne pod určitou hranici. Když se to stane, znamená to, že celá energie původní částice je pohlcena v materiálu. Zlomek této energie je přeměněn na měřitelný signál. Fluktuační tohoto zlomku určují energetické rozlišení detektoru.

Kalorimetry zjišťují energii pomocí absorpce nabitých nebo neutrálních částic. Jsou schopny zjistit druh, energii a polohu částice.

Soustava kalorimetrů se skládá z několika částí. První je elektromagnetický kalorimetr (Electromagnetic Calorimeter - EM), který pokrývá oblast pseudorapidit $|\eta| < 3.2$. Druhá je hadronový barelový kalorimetr (hadronic barrel calorimeter), který pokrývá oblast pseudorapidit $|\eta| < 1.7$. Třetí část jsou hadronové kalorimetry uzavírací detektor (hadronic end-caps calorimeters - HEC), které pokrývají oblast pseudorapidit $1.5 < |\eta| < 3.2$. A čtvrtá je dopředný kalorimetr (forward calorimeter - FCAL), který pokrývá oblast pseudorapidit $3.1 < |\eta| < 4.9$. Navíc je ještě hned za nádobou s centrálním solenoidem umístěn předvzorkovací detektor (presampler detector), který pokrývá oblast pseudorapidit $|\eta| < 1.8$. Schéma soustavy je na obrázku (2.7).



Obrázek 2.7: Schéma kalorimetrů

Druh kalorimetru	Část	rozsah $ \eta $	počet kanálů
Elektromagnetický kalorimetr	barel	$ \eta < 1.475$	190000
	uzávěr	$1.375 < \eta < 3.2$	
Předvzorkovač	barel	$ \eta < 1.52$	
	uzávěr	$1.5 < \eta < 1.8$	
Hadronový dlaždicový kalorimetr	barel	$ \eta < 1.0$	10000
	rozšiřující barel	$0.8 < \eta < 1.7$	
Hadronový kalorimetr (LAr)	uzávěr	$1.5 < \eta < 3.2$	
Dopředný kalorimetr		$3.1 < \eta < 4.9$	3584

Tabulka 2.2: Parametry soustavy kalorimetrů

Elektromagnetické spršky

Vznikají v případech, že do dostatečně velkého bloku materiálu vletí vysokoenergetický elektron (pozitron) nebo γ , kde interaguje s hmotou. Sprška je řízená elektromagnetickou interakcí.

Pro interakce elektronů (pozitronů) jsou důležité tyto procesy:

- Srážky s atomy (ionizace, excitace atomů)
- Brzdné záření
- Pozitrony mohou anihilovat

Pro interakce fotonů jsou důležité tyto procesy:

- Fotoefekt (ionizace, excitace atomů)
- Comptonův rozptyl (ionizace, excitace atomů)
- Tvorba párů

Pro elektrony (pozitrony) nad 1 GeV je dominantní proces brzdné záření. Pro fotony nad 1 GeV je to tvorba párů.

V souvislosti s elektromagnetickými sprškami se zavádí pojem radiační délky X_0 . Je to střední dráha, na které vysokoenergetickému elektronu zbude z jeho původní energie E_0 pouze $\frac{1}{e}$ část. Ztráty energie jsou způsobeny brzdným zářením, které částice vyprodukuje v materiálu na dráze délky x . Platí:

$$\langle E \rangle = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right)$$

Pro fotony ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) s vysokou energií platí:

$$I_\gamma = I_0 \exp\left(-\frac{7x}{9X_0}\right)$$

kde I je intenzita záření. X_0 se používá jako jednotka pro podélný rozměr spršky.

Hadronové spršky

Hadronové spršky jsou kaskády hluboce nepružných interakcí prolétávajících hadronů s jádrem. Sprška je řízená silnou interakcí.

Srážka energetického hadronu s jádrem má dvě fáze:

- Rychlá - mnohočásticová produkce
- Pomalá - případné štěpení a deexcitace zbylého jádra

První fáze: Zhruba polovina energie je spotřebována na vznik nových částic a vyražení nukleonů z jádra. Druhá polovina je nesena nalétávající částicí nebo shlukem částic se stejnými kvantovými čísly (leading particle effect).

Druhá fáze: Zbylé jádro se může rozštěpit. Dceřiná jádra vznikají v excitovaném stavu. Energie se zbavují evaporací nukleonů (nejčastěji neutronů) a vyzařováním fotonů.

V souvislosti s hadronovými sprškami se zavádí pojem jaderné absorpční délky λ_0 . Je to střední volná dráha mezi dvěma nepružnými jadernými interakcemi. Platí:

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_{AV} \rho \sigma_i}$$

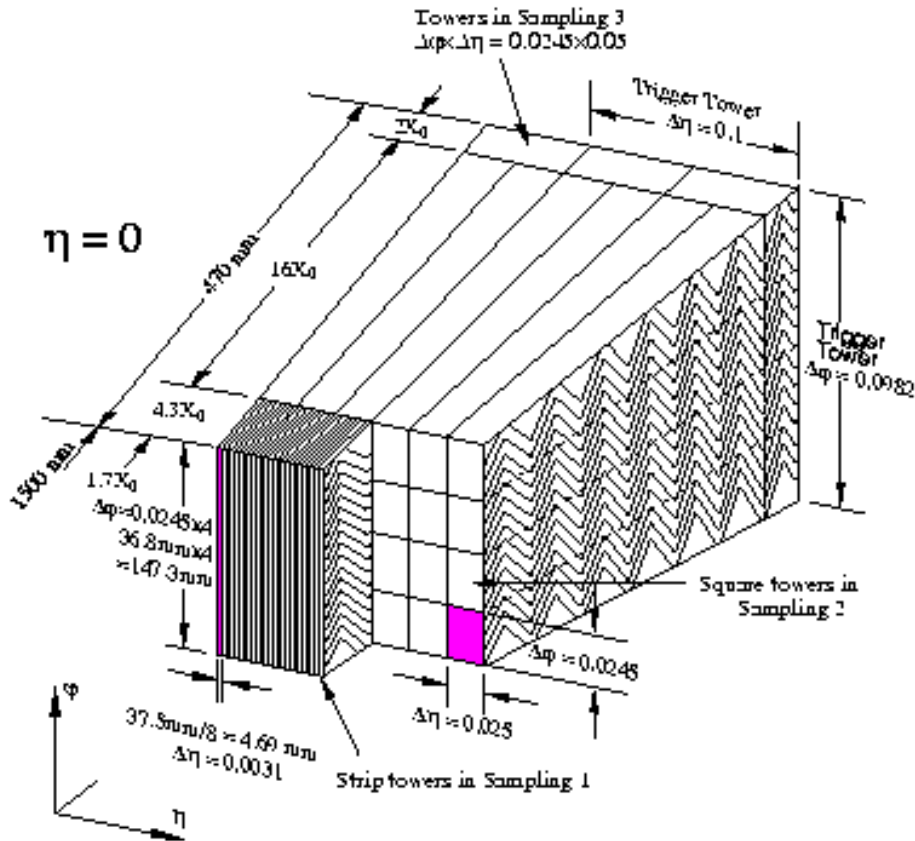
kde N_{AV} je Avogadrovo číslo, ρ je hustota a σ_i je neelastický účinný průřez. Používá se jako jednotka pro podélný rozměr spršky.

Elektromagnetický kalorimetr

Je citlivý na e^- , e^+ a γ . Je to detektor s kaptonovými elektrodami sestavenými podobně jako harmonika (viz obrázek (2.8)). Je tvořen vrstvami olověných absorbátorů, mezi kterými jsou mezery vyplněné tekutým argonem (aktivní médium). Sprška se rozvíjí v absorbátoru a při průchodu aktivním médiem produkuje měřitelný signál.

EM kalorimetr je rozdělen na barel a dva uzávěry. Barel se skládá ze dvou identických částí, které jsou odděleny mezerou. Každý uzávěr je rozdělen na dva koaxiální disky. Celková tloušťka je více než $24 X_0$ v barelu a více než $26 X_0$ v uzávěrech.

Před elektromagnetickým kalorimetrem je předvzorkovací kalorimetr, který pomáhá určit energetické ztráty elektronů a fotonů v materiálu před ním.



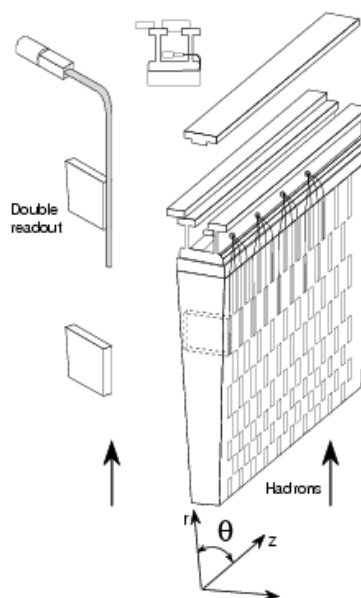
Obrázek 2.8: Schéma EM kalorimetru

Hadronový kalorimetr

Je určen k detekci hadronů. Jeho tloušťka je zvolena tak, aby zaručoval dobré měření E_T^{miss} .

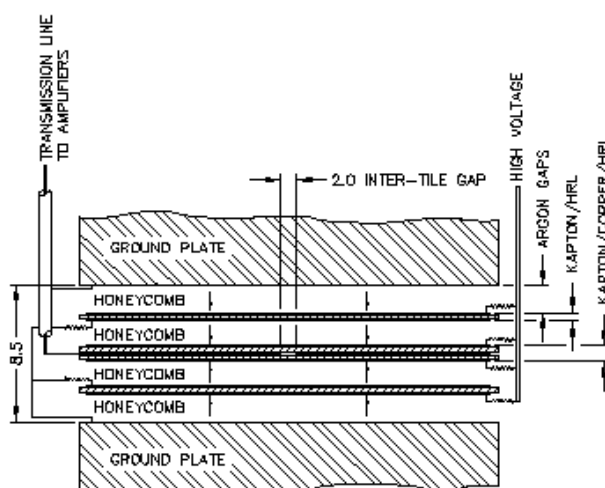
Je to válec rozdělený na tři části - centrální barel a dva identické rozšiřující barely na stranách. V centrálním barelu je dlaždicový kalorimetr. V rozšiřujícím barelu je dopředný kalorimetr, který je obalen kalorimetrickými uzávěry. Oba používají tekutý argon. Jsou obaleny dlaždicovým kalorimetrem, který používá scintilující dlaždice.

Dlaždicový hadronový kalorimetr: Je umístěn hned za elektromagnetický kalorimetr. Skládá se z barelu a dvou rozšiřujících barelů. Používá železo jako absorbátor a scintilující dlaždice jako aktivní materiál. Ty jsou umístěny radiálně. Dvě strany dlaždice jsou použity k vyčítání - připojením k posunovači vlnové délky. Z něho jde signál do dvou oddělených fotonásobičů. Celková tloušťka je 9.2λ ($v \eta = 0$).



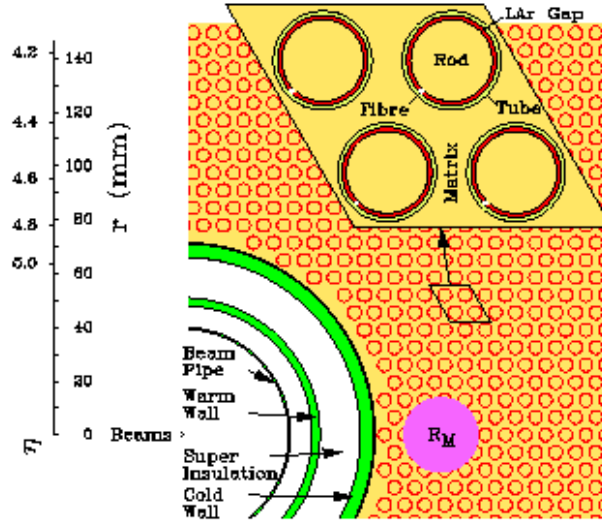
Obrázek 2.9: Princip dlaždicového kalorimetru

Hadronové kalorimetry uzavírající detektor: Používají měď jako absorbátor a tekutý argon jako aktivní médium. Každý uzávěr se skládá ze dvou nezávislých měděných disků. Každý disk se skládá z 32 identických modulů. Disky jsou rozděleny i podélně na dvě části.



Obrázek 2.10: Schéma hadronového kalorimetru uzavírajícího detektor

Dopředný hadronový kalorimetr: Skládá se ze tří částí. Jedna používá jako absorbátor měď a zbývající dvě používají jako absorbátor wolfram. Jako aktivní médium je použit tekutý argon. V každé z nich je kovová matice s podélnými kanály. Uvnitř jsou tyče a trubky. Na tyče je přivedeno kladné vysoké napětí, trubky a matice jsou uzemněné.



Obrázek 2.11: Schéma dopředného hadronového kalorimetru

2.2.5 Mionový spektrometr

Vysokoenergetické miony jsou jediné nabitě částice, které vyletí z objemu detektoru. Úkolem mionového spektrometru je zjišťovat dráhy a impulsy mionů.

Principem je měření zakřivení dráhy mionů v magnetickém poli (téměř kolmém na trajektorie mionů) supravodivých toroidů se vzduchovým jádrem. Pro $|\eta| < 1.0$ jsou dráhy ohýbány velkým barelovým toroidem. Pro $1.4 < |\eta| < 2.7$ jsou dráhy ohýbány dvěma menšími uzavěrovými magnety, které jsou vloženy na konce barelu. Oblast $1.0 < |\eta| < 1.4$ je přechodová a zde se uplatňují obě části.

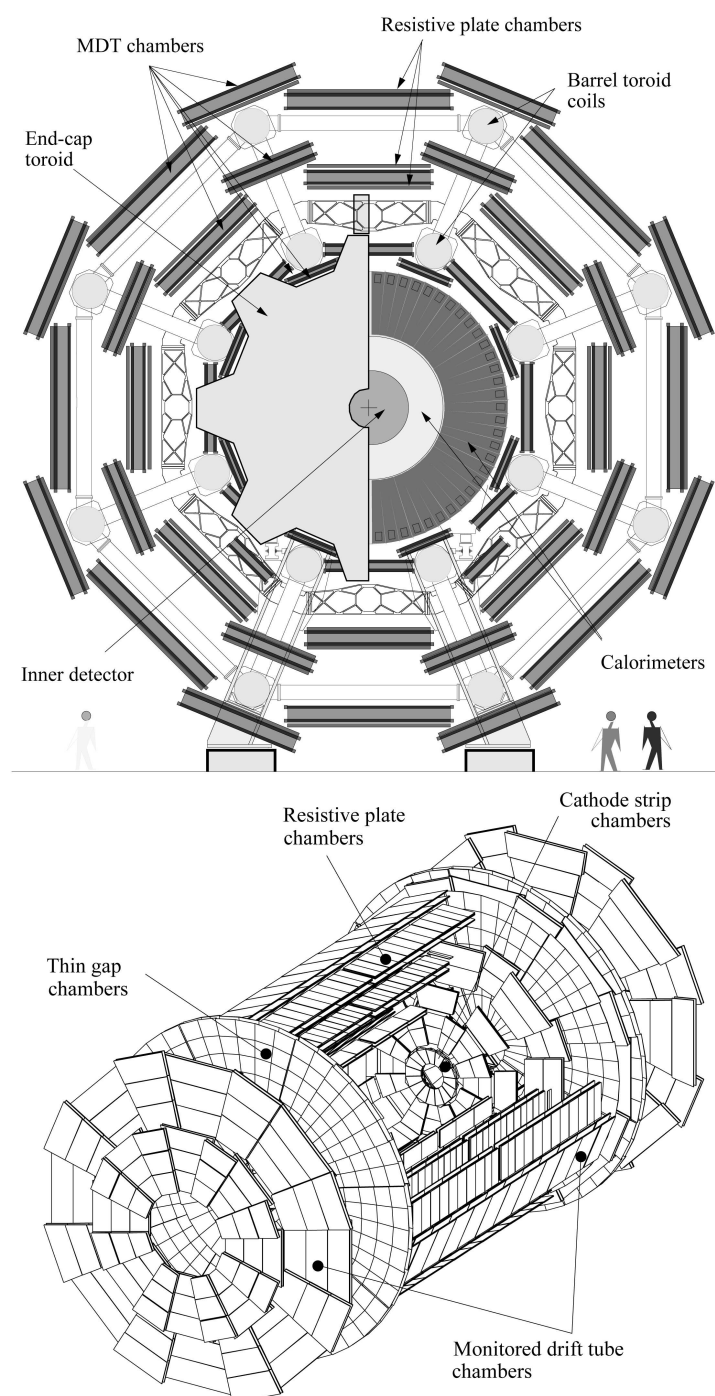
V barelu jsou dráhy mionů měřeny komorami, které jsou uspořádány do tří válcových vrstev okolo osy svazku. V přechodové oblasti a v oblasti uzavěrů jsou komory umístěny kolmo na svazek také ve třech vrstvách (viz obrázek (2.12)).

Měření souřadnic pro jednotlivé dráhy závisí na pseudorapiditě. Pro většinu pseudorapidit se provádí pomocí Monitored Drift Tubes (MDTs). Ty mají rozlišení zhruba $80 \mu\text{m}$. Pro velké pseudorapidity a blízko bodu interakce se používají Cathode Strip Chambers (CSCs). Ty mají rozlišení lepší než $60 \mu\text{m}$.

Spouštění se provádí pomocí Resistive Plate Chambers (RPCs) v barelu a Thin Gap Chambers (TGCs) v oblasti uzavěrů.

	Přesné komory		Spouštěcí komory	
	CSC	MDT	RPC	TGC
Počet komor	32	1194	596	192
Počet vyčítacích kanálů	67000	370000	355000	440000

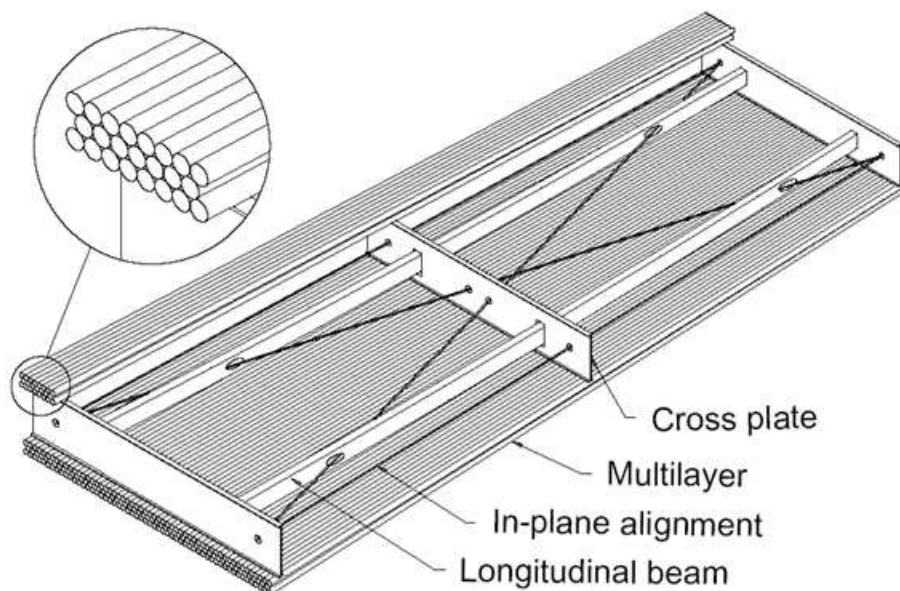
Tabulka 2.3: Parametry mionového spektrometru



Obrázek 2.12: Schéma mionového spektrometru

MDT komory

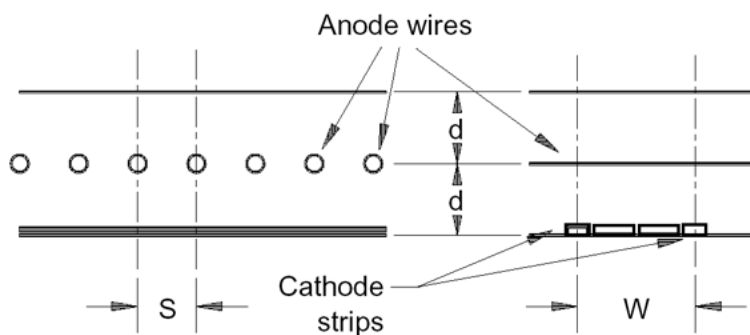
Základem těchto detektorů jsou hliníkové trubičky o průměru 30 mm a tloušťce $400\ \mu\text{m}$, v jejichž středu je natažen W-Re drát. Délka trubičky se pohybuje mezi 70 cm a 630 cm. Uvnitř trubiček je nehořlavý plyn (směs 93% Ar a 7% CO_2). Detektor je složen z tří nebo čtyř vrstev trubiček po obou stranách podpůrné konstrukce (2×3 nebo 2×4).



Obrázek 2.13: Schéma MDT komory

CSCs

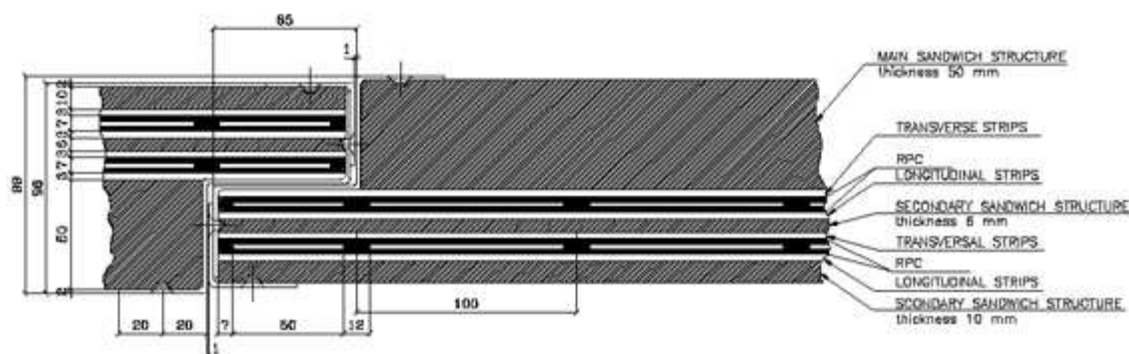
Jsou to mnohohrátkové proporcionální komory s katodovými stripy. Ty jsou kolmé na anodové dráty. Vzdálenost mezi katodou a anodou je stejná jako rozteč mezi anodovými dráty. Rozteč mezi anodovými dráty je 2.54 mm a mezi katodovými stripy je 5.08 mm. V komorách je nehořlavá směs plynů (směs 30% Ar, 50% CO_2 a 20% CF_4). Určení polohy se provádí měřením náboje indukovaného na katodovém stripu lavinou vytvořenou na anodovém drátu. Jsou sestaveny v 2×4 vrstvách.



Obrázek 2.14: Schéma CSC komory

RPCs

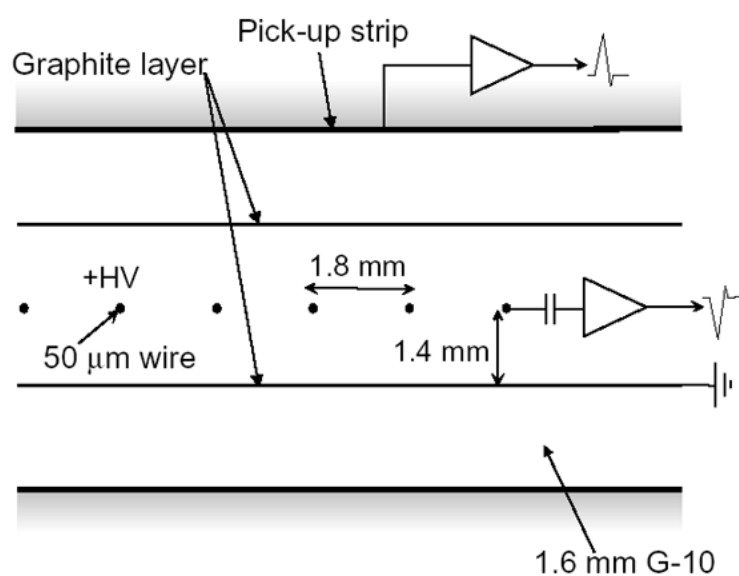
Jsou to plynové detektory. Detektor je tvořen dvěma bakelitovými deskami tloušťky 2 mm s velkou rezistivitou. Mezi nimi je vložena 2 mm silná rozporka. Na vnější povrchy desek je nanесena vrstva grafitu, na kterou je přivedeno vysoké napětí. Tyto grafitové elektrody jsou odděleny 200 μm širokými sběrnými stripy. Rozteč mezi vyčítacími stripy se pohybuje mezi 30.0 a 39.5 mm. Mezera je vyplněna nehořlavým plynem (směs plynů založená na $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ s příměsí SF_6). Každá komora se skládá ze dvou vrstev detektorů.



Obrázek 2.15: Schéma RPC komory

TGCs

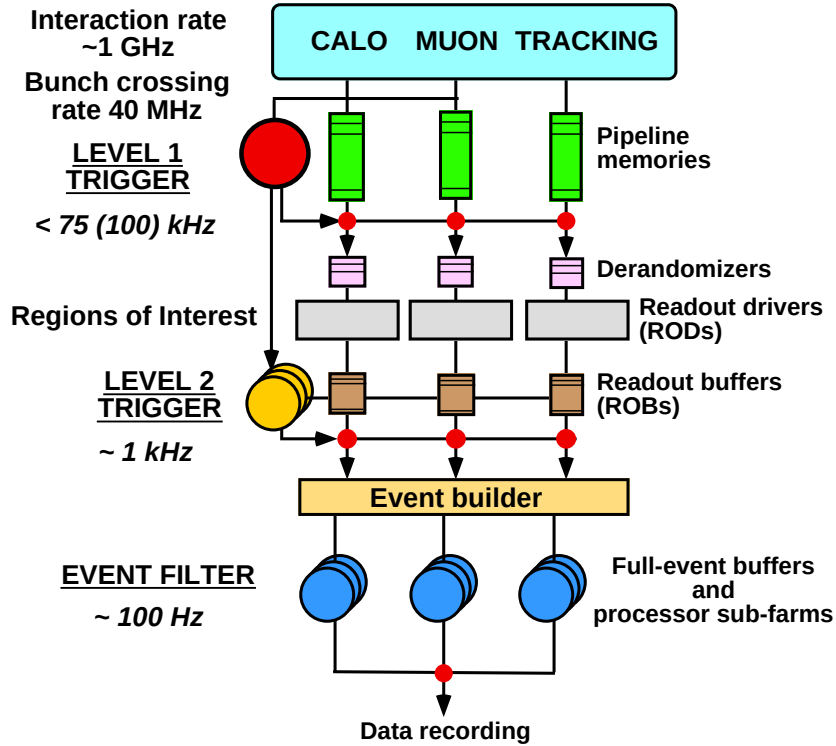
Jsou podobné mnohohrátkovým proporcionálním komorám, ale u TGC je rozteč mezi anodovými dráty větší než vzdálenost mezi katodou a anodou. Vzdálenost mezi katodami je 2.8 mm, rozteč mezi dráty je 1.8 mm a průměr drátu je 50 μm . V komorách je vysoce hořlavá směs plynů (směs 55 % CO_2 a 45 % $\text{n-C}_2\text{H}_{12}$). Detektor se skládá z dvojice nebo trojice komor.



Obrázek 2.16: Schéma TGC komory

2.2.6 Spouštění a sběr dat

Systém spouštění (trigger) a získávání dat (data-acquisition - DAQ) je rozdělen do tří úrovní. V každé úrovni se vybírají zajímavé události, které se zaznamenávají.



Obrázek 2.17: Blokové schéma systému spouštění a získávání dat

V první úrovni (LVL1) se provádí výběr případů pomocí dat z kalorimetrů, a RPCs a TGCs. Objekty hledané mionovými spouštěmi (RPCs a TGCs) jsou miony s vysokým příčným impulsem. Objekty hledané kalorimetrickými spouštěmi jsou elektrony a fotony s vysokým příčným impulsem, jety, velké E_T , E_T^{miss} a τ leptony, které se rozpadají na hadrony. Pro elektrony/fotony, hadrony/ τ je spouštění nastaveno pomocí sad prahových hodnot příčného impulsu (6-8 sad pro každý druh objektu).

Rozhodování je založeno na požadavcích koincidence nebo veta signálů. Maximální přípustná frekvence výstupu případů z této úrovně je 75 kHz. Události, které projdou LVL1 se načítají do vyčítacích zařízení (Readout Drivers - RODs) a potom do vyčítacích pamětí (Readout Buffers - ROBs). Zde jsou uchovávány dokud nejsou přijata nebo odmítnuta LVL2.

Ve druhé úrovni (LVL2) se používají informace o 'oblasti zájmu' (Region-of-Interest - RoI), tzn. zvýší se práh nebo se přidají další požadavky, získané z LVL1. To zahrnuje pozici, příčný impuls a sumu energie. Zde se rozhodne, jestli dané informace mohou odpovídat nějakému objektu. Maximální přípustná frekvence výstupu případů z této úrovně je asi 1 kHz.

Třetí úroveň se nazývá Filtér Událostí (Event Filter - EF). Nejdříve potvrdí výsledky LVL2 a poté tyto výsledky použije pro další analýzu. Zde probíhá konečný výběr. Poté, co událost projde EF, je zapsána a uložena. Maximální přípustná frekvence výstupu případů z této úrovně je asi 100 Hz (což odpovídá asi 100 MB/s).

2.2.7 Vyhodnocování

Pro vytvoření vhodného počítačového a programového zázemí bylo vyvinuto značné úsilí. Předpokládá se, že doba života experimentu bude 20 let. Po tuto dobu musí fungovat. To klade značné nároky na kvalitu software, který musí vyhovovat mezinárodním standardům. Plánuje se zavedení software, který používá objektově orientované programování. V současné době je tento software psán v C++.

Předpokládané množství dat, které ATLAS vyprodukuje za rok je 1 PB (10^{15} B), tj. data, která vyjdou z EF. Proto bylo nutné vyvinout řadu nových metod pro redukci a výběr dat a přístup k nim.

2.3 Fyzika

2.3.1 Přehled fyzikálního programu experimentu ATLAS

Při energiích, které budou dosaženy na LHC, se projevují rozdíly v jednotlivých fyzikálních modelech. Předpokládá se, že s pomocí dat z experimentu ATLAS bude možné vybrat ten, který nejlépe popisuje fyziku mikrosvěta. Tato část práce je kompilací zdroje [4].

Fyzikální modely

Standardní model využívá kvantovou teorii pole k popisu mikrosvěta, kde jsou interakce mezi bodovými fermiony (kvarky a leptony) se spinem $\frac{1}{2}$ zprostředkovány bosony se spinem 1. Grupa symetrií je $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. $SU(2) \times U(1)$ popisuje elektroslabou interakci a $SU(3)$ popisuje silnou interakci (QCD). Standardní model funguje dobře i při malých vzdálenostech (10^{-18} m) a velkých energiích (~ 200 GeV).

Higgsův boson: Elektroslabá interakce je zprostředkována fotonem γ , který má nulovou hmotnost a třemi kalibrační bosony $W^\pm$ a Z , které mají nenulovou hmotnost. Tento stav je možný pokud grupa symetrie $SU(2) \times U(1)$ je spontánně narušena (Higgsův mechanismus). Součástí tohoto mechanismu je existence kalibračního bosonu, tzv. Higgsova bosonu. Jeho hmotnost je jedním z parametrů standardního modelu a ten je svázán s ostatními. Ze standardního modelu nevyplyvá, jakou má mít Higgsův boson hmotnost. Pomocí poruchových metod lze ale stanovit určitá omezení. Současný odhad horní hranice jeho hmotnosti je 800 GeV.

SUSY teorie: Teorie supersymetrie je jedním z mála známých mechanismů, jak dostat gravitaci do kvantové teorie. Postuluje existenci superpartnerů pro každou z dosud objevených částic (bosonoví superpartneři fermionů - skvarky a sleptony; fermionoví superpartneři bosonů - gluina a gaugina). Existuje zde několik Higgsových bosonů - $h, H, A, H^\pm$. To tedy znamená velké množství neobjevených částic, jejichž vlastnosti lze spočítat z teorie. Tato teorie je však závislá na několika parametrech, které jsou zatím neznámé. Pokud však supersymetrie souvisí s narušením symetrie u elektroslabé interakce, hmotnosti částic budou v řádu TeV. Zatím však nejsou žádné experimentální důkazy pro tuto teorii.

Technicolour teorie: Je to model založený na dynamickém narušení symetrie. Předpokládá existenci technifermionů nesoucích technicolor náboj, které na velkých škálách interagují silně. Pokud souvisí s narušením symetrie u elektroslabé interakce, hmotnosti částic se budou pohybovat také v řádu TeV.

Další teorie: Jsou i jiné teoretické úvahy, které jdou za standardní model, jako například excitované kvarky, leptokvarky, nové kalibrační bosony, pravotočivá neutrina a monopóly nebo že kvarky a leptony nejsou elementární částice.

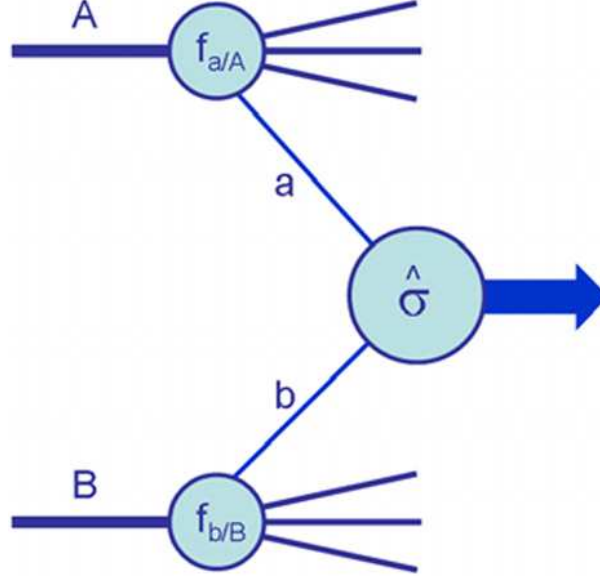
Simulace

Byly provedeny Monte Carlo simulace pp srážek pomocí programů HERWIG, ISAJET a PYTHIA. Každý z nich má trochu jiné možnosti. Pro popis tvrdých srážek ISAJET používá pomeronový model, HERWIG používá parametrizace dat z CERNských proton-antiprotonových urychlovačů a PYTHIA používá mini-jet model. Pro simulace standardního modelu byla použito převážně PYTHIA, pro SUSY pak ISAJET. HERWIG byl použit pro některé simulace v QCD.

2.3.2 Tvrdé interakce kvarků a gluonů

Procesy probíhající při rozptylech hadronů za vysokých energiích lze rozdělit na tvrdé a měkké. Výsledky tvrdých procesů lze předpovědět poruchovou teorií QCD zatímco u měkkých procesů

dominují efekty, které se řeší neporuchovou QCD. Obecný tvrdý proces je znázorněn na obrázku (2.18). Tato část práce je kompilací zdroje [10].



Obrázek 2.18: Schéma tvrdého rozptylu

Formalismus

Jednou z důležitých veličin je účinný průřez. Celkový účinný průřez $\sigma(AB \rightarrow \mu^+ \mu^- + Y)$ je

$$\sigma_{AB} = \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X} \quad (2.1)$$

kde $f_{a/A}$, $f_{b/B}$ jsou partonové distribuční funkce získané z hluboce nepružného rozptylu, Q^2 je impulsová škála, která charakterizuje tvrdý rozptyl a $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$ je účinný průřez na partonové úrovni pro Drell-Yanovský proces, tj. proces, kdy anihilací kvarku a antikvarku vznikne leptonový pár ($X = l^+ l^-$ je leptonový pár; $ab = q\bar{q}$ nebo $\bar{q}q$). Dále můžeme $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$ rozvinout a získat tak poruchovou řadu

$$\sigma_{AB} = \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, \mu_F^2) f_{b/B}(x_b, \mu_R^2) \times [\hat{\sigma}_0 + \alpha_S(\mu_R^2) \hat{\sigma}_1 + \dots]_{ab \rightarrow X} \quad (2.2)$$

kde μ_F je faktorizační škála a μ_R je renormalizační škála. Pro Drell-Yanovské procesy je standardní volba $\mu_F = \mu_R = M$, kde M je hmotnost leptonového páru.

Příklady účinných průřezů

Příklady účinných průřezů některých důležitých subprocessů

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow e^+ e^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3\hat{s}} \frac{1}{N} Q_q^2 \quad (2.3)$$

kde Q_q je náboj kvarku, $1/N=1/3$ je faktor barvy a $\sqrt{\hat{s}}$ je energie v těžišťové soustavě. Dále pak účinné průřezy

$$\sigma(q\bar{q}' \rightarrow W) = \frac{\pi}{3} \sqrt{2} G_F M_W^2 |V_{qq'}|^2 \delta(\hat{s} - M_W^2) \quad (2.4)$$

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow Z) = \frac{\pi}{3} \sqrt{2} G_F M_Z^2 (v_q^2 + a_q^2) \delta(\hat{s} - M_Z^2) \quad (2.5)$$

které jsou platné jen pokud je rozpadová šířka kalibračního bosonu zanedbána. Zde $V_{qq'}$ je maticový element Cabibbo–Kobayashi–Maskawa matice, v_q je vektor a a_q axiální vektor vazby Z na kvark.

2.4 Určení hmotnostní škály

Nejdříve je třeba objasnit pojem hmotnostní škála. Je to, v tomto slova smyslu, koeficient úměrnosti mezi změřenou a skutečnou hmotností zkoumané částice (a hmotnost je střední hodnota rozdělení hmotnosti).

Určení hmotnostní škály je potřebné pro určení přesnosti měření na experimentu ATLAS. Její znalost je nezbytná pro získání co nejpřesnějších odhadů hmotností z experimentálních dat, což je důležité pro řadu modelů fyziky elementárních částic. Například pro

- hmotnost Higgsova bosonu, jehož existence potvrdí standardní model, je možno dosáhnout přesnosti jejího určení $\sim 0.1\%$. To platí pro široký rozsah hmotností, kterých může nabývat.
- supersymetrické částice (pokud budou na experimentu ATLAS objeveny). Bude možné provést přesná měření hmotností mnoha supersymetrických částic.
- hmotnost W bosonu a top kvarku, jejichž velmi přesné změření je také velmi důležité pro standardní model

A toto vede k následujícím požadavkům na znalost absolutní škály energie a impulsu

- pro elektrony a miony by škála měla být známa s přesností $\sim 0.1\%$ (avšak pro měření hmotnosti W bosonu při nízké luminositě je potřeba znát škálu elektronů a mionů s přesností 0.02%)
- pro hadronové jety by škála měla být známa s přesností $\sim 1\%$ (a lepší není možná, vzhledem k neurčitostem v průběhu procesu fragmentace a hadronizace původního partonu)

Po spuštění však bude předpokládána přesnost

- 0.5% pro absolutní škálu impulsů nabitých částic, měřenou vnitřním detektorem a mionovým spektrometrem
- $1 - 2\%$ pro absolutní energetickou škálu elektronů a fotonů
- $\sim 5 - 10\%$ pro energetickou škálu hadronových jetů (při $|\eta| < 3.2$)

Nutné vylepšení lze tedy vyjádřit faktorem ~ 25 pro elektrony a miony a $\sim 5 - 10$ pro hadronové jety. Hmotnost W bosonu bude známa s přesností $\sim 5 \times 10^{-4}$ a Z bosonu s přesností $\sim 10^{-4}$.

Přesnosti měření hmotností bude dosaženo zkombinováním informací z několika detektorů

- měření energie elektronů bude vycházet hlavně z EM kalorimetru ale bude ovlivněno i daty z ID
- měření impulsu mionů se bude opírat o vnitřní detektor a mionový spektrometr
- měření energie hadronových jetů (při $|\eta| < 3.2$) bude založeno na soustavě kalorimetrů

Složením jednotlivých příspěvků vznikne jedna hmotnostní škála pro celý experiment ATLAS.

2.4.1 Vnitřní detektor

Impulsová škála ve vnitřním detektoru by měla být známa s přesností 0.02 % (kvůli měření hmotnosti W bosonu). Z toho vyplývají následující požadavky:

- lokální uspořádání vnitřního detektoru musí být známo s přesností v průměru $\sim 1 \mu m$ v rovině ohybu
- lokální chování solenoidálního magnetického pole musí být známo s přesností v průměru lepší než 0.1 %
- množství materiálu ve vnitřním detektoru musí být známo s přesností $\sim 1 \%$
- rozlišení p_T musí být známo s přesností $\sim 1 \%$

Kalibrace škály bude provedena pomocí $Z \rightarrow \mu\mu$ rozpadu.

2.4.2 EM kalorimetr

Energetická škála elektronů

Požadovaná přesnost bude 0.1 % (pro nízké luminosity 0.02 %). Kalibrace energetické škály bude provedena pomocí $Z \rightarrow ee$ rozpadu.

Energetická škála fotonů

Požadovaná přesnost bude 0.1 %. Nejlepší interakcí pro určení energetické škály je $Z \rightarrow ee\gamma$, kde vylétá foton s velkým příčným impulsem. Simulované události obsahují určitou část i těchto rozpadů (např. pro $p_T > 10$ GeV a $m_{ee} < 70$ GeV je to 90 %).

2.4.3 Impulsová škála mionů

Mionový spektrometr poskytne velmi přesné měření impulsu mionů. Rozlišení závisí na

- přesnosti uspořádání měřících komor
- znalostech o magnetickém poli
- znalostech o energetických ztrátách v kalorimetrech

Zakřivení dráhy se zjišťuje ze tří změřených bodů. Kalibrace se provádí pomocí

- zvláštních běhů bez magnetického pole
- srovnání se změřenými impulsy ve vnitřním detektoru
- použití $Z \rightarrow \mu\mu$ rozpadů (známe hmotnost Z)

2.4.4 Škála jetů a E_T^{miss}

Jetý a E_T^{miss} budou určeny soustavou kalorimetrů.

Jetý

Spektroskopie jetů je složitý problém. Zahrnuje jednak fyzikální efekty, jednak efekty v detektoru. Kalibrace modulů se provádí svazkem elektronů, mionů a pionů.

Kalibrace energetické škály se provádí pomocí

- rozpadů $W \rightarrow jj$, které pocházejí z rozpadu top kvarku. Zde j je jet z lehkých kvarků.
- případů rozpadu Z bosonu na leptony a jeden jet s vysokým příčným impulsem (pomáhá také určit energetickou škálu b-jetů). Toto také ještě pomůže ověřit kalibraci pomocí rozpadů $W \rightarrow jj$

$$E_T^{miss}$$

Ve chvíli, kdy bude energetická škála hadronových kalorimetrů experimentu ATLAS známa s přesností $\pm 1\%$ (přes $|\eta| < 3.2$), přichází v úvahu přesné měření E_T^{miss} (např. kvůli hledání těžkého Higgsova bosonu).

Příkladem může být rozpad rezonancí na dva τ -leptony. Pro $Z \rightarrow \tau\tau$, kde jeden se jeden rozpadá na leptony a druhý na hadrony. Pro $p_T^Z > 15 \text{ GeV}$ bude chyba $\pm 0.15 \text{ GeV}$ a tedy převládající chyba bude pocházet z 1 % chyby určení energetické škály. Škála E_T^{miss} může být určena s přesností $\pm 4\%$.

Část II

Analýza simulovaných dat

Kapitola 3

Výsledky analýzy plně rekonstruovaných případů $p + p \longrightarrow X + Z \longrightarrow e^+ + e^-$ při těžišťové energii 14 TeV

3.1 Popis použitých souborů, zkoumané objekty, ořezání

V analýze byl použit oficiální datový soubor kolaborace ATLAS, a to 199000 plně rekonstruovaných případů interakce

$$p + p \longrightarrow X + Z \longrightarrow e^+ + e^-$$

při těžišťové energii 14 TeV. Případy byly generovány programem Pythia. Do výstupního souboru se zapisovaly jen ty interakce, pro které alespoň jeden produkt rozpadu Z splňoval filtrovací podmínku, tj.

- $p_T > 10 \text{ GeV}$
- $|\eta| < 2.7$

Účinný průřez interakce byl 1675 pb a filtrovací účinnost byla $85.5 \pm 0.8 \%$.

Interakce byly zpracovány simulačním a rekonstrukčním programem simulujícím průchod částic detektorem ATLAS. Byla použita verze offline programů experimentu ATLAS Rel. 11.0.42. Byly analyzovány ROOTovské stromy získané zpracováním AOD (Analysis Object Data). To je jedna z reprezentací dat používaných experimentem ATLAS. Vlastní zpracování bylo provedeno pomocí programu ROOT verze 5.14/00 (viz [17]).

Analyzované objekty byly

1. na úrovni generátoru

- Z boson
- elektron
- pozitron
- leptonový pár

2. na úrovni rekonstrukce

- rekonstruovaný Z boson $\equiv$ Z boson vytvořený z čtyřimpulsu rekonstruovaného elektronu a pozitronu

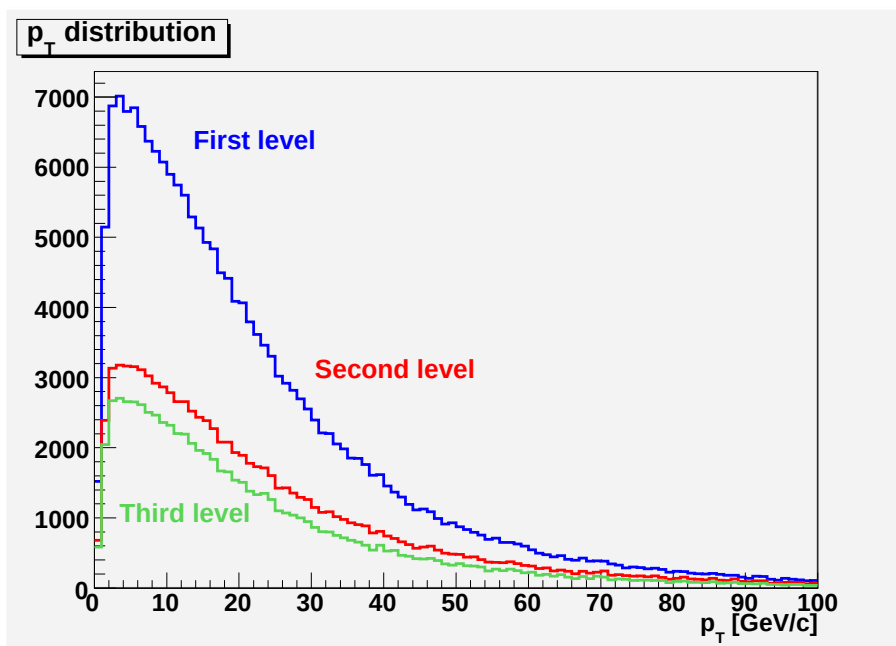
Výběr případů byl prováděn ve třech úrovních.

1. V první úrovni byl případ vybrán, pokud v něm byly vytvořeny jeden Z boson na generátorové úrovni a jeden leptonový pár.
2. Na druhé úrovni byl případ vybrán, pokud v něm byly vytvořeny jeden Z boson na generátorové úrovni, jeden leptonový pár a jeden Z boson na úrovni rekonstrukce.
3. Ve třetí úrovni se pak vybírají případy, při kterých byly vytvořeny jeden Z boson na generátorové úrovni, jeden leptonový pár, jeden Z boson na úrovni rekonstrukce a vznikl alespoň jeden elektron na úrovni rekonstrukce a alespoň jeden pozitron na úrovni rekonstrukce s vlastnostmi
 - $|\eta| < 2.5$
 - $p_T > 20 \text{ GeV}$
 - $75 \text{ GeV}/c^2 < m < 105 \text{ GeV}/c^2$

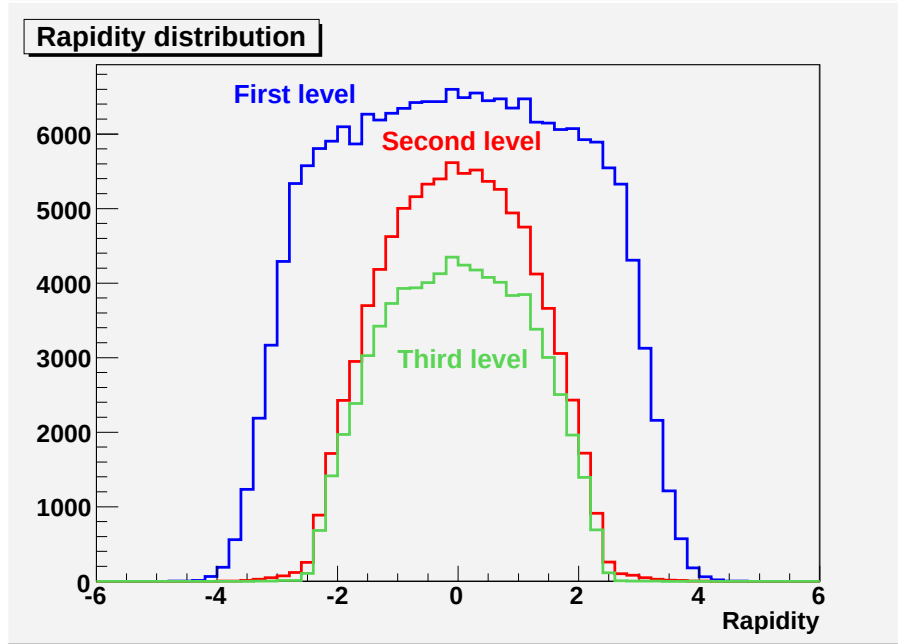
3.2 Výsledky

3.2.1 Úroveň výběru případů

Nejdříve uvedu rozdělení příčného impulsu a rapidity pro tyto tři úrovně



Obrázek 3.1: Rozdělení příčného impulsu leptonového páru pro jednotlivé úrovně výběru případů. Modře je označena první úroveň, červeně druhá a zeleně třetí.



Obrázek 3.2: Rozdělení rapidity Z bosonu na generátorové úrovni pro jednotlivé úrovně výběru případů. Modře je označena první úroveň, červeně druhá a zeleně třetí.

Počty případů v jednotlivých úrovních a jim odpovídající účinné průřezy jsou tyto:

Úroveň	Počet případů	Odpovídající účinný průřez [pb]
1.	194788	1402
2.	95252	685
3.	74342	535

Tabulka 3.1: Počty případů pro tři úrovně výběru a odpovídající účinné průřezy

Odpovídající účinný průřez je vypočítán podle vzorce

$$\text{odpovídající účinný průřez} = \frac{\text{totální účinný průřez} \cdot \text{účinnost filtrování} \cdot \text{počet případů}}{199000}$$

kde totální účinný průřez je 1675 pb a účinnost filtrování je 0.855.

3.2.2 Závislost na neurčitosti E-p škály

Než budou uvedeny výsledky, je třeba popsat, co to vlastně je E-p škála a jakým způsobem její neurčitost ovlivňuje data. Tedy, *E-p škála je koeficient úměrnosti mezi změřenou a skutečnou hodnotou čtyřimpulsu zkoumané částice*. Co se týká jejího zkoumání, tak na začátku se prostor (η, ϕ) rozdělí na oblasti s dobrou uniformitou odezvy detektoru ATLAS, konkrétně na $26(\eta) \times 17(\phi) = 442$ oblastí (viz [3], str. 135). Nyní se pro každou z těchto oblastí vytvoří faktor $F = 1 + \text{posun}$, kde $\text{posun} \in (-\alpha, \alpha)$ a α je hodnota neurčitosti E-p škály. Pak čtyřimpuls každého elektronu (pozitronu) je násoben faktorem F, který náleží oblasti do které elektron (pozitron) vyletěl. A zkoumán je vliv těchto změn čtyřimpulsu.

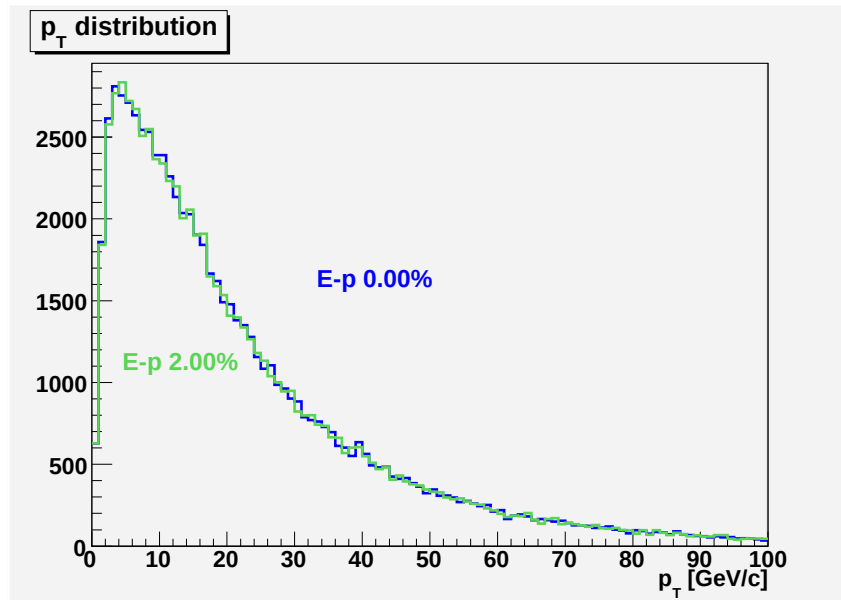
Zde tedy uvedu výsledky zkoumání vlivu neurčitosti E-p škály. Nejdříve je tedy třeba popsat vlastní data. Soubory caan0000.root, caan0002.root, caan0010.root, caan0020.root, caan0040.root,

caan0060.root, caan0080.root, caan0100.root, caan0150.root, caan0200.root obsahují data o případech pro úroveň rozmazání 0 až 2 %. Zkoumaný interval neurčitosti E-p škály pro elektrony probíhá od cílové hodnoty do hodnoty tohoto parametru v době spuštění experimentu (viz kapitola (2.4)). V tabulce (3.2) jsou uvedeny neurčitosti pro daný soubor, počty případů a jejich odpovídající účinné průřezy pro třetí úroveň.

caanxxxx.root	Úroveň neurčitosti E-p škály	Počet případů	Odpovídající účinný průřez [pb]
0000	0.00%	74342	535.010
0002	0.02%	74341	535.003
0010	0.10%	74342	535.010
0020	0.20%	74346	535.039
0040	0.40%	74345	535.032
0060	0.60%	74344	535.025
0080	0.80%	74339	534.989
0100	1.00%	74332	534.938
0150	1.50%	74310	534.780
0200	2.00%	74303	534.730

Tabulka 3.2: Počty případů pro třetí úroveň výběru a odpovídající účinné průřezy

Na obrázku (3.3) je ukázáno rozdělení příčného impulsu pro neurčitost E-p škály 0 % a 2 %.



Obrázek 3.3: Rozdělení příčného impulsu rekonstruovaného Z bosonu pro mezí zkoumané případy neurčitosti. Modře je rozdělení s neurčitostí 0 %, zeleně pak rozdělení s neurčitostí 2 %.

3.2.3 Fitování rozdělení hmotnosti Z bosonu

Zde uvedu výsledky fitování dat pomocí několika statistických rozdělení - Gaussova, nerelativistického Breit-Wignerova a relativistického Breit-Wignerova. Jejich tvar je (viz [11], str. 299 a 324)

$$\sigma_{Gauss} \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(m - M_Z)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.1)$$

$$\sigma_{BW} \sim \frac{\Gamma_0^2}{(m - M_Z)^2 + (\frac{\Gamma_0}{2})^2} \quad (3.2)$$

$$\sigma_{RBW} \sim \frac{m^2 \frac{\Gamma_0^2}{M_Z^2}}{(m^2 - M_Z^2)^2 + m^4 \frac{\Gamma_0^2}{M_Z^2}} \quad (3.3)$$

kde σ je standardní odchylka Gaussova rozdělení, M_Z je průměrná hmotnost Z bosonu a Γ_0 je plná šířka v polovině maxima (FWHM). Pro srovnání výsledků fitování těmito rozděleními je tedy potřeba převést gaussovskou standardní odchylku na FWHM a to pomocí vztahu

$$\Gamma_0 = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$$

Nyní již následují výsledky fitování histogramů hmotnosti.

Různé fáze simulace

Následují výsledky toho, jak rozdělení fitují v průběhu simulace - od procesu generace až po proces rekonstrukce. Nejdříve Gaussovým rozdělením

hxxxx	1.parametr	2.parametr	2.parametr·2√2 ln 2	3.parametr	χ ² /NDF
h0001	1.008 · 10 ⁵ ± 289	1.298 ± 0.005	3.057 ± 0.012	91.14 ± 0.00	1100/7
h0101	8.235 · 10 ⁴ ± 278	1.422 ± 0.006	3.349 ± 0.014	90.91 ± 0.01	741.3/7
h1001	4.929 · 10 ⁴ ± 202	1.299 ± 0.007	3.059 ± 0.016	91.14 ± 0.01	512.7/7
h1101	4.119 · 10 ⁴ ± 197	1.423 ± 0.009	3.351 ± 0.021	90.91 ± 0.01	369.3/7
h1301	4.237 · 10 ⁴ ± 501	2.297 ± 0.035	5.409 ± 0.082	90.46 ± 0.02	12.56/7
h2001	4.09 · 10 ⁴ ± 184	1.298 ± 0.007	3.057 ± 0.016	91.14 ± 0.01	431/7
h2101	3.484 · 10 ⁴ ± 181	1.421 ± 0.010	3.346 ± 0.024	90.91 ± 0.01	313.2/7
h2301	3.866 · 10 ⁴ ± 468	2.282 ± 0.036	5.374 ± 0.085	90.48 ± 0.02	12.55/7

Tabulka 3.3: Výsledky fitování Gaussovým rozdělením

V této části odpovídá první parametr normalizaci, druhý FWHM (standardní odchylce) a třetí hmotnosti. V tabulce (3.3) je druhý parametr standardní odchylka a tedy (2.parametr·2√2 ln 2) je FWHM.

Zde uvedené hodnoty patří histogramům h0001, h0101, h1001, h1101, h1301, h2001, h2101, h2301. Jejich význam je následující

- h0001 je histogram hmotnosti Z bosonu na generátorové úrovni v první úrovni výběru případů
- h0101 je histogram hmotnosti leptonového páru v první úrovni výběru případů
- h1001 je histogram hmotnosti Z bosonu na generátorové úrovni v druhé úrovni výběru případů

- h1101 je histogram hmotnosti leptonového páru v druhé úrovni výběru případů
- h1301 je histogram hmotnosti rekonstruovaného Z bosonu v druhé úrovni výběru případů
- h2001 je histogram hmotnosti Z bosonu na generátorové úrovni v třetí úrovni výběru případů
- h2101 je histogram hmotnosti leptonového páru v třetí úrovni výběru případů
- h2301 je histogram hmotnosti rekonstruovaného Z bosonu v třetí úrovni výběru případů

Ted' ještě výsledky fitování histogramů hmotnosti nerelativistickým a relativistickým Breit-Wignerovým rozdělením.

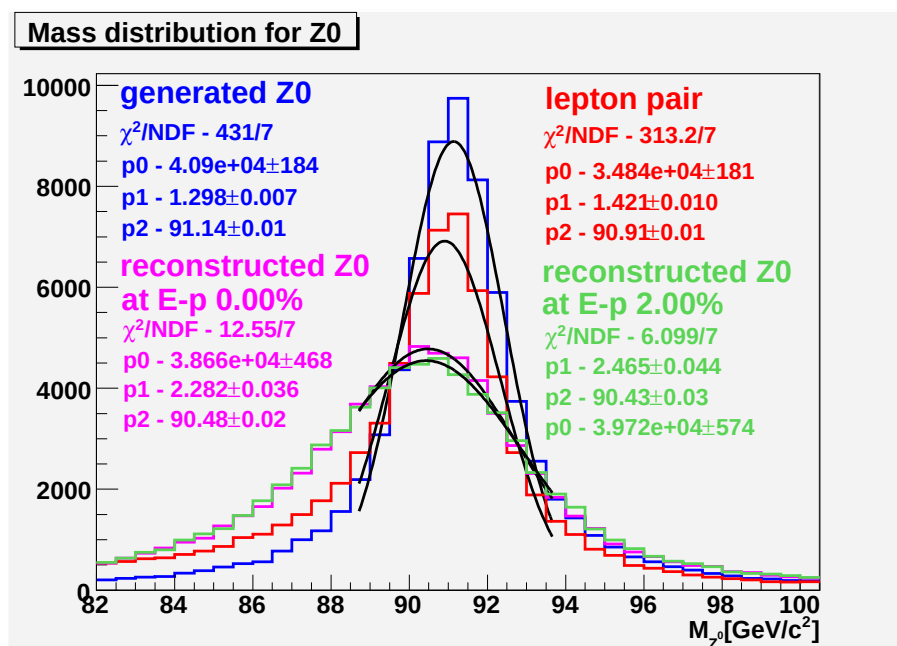
hxxxx	1.parametr	2.parametr	3.parametr	χ^2/NDF
h0001	6089 ± 26.4	2.533 ± 0.014	91.16 ± 0.00	8.297/7
h0101	4423 ± 21.5	2.922 ± 0.019	90.92 ± 0.01	337.9/7
h1001	2968 ± 18.3	2.544 ± 0.019	91.16 ± 0.01	17.21/7
h1101	2206 ± 15.1	2.933 ± 0.027	90.92 ± 0.01	189.3/7
h1301	1324 ± 9.6	5.597 ± 0.100	90.44 ± 0.02	31.65/7
h2001	2463 ± 16.7	2.543 ± 0.021	91.16 ± 0.01	19/7
h2101	1869 ± 13.9	2.929 ± 0.029	90.92 ± 0.01	155.5/7
h2301	1216 ± 9.2	5.56 ± 0.10	90.46 ± 0.02	27.6/7

Tabulka 3.4: Výsledky fitování nerelativistickým Breit-Wignerovým rozdělením

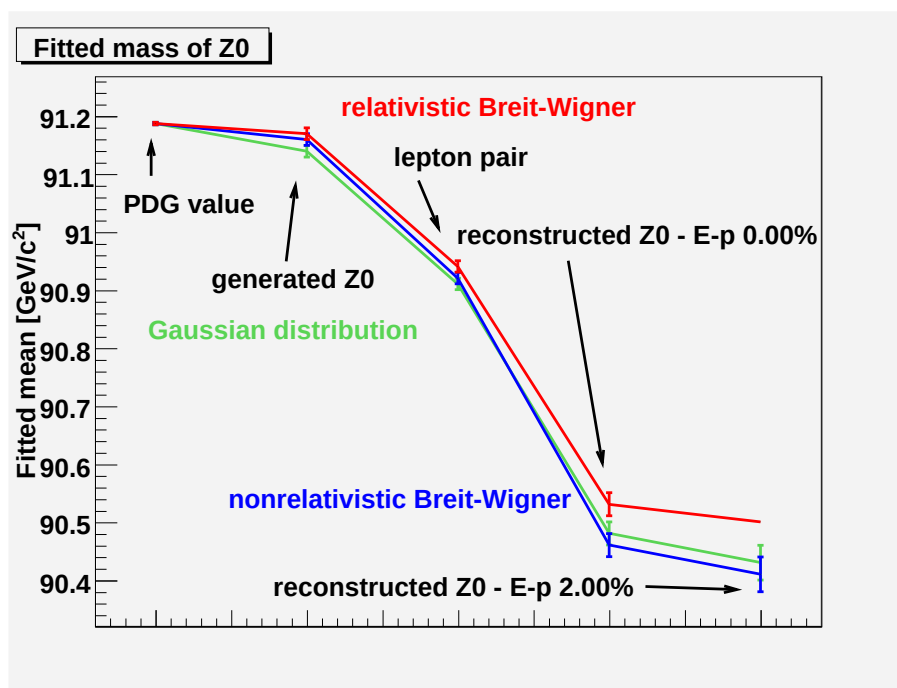
hxxxx	1.parametr	2.parametr	3.parametr	χ^2/NDF
h0001	$2.023 \cdot 10^8 \pm 875940$	2.538 ± 0.014	91.16 ± 0.00	19.31/7
h0101	$1.462 \cdot 10^8 \pm 713089$	2.923 ± 0.019	90.94 ± 0.01	392.8/7
h1001	$9.859 \cdot 10^7 \pm 609071$	2.548 ± 0.019	91.16 ± 0.01	25.1/7
h1101	$7.291 \cdot 10^7 \pm 502173$	2.934 ± 0.027	90.94 ± 0.01	218.1/7
h1301	$4.337 \cdot 10^7 \pm 317831$	5.573 ± 0.099	90.51 ± 0.02	36.33/7
h2001	$8.184 \cdot 10^7 \pm 554643$	2.547 ± 0.021	91.17 ± 0.01	26.19/7
h2101	$6.176 \cdot 10^7 \pm 462179$	2.929 ± 0.029	90.94 ± 0.01	179.4/7
h2301	$3.987 \cdot 10^7 \pm 305752$	5.537 ± 0.102	90.53 ± 0.02	31.81/7

Tabulka 3.5: Výsledky fitování relativistickým Breit-Wignerovým rozdělením

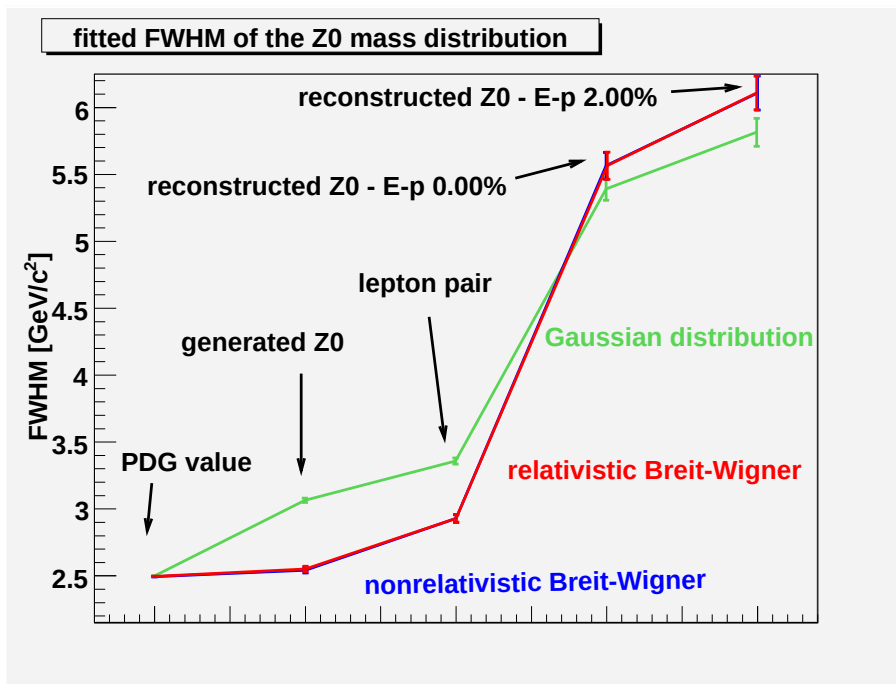
Na následujících obrázcích je vývoj rozdělení hmotnosti a parametrů fitu (hmotnost, FWHM a χ^2/NDF) pro generované Z, leptonový pár, rekonstruované Z a rekonstruované Z s hodnotou neurčitosti E-p škály 2 % na třetí úrovni výběru případů.



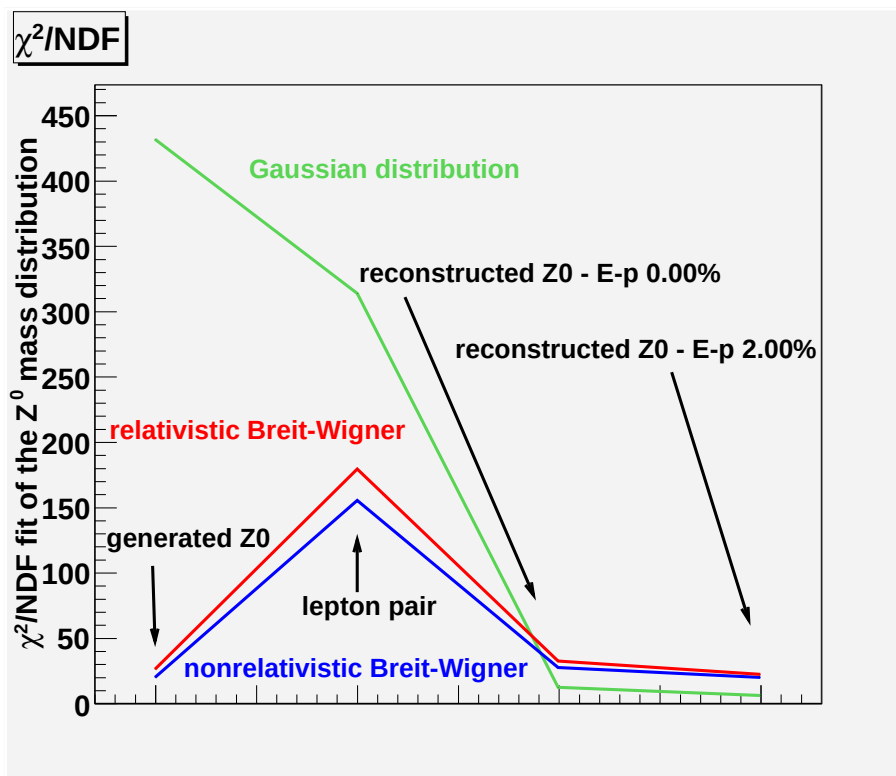
Obrázek 3.4: Rozdělení hmotnosti pro generované Z, leptonový pár, rekonstruované Z a rekonstruované Z s hodnotou neurčitosti E-p škály 2 % na třetí úrovni výběru případů. Fit je proveden Gaussovým rozdělením.



Obrázek 3.5: Fitovaná hmotnost pro generované Z, leptonový pár, rekonstruované Z a rekonstruované Z s hodnotou neurčitosti E-p škály 2 % na třetí úrovni výběru případů.



Obrázek 3.6: FWHM fitu hmotnosti pro generované Z, leptonový pár, rekonstruované Z a rekonstruované Z s hodnotou neurčitosti E-p škály 2 % na třetí úrovni výběru případů.



Obrázek 3.7: χ^2/NDF fitu hmotnosti pro generované Z, leptonový pár, rekonstruované Z a rekonstruované Z s hodnotou neurčitosti E-p škály 2 % na třetí úrovni výběru případů.

Závislost na neurčitosti E-p škály

Zde histogramy h2301, h02301, h12301, h22301, h32301, h42301, h52301, h62301, h72301, h82301 jsou histogramy hmotností rekonstruovaného Z bosonu v třetí úrovni výběru případů náležící do souborů po řadě caan0000.root, caan0002.root, caan0010.root, caan0020.root, caan0040.root, caan0060.root, caan0080.root, caan0100.root, caan0150.root, caan0200.root (tj. s různými úrovněmi neurčitosti E-p škály).

hxxxx	Úroveň neurčitosti E-p škály	1.parametr	2.parametr	2.parametr $\cdot 2\sqrt{2} \ln 2$	3.parametr	χ^2/NDF
h2301	0.00%	$3.866 \cdot 10^4 \pm 468$	2.282 ± 0.036	5.374 ± 0.085	90.48 ± 0.02	12.55/7
h02301	0.02%	$3.874 \cdot 10^4 \pm 472$	2.289 ± 0.036	5.390 ± 0.085	90.48 ± 0.02	12.18/7
h12301	0.10%	$3.864 \cdot 10^4 \pm 467$	2.282 ± 0.036	5.374 ± 0.085	90.49 ± 0.02	12.51/7
h22301	0.20%	$3.868 \cdot 10^4 \pm 469$	2.287 ± 0.036	5.385 ± 0.085	90.49 ± 0.02	10.33/7
h32301	0.40%	$3.864 \cdot 10^4 \pm 469$	2.287 ± 0.036	5.385 ± 0.085	90.5 ± 0.0	11.5/7
h42301	0.60%	$3.868 \cdot 10^4 \pm 474$	2.295 ± 0.036	5.404 ± 0.085	90.49 ± 0.02	10.92/7
h52301	0.80%	$3.869 \cdot 10^4 \pm 477$	2.301 ± 0.036	5.418 ± 0.085	90.48 ± 0.02	12.07/7
h62301	1.00%	$3.874 \cdot 10^4 \pm 484$	2.315 ± 0.037	5.451 ± 0.087	90.48 ± 0.03	7.902/7
h72301	1.50%	$3.906 \cdot 10^4 \pm 516$	2.368 ± 0.040	5.576 ± 0.094	90.46 ± 0.03	6.275/7
h82301	2.00%	$3.972 \cdot 10^4 \pm 574$	2.465 ± 0.044	5.805 ± 0.104	90.43 ± 0.03	6.099/7

Tabulka 3.6: Výsledky fitování Gaussovým rozdělením

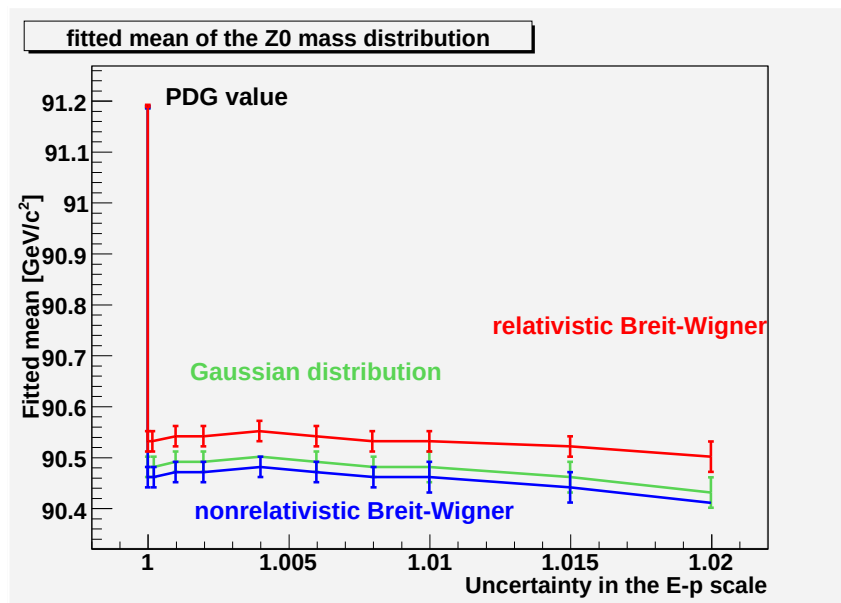
hxxxx	Úroveň neurčitosti E-p škály	1.parametr	2.parametr	3.parametr	χ^2/NDF
h2301	0.00%	1216 ± 9.2	5.56 ± 0.10	90.46 ± 0.02	27.6/7
h02301	0.02%	1215 ± 9.2	5.58 ± 0.10	90.46 ± 0.02	26.18/7
h12301	0.10%	1215 ± 9.2	5.565 ± 0.103	90.47 ± 0.02	25.19/7
h22301	0.20%	1214 ± 9.2	5.571 ± 0.104	90.47 ± 0.02	18.88/7
h32301	0.40%	1213 ± 9.2	5.567 ± 0.104	90.48 ± 0.02	17.75/7
h42301	0.60%	1211 ± 9.2	5.585 ± 0.105	90.47 ± 0.02	17.79/7
h52301	0.80%	1207 ± 9.2	5.613 ± 0.106	90.46 ± 0.02	25.56/7
h62301	1.00%	1201 ± 9.1	5.652 ± 0.107	90.46 ± 0.02	20.84/7
h72301	1.50%	1182 ± 9.0	5.808 ± 0.114	90.44 ± 0.03	18.45/7
h82301	2.00%	1152 ± 8.7	6.108 ± 0.128	90.41 ± 0.03	19.94/7

Tabulka 3.7: Výsledky fitování nerelativistickým Breit-Wignerovým rozdělením

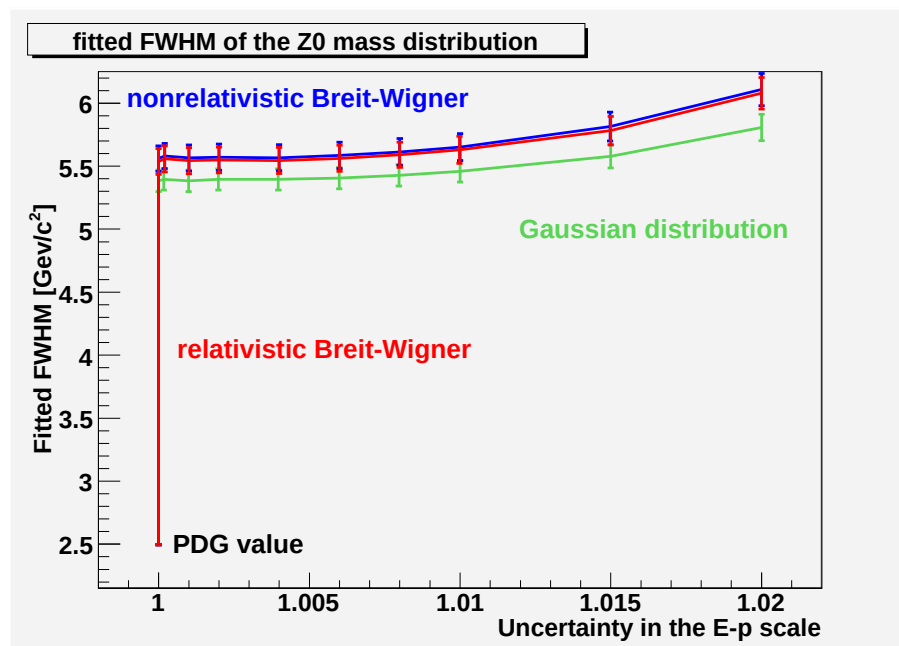
hxxxx	Úroveň neurčitosti E-p škály	1.parametr	2.parametr	3.parametr	χ^2/NDF
h2301	0.00%	$3.987 \cdot 10^7 \pm 305914$	5.537 ± 0.102	90.53 ± 0.02	31.81/7
h02301	0.02%	$3.983 \cdot 10^7 \pm 305581$	5.558 ± 0.103	90.53 ± 0.02	30.23/7
h12301	0.10%	$3.984 \cdot 10^7 \pm 305940$	5.543 ± 0.103	90.54 ± 0.02	29.06/7
h22301	0.20%	$3.983 \cdot 10^7 \pm 306349$	5.549 ± 0.103	90.54 ± 0.02	22.36/7
h32301	0.40%	$3.98 \cdot 10^7 \pm 306824$	5.545 ± 0.103	90.55 ± 0.02	21.12/7
h42301	0.60%	$3.97 \cdot 10^7 \pm 306261$	5.562 ± 0.104	90.54 ± 0.02	21.21/7
h52301	0.80%	$3.956 \cdot 10^7 \pm 304565$	5.59 ± 0.10	90.53 ± 0.02	29.41/7
h62301	1.00%	$3.937 \cdot 10^7 \pm 303376$	5.629 ± 0.107	90.53 ± 0.02	24.47/7
h72301	1.50%	$3.875 \cdot 10^7 \pm 298909$	5.782 ± 0.113	90.52 ± 0.02	21.59/7
h82301	2.00%	$3.775 \cdot 10^7 \pm 290982$	6.079 ± 0.126	90.5 ± 0.0	22.38/7

Tabulka 3.8: Výsledky fitování relativistickým Breit-Wignerovým rozdělením

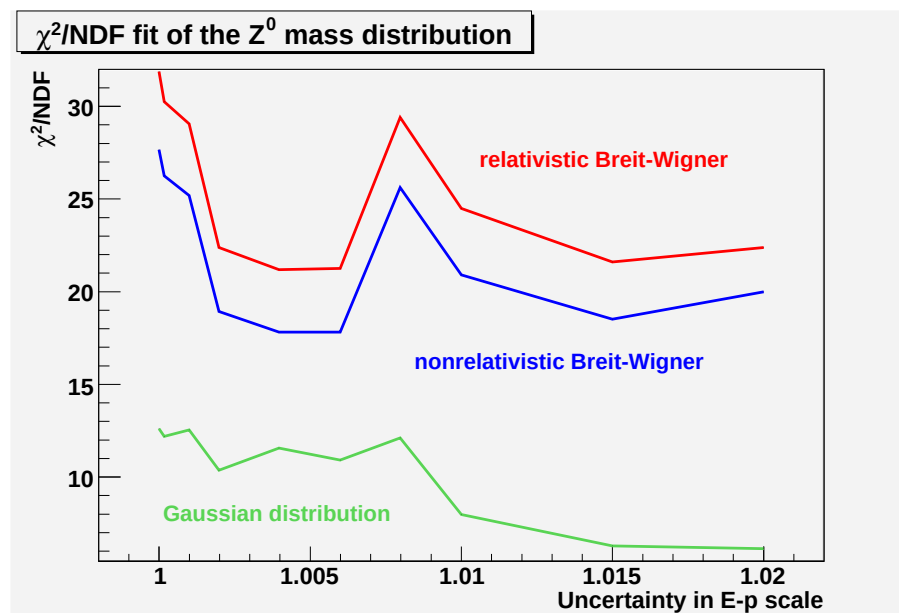
Na následujících obrázcích je pak vývoj parametrů fitu (hmotnost, šířka a χ^2/NDF) pro rekonstruovaný Z boson v třetí úrovni výběru případů v závislosti na neurčitosti E-p škály.



Obrázek 3.8: Fitovaná hmotnost rekonstruovaného Z bosonu v třetí úrovni výběru případů v závislosti na neurčitosti E-p škály.



Obrázek 3.9: FWHM fitu hmotnosti rekonstruovaného Z bosonu v třetí úrovni výběru případů v závislosti na neurčitosti E-p škály.



Obrázek 3.10: χ^2/NDF fitu hmotnosti rekonstruovaného Z bosonu v třetí úrovni výběru případů v závislosti na neurčitosti E-p škály.

3.3 Závěr

Z obrázků (3.1) a (3.2) a tabulky (3.1) vyplývá, že největší redukce počtu případů probíhá při přestupu z první úrovně na druhou. S tím se snižuje i účinný průřez vybrané interakce. Zde se projevuje účinnost rekonstrukce bosonu Z .

Zkoumaný interval neurčitosti E - p škály pro elektrony probíhá od cílové hodnoty do hodnoty tohoto parametru v době spuštění experimentu. Z tabulky (3.2) vyplývá, že neurčitost znalosti E - p škály v podstatě nemá vliv na počet detekovaných částic.

Dále uvádím výsledky fitování rozdělení hmotnosti Z bosonu. Nejdříve popíšu vývoj těchto rozdělení od procesu generace až po proces rekonstrukce. Z boson na úrovni generace vzniká anihilací kvarku a antikvarku obsažených v hadronech počátečního stavu. Tento Z boson se posléze rozpadá na leptonový pár. Jeho energie je však kvůli záření koncového stavu (tedy když po vzniku páru elektron nebo pozitron vyzáří foton) odlišná od energie generovaného Z bosonu. Po rekonstrukci se z čtyřimpulsů obou rekonstruovaných leptonů skládá čtyřimpuls rekonstruovaného Z bosonu. Z obrázku fitované hmotnosti (3.5) je vidět, že pro všechna tři rozdělení se hodnota hmotnosti v procesu simulace snižuje od změřené (viz [11]) hodnoty podobným způsobem. Nejblíže jí pak zůstává hodnota fitu z relativistického Breit-Wignerova rozdělení. Šířka rozdělení (obrázek (3.6)) se v průběhu procesu simulace zvětšuje. V tomto případě obě verze Breit-Wignerova rozdělení splývají. Z obrázku (3.7) vyplývá, že v počátečních fázích simulace je hmotnost lépe popsána Breit-Wignerovým rozdělením (založeným do generátoru), ke konci ji pak lépe popisuje Gaussovo rozdělení, protože energetické a impulsové rozlišení detektoru je popsáno právě Gaussovým rozdělením.

Nakonec zkoumám závislost parametrů fitovaných rozdělení na hodnotě neurčitosti E - p škály. Fitovaná hmotnost (obrázek (3.8)) je nižší než změřená a v závislosti na E - p škále pomalu klesá. Nejblíže změřené hodnotě je opět relativistické Breit-Wignerovo rozdělení. Šířka rozdělení (obrázek (3.9)) se zvětšující se neurčitostí roste. Obě Breit-Wignerova rozdělení zde opět v podstatě splývají. Dle grafu χ^2/NDF (obrázek (3.10)) hmotnost rekonstruovaného Z nejlépe vystihuje Gaussovo rozdělení. Objevuje se zde však zvláštní věc. Je to pík v hodnotě neurčitosti 0.8 %. Existuje pro všechna tři rozdělení. Je navíc patrný (i když málo) i v datech z rychlé simulace (viz [15]). Původ tohoto píku mi není znám, ani zda je to záležitost použitých programů nebo fyzikální jev či kombinace obou těchto příčin a bude předmětem dalšího zkoumání.

Tato práce je tedy zaměřena na analýzu rozdělení hmotnosti. Podrobnějšímu zkoumání příčného impulsu a rapidity bude věnován další výzkum, stejně jako dosud nevysvětleným jevům (pík na obrázku (3.10)).

Literatura

- [1] O.Bruning, P.Collier, P.Lebrun, S.Myers, R.Ostojic, J.Poole and P.Proudlock, “LHC design report. Vol. I: The LHC main ring,” CERN-2004-003-V-1
- [2] M.Benedikt, P.Collier, V.Mertens, J.Poole and K.Schindl, “LHC Design Report. 3. The LHC injector chain,” CERN-2004-003-V-3
- [3] ATLAS Collaboration, “ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 1,” CERN-LHCC-99-14
- [4] ATLAS Collaboration, “ATLAS detector and physics performance. Technical design report. Vol. 2,” CERN-LHCC-99-15
- [5] ATLAS Collaboration, “ATLAS inner detector: Technical design report. Vol. 2,” CERN-LHCC-97-17
- [6] ATLAS Collaboration, “ATLAS tile calorimeter: Technical design report,” CERN-LHCC-96-42
- [7] ATLAS Collaboration, “ATLAS liquid argon calorimeter: Technical design report,” CERN-LHCC-96-41
- [8] ATLAS Collaboration, “ATLAS muon spectrometer: Technical design report,” CERN-LHCC-97-22
- [9] E. Tsesmelis, “Commissioning The Lhc Physics Programme,” *Prepared for 3rd LHC Project Workshop: 15th Chamonix Workshop, Chamonix, Divonne-les-Bains, Switzerland, 23-27 Jan 2006*
- [10] J. M. Campbell, J. W. Huston and W. J. Stirling, “Hard interactions of quarks and gluons: A primer for LHC physics,” Rept. Prog. Phys. **70** (2007) 89 [arXiv:hep-ph/0611148].
- [11] W.-M. Yao et al., J. Phys. G, 33, 1(2006)
- [12] J. Hladký: Detektory, systémy detektorů a aparatury pro fyziku částic, text k přednášce
- [13] Z. Doležal: Polovodičové detektory v jaderné a subjaderné fyzice, text k přednášce
- [14] I. Štoll: Mechanika, Vydavatelství ČVUT, 1995
- [15] P. Staroba :Update on Drell-Yan studies, referát na pracovní poradě skupiny Standard Model experimentu ATLAS 16/02/2005, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a05575>
- [16] P. Staroba :Z $\rightarrow$ ee with release 11 and 12, referát na pracovní poradě skupiny Standard Model experimentu ATLAS 02/11/2006, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a06714>
- [17] <http://root.cern.ch/>