

**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Stanislav Poláček

Časová kalibrace kalorimetru ATLAS/Tilecal pomocí jetů

Ústav částicové a jaderné fyziky, Matematicko-fyzikální fakulta, Univerzita
Karlova

Vedoucí diplomové práce: doc. RNDr. Tomáš Davídek, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Jaderná a subjaderná fyzika

Praha 2020

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů. Tato práce nebyla využita k získání jiného nebo stejného titulu.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Tímto děkuji doc. RNDr. Tomáši Davídkovi, Ph.D. za ochotné vedení této diplomové práce a pomoc a trpělivost při jejím vypracování. Dále bych rád poděkoval ZV, JS a své rodině za podporu jak při psaní této práce, tak v průběhu studia.

Název práce: Časová kalibrace kalorimetru ATLAS/Tilecal pomocí jetů

Autor: Stanislav Poláček

Ústav: Ústav částicové a jaderné fyziky, Matematicko-fyzikální fakulta, Univerzita Karlova

Vedoucí diplomové práce: doc. RNDr. Tomáš Davídek, Ph.D., Ústav částicové a jaderné fyziky, Matematicko-fyzikální fakulta, Univerzita Karlova

Abstrakt: Experiment ATLAS je jeden ze dvou hlavních detektorových komplexů na urychlovači LHC v evropské laboratoři CERN (Ženeva), který zkoumá základní interakce elementárních částic ve srážkách proton-proton. Hadronový kalorimetr Tilecal je nedílnou součástí experimentu ATLAS. Časová kalibrace kalorimetru je důležitá nejen pro měření doby letu částic v některých analýzách, nýbrž i pro vlastní rekonstrukci energie.

Klíčová slova: experiment ATLAS, Velký hadronový urychlovač, CERN, hadronový kalorimetr Tilecal, kalibrace, jety

Title: Time calibration of the ATLAS Tile Calorimeter using jets

Author: Stanislav Poláček

Institute: Institute of Particle and Nuclear Physics, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University

Supervisor: doc. RNDr. Tomáš Davídek, Ph.D., Institute of Particle and Nuclear Physics, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University

Abstract: The ATLAS experiment is one of the two general-purpose detectors at the Large Hadron Collider at CERN near Geneva. The goals of this particle physics experiment are the search for new physics phenomena and precision measurement of the particle interactions. Tilecal is the central hadronic calorimeter of the ATLAS. The calorimeter time calibration is important for the time-of-flight measurement of particles (used in some analyses) as well as for the actual energy reconstruction.

Keywords: ATLAS experiment, Large Hadron Collider, CERN, hadronic Tile Calorimeter, calibration, jets

Obsah

Úvod	3
1 CERN	5
1.1 Systém urychlovačů	5
1.1.1 Lineární urychlovač	5
1.1.2 Protonové synchrotrony	6
1.1.3 Large Hadron Collider	6
1.2 Detektory na LHC	12
2 ATLAS	15
2.1 Vnitřní detektor	15
2.2 Kalorimetry	16
2.3 Mionový spektrometr	18
2.4 Další detektory	18
2.5 Systém triggerů	19
3 Tilecal	21
3.1 Konstrukce	21
3.1.1 Projektivní geometrie	21
3.2 Sběr a zpracování signálu	23
3.2.1 Fluorescence organických molekul	23
3.2.2 Scintilační destičky	24
3.2.3 Sběr signálu	24
3.2.4 Rekonstrukce signálu	24
3.2.5 Kalibrace a monitoring	25
3.2.6 Význam časové kalibrace	26
4 Časové skoky	29
4.1 Popis časových skoků	29
4.1.1 Elektronika	29
4.1.2 Laser	29
4.2 Vlastní oprava časových skoků	30
4.2.1 Typický případ	30
4.2.2 Další případy	30
5 Časová kalibrace pomocí jetů	35
5.1 Proton-protonová kolize na LHC	35
5.1.1 Tvrdý proces	35
5.1.2 Partonová sprška	35
5.1.3 Hadronizace	35
5.2 Rekonstrukce jetů a časová kalibrace	36
5.2.1 Jety	36
5.2.2 Kuželové algoritmy	38
5.2.3 Klastrovací algoritmy	38
5.2.4 Časová kalibrace pomocí jetů	40
5.3 Závislosti rekonstruovaného času	41

5.3.1	Závislost rekonstruovaného času na energii	42
5.3.2	Závislost rekonstruovaného času na ΔR_{cell}	42
5.3.3	Závislost rekonstruovaného času na energii a ΔR_{cell}	42
5.3.4	Korekce rekonstruovaného času	47
5.3.5	Alternativní způsoby parametrizace	48
Závěr		51
Seznam použité literatury		53
A Přílohy		59
A.1	Rozdělení t_{cell}	59
A.2	Rozdělení E_{cell}	60
A.3	Rozdělení ΔR_{cell}	61
A.4	Parametrizace pro různé typy buněk	62
A.5	Závislost $\langle t_{\text{cell}} \rangle$ na E_{cell} pro jednotlivá ΔR_{cell}	63

Úvod

Experiment ATLAS je jeden z hlavních detektorů na Velkém hadronovém urychlovači LHC (Large Hadron Collider) v CERN. Jeho cílem je zkoumání široké oblasti částicové fyziky ve vysokoenergetických částicových srážkách. K tomu je potřeba získat co nejvíce informací o produktech těchto srážek — mimo jiné například energii vylétávajících částic. K měření energie je v experimentu ATLAS použito několik kalorimetrů, přičemž jedním z nich — hadronovým kalorimetrem Tilecal — se tato práce zabývá.

Pro rekonstrukci energie z měřeného signálu kalorimetrem Tilecal je důležitá znalost přesného času, kdy do daných částí kalorimetru vlétají produkty částicových srážek — je tedy nutné zajistit správnou časovou kalibraci. Časová kalibrace je navíc důležitá nejenom pro správné měření energie, ale i pro další funkce detektoru — například měření doby letu částic.

Jedním z problémů časové kalibrace jsou takzvané časové skoky. V kalorimetru Tilecal může dojít ke skokové změně nastavení v elektronice zpracovávající signál. Elektronika kalorimetru je monitorována signálem z laseru — pomocí laseru lze mimo jiné tyto časové skoky identifikovat a získat jejich parametry (kdy k nim došlo a o jakou hodnotu byl čas posunut). Tyto parametry lze pak použít k jejich korekci.

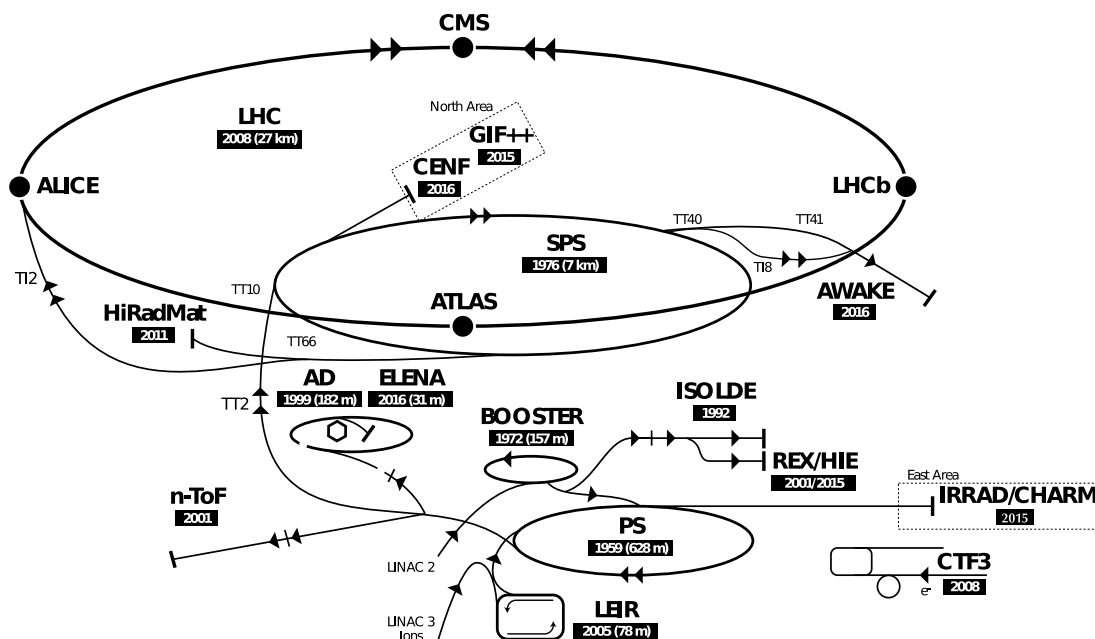
Časové konstanty v jednotlivých částech kalorimetru Tilecal se určují pomocí času rekonstruovaného z jetů v proton-protonových srážkách. Toto s sebou ale nese obtíž — čas rekonstruovaný z jetů mírně závisí na měřené energii. Kalibrace se proto musí volit pro nějakou konkrétní hodnotu měřené energie v příslušné části kalorimetru, přičemž takto určená časová konstanta pak není přesná pro jiné hodnoty měřené energie.

Krom energie závisí tento rekonstruovaný čas i na dalších parametrech (popisujících například vzdálenosti částí kalorimetru vůči zaznamenaným jetům). Podařilo-li by se tyto závislosti nějak parametrizovat, bylo by možné takovouto parametrizaci použít ke korekci rekonstruovaného času a odstranit tak původní závislost času na energii, což by zlepšilo časovou kalibraci částí kalorimetru Tilecal.

1. CERN

1.1 Systém urychlovačů

Největší část laboratoří CERN jakožto mezinárodního střediska pro výzkum v oblasti částicové fyziky tvoří systém částicových urychlovačů (viz obrázek 1.1).

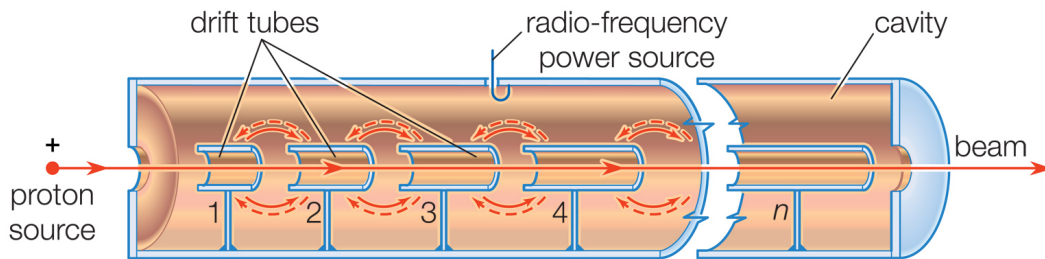


Obrázek 1.1: Systém urychlovačů v CERN [1].

1.1.1 Lineární urychlovač

Pro výsledné vysokoenergetické proton-protonové srážky na LHC začíná celý proces, když jsou elektrickým polem vytrženy elektrony z atomů vodíku. Zbylé protony pak vstupují do lineárního urychlovače — mezi lety 1978–2018 to byl Linac 2 s maximální dosažitelnou energií 50 MeV [2]. Do budoucna se plánuje pro zvýšení luminozity srážek použití urychlovače Linac 4 s maximální energií 160 MeV [3].

Linac 2 a Linac 4 jsou takzvané urychlovače Alvarezova typu [4]. K urychlování jsou použity radiofrekvenční dutiny [5], což jsou speciální kovové rezonanční komory, v nichž elektromagnetické pole střídavě nabíjí kondenzátory válcového tvaru (takzvané driftové trubice) s vhodnou frekvencí tak, že jsou mezi nimi urychlované částice vždy zároveň odpuzovány trubicí za nimi a přitahovány trubicí před nimi. Uvnitř trubic pole vymizí, a částice tak nejsou ovlivněny opačnou fází elektromagnetického pole, která by měla naopak zpomalující účinek (viz obrázek 1.2).



Obrázek 1.2: Schéma radiofrekvenční dutiny [6].

1.1.2 Protonové synchrotrony

Proton Synchrotron Booster

Proton Synchrotron Booster (dále PSB) byl spuštěn v roce 1972 a je tvořen čtyřmi překrývajícími se synchrotronovými prstenci [7]. Funkcí PSB je urychlit protony z Linac 2 na energii 1.4 GeV a předat je do urychlovače Proton Synchrotron (dále PS). Díky tomuto mezikroku může PS pojmout větší množství protonů, což zlepšuje vlastnosti svazku pro další experimentální použití [7].

Proton Synchrotron

Proton Synchrotron byl spuštěn v roce 1959 [8]. Urychluje například těžké ionty z LEIR (Low Energy Ion Ring) nebo v případě proton-protonových srážek protony z PSB. Jeho obvod je 628 m a maximální dosažitelná energie 25 GeV [8].

Super Proton Synchrotron

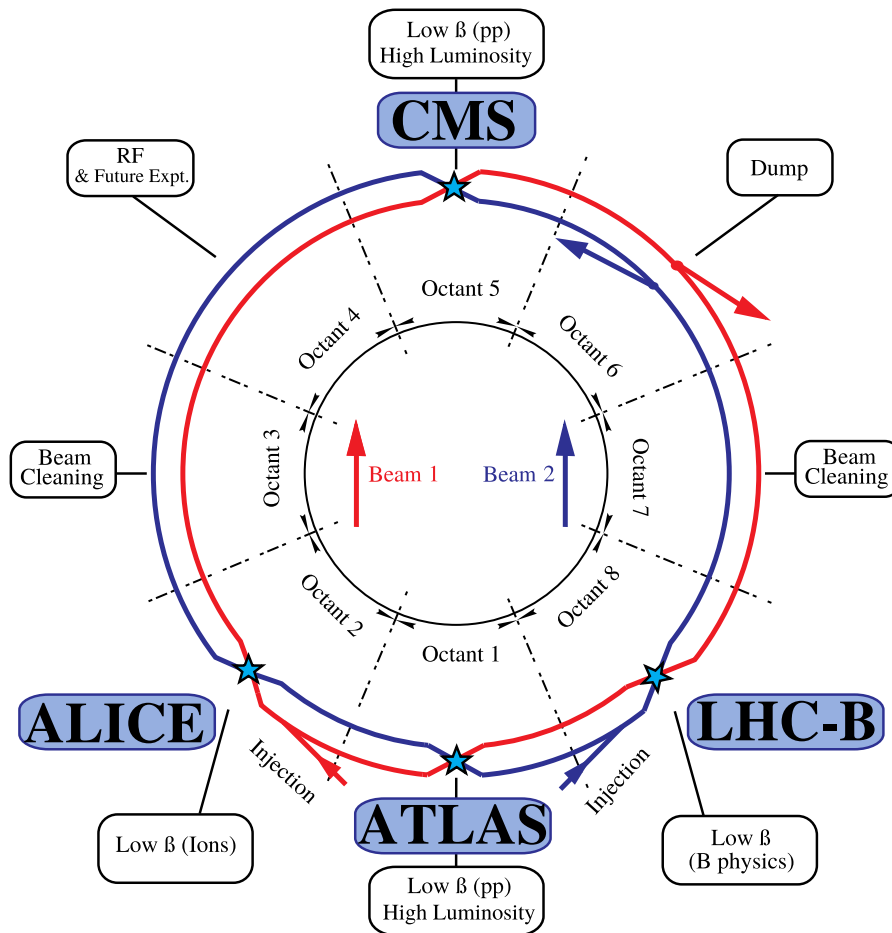
S maximální dosažitelnou energií 450 GeV a obvodem téměř 7 km [9] tvoří Super Proton Synchrotron (dále SPS) poslední urychlovací stupeň protonů (popř. dalších částic) před LHC. Spuštěn byl v roce 1976 [9] a v roce 1983 na něm byly v proton-antiprotonových srážkách objeveny částice Z^0 a W^\pm .

Krom urychlování částic pro LHC je SPS používán v řadě dalších experimentů — například NA61/SHINE (SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment zkoumající produkci hadronů v kolizích různých částic [10]) nebo NA62 (zkoumající například vzácné rozpady kaonů [11]).

1.1.3 Large Hadron Collider

Největší částicový urychlovač v CERN (a zároveň na světě) je LHC. Jeho obvod činí 27 km a byl spuštěn v roce 2008 [12]. Ve dvou oddělených trubcích s ultravysokým vakuem (řádově 10^{-10} až 10^{-11} mbar [13]) v opačných směrech obíhají částice s maximální dosažitelnou energií svazku 6.5 TeV [14].

LHC je rozdělen na oktanty (viz obrázek 1.3), které jsou tvořeny třemi částmi (viz obrázek 1.4). V centru každého oktantu je asi půl kilometru [15] dlouhá rovná část, kde jsou umístěny detektory (oktanty 1, 2, 5 a 8), urychlovací sekce (oktant 4, viz kapitola 1.1.3) a další zařízení. Na krajích oktantu jsou skoro kilometr a čtvrt [15] dlouhé zahnuté oblasti, kde jsou svazky ohýbány a fokusovány pomocí magnetického pole (viz kapitola 1.1.3). Mezi těmito zahnutými částmi a



Obrázek 1.3: Schéma LHC [16].

centrální rovnou částí jsou přechodné oblasti vyrovnávající disperzní efekty dipólových magnetů zahnutých částí.

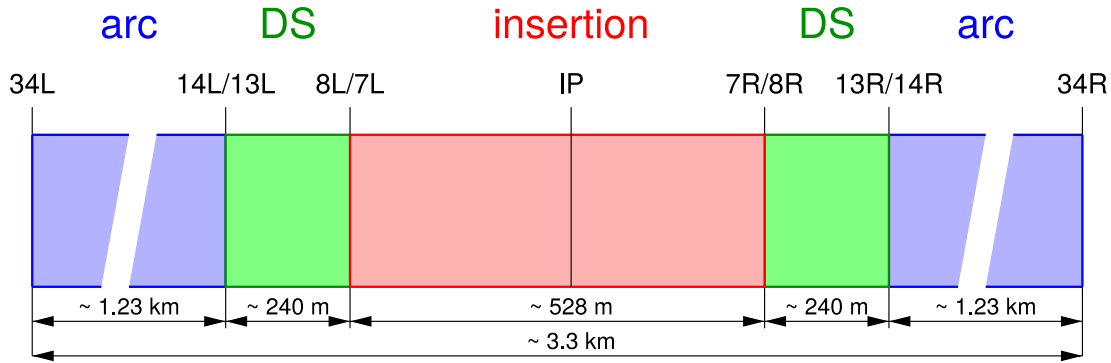
Urychlovací sekce

Na LHC je jedna urychlovací sekce tvořená dvěma oddělenými urychlovacími systémy pro každou svazkovou trubici zvlášť [16], přičemž vzdálenost trubice je v této sekci zvětšena z běžných 195 mm na 420 mm [1]. Oba urychlovací systémy jsou tvořeny osmi supravodivými radiofrekvenčními dutinami pracujícími při teplotě 4.5 K [1].

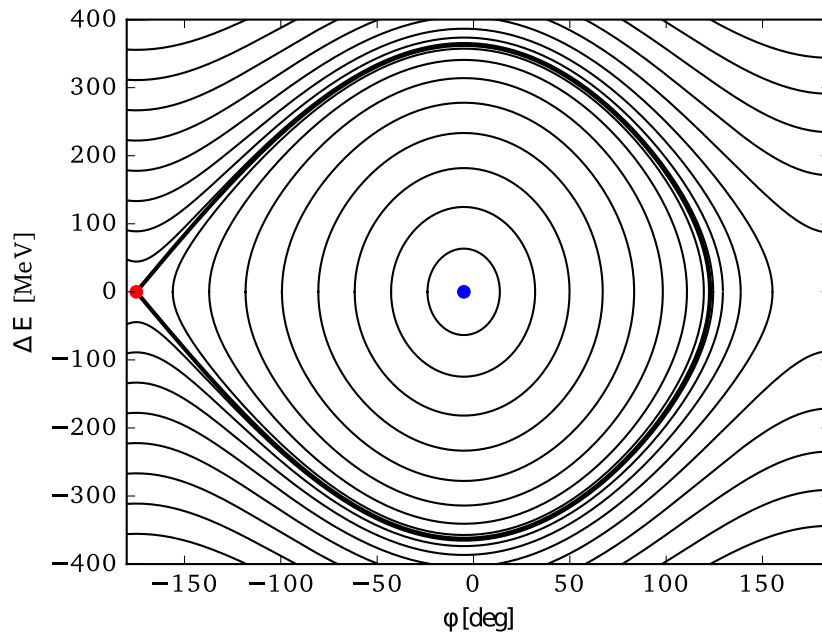
Urychlovaný svazek částic přichází do urychlovací sekce opakovaně, přičemž při každém průchodu získá energii 485 keV [17]. Plné urychlení z 450 GeV na 6.5 TeV trvá 20 minut [1].

Důsledkem použití radiofrekvenčních dutin je struktura svazků rozdělených do takzvaných bunchů — uskupení částic s gaussovskou hustotou. Na LHC je za normálních podmínek 2808 bunchů v obou prstencích, přičemž každý bunch obsahuje 10^{11} protonů [1]. Částice v bunchi oscilují v podélném směru okolo nominální polohy po stabilních trajektoriích (viz obrázek 1.5).

Aby byla struktura bunchů v průběhu urychlování zachována, je nutno, aby částice přicházely do urychlovací sekce ve správné části fáze urychlovacího elektrického pole. LHC operuje nad takzvanou energií přechodu ($p_{transition} \approx 52$ GeV

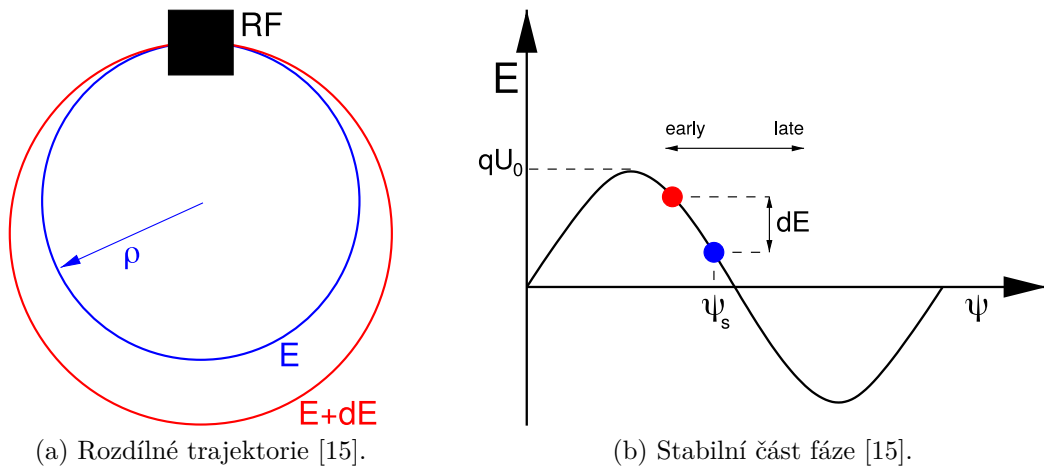


Obrázek 1.4: Schéma oktantu LHC [15]. Insertion = dlouhá rovná část oktantu, kde může být umístěn detektor nebo další zařízení. Arc = zahnutá část oktantu, kde jsou svazky ohýbány pomocí magnetického pole. Dispersion Suppressor (DS) = přechodná část mezi rovnou a zahnutou částí oktantu.



Obrázek 1.5: Trajektorie částic uvnitř bunchu ve fázovém prostoru (vyobrazeno pro částice na LHC s energií 450 GeV v průběhu urychlování) [18]. Modrý bod = stabilní rovnovážná poloha. Červený bod = labilní rovnovážná poloha. Silná černá čára = separatrix — odděluje stabilní trajektorie (uvnitř) od nestabilních (vně). φ = odchylka fáze částice oproti nominální fázi bunchu. ΔE = odchylka energie částice oproti nominální energii bunchu.

[15]), což je energie, při které začíná mít zrychlování částice zanedbatelný vliv oproti nárůstu její hybnosti. Vzhledem k tomu, že jsou částice na LHC hyperrelativistické (energie 450 GeV až 6.5 TeV, což odpovídá 99.9998 % až 99.999999 % rychlosti světla), dochází k saturaci rychlosti částic, a ta se pak s rostoucí energií téměř nemění. Roste však hybnost částic, a ty jsou pak jednoduše řečeno obtížněji zahýbány magnetickým polem, a tudíž jsou jejich trajektorie delší než ta nominální (viz obrázek 1.6a). Je tedy potřeba částicím, které do urychlovací sekce dorazí v rámci jednoho bunchu dříve, dodat více energie a částicím, které dorazí později, jí dodat méně (viz obrázek 1.6b). Pak bude dosaženo takzvané fázové stability.



(a) Rozdílné trajektorie [15].

(b) Stabilní část fáze [15].

Obrázek 1.6: Rozdílné trajektorie hyperrelativistických částic o různých energiích (a). Stabilní fáze v periodickém průběhu energie (odpovídající periodickému průběhu urychlovacího napětí) dodané částicím (b).

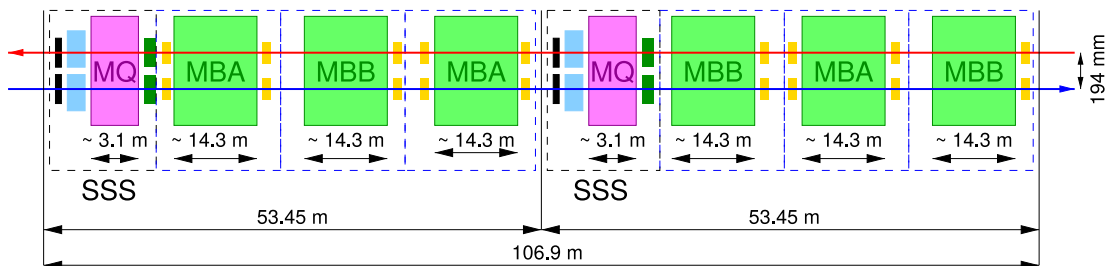
Ohýbání a fokusace svazku

Zahnuté části urychlovače LHC (zmíněné v kapitole 1.1.3) jsou tvořeny třicetadvaceti sekcemi (viz obrázek 1.7) o délce 106.9 m [15]. Každá sekce se skládá z různých typů elektromagnetů. Dipólové elektromagnety slouží k ohýbání svazku, kvadrupólové k jeho fokusaci a elektromagnety s vyšší multipolaritou se pak používají k další optimalizaci svazku.

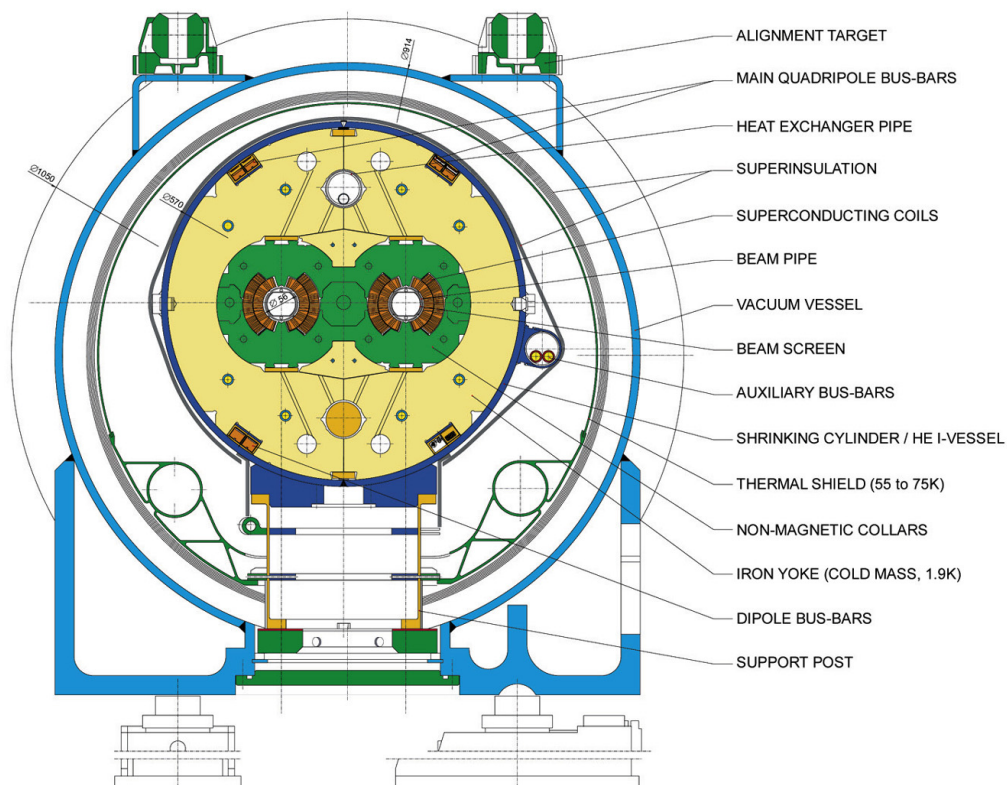
Velikost magnetického pole použitého pro zahýbání svazku protonů je naprosto zásadní pro funkci LHC při vysokých energiích. Dosažitelná energie protonů je totiž přímo úměrná velikosti magnetického pole [19]

$$\beta E[\text{GeV}] \doteq 0.3B[\text{T}]R[\text{m}], \quad (1.1)$$

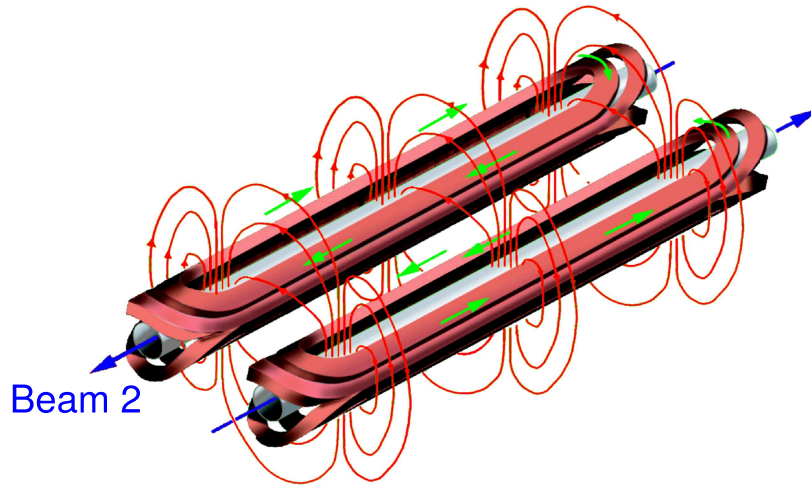
kde βE je hybnost protonu vyjádřená v GeV, B je velikost magnetické indukce v Tesla a R je poloměr oběhu vyjádřený v metrech. Pro dosažení požadovaného magnetického pole (až 8.33 T [1]) je použito 1232 [1] supravodivých dipólových elektromagnetů (viz obrázek 1.8) pracujících při teplotě 1.9 K. Každý dipól je dlouhý 15 m a váží přibližně 35 t [1]. Cívka elektromagnetu (vyrobená z kombinace niobu a titanu [1]) je vinuta podélně okolo obou svazkových trubíc. Vytváří tak v centru trubíc svislé magnetické pole mířící v jedné trubici směrem vzhůru a v druhé směrem dolů (viz obrázek 1.9).



Obrázek 1.7: Schéma jedné sekce magnetů v zahnuté části urychlovače LHC [15]. MBA, MBB jsou dipólové elektromagnety, MQ kvadrupólové a mezi nimi jsou elektromagnety o vyšší multipolaritě.

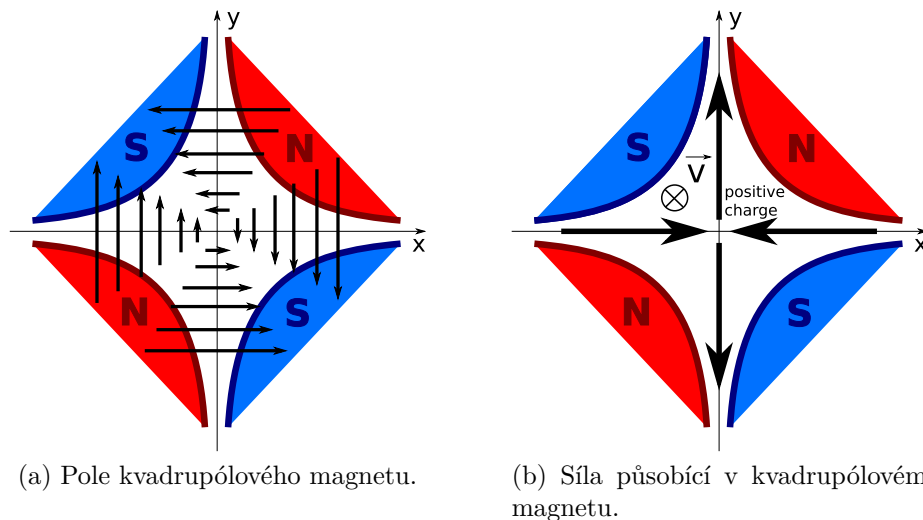


Obrázek 1.8: Řez dipólovým magnetem na LHC [20].



Obrázek 1.9: Magnetické pole a vinutí dipólu na LHC [15].

K fokusaci svazku urychlovaných částic se používají kvadrupólové magnety [1]. Vzhledem k tomu, jaký tvar má pole kvadrupólového magnetu (viz obrázek 1.10a), jsou letící částice v jednom směru příčné roviny (příčně vzhledem ke směru letu) fokusovány a v na něj kolmém směru (opět v příčné rovině) defokusovány (viz obrázek 1.10b). Proto se používá takzvané FODO uspořádání [15]. Svazek je v jednom směru střídavě fokusován kvadrupólem (F) a defokusován o 90° otočeným kvadrupólem (D), přičemž mezi nimi je rozestup (O). Příčná poloha částic se tedy vlivem kvadrupólových magnetů neustále mění, ale obálka svazku je držena v definované oblasti uvnitř svazkových trubic — takzvaná silná fokusace.



(a) Pole kvadrupólového magnetu.

(b) Síla působící v kvadrupólovém magnetu.

Obrázek 1.10: Příčný řez kvadrupólovým magnetem. Modré a červené čáry = pólové nástavce. Silné čáry (a) = magnetická indukce. Silné čáry (b) = síla působící na kladnou částici pohybující se rovnoběžně s osou z mimo počátek roviny xy .

Překřížení svazků

Jsou-li svazky částic urychleny na požadovanou energii, lze je překřížit v jednom ze čtyř míst podél obvodu LHC (viz obrázek 1.3), což má za následek srážky o celkové energii až 13 TeV [14]. Těmto čtyřem místům odpovídají čtyři hlavní detektory (viz kapitola 1.2).

Pro srážky vstříčných svazků částic je zásadní veličina zvaná luminozita \mathcal{L} definovaná vztahem

$$\frac{dR}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma, \quad (1.2)$$

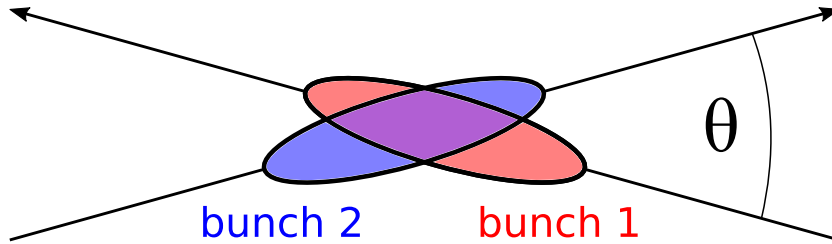
kde $\frac{dR}{dt}$ je počet interakcí za jednotku času a σ je účinný průřez dané interakce [21]. Luminozita je obecně závislá na frekvenci kolizí svazků, počtu částic ve svazku, jeho hustotě a podobně.

Předpokládáme-li stejné gaussovské rozdělení hustoty částic v obou svazcích, můžeme luminozitu vyjádřit jako (odvození například v [21])

$$\mathcal{L} = f N_b \frac{N_1 N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (1.3)$$

kde f je frekvence oběhu bunchů, N_b je jejich počet, N_1 a N_2 jsou počty částic v kolidujících bunchích a σ_x a σ_y jsou gaussovské parametry profilu svazků. Při maximální luminozitě (řádově $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [1]) dochází na LHC ke kolizím svazků každých 25 ns (s výjimkou několika větších rozestupů používaných například při injekci nebo extrakci svazku). Frekvence oběhů $f = 11\,245 \text{ s}^{-1}$, počet bunchů v jednom prstenci $N_b = 2808$, počet protonů v jednom bunchi řádově $N_{1,2} \sim 10^{11}$ a příčný rozměr svazků je před kolizí stlačen přibližně na $20 \mu\text{m}$ [1].

Vztah 1.3 předpokládá svazky letící přímo proti sobě. Ve skutečnosti se svazky kříží pod malým úhlem (přibližně $300 \mu\text{rad}$ [21]). Interakční objem (= objem, ve kterém se protony sráží, viz obrázek 1.11), a tudíž i luminozita jsou tedy o něco menší.



Obrázek 1.11: Svazky se kříží pod úhlem θ .

1.2 Detektory na LHC

Na LHC jsou čtyři hlavní experimenty LHCb, ALICE, CMS a ATLAS a tři menší experimenty MOEDAL, TOTEM a LHCf.

LHCb

Large Hadron Collider beauty (LHCb) dlouhý 21 m, vysoký 10 m a široký 13 m [22] je postaven vedle jednoho z interakčních bodů na LHC. Předmětem výzkumu

tohoto experimentu je přesné měření CP narušení a vzácných rozpadů b kvarku [23].

ALICE

A Large Ion Collider Experiment (ALICE) dlouhý 26 m, vysoký 16 m a široký 16 m [24] je postaven okolo jednoho z interakčních bodů na LHC. Předmětem výzkumu tohoto experimentu je fyzika silně interagujících částic a kvark-gluonového plazmatu ve srážkách těžkých iontů (například Pb-Pb) [25].

CMS

Compact Muon Solenoid (CMS) dlouhý 21 m, vysoký 15 m a široký 15 m [26] je postaven okolo jednoho z interakčních bodů na LHC. Jde o víceúčelový detektor zkoumající mimo jiné částicovou fyziku ve vysokoenergetických proton-protonových srážkách nebo fyziku za standardním modelem [27]. Čtvrtého července 2012 CMS spolu s detektorem ATLAS oznámili objev Higgsova bosonu [28].

ATLAS

A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) dlouhý 44 m, vysoký 25 m a široký 25 m [29] je postaven okolo jednoho z interakčních bodů na LHC (více v kapitole 2). Jde o víceúčelový detektor zkoumající mimo jiné částicovou fyziku ve vysokoenergetických proton-protonových srážkách nebo fyziku za standardním modelem [30].

MOEDAL

MOOnopole and Exotics Detector At the LHC (MOEDAL) je experiment postavený v okolí interakčního bodu LHCb experimentu. MOEDAL hledá mezi produkty částicových srážek na LHC hypotetické částice nesoucí magnetický náboj — takzvané magnetické monopóly — popřípadě další silně ionizující částice předpovídané teoriemi za standardním modelem [1], [31].

TOTEM

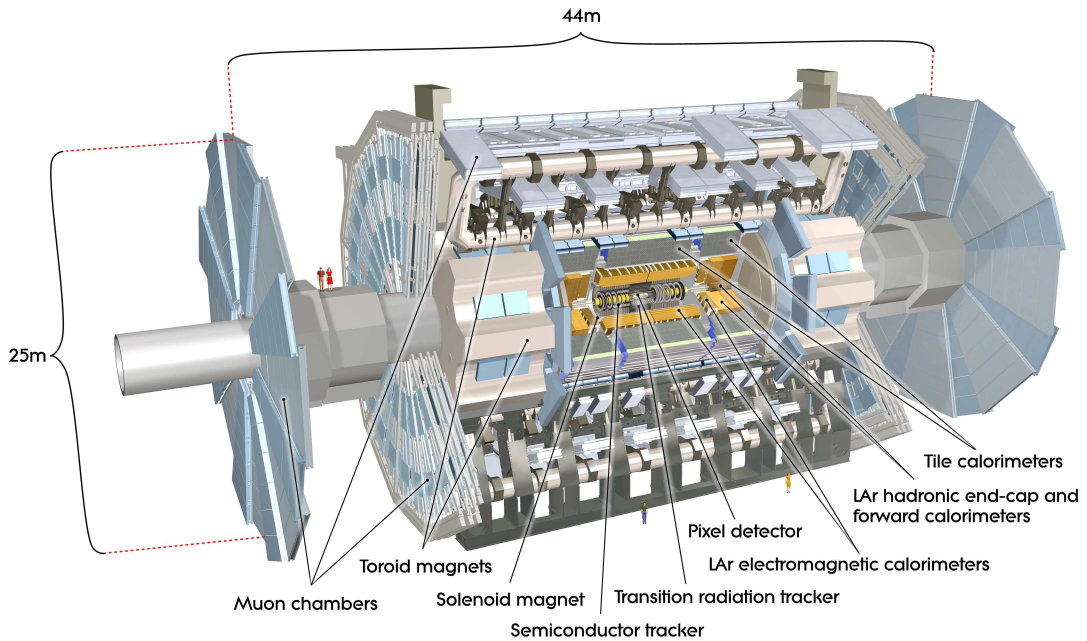
TOTAL Elastic and diffractive cross-section Measurement (TOTEM) slouží k měření celkového účinného průřezu a elastického rozptylu proton-protonových srážek na LHC. Jeho součásti jsou proto umístěny v těsné blízkosti svazkových trubic ve vzdálenostech od 147 m do 220 m symetricky na obě strany od interakčního bodu CMS [32].

LHCf

Large Hadron Collider forward (LHCf) zkoumá kosmické záření pomocí částic produkovaných na LHC pod malými úhly od směru svazků srážejících se částic [33]. Je proto umístěn v těsném okolí svazkových trubic ve vzdálenostech 140 m symetricky na obě strany od interakčního bodu detektoru ATLAS [1].

2. ATLAS

Experiment ATLAS (viz obrázek 2.1) je složen z množství menších detektorů sloužících k získání co nejúplnější informace o částicových srážkách. Dále experiment ATLAS obsahuje další zařízení, která umožňují provoz subdetektorů, jako například systém elektromagnetů pro vnitřní a mionový detektor.

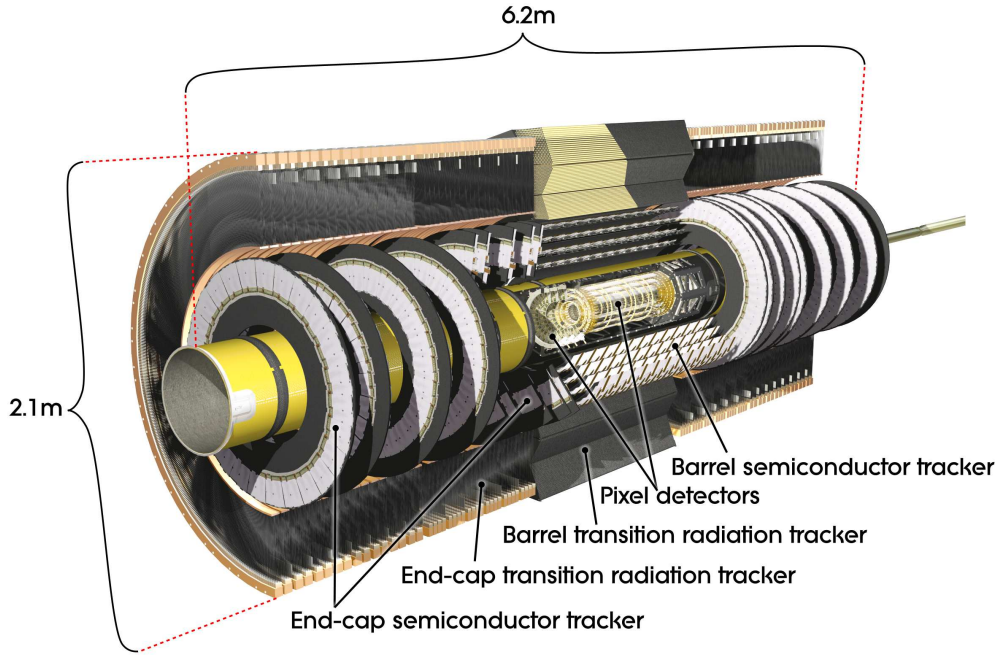


Obrázek 2.1: Experiment ATLAS [29].

2.1 Vnitřní detektor

Vnitřní detektor (viz obrázek 2.2) se nachází v okolí interakčního bodu experimentu ATLAS. Je umístěn uvnitř solenoidálního elektromagnetu, který vytváří magnetické pole o indukci 2 T orientované ve směru osy experimentu [34]. Díky tomu jsou letící nabitě produkty částicových srážek ohýbány v rovině kolmé k ose experimentu. Účelem detektoru je rekonstrukce trajektorií vylétávajících částic, z nichž lze pak určit například polohu interakčních vertexů nebo hybnosti částic.

Vnitřní detektor tvoří tři hlavní části — pixelové detektory, stripové detektory a detektory přechodového záření. Pixelové polovodičové detektory jsou umístěny v těsné blízkosti interakčního bodu ve formě tří válců (ve vzdálenostech 5 až 12 cm od osy detektoru) a tří disků po každé straně válce [29]. Rozlišení pixelových detektorů je řádově $10\ \mu\text{m}$ v azimutálním směru a $100\ \mu\text{m}$ ve směru osy svazků [29]. Stripové detektory jsou uspořádány okolo pixelových podobným způsobem — do čtyř válců a devíti disků na každé straně [29]. Poslední vrstvu nejdále od interakčního bodu pak tvoří detektory přechodového záření.



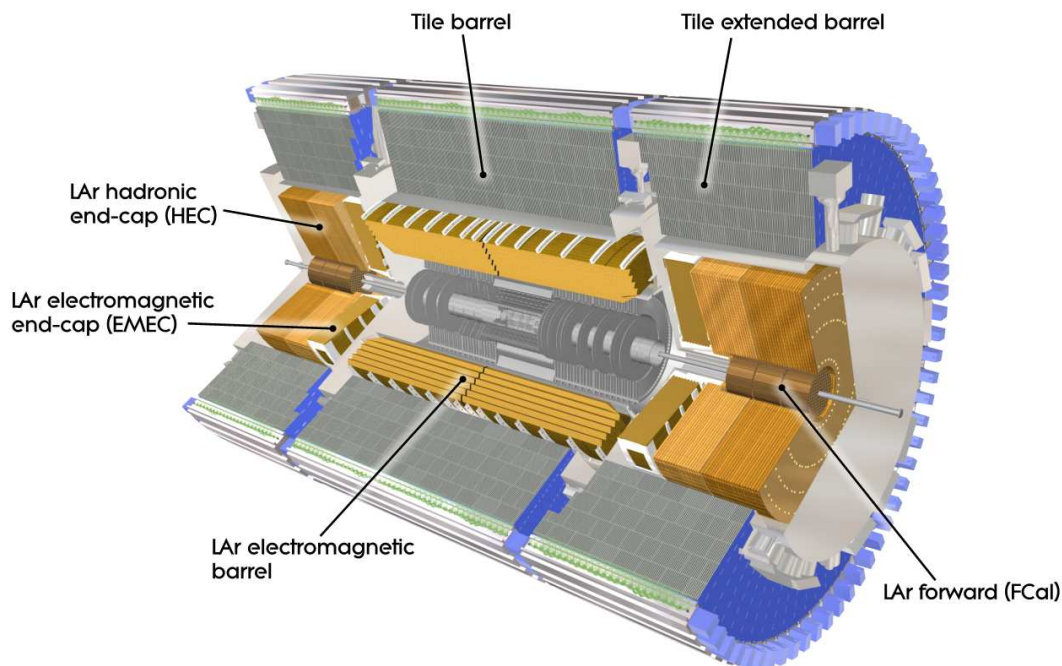
Obrázek 2.2: Vnitřní detektor experimentu ATLAS [29].

2.2 Kalorimetry

Kalorimetry slouží k měření energie, kterou částice ztratí při průchodu detektorem. Experiment ATLAS používá dva kalorimetry — LAr a Tilecal (viz obrázek 2.3). Oba dva jsou co do konstrukce takzvané sendvičové kalorimetry — tvoří je střídající se vrstvy aktivního a pasivního prostředí. V pasivním prostředí částice interagují, a vznikají tak další částice — dochází k rozvoji takzvané částicové spršky. V aktivním prostředí se pak sbírá vzniklý signál.

Kalorimetry se liší použitými materiály. Důvodem je mimo jiné rozdílná produkce spršek pro různé částice. Vysokoenergetické elektrony ztrácí v prostředí kalorimetru energii primárně brzdícím zářením. Vzniklé vysokoenergetické fotony pak primárně vytvářejí elektron-pozitronové páry, které dále vyzařují. Pro rozvoj elektromagnetické spršky je zásadní veličina zvaná radiační délka, což je vzdálenost, na které energie elektronu klesne na $1/e$ původní hodnoty. Zároveň přibližně odpovídá vzdálenosti, na které foton konvertuje v elektron-pozitronový pár. Radiační délka je charakteristika materiálu, která klesá s rostoucím počtem protonů v jeho jádrech. Pro konstrukci pasivního prostředí elektromagnetických kalorimetrů se proto často používá olovo, pro které je radiační délka $X_0 = 5.6 \text{ mm}$ [35].

Vysokoenergetické hadrony produkují při interakcích s jádry materiálu další hadrony. Hadronová sprška je oproti elektromagnetické delší a širší, zároveň ale obsahuje elektromagnetickou část, která vzniká rozpadem neutrálních pionů na pár fotonů. Zásadní veličina pro rozvoj hadronové spršky je interakční délka (opět jde o charakteristiku materiálu), což je střední vzdálenost, kterou hadron v prostředí urazí, než inelasticky zainteraguje na jádře materiálu.



Obrázek 2.3: Systém kalorimetrů experimentu ATLAS [29].

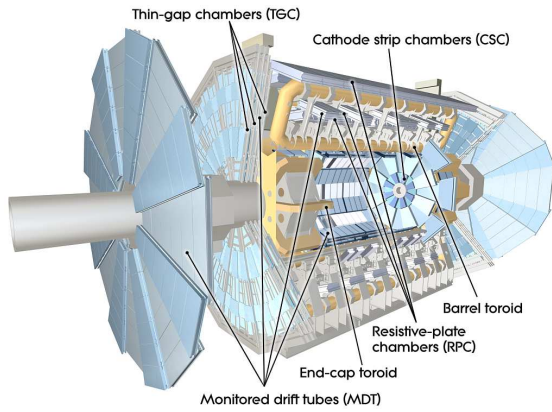
LAr

Liquid Argon Calorimeter (LAr) je tvořen několika částmi, přičemž všechny mají společné použití tekutého argonu chlazeného na -183°C jakožto aktivního prostředí [36]. První z nich je centrální elektromagnetický kalorimetr EMB (ElectroMagnetic Barrel) — 6.4 m dlouhý [36] dutý válec obklopující vnitřní detektor. Jako pasivní prostředí je v něm použito olovo.

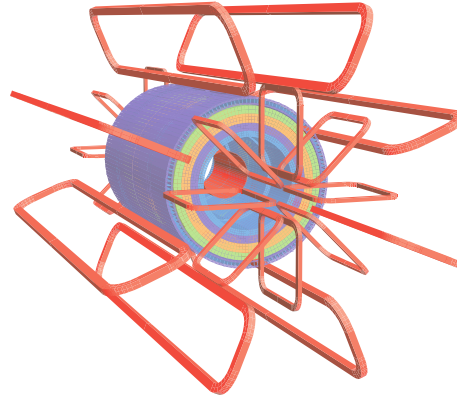
Okolo boků vnitřního detektoru a centrálního elektromagnetického kalorimetru jsou zbylé části LAr kalorimetru (viz obrázek 2.3). Nejbližší interakčnímu bodu je elektromagnetický EMEC (ElectroMagnetic End-Cap) kalorimetr, kde je jako pasivní prostředí použito olovo [37]. Za ním je hadronový HEC (Hadronic End-Cap) kalorimetr, kde pasivní prostředí tvoří měď [37, 38]. Těsně okolo svazkové trubice je pak dopředný FCal (Forward Calorimeter), kde je jako pasivní prostředí použita měď v elektromagnetické části a wolfram v hadronové části [37, 38]. Měď je volena kvůli dobré tepelné vodivosti k odvodu tepla z kalorimetru silně zahřívaného vysokým tokem částic v dopředné části. Navíc je měď nemagnetická a siločáry vnějšího magnetického pole solenoidu obklopujícího vnitřní detektor jsou pak uzavírány až hadronovým kalorimetrem Tilecal, jehož pasivní prostředí je tvořeno ocelí, která je magnetická.

Tilecal

Více o hadronovém kalorimetru Tilecal v kapitole 3.

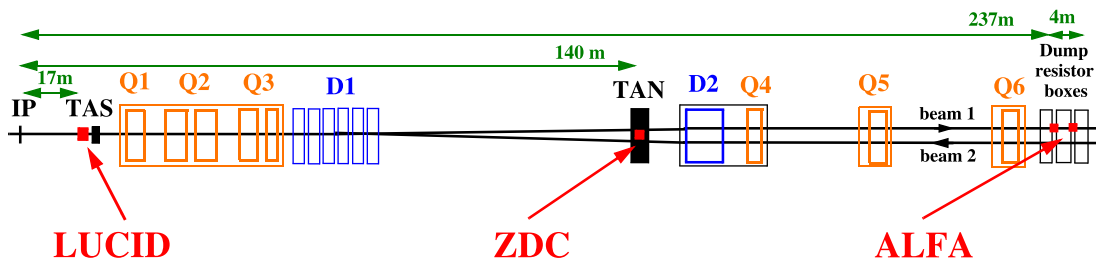


(a) Mionový spektrometr [29].



(b) Systém magnetů [29].

Obrázek 2.4: Mionový spektrometr experimentu ATLAS (a). Systém magnetů experimentu ATLAS (b) — 8 cívek centrálního toroidu, 8 cívek obou postranních toroidů, centrální solenoid (vše červeně) a hadronový kalorimetr Tilecal.



Obrázek 2.5: Detektory LUCID, ZDC a ALFA umístěné v okolí interakčního bodu (IP) experimentu ATLAS [29]. Dále jsou vyobrazeny dipólové (D1, D2) a kvadrupólové (Q1–Q6) svazkové magnety a kolimátory (TAS, TAN).

2.3 Mionový spektrometr

Stejně jako elektrony ztrácí miony energii v hmotě primárně brzdným zářením. Zatímco hmotu elektronu je $m_e = 0.511 \text{ MeV}$ [35], hmotu mionu $m_\mu = 105.7 \text{ MeV}$ [35] je přibližně $200\times$ větší. Proto jsou miony v prostředí obtížněji zpomalovány, a tudíž jsou jejich energetické ztráty výrazně menší — většinou je vnitřní detektor a kalorimetry nezaznamenají. Z tohoto důvodu obklopuje kalorimetry další vrstva experimentu ATLAS — mionový spektrometr. Mionový spektrometr je tvořen elektromagnety (viz obrázky 2.4a a 2.4b) — centrálním toroidálním magnetem a dvěma postranními toroidy — vytvářejícími magnetické pole o indukci 4 T [39] a dráhovými komorami (viz obrázek 2.4a).

Díky čtyřem typům dráhových komor (viz [40]) použitých v mionovém spektrometru lze rekonstruovat trajektorie mionů a z jejich zakřivení v toroidálním poli lze pak získat jejich energii.

2.4 Další detektory

Součástí experimentu ATLAS jsou tři další menší detektory (viz obrázek 2.5).

LUCID

Luminosity Cherenkov Integrating Detector (LUCID) je umístěn okolo svazkové trubice ve vzdálenosti 17 m symetricky na obě strany od interakčního bodu experimentu ATLAS [29, 41]. Jeho úkolem je měření integrované a okamžité luminozity pomocí Čerenkovova záření [41].

ZDC

Zero Degree Calorimeter (ZDC) je systém kalorimetrů umístěných okolo svazkové trubice ve vzdálenosti 140 m symetricky na obě strany od interakčního bodu experimentu ATLAS [29]. Jde o systém kalorimetrů (elektromagnetický a hadronový na obou stranách interakčního bodu) určený pro detekci neutronů a neutrálních částic, které se rozpadají elektromagneticky [42].

ALFA

Absolute Luminosity For ATLAS (ALFA) je dvojice detektorů umístěná okolo svazkové trubice ve vzdálenosti 240 m symetricky na obě strany od interakčního bodu experimentu ATLAS [29]. Účelem těchto detektorů je určení celkové luminozity a celkového účinného průřezu proton-protonové interakce z měření elastického rozptylu protonu na protonu [43].

2.5 Systém triggerů

Vzhledem k tomu, že na LHC dochází ke křížení svazků každých 25 ns a při jednom překřížení dojde až ke čtyřiceti proton-protonovým srážkám [1], je tok dat enormní — až 6×10^7 MB/s. Proto není možné zaznamenávat data ze všech srážek a je nutné se omezit jen na některé případy. K tomu slouží takzvaný trigger, který je rozdělen do dvou nezávislých úrovní.

L1

Level-1 (L1) trigger je první úroveň triggeru pracující kvůli vysokým požadavkům na rychlost (k rozhodnutí, jestli se událost vyřadí, nebo ponechá, dojde v rámci $2.5 \mu\text{s}$ [44]) na hardwarové úrovni. L1 trigger k dalšímu zpracování ponechává události obsahující například elektrony, miony, fotony nebo jety s velkou příčnou hybností nebo události s velkou chybějící příčnou hybností [29]. Dochází tak efektivně k redukci toku událostí z původní frekvence interakcí 40 MHz na přibližně 100 kHz [44, 45].

HLT

High Level Trigger (HLT) je druhá úroveň triggeru. Pracuje již na softwarové úrovni a k rozhodnutí o ponechání události dochází v rámci 300 ms [44]. High Level Trigger má k dispozici informaci od všech subdetektorů a dále redukuje tok událostí na přibližně 1000 Hz [45] — tyto události jsou pak plně zaznamenány a ponechány k dalšímu zpracování.

3. Tilecal

3.1 Konstrukce

Hadronový kalorimetr Tilecal je sendvičový kalorimetr, jehož pasivní prostředí tvoří ocel a jako aktivní prostředí jsou použity scintilační destičky [29, 46].

Tilecal je rozdělen do tří dutých válců (viz obrázek 2.3) obklopujících součásti LAr kalorimetru — jednoho centrálního (long barrel) a dvou postranních (extended barrel). Centrální část je dlouhá 5.8 m, postranní části jsou dlouhé 2.6 m [29], všechny části mají vnitřní poloměr 2.28 m a vnější poloměr 4.25 m [29, 46].

V azimutálním směru je každý z válců kalorimetru Tilecal rozdělen do 64 modulů [29, 46] (viz obrázek 3.1). Dále je každý modul rozdělen do tří řad takzvaných vyčítacích buněk (readout cells, viz obrázek 3.2) uspořádaných tak, aby co nejlépe odpovídaly projektivní geometrii v pseudorapiditě (více v kapitole 3.1.1).

V každém modulu je v radiálním směru jedenáct řad periodicky uspořádaných scintilačních destiček o tloušťce 3 mm [29, 46]. Od scintilačních destiček vedou mezi jednotlivými moduly optická vlákna k fotonásobičům umístěným na okrajích modulů (viz obrázek 3.1a), pomocí nichž je snímán signál (více v kapitolách 3.2.2 a 3.2.3).

3.1.1 Projektivní geometrie

Rapidita a pseudorapidita

Pro popis experimentu ATLAS používáme následující souřadný systém: počátek souřadnic (0,0,0) je volen v nominálním interakčním bodě, osa z je shodná s osou svazků, v rovině kolmé k ose z měříme azimutální úhel ϕ a místo polárního úhlu θ používáme veličinu zvanou pseudorapidita η [29, 46].

Definujme nejprve rapiditu částice y jako

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (3.1)$$

kde E je energie částice a p_z je hybnost částice ve směru osy z (pracujeme v geometrizovaných jednotkách, kde $c = 1$) [47].

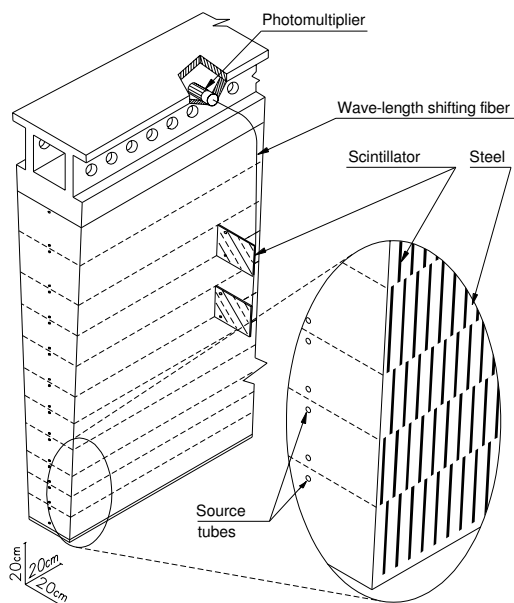
V případě, je-li $p \gg m$ (limita vysokých energií), kde p je velikost hybnosti částice a m je její hmota, lze výraz 3.1 upravit na

$$\lim_{p \rightarrow \infty} y = -\ln \tan \frac{\theta}{2}, \quad (3.2)$$

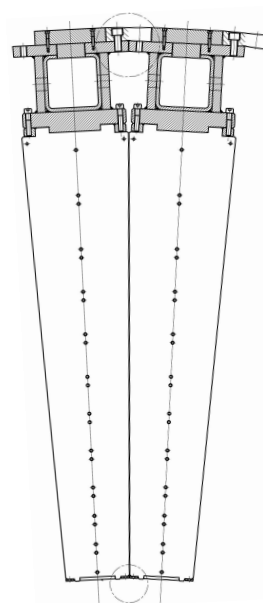
kde θ je polární úhel [47].

Takto (jako limitu rapidity) definujeme pseudorapiditu [47]

$$\eta \equiv -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (3.3)$$

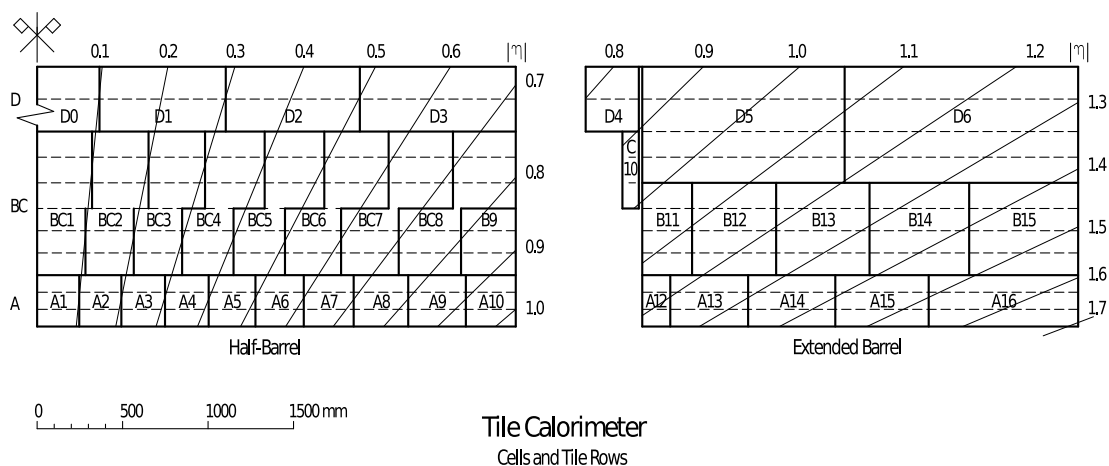


(a) Modul [29].



(b) Napojení modulů [29].

Obrázek 3.1: Modul hadronového kalorimetru Tilecal se znázorněnými řadami scintilačních destiček a optickým vláknem vedoucím signál z destiček do fotonásobiče (a). Napojení dvou modulů kalorimetru Tilecal vyobrazené v rovině kolmé k ose válců kalorimetru (b).



Obrázek 3.2: Tři řady buněk (plná čára) a jedenáct řad scintilačních destiček (přerušovaná čára) modulu postranní a poloviny centrální části hadronového kalorimetru Tilecal [46].

Lorentzovská invariance

Uvážíme-li lorentzovský boost ve směru osy z

$$\begin{aligned}E' &= \gamma (E + \beta p_z), \\p'_z &= \gamma (p_z + \beta E), \\p'_x &= p_x, \\p'_y &= p_y,\end{aligned}\tag{3.4}$$

kde β je bezrozměrná rychlost částice v čárkované souřadné soustavě

$$\beta \equiv v/c,\tag{3.5}$$

γ je relativistický faktor

$$\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}},\tag{3.6}$$

p_x a p_y značí hybnost částice ve směru os x a y a čárky značí transformované veličiny [47].

Vůči této transformaci se rapidita mění jako

$$y' \equiv \frac{1}{2} \ln \frac{E' + p'_z}{E' - p'_z} = y + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta}.\tag{3.7}$$

Díky tomu je vzdálenost dvou částic v této proměnné invariantní vůči lorentzovským boostům ve směru osy z (druhý člen pravé strany rovnice 3.7 se odečte).

V limitě vysokých energií (která je dobrou aproximací v případě částicových srážek na LHC) platí to samé i pro pseudorapiditu a používá se pak „úhlová“ vzdálenost dvou částic ΔR definovaná jako

$$\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2},\tag{3.8}$$

kde $\Delta\phi$ je rozdíl azimutálních úhlů a $\Delta\eta$ je rozdíl pseudorapidit. Rozdíl azimutálních úhlů $\Delta\phi$ je také invariantní vůči boostům ve směru osy z , a proto je invariant i ΔR .

Rozměry buněk kalorimetru jsou voleny tak, aby co nejlépe odpovídaly těmto souřadnicím. V rovině $\phi \times \eta$ mají buňky první a druhé radiální vrstvy přibližně (dělení azimutálního úhlu podle 64 modulů, $\Delta\phi = 2\pi/64 \approx 0.1$) velikost $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$ a ve třetí vrstvě mají velikost $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.2$ (viz Obrázek 3.2) [46].

3.2 Sběr a zpracování signálu

3.2.1 Fluorescence organických molekul

Při průchodu nabitých částic prostředím obsahujícím speciální organické molekuly (takzvané fluorofory) dochází k excitaci elektronů těchto molekul. Díky jejich elektronové struktuře dochází nejprve k deexcitaci bez vyzáření fotonu procesy vnitřní konverze (kdy excitovaný elektronový stav přejde do základního elektronového stavu, který je vibračně excitovaný) a vibrační relaxace (kdy molekula předává srážkami okolním molekulám svou vibrační energii ve formě translační

energie) a až pak dochází k deexcitaci za vyzáření fotonu [48]. Díky tomu je emisní spektrum takové molekuly posunuto k menším energiím než absorpční spektrum (takzvaný Stokesův posuv), a tudíž je prostředí tvořené těmito molekulami průhledné pro emitované fotony [48].

3.2.2 Scintilační destičky

Scintilační destičky hadronového kalorimetru Tilecal jsou vyrobeny z opticky průhledného polystyrenu s příměsí organických molekul — 1.5 % PTP (paratrifenyly) a 0.044 % POPOP (obě molekuly patří mezi aromatické uhlovodíky) [29]. Nabitě částice v kalorimetru procházejí scintilačními destičkami a excitují molekuly primární látky — polystyrenu. V polystyrenu pak vzniká scintilační záření v ultrafialovém spektru s vlnovou délkou 240–300 nm [49]. Toto záření je absorbováno primárním fluorforem PTP a ten ho (procesem zmíněným v kapitole 3.2.1) konvertuje na záření o vyšší vlnové délce, které je pak absorbováno sekundárním fluorforem POPOP, který emituje záření ve viditelném spektru (modrá barva) [49]. Pro zvýšení světelného výtěžku jsou navíc scintilační destičky obaleny vrstvou dalšího materiálu (polyethylen), a dochází tak uvnitř destiček k vnitřnímu odrazu scintilačních fotonů [46, 49]. Navíc jsou tak destičky chráněny vůči mechanickému poškození.

3.2.3 Sběr signálu

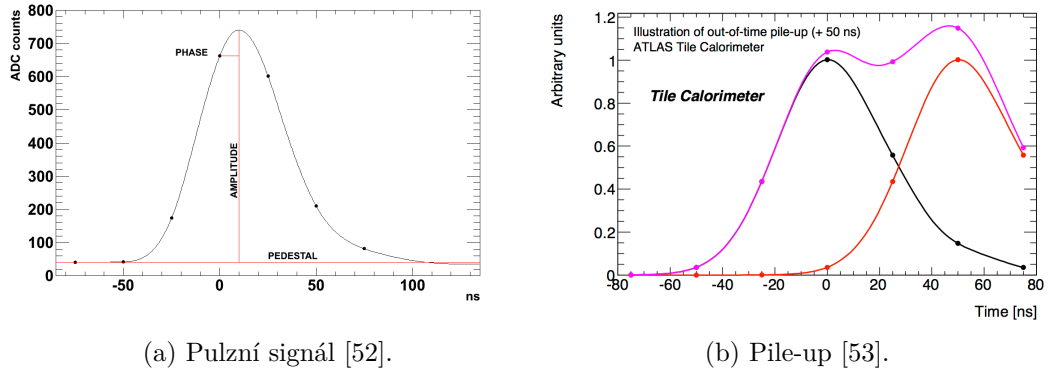
Scintilační destičky nejsou obaleny ze všech stran — k oběma bokům (viz obrázek 3.1a) je ke každé destičce přiloženo WLS (WaveLength Shifting) optické vlákno. Tato optická vlákna pohlcují modré světlo z destiček a konvertují ho na žluto-zelené světlo [46]. Vlákna vedoucí od jednotlivých destiček jsou seskupena tak, že z každé vyčítací buňky modulu je signál veden z obou boků k samostatnému fotonásobiči. Z každé buňky tedy získáváme signál rozdělený do takzvaného levého a pravého kanálu a celkový signál je dán jejich součtem [29, 46].

Fotonásobiče převádí světelný signál na elektrický, který je pak rozdělen do tří výstupů — analogový signál pro L1 trigger (viz kapitola 2.5), signál pro takzvaný minimum bias systém (viz kapitola 3.2.5) a digitální signál pro další zpracování [46].

3.2.4 Rekonstrukce signálu

Tvar signálu z fotonásobičů má pulzní charakter (viz obrázek 3.3a) [48]. Signál je pomocí elektroniky tvarován tak, aby měl konstantní šířku. Pak je integrál signálu (který odpovídá náboji sebranému z buňky kalorimetru daným kanálem) úměrný amplitudě signálu. Takto vytvarovaný signál je pak rozdělen do dvou větví — takzvaný high gain a low gain, kde je signál zesílen v poměru 64:1 [46, 50]. Díky tomu lze měřit jak malé signály od mionů na škále stovek MeV, tak velké signály do stovek GeV [46].

Okamžitá hodnota takto zpracovaného signálu je zaznamenávána 10bitovým AD (Analog to Digital) převodníkem každých 25 ns (podrobněji v kapitole 4.1.1) — celé čtení pulzu trvá 150 ns a je naměřeno sedm hodnot [46, 50].



Obrázek 3.3: Tvar pulzního signálu z fotonásobičů a sedm hodnot čtených 10bitovým AD převodníkem (a). Jsou vyobrazeny parametry signálu rekonstruované algoritmem OF — fáze, amplituda a pedestal. Pile-up (vyobrazený pro stejnou amplitudu po sobě jdoucích signálů a pro rozestup srážek 50 ns, dnes dochází ke srážkám každých 25 ns) signálu (b) — signál z měřené srážky (černě), signál z následující srážky (červeně) a výsledný deformovaný signál (fialově).

Optimal Filtering

Ze sedmi hodnot signálu S_i zaznamenaných AD převodníkem je OF (Optimal Filtering) metodou (viz obrázek 3.3a) rekonstruována amplituda signálu A , fáze (vůči referenčnímu pulzu) signálu t a takzvaný pedestal P jako

$$A = \sum_{i=1}^7 a_i \cdot S_i, \quad t = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^7 b_i \cdot S_i, \quad P = \sum_{i=1}^7 c_i \cdot S_i, \quad (3.9)$$

kde a_i, b_i a c_i jsou váhy [51]. Váhy jsou určeny ze znalosti přesného tvaru pulzu a jsou optimalizovány tak, aby byl minimalizován vliv šumu na výsledné hodnoty, a jsou funkcemi fáze pulzu [51]. Existují dvě verze algoritmu — s iteracemi (kdy je v prvním kroku použita očekávaná hodnota fáze a v dalších iteracích pak ta vypočtená) a verze bez iterací (kdy je nutná přesná znalost fáze každého kanálu) [46, 51]. Verze s iteracemi je citlivá na takzvaný pile-up (kdy signál produktů měřené srážky ovlivňují produkty následující srážky — viz obrázek 3.3b) a je pomalejší, proto se používá verze OF algoritmu bez iterací.

3.2.5 Kalibrace a monitoring

Abychom z amplitudy pulzu popsaného výše (viz kapitola 3.2.4) získali hodnotu energie zanechané částicemi v buňkách kalorimetru, využívá se několika kalibračních systémů.

Cesium

Skrze moduly kalorimetru vedou ve směru osy z (rovnoběžně s osou svazků) trubice (viz obrázek 3.1a), skrze které se může za pomoci hydraulického systému pohybovat kapsle obsahující ^{137}Cs . Tento izotop cesia je radioaktivní (β^- přeměnou přechází na excitovaný stav ^{137}Ba , který pak vyzářením fotonu přechází na základní stav) a produkuje γ -záření o energii 0.662 MeV [50, 54]. Kalibrací

pomocí tohoto γ -záření je zajištěna uniformita odezvy všech kanálů kalorimetru — získáváme kalibrační konstantu C_{Cs} .

Laser

Pro korekci nelinearity odezvy fotonásobičů je používán laser. Zelené světlo o vlnové délce 532 nm [50] z laseru (ve formě krátkých pulzů) je vedeno optickými vlákny k fotokatodám fotonásobičů, a je tak možné monitorovat relativní odezvu vůči referenční odezvě nastavené při kalibraci cesiem [46]. Takto je získána kalibrační konstanta C_{laser} .

CIS

Pro kalibraci vyčítací elektroniky se používá CIS (Charge Injection System). Z odezvy elektroniky na přesně definovaný náboj lze určit převodní konstantu $C_{ADC \rightarrow pC}$ mezi amplitudou získanou OF metodou v jednotkách AD převodníku a hodnotou sebraného náboje v pC pro každý kanál [50, 55].

Výsledná energie

Výsledná energie v jednotkách GeV je pak dána

$$E [\text{GeV}] = A [\text{ADC}] \cdot C_{Cs} \cdot C_{laser} \cdot C_{ADC \rightarrow pC} \cdot C_{pC \rightarrow \text{GeV}}, \quad (3.10)$$

kde $A [\text{ADC}]$ je amplituda pulzu v jednotkách AD převodníku a C_{Cs} , C_{laser} a $C_{ADC \rightarrow pC}$ jsou výše zmíněné kalibrační konstanty [46, 54]. Konstanta $C_{pC \rightarrow \text{GeV}}$ má význam převodního faktoru mezi sebraným nábojem v pC a energií vyjádřenou v GeV. Tato konstanta je určena ze svazkových testů (testbeam) modulů, kdy jsou jednotlivé moduly ozařovány svazky sekundárních elektronů (vzniklých kolizí primárního svazku protonů s terčem) z urychlovače SPS (více například v [56]).

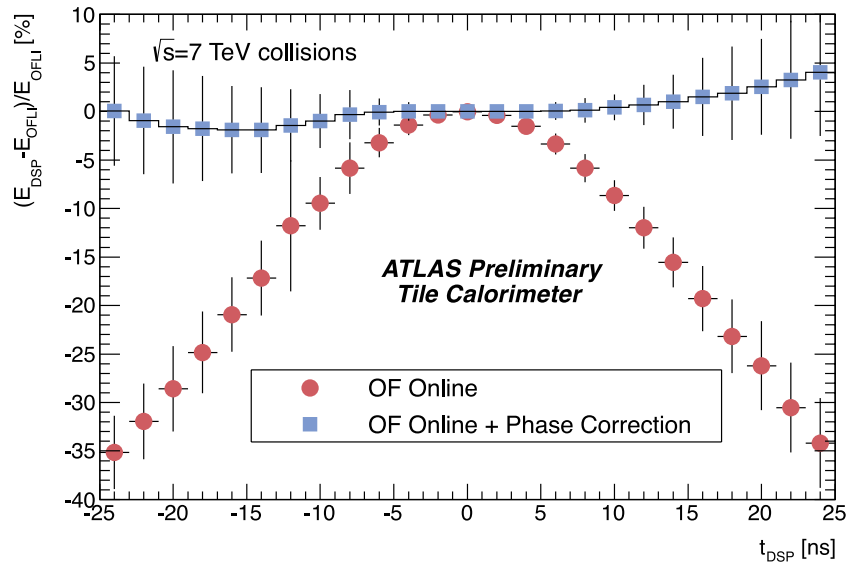
MBS

Velkou součástí signálu z kalorimetru tvoří signál z takzvaných Minimum Bias (MB) událostí — nepružných proton-protonových srážek s malým přenosem impulzu. Tento signál je úměrný okamžité hodnotě luminozity a proto je (za konstantní luminozity) jeho integrovaná hodnota konstantní, což lze využít pro monitorování odezvy kalorimetru [46, 57].

3.2.6 Význam časové kalibrace

Jak bylo zmíněno výše (viz kapitola 3.2.4), váhy použité v algoritmu OF závisí na fázi a používá se varianta OF bez iterací. Tudíž přesná znalost fáze v každém kanálu je nutnou podmínkou přesného určení energie, kterou částice v kalorimetru zanechají. Je-li fáze použitá v algoritmu OF odlišná od té skutečné, dostáváme menší hodnotu amplitudy pulzu, a tudíž i menší hodnotu energie (viz obrázek 3.4) [46, 51].

Cílem časové kalibrace kalorimetru Tilecal je nastavení fáze v kanálech detektoru tak, že částice pohybující se rychlostí světla z interakčního bodu experimentu ATLAS zanechá v buňkách kalorimetru signál, jehož fáze je rovna nule [46, 58].



Obrázek 3.4: Relativní rozdíl energie rekonstruované algoritmem OF E_{OFLI} a skutečné energie E_{DSP} v závislosti na skutečné fázi t_{DSP} [51]. Energie vykazuje kvadratickou závislost na čase (červeně). Po opravě na skutečnou fázi je závislost na čase prakticky konstantní (modře).

K tomu se používají takzvané splash události (vzniklé srážkou protonového svazku s jedním z kolimátorů experimentu ATLAS) nebo časová kalibrace pomocí jetů (více v kapitole 5) [46].

4. Časové skoky

4.1 Popis časových skoků

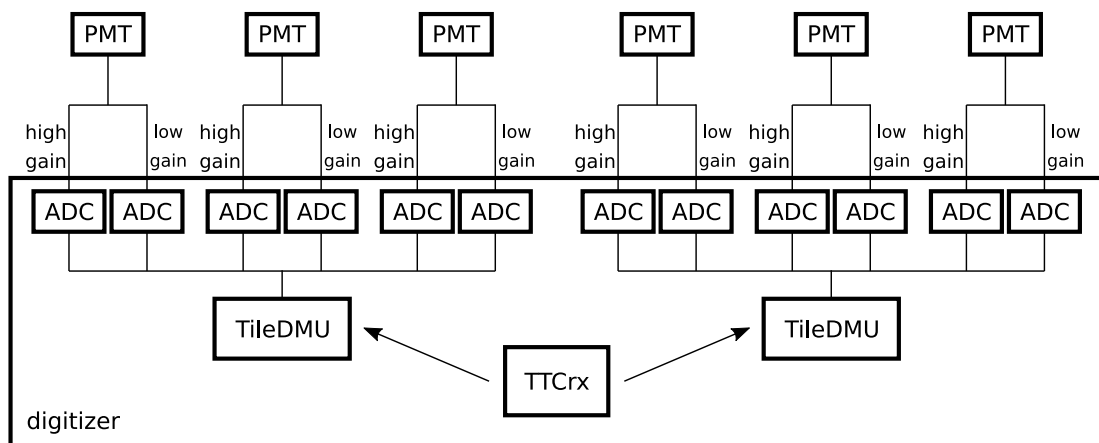
4.1.1 Elektronika

Elektronika zpracovávající signál z fotonásobičů příslušících jednotlivým kanálům kalorimetru Tilecal (viz kapitola 3.2.4) je rozdělena do takzvaných digitizérů (digitizer boards, viz obrázek 4.1).

Každý digitizér obsahuje TTCrx čip (Timing, Trigger and Control receiver chip), který elektronice v digitizéru zprostředkovává signál z TTC (Timing, Trigger and Control) systému — ten rozesílá do jednotlivých částí detektoru informace například z triggeru nebo o nastavení času [59].

Dále digitizér obsahuje až dvanáct AD převodníků [60, 59] — dva pro každý kanál odpovídající jeho high gain a low gain větvi, celkem tedy až pro šest různých kanálů. AD převodníky jsou rozděleny do dvou šestic a každé přísluší jeden takzvaný TileDMU (Data Management Unit) čip [59]. Ten ukládá signál vysílaný AD převodníky (než dojde k rozhodnutí L1 triggeru) a v případě, kdy L1 trigger rozhodne o ponechání dané události k dalšímu zpracování, přečte z uloženého signálu sedm hodnot v rozestupech 25 ns. Hodnota fáze vůči globálnímu času detektoru (a tudíž i začátek čtení sedmi hodnot signálu) je k TileDMU čipům vedena pomocí TTC systému skrze TTCrx čip — tedy k šesti kanálům najednou.

Je pozorováno, že může dojít k situaci, kdy informace o časové fázi distribuovaná TTC systémem není digitizérem přečtena a zůstává nastavena špatně. V signálu šesti příslušných kanálů pak jako důsledek pozorujeme skokovou změnu nastavení času — takzvané časové skoky (timing jumps) [55, 61].



Obrázek 4.1: Zjednodušené schéma napojení šesti fotonásobičů (PMT), ze kterých je signál rozdělen do high gain a low gain větve, na digitizér obsahující dvanáct AD převodníků (ADC), dva TileDMU čipy a jeden TTCrx čip.

4.1.2 Laser

Laser používaný ke kalibraci energie (viz kapitola 3.2.5) je při nabírání dat z částicových srážek používán k monitorování elektroniky. Protony jsou na LHC

seskupeny do balíčků (viz kapitola 1.1.3) s konstantní vzdáleností tak, aby ke srážkám docházelo každých 25 ns. Mezi některými balíčky jsou ponechány větší mezery, které (mimo jiné) slouží právě k monitorování elektroniky pomocí laseru. Signál z laseru je tedy vysílán optickými vlákny k fotonásobičům všech kanálů v momentech, kdy zrovna nedochází ke srážkám, s frekvencí 1 Hz [46, 61]. Je-li laser synchronizovaný s kalorimetrem Tilecal, lze v případě časového skoku elektroniky tento skok pozorovat v datech odpovídajících laseru. I když je frekvence dat z laseru pouze 1 Hz, přichází s konstantní energií do všech kanálů současně. Díky tomu je statistika dat z laseru vyšší než v případě fyzikálních dat a lze z nich pak rekonstruovat čas v kanálech s přesností přibližně 1 ns [55].

4.2 Vlastní oprava časových skoků

Pro opravu těchto časových skoků je nutno znát, kdy skok začíná, kdy končí a jaká je hodnota časového posunu. Nejprve jsme procházeli fyzikální data (runy 348 885 až 364 292, 25. 4. 2018 až 23. 10. 2018) z proton protonových srážek při vysoké luminozitě za rok 2018 (high-luminosity pp period 2018) a identifikovali jsme odchylky středního času (rekonstruovaného z jetů, více v kapitole 5) v jednotlivých kanálech kalorimetru Tilecal. Vzhledem k přesnosti laseru jsme uvažovali jen odchylky větší než 1 ns. Tyto odchylky byly pak porovnány s daty odpovídajícími signálu z laseru, odkud jsme určili výše zmíněné hodnoty (začátek, konec, posun).

4.2.1 Typický případ

Příklad postupu uvedme na datech z postranního válce (konkrétně označení EBA) odpovídajících signálu z druhé šestice kanálu (tedy 6–11, kanály číslujeme od 0 do 47) modulu označeného číslem 33 (moduly číslujeme od 1 do 64). Tyto kanály odpovídají levému a pravému kanálu buněk A12, A13 a B11 (viz obrázek 3.2). V těchto kanálech došlo v runu číslo 349 481 (3. 5. 2018) ke skoku časování z nuly na ~ 1.8 ns a v runu číslo 351 698 (2. 6. 2018) došlo ke skoku zpět na nulovou hodnotu.

Ve fyzikálních datech (začátek, prostředek a konec skoku na obrázcích 4.2a, 4.2c a 4.2e) je možné krom skoku v časování těchto kanálů pozorovat i skok v kanálech 30–35 modulu číslo 44 (ke skoku dochází jen ve čtyřech kanálech odpovídajících buňkám A15 a B14, kanály 33 a 34 jsou totiž prázdné).

V datech z laseru je možné přesně určit i konkrétní moment, kdy ke skoku došlo. Používáme jednotku času zvanou lumiblock (luminosity block), která přibližně odpovídá jedné minutě [46, 55], což je škála, na které je možné měnit kalibraci detektoru včetně volby časové konstanty. Z těchto dat jsme identifikovali konkrétní lumiblock, kdy skok začal a kdy skok skončil a hodnotu posunutí +1.8 ns.

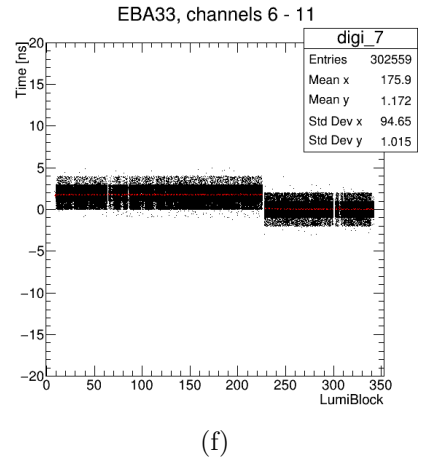
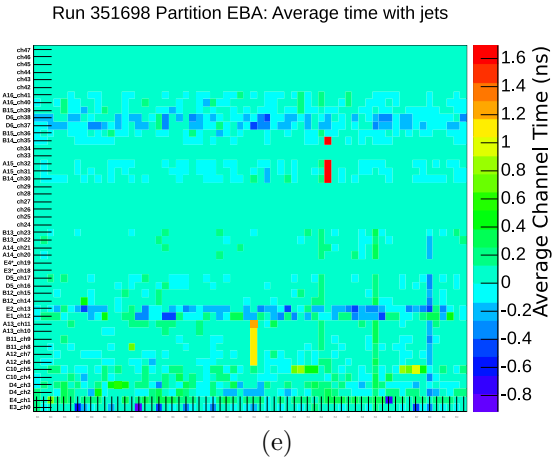
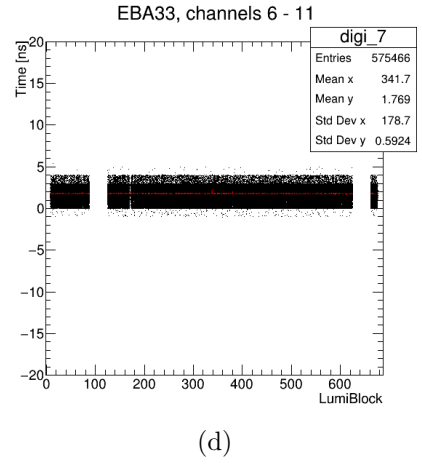
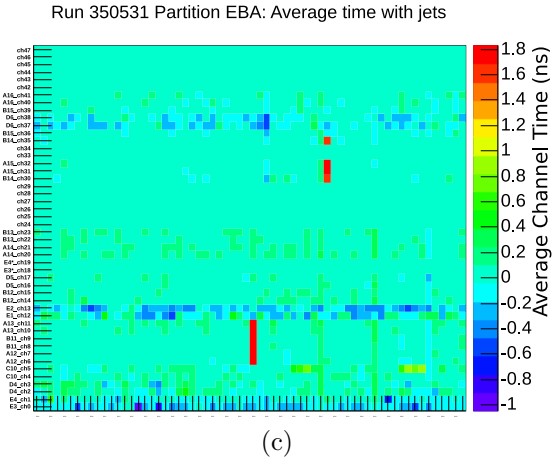
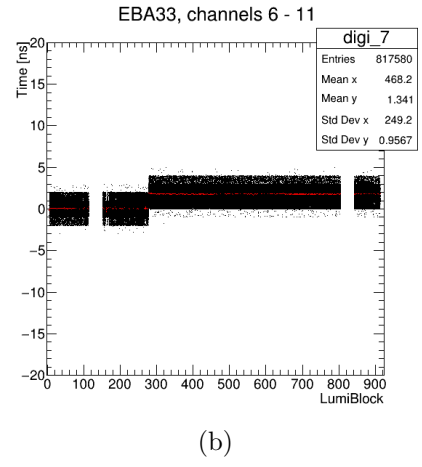
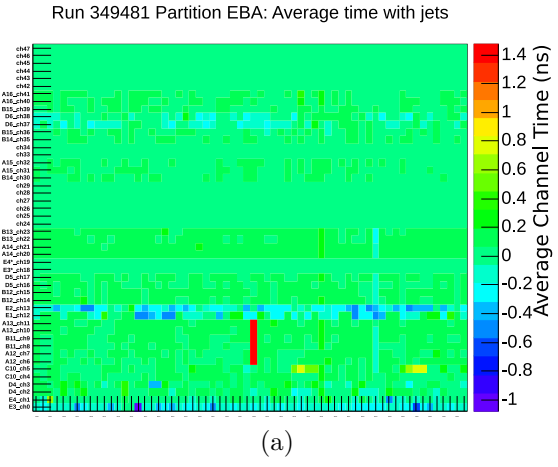
Tyto případy byly korigovány nastavením správné hodnoty časového posunu v příslušných časových intervalech.

4.2.2 Další případy

Kromě případů, kdy bylo možné identifikovat začátek a konec skoku, který měl konstantní hodnotu časového posunu v celém průběhu, jsme narazili i na komplikovanější případy.

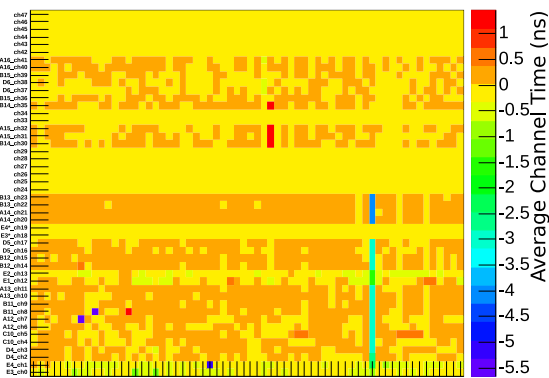
V některých datech byla pozorována situace, kdy dochází k mnoha časovým skokům v rámci jednoho runu. Toto lze pozorovat v signálu laseru a ve fyzikálních datech je vidět odchylka od nulové hodnoty času. Příkladem budiž kanály 0–23 modulu číslo 51 postranního barelu EBA (například run 350 160, viz obrázky 4.3a a 4.3b). V těchto kanálech byl výše zmíněný problém pozorován v runech 364 098 až 364 292 (21. 10. 2018 až 24. 10. 2018). Tyto případy byly označeny jako kanály se špatnou časovou kalibrací a signál z těchto kanálů není používán v dalším zpracování dat.

Ve všech námi kontrolovaných datech jsme pozorovali problém v signálu laseru odpovídajícímu kanálu číslo 20 modulu číslo 16 poloviny centrálního barelu označené LBC (například run 350 160, viz obrázek 4.3c). Signál měl sice střední hodnotu rovnou nule, ale jeho standardní odchylka byla veliká — ~ 3 ns oproti běžným ~ 0.5 ns. Vzhledem k tomu, že tento signál odpovídá buňce A5 — konkrétně jejímu pravému kanálu — a tato buňka je standardní buňka (čtená dvěma kanály), byl tento kanál zamaskován a signál buňky je pak určen pouze druhým (levým) kanálem — rekonstruovaný čas buňky je roven rekonstruovanému času levého kanálu a energie měřená buňkou je rovna dvojnásobku energie měřené levým kanálem.



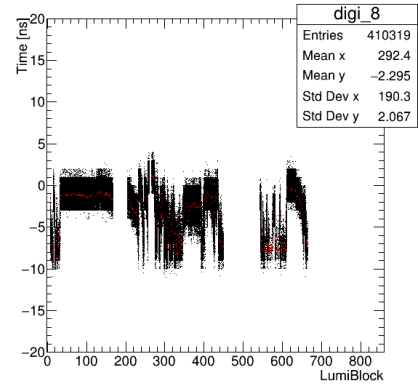
Obrázek 4.2: Střední čas v kanálech jednoho z postranních barelů rekonstruovaný z jetů ve fyzikálních datech, 64 sloupců odpovídá jednotlivým modulům, 48 řádků jednotlivým kanálům (a), (c), (e). Odpovídající rekonstruovaný čas ze signálu laseru pro šest kanálů ovlivněných časovým skokem elektroniky (b), (d), (f).

Run 364098 Partition EBA: Average time with jets



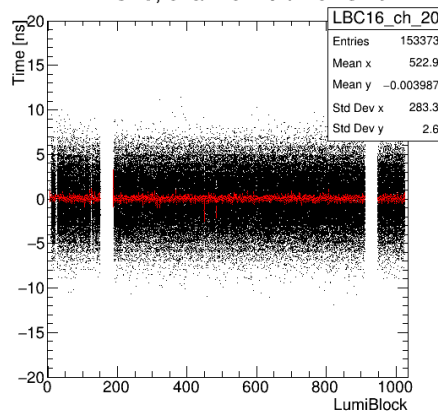
(a)

EBA51, channels 0 - 5



(b)

LBC16, channel 20 time vs. lbn



(c)

Obrázek 4.3: Příklad s mnoha časovými skoky v signálu z laseru (a), (b). Jako příklad je uveden pouze signál z kanálů 0–5 (b), i když tato situace nastávala v kanálech 0–23. Příklad s velkým rozptylem signálu z laseru (c).

5. Časová kalibrace pomocí jetů

5.1 Proton-protonová kolize na LHC

Kompletní popis částicových srážek na LHC je obecně velmi složitý. Popíšeme postupně důležité mechanismy, kterými z počátečních protonů vznikají výsledné jety (více k definici jetu v kapitole 5.2) v kalorimetru.

5.1.1 Tvrký proces

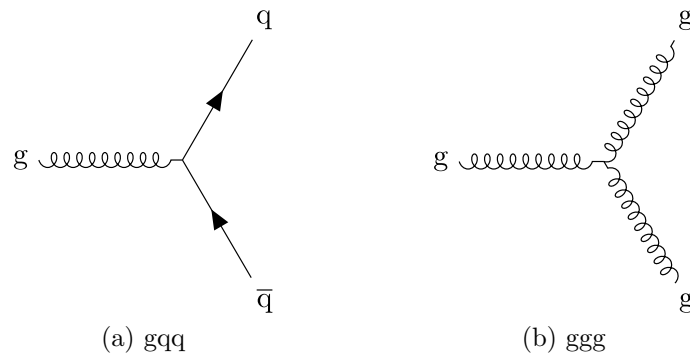
Takzvaný tvrdý proces je popsán na úrovni kvantové teorie pole (QFT) a partonového modelu. Energie počátečních protonů je dostatečná na to, že při srážce spolu již neinteragují jako celek, nýbrž spolu interagují jejich konstituenty — takzvané partony (kvarky a gluony). Tyto partony QFT procesem dávají vzniknout novým elementárním částicím.

5.1.2 Partonová sprška

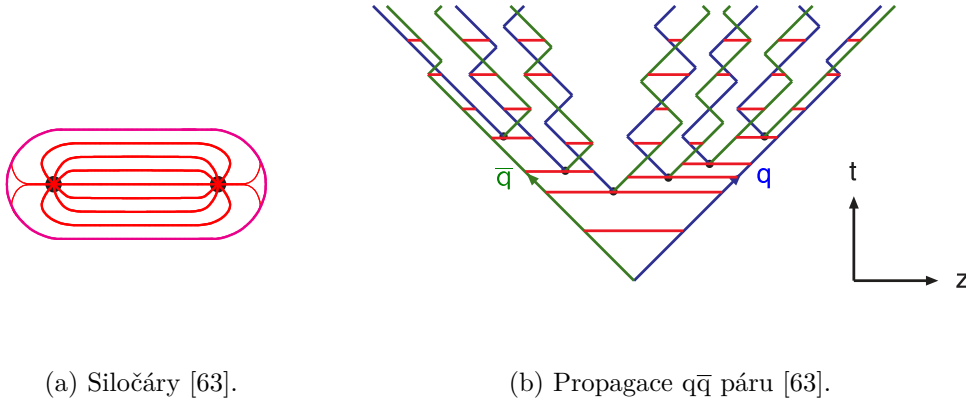
Partony figurující v tvrdém procesu mohou ale díky kvark-kvark-gluonové a třígluonové interakci (viz obrázek 5.1) vyzařit další parton (toto odpovídá korekcím vyššího řádu v silné vazbové konstantě α_S k tvrdému procesu). Podle toho, jestli vyzařuje počáteční parton, nebo parton vzniklý ve tvrdém procesu, mluvíme o takzvaném vyzařování počátečního, nebo koncového stavu (initial state radiation, final state radiation). Toto vyzařování má podstatnou vlastnost — partony jsou dominantně vyzařovány pod stále menšími úhly [62, 63]. Toto má za následek kolimovanost partonových spršek.

5.1.3 Hadronizace

Klesne-li energie částic partonové spršky na dostatečně nízkou úroveň (řádově 1 GeV [35]), dochází k hadronizaci. Kvarky a gluony nemohou kvůli takzvanému barevnému uvěznění (více například v [64]) existovat osamoceny a sdružují se do bezbarvých hadronů. Proces hadronizace popisujeme v rámci hadronizačních



Obrázek 5.1: Feynmanovy diagramy kvark-kvark-gluonové interakce (a) a interakce tří gluonů (b).



(a) Siločáry [63].

(b) Propagace $q\bar{q}$ páru [63].

Obrázek 5.2: Siločáry ve tvaru struny mezi párem kvark-antikvark (a). Propagace kvark-antikvarkového páru (modře a zeleně), dochází k „praskání“ struny (červeně) za produkce nových párů (b).

modelů a Monte Carlo generátorů. Dva dnes nejčastěji používané modely jsou model strunové fragmentace a klastrový model. Tyto modely poskytují základní vhled do problematiky hadronizace, a proto je zde velmi stručně popíšeme.

Model strunové fragmentace je založen na tom, že potenciál dvou kvarků v kvantové chromodynamice má lineární část

$$V_{\text{linear}}^{\text{QCD}}(r) = \kappa r, \quad (5.1)$$

kde r je vzdálenost kvarků a $\kappa \approx 1 \text{ GeV}$ je konstanta úměrnosti [63]. Siločáry mezi dvěma kvarky mají pak tvar tenké „struny“ (viz obrázek 5.2a) — odtud název modelu. Je-li energie pole nataženého mezi dvěma kvarky dostatečně velká (kvarky jsou dostatečně daleko), je energeticky výhodnější vytvořit z vakua nový pár [63]. Tento proces pokračuje tak dlouho, než poklesne energie kvarků tak, že už není možná tvorba dalších párů a blízké kvarky jsou sdruženy do dvojic (viz obrázek 5.2b).

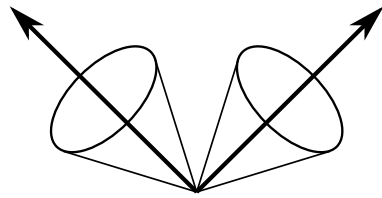
Klastrový model je založen na vlastnosti QCD (takzvaný preconfinement), že se v partonové spršce v každém momentu formují partony do barevných singletů — takzvané bezbarvé klastry. V rámci modelu se do bezbarvých klastrů rozdělí finální stavy partonové spršky a tyto klastry se dále rozpadají na hadrony [63].

5.2 Rekonstrukce jetů a časová kalibrace

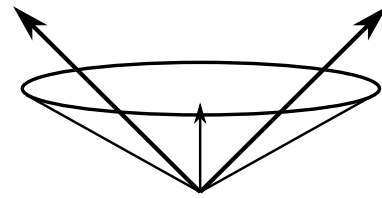
5.2.1 Jety

Hadrony vzniklé výše popsaným postupem detekujeme v kalorimetru ve formě takzvaných jetů. Jety chápeme jako kolimované spršky částic. Přesnější definice závisí na konkrétním algoritmu použitém pro rekonstrukci jetů v kalorimetru.

Základní vlastností algoritmů musí být takzvaná kolineární a infračervená (IR) stabilita. Algoritmus nesmí záviset na přidání částice s malou energií (infračervená stabilita, viz obrázek 5.3). Stejně tak nesmí výsledek ovlivnit ani rozdělení tvrdé částice na dvě (kolineární stabilita, viz obrázek 5.4) [65].

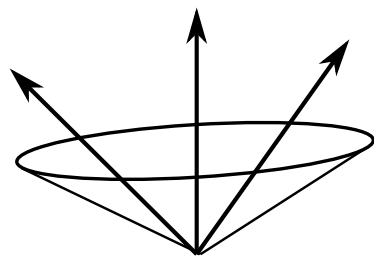


(a)

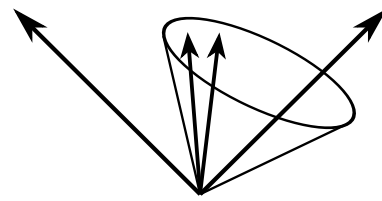


(b)

Obrázek 5.3: Příklad rekonstrukce jetů (kužele) IR nestabilním algoritmem před (a) a po (b) přidání měkké částice (částice s malou energií).



(a)



(b)

Obrázek 5.4: Příklad rekonstrukce jetů (kužele) kolineárně nestabilním algoritmem před (a) a po (b) rozdělení tvrdé částice na dvě.

5.2.2 Kuželové algoritmy

Jedním typem algoritmů jsou takzvané kuželové algoritmy, které ovšem nejsou obecně IR a kolineárně stabilní.

Příkladem budiž iterativní kuželový algoritmus [65], ve kterém se nejprve označí nejtvrďší částice (ta s největší příčnou hybností) dané události, která definuje osu, kolem které se vytvoří kužel s daným poloměrem. Pro všechny částice v kuželu se pak vysčítají čtyřhybnosti, které definují novou osu. Odpovídá-li tato osa (co se týče souřadnic η a ϕ) původní ose tvrdé částice, je tento kužel označen jako stabilní jet, všechny jeho částice jsou odebrány ze seznamu částic příslušících dané události a proces se opakuje s novou nejtvrďší částicí. Pokud však osa definovaná čtyřhybnostmi neodpovídá původní ose, vytvoří se nový kužel kolem této nové osy a lze se takto iterativně dostat ke stabilnímu jetu. Tento algoritmus je kolineárně nestabilní.

5.2.3 Klastrovací algoritmy

Z dnešního pohledu jsou preferované takzvané klastrovací algoritmy, které jsou IR a kolineárně stabilní. Definujme nejprve pro všechny dvojice ij částic

$$\Delta R_{ij}^2 \equiv (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2, \quad (5.2)$$

kde $\eta_{i,j}$ a $\phi_{i,j}$ jsou pseudorapidita a polární úhel i té, respektive j té částice [65, 66]. Dále pak definujeme vzdálenost dvou částic d_{ij} jako

$$d_{ij} \equiv \min(k_{T_i}^{2a}, k_{T_j}^{2a}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (5.3)$$

kde $k_{T_i,j}^2$ je příčná hybnost i té, respektive j té částice [65, 66]. Nakonec pro každou částici definujeme její vzdálenost (v prostoru hybností) od osy svazků (B, beam) [65, 66]

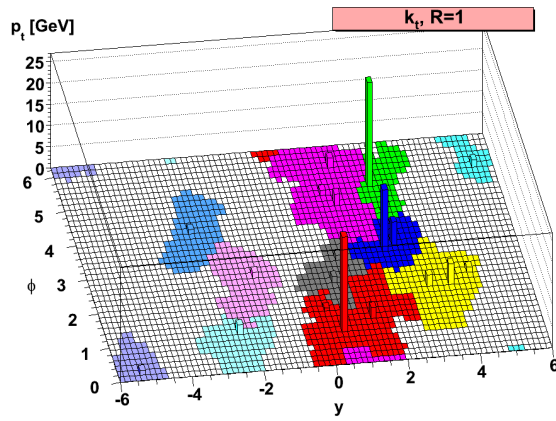
$$d_{iB} \equiv k_{T_i}^{2a}. \quad (5.4)$$

Pro všechny klastrovací algoritmy je postup stejný. Najdeme d_{ij} pro všechny dvojice částic ij a d_{iB} pro všechny částice i . Mezi všemi těmito hodnotami najdeme minimum. Je-li minimum d_{ij} pro nějakou konkrétní dvojici ij , rekombinujeme tyto dvě částice do jedné a celý postup zopakujeme. Pokud je minimum d_i pro nějakou konkrétní částici i , odpovídá tato částice finálnímu jetu, odstraníme ji ze seznamu a celý postup zopakujeme.

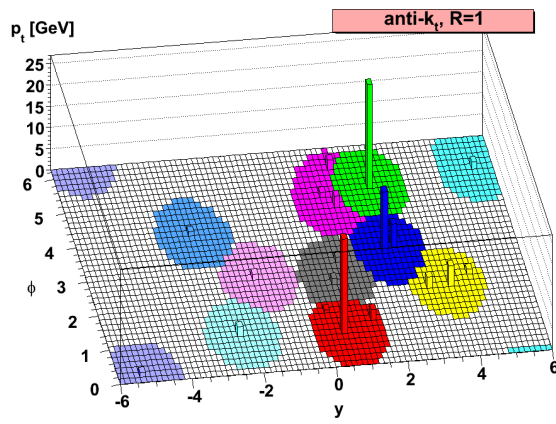
Jednotlivé klastrovací algoritmy se pak liší rozdílnou volbou parametru a ve vztazích 5.3 a 5.4 (rozdílné výsledky na obrázku 5.5).

k_T

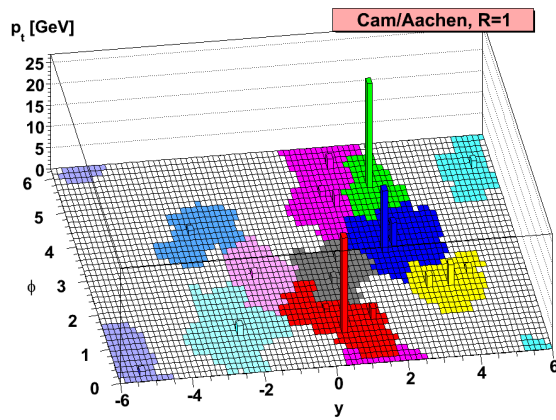
V případě k_T algoritmu volíme $a = 1$ [65, 66]. Hledáme tedy nejmenší z kladných mocnin příčných hybností. Proto jsou nejprve spojovány měkké částice s měkkými, a proto je tento algoritmus citlivý na pozadí — algoritmus má tendenci spojovat částice příslušící okrajům jetů s pozadím, a hranice jetů tedy fluktuují.



(a) k_T [66].



(b) Anti- k_T [66].



(c) Cambridge [66].

Obrázek 5.5: Stejná událost rozdělená do jetů třemi klastrovacími algoritmy — k_T (a), anti- k_T (b) a Cambridge (c). Detektor popisujeme souřadnicemi y a ϕ — rapidita a azimutální úhel. Svisle je pak značena příčná hybnost p_T zaznamenaných částic.

Anti- k_T

V případě anti- k_T algoritmu volíme $a = -1$ [65, 66]. Vztahy 5.3 a 5.4 pak přecházejí na

$$d_{ij} \equiv \min \left(\frac{1}{k_{Ti}^2}, \frac{1}{k_{Tj}^2} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (5.5)$$

$$d_{iB} \equiv \frac{1}{k_{Ti}^2}. \quad (5.6)$$

Hledáme tedy minimum ze záporných mocnin příčných hybností. Algoritmus tedy začíná spojovat částice od nejtvrděších a postupuje od centra jetu k jeho okraji. Navíc je vzdálenost tvrdé a měkké částice daná vztahem 5.5 určena příčnou hybností tvrdé částice a hodnotou ΔR_{ij}^2 , proto mají měkké částice tendenci spojovat se spíše s blízkými tvrdými částicemi než s dalšími měkkými [66]. Algoritmus anti- k_T vytváří tvary jetů blízké kuželům (viz obrázek 5.5b) — v případě, kdy není ve vzdálenosti $2R$ od tvrdé částice žádná další tvrdá částice, algoritmus s touto tvrdou částicí spojí všechny měkké částice v okolí R a vytvoří jet ve tvaru kužele [66]. Algoritmus anti- k_T tedy není ovlivněn měkkými částicemi a tvary jetů jsou nezávislé na pozadí (nebo jen málo), je proto nejvhodnější pro rozlišování jetů [66].

Cambridge

V případě algoritmu Cambridge volíme $a = 0$ [65]. Vztahy 5.3 a 5.4 pak nezávisí na příčných hybnostech částic, pouze na jejich vzdálenostech. Algoritmus vychází z toho, že jety mají vyšší hustotu částic než pozadí, a je používán ke zkoumání vnitřní struktury jetů [65].

5.2.4 Časová kalibrace pomocí jetů

Proton-protonové srážky jsou používány ke zlepšení časové kalibrace jednotlivých buněk kalorimetru Tilecal. Jety v kalorimetru Tilecal se standardně rekonstruují pomocí algoritmu anti- k_T s parametrem $R = 0.4$ [67] ve vztahu 5.5.

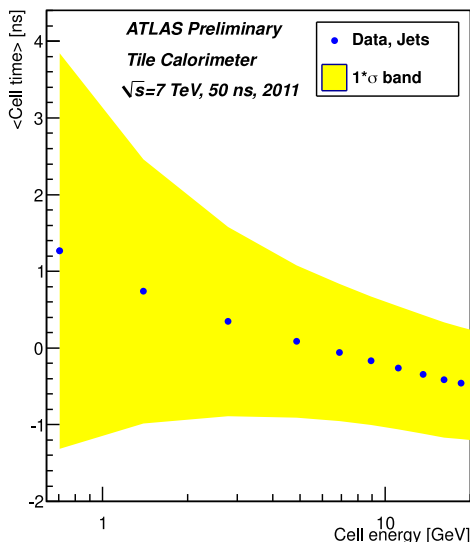
Nejprve se vyberou události s jety, které mají příčnou hybnost alespoň 20 GeV [46, 67] a míří do některého rekonstruovaného primárního vrcholu (primary vertex). Uváží se pouze takové buňky kalorimetru, které jsou součástí daného jetu a byla v nich naměřena energie alespoň 500 MeV, což je hranice šumu [67]. Rekonstruovaná energie v buňce E_{cell} je dána jako součet energií snímaných jednotlivými kanály E_{channel1} a E_{channel2}

$$E_{\text{cell}} = E_{\text{channel1}} + E_{\text{channel2}} \quad (5.7)$$

a rekonstruovaný čas v buňce t_{cell} je dán jako aritmetický průměr rekonstruovaných časů v obou kanálech

$$t_{\text{cell}} = \frac{(t_{\text{channel1}} + t_{\text{channel2}})}{2}, \quad (5.8)$$

kde t_{channel1} a t_{channel2} jsou rekonstruované časy jednotlivých kanálů [67].



Obrázek 5.6: Závislost středního času rekonstruovaného z jetů v buňce kalorimetru na buňkou měřené energii [67].

Ukazuje se, že střední čas rekonstruovaný z jetů v buňce slabě závisí na energii měřené buňkou (střední čas klesá s rostoucí energií, viz obrázek 5.6) [46, 67]. Rozdělení rekonstruovaného času v buňkách v centrální oblasti okolo střední hodnoty dobře odpovídá gaussovskému rozdělení, dále od centra ovšem vykazuje negaussovské chování, a to zejména pro buňky s nízkou měřenou energií (viz obrázek A.1).

Co se týče statistiky, nejvíce zaznamenaných hodnot rekonstruovaného času odpovídá signálu z buněk s malou měřenou energií, zatímco buňkám s vyšší energií odpovídá málo událostí. Proto jsou pro určení zpřesněné časové konstanty použity kanály, ve kterých byla měřená energie $2 \text{ GeV} < E_{\text{channel}} < 4 \text{ GeV}$, jakožto kanály vykazující dostatečnou statistiku a zároveň je rozdělení rekonstruovaného času v nich dostatečně gaussovské [68].

5.3 Závislosti rekonstruovaného času

V této kapitole se zaměříme na různé závislosti rekonstruovaného času v jednotlivých buňkách kalorimetru Tilecal. Ke zpracování jsme použili runy 363 400 (10. 10. 2018), 363 910 (18. 10. 2018) a 364 485 (25. 10. 2018) odpovídající dohromady celkové luminozitě 692.2 pb^{-1} . Na data jsme aplikovali následující podmínky:

- Uvažované buňky musí být součástí rekonstruovaných jetů s příčnou hybností $p_T > 20 \text{ GeV}$.
- Jety musí mířit do kalorimetru Tilecal — pseudorapidita osy jetu η_{jet} musí splňovat $-1.7 < \eta_{\text{jet}} < 1.7$.
- Buňky musí mít vzdálenost (rovnice 3.8) $\Delta R < 0.4$ od osy jetu.
- Energie E_{cell} měřená uvažovanými buňkami musí být větší než 500 MeV (hranice šumu).

- Signál z buňky musí být čten oběma kanály (je-li čten jen jedním, bere se $E_{\text{cell}} = 2E_{\text{channel}}$, $t_{\text{cell}} = t_{\text{channel}}$ a odezva takové buňky kalorimetru pak není uniformní, proto k dalšímu zpracování nepoužíváme buňky čtené pouze jedním kanálem).
- Signál z obou kanálů musí být zesílen větví high gain (to odpovídá asi $E_{\text{channel}} < 10$ až 12 GeV [67]).

5.3.1 Závislost rekonstruovaného času na energii

Jak bylo zmíněno výše (kapitola 5.2.4), střední čas v buňkách rekonstruovaný pomocí jetů (značme $\langle t_{\text{cell}} \rangle$) závisí na energii měřené buňkou.

Rozdělíme-li množinu uvažovaných buněk podle energie, která jimi byla měřena, na deset podmnožin — tedy interval $0.5 \text{ GeV} < E_{\text{cell}} < 20 \text{ GeV}$ na deset po dvojicích disjunktních podintervalů — dostaneme pro každou podmnožinu histogram rekonstruovaných časů t_{cell} (viz obrázek A.1). Vzhledem k tomu, že nižší energie jsou více populovány než ty vyšší, volíme energetické intervaly kratší pro nízké energie a delší pro vyšší energie.

Takto získané histogramy dobře odpovídají normálnímu rozdělení pro vyšší energie a pro nízké energie vykazují na okrajích negaussovské chování. Fitovali jsme tedy histogramy Gaussovou funkcí iterativně v rozmezí $\pm 1\sigma$ okolo střední hodnoty. Vykreslíme-li takto získané střední časy v buňkách (jako střední hodnotu Gaussova rozdělení) v závislosti na energii měřené buňkou (bereme střední hodnotu energie v daném energetickém intervalu, viz obrázek A.2), dostaneme závislost zmíněnou výše v kapitole 5.2.4 (viz obrázek 5.7).

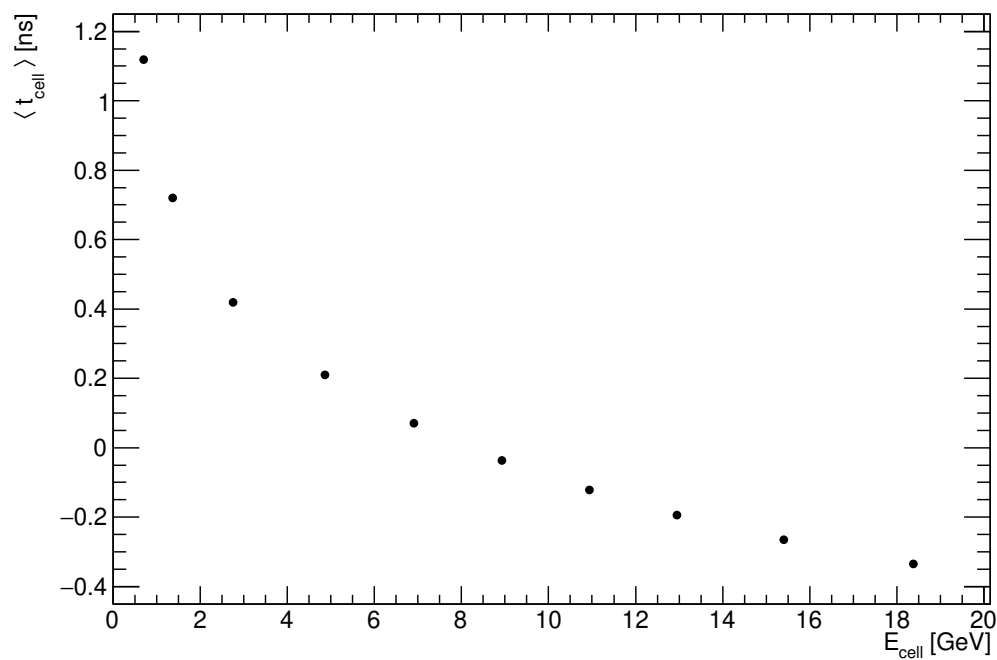
5.3.2 Závislost rekonstruovaného času na ΔR_{cell}

Nyní budeme zkoumat závislost rekonstruovaného času v buňkách na poloze buňky vůči ose jetu, jehož je součástí. Použijeme veličinu definovanou vztahem 3.8 (dále značme ΔR_{cell}), kde jako $\Delta\eta$ a $\Delta\phi$ bereme vzdálenost středu buňky od osy příslušného jetu v dané souřadnici.

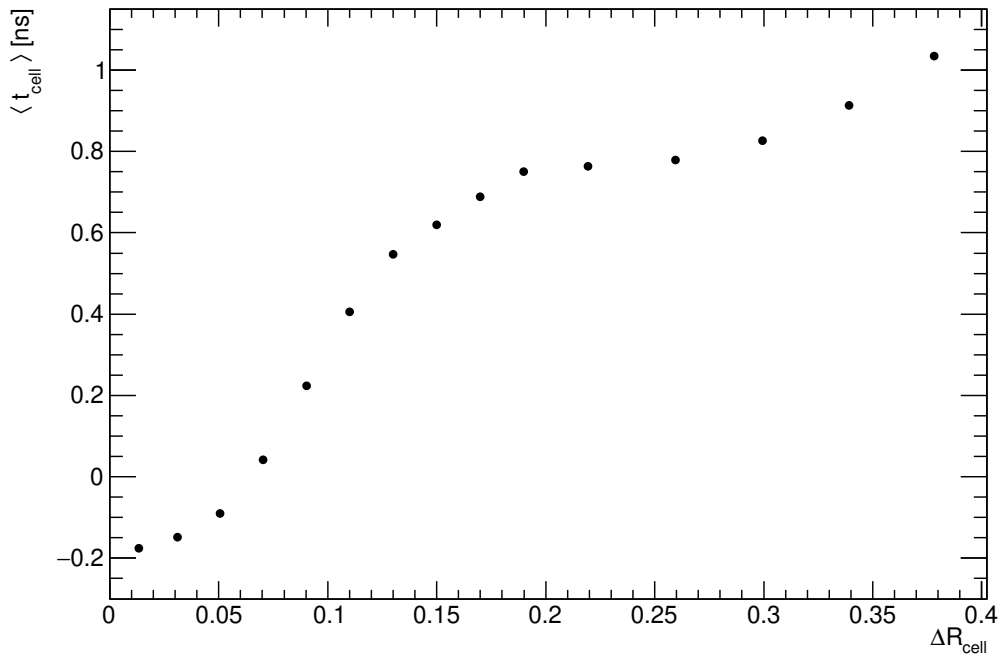
Opět rozdělíme buňky do podmnožin (tentokrát 15 podmnožin podle hodnoty ΔR_{cell}) a fitujeme histogramy Gaussovou funkcí. Dostáváme pak závislost středního času rekonstruovaného z jetů na poloze (bereme střední hodnotu ΔR_{cell} v daném intervalu, viz obrázek A.3) buňky vůči ose příslušného jetu (viz obrázek 5.8).

5.3.3 Závislost rekonstruovaného času na energii a ΔR_{cell}

Pozorujeme závislost středního rekonstruovaného času v buňkách kalorimetru jak na jimi měřené energii (viz kapitola 5.3.1), tak na vzdálenosti buněk od os příslušných jetů (viz kapitola 5.3.2). Dále budeme tedy zkoumat obě závislosti současně — nejprve rozdělíme množinu uvažovaných buněk do podmnožin podle energie jako výše, pak každou z těchto podmnožin dále rozdělíme podle ΔR_{cell} . Pro každý interval v energii dostáváme samostatnou závislost (viz obrázek 5.10) na vzdálenosti buněk od osy jetu.



Obrázek 5.7: Závislost středního času rekonstruovaného z jetů na energii měřené buňkou. Střední čas a jeho chyba (řádově tisíce až setiny ns) byly získány jako střední hodnota fitu a chyba parametru fitu histogramů odpovídajících jednotlivým energetickým intervalům. Hodnoty energií byly získány jako střední hodnoty histogramů odpovídajících daným energetickým intervalům a jejich chyby jako chyby střední hodnoty.



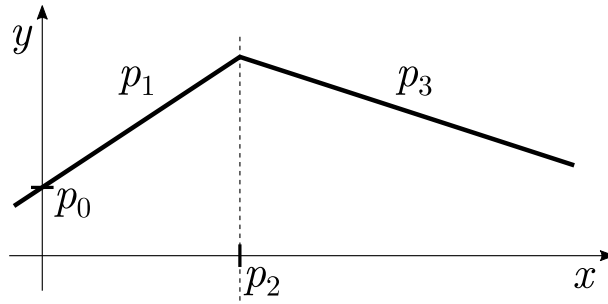
Obrázek 5.8: Závislost středního času rekonstruovaného z jetů na poloze ΔR_{cell} buňky vůči ose příslušného jetu. Střední čas a jeho chyba (řádově tisíce až setiny ns) byly získány jako střední hodnota fitu a chyba parametru fitu histogramů odpovídajících jednotlivým intervalům v ΔR_{cell} . Hodnoty ΔR_{cell} byly získány jako střední hodnoty histogramů odpovídajících daným intervalům v ΔR_{cell} a jejich chyby jako chyby střední hodnoty.

Dvě lineární funkce

V závislosti středního rekonstruovaného času v buňkách na jejich vzdálenosti od osy příslušných jetů pro jednotlivé energie měřené buňkami (viz obrázek 5.10) pozorujeme nejprve nárůst $\langle t_{\text{cell}} \rangle$ s rostoucím ΔR_{cell} a pak pro vyšší hodnoty ΔR_{cell} zpomalení růstu, nebo dokonce pokles $\langle t_{\text{cell}} \rangle$. Nejjednodušší způsob, jak tuto závislost alespoň přibližně popsat, je spojení dvou lineárních funkcí (viz obrázek 5.10)

$$\langle t_{\text{cell}} \rangle (\Delta R_{\text{cell}}) \equiv \begin{cases} p_0 + p_1 \times \Delta R_{\text{cell}}, & R_{\text{cell}} \leq p_2 \\ p_0 + p_2 \times (p_1 - p_3) + p_3 \times \Delta R_{\text{cell}}, & R_{\text{cell}} > p_2 \end{cases}, \quad (5.9)$$

kde p_0, p_1, p_2 a p_3 jsou volné parametry (viz obrázek 5.9) a člen $p_0 + p_2 \times (p_1 - p_3)$ pochází z podmínky napojení dvou lineárních funkcí v bodě $\Delta R_{\text{cell}} = p_2$.



Obrázek 5.9: Spojení dvou lineárních funkcí. Parametry mají následující význam: p_0 — bod průtnutí osy y , p_1 — směrnice první polopřímky, p_2 — bod napojení dvou polopřímek na ose x , p_3 — směrnice druhé polopřímky.

Fixace parametrů

Fitováním deseti závislostí $\langle t_{\text{cell}} \rangle$ na ΔR_{cell} pro jednotlivé energie dostáváme sadu čtyřiceti hodnot — každý ze čtyř parametrů funkce 5.9 nabývá deseti hodnot odpovídajících deseti různým energiím. Můžeme tedy zkoumat závislost parametrů p_0, p_1, p_2 a p_3 na E_{cell} (viz obrázek 5.11). Parametry p_0 a p_2 je možné dobře popsat funkcí

$$p_i (E_{\text{cell}}) = p_0^i + \frac{p_1^i}{\sqrt{E_{\text{cell}} + p_2^i}}, \quad (5.10)$$

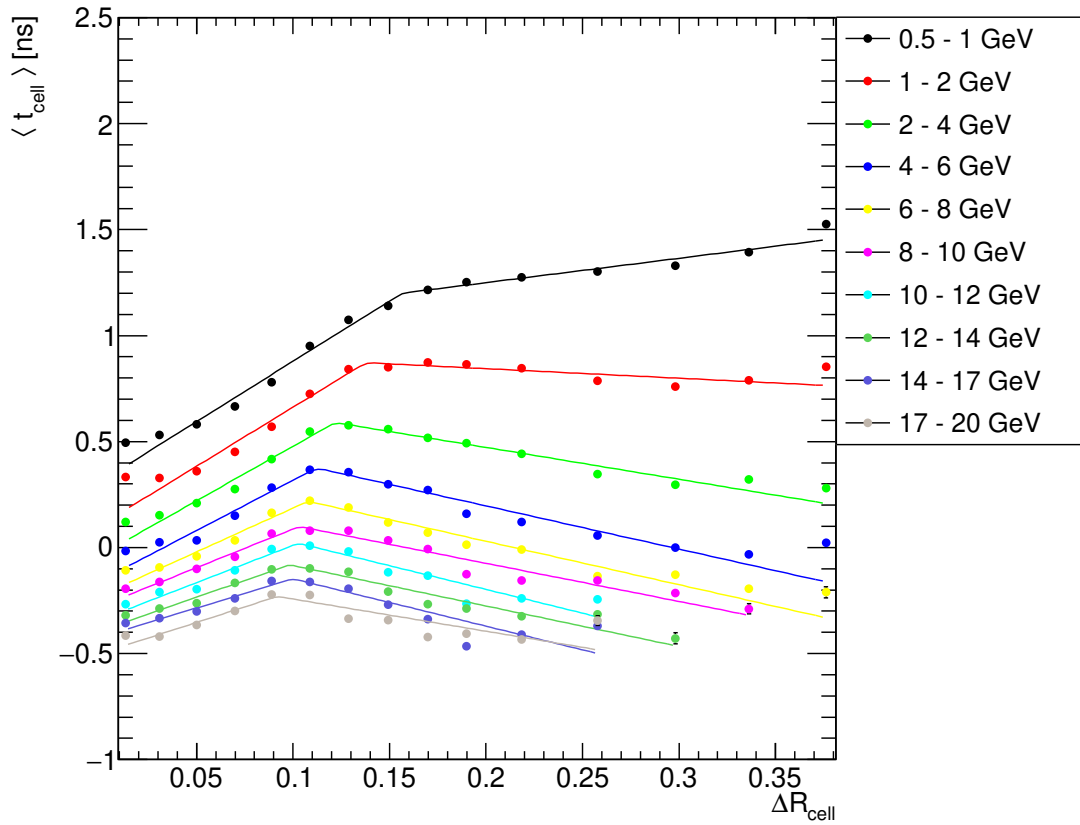
kde p_0^i, p_1^i a p_2^i jsou parametry a $i = 0, 2$. Parametr p_1 — směrnici první polopřímky — aproximujeme lineární funkcí

$$p_1 (E_{\text{cell}}) = p_0^1 + p_1^1 \times E_{\text{cell}}, \quad (5.11)$$

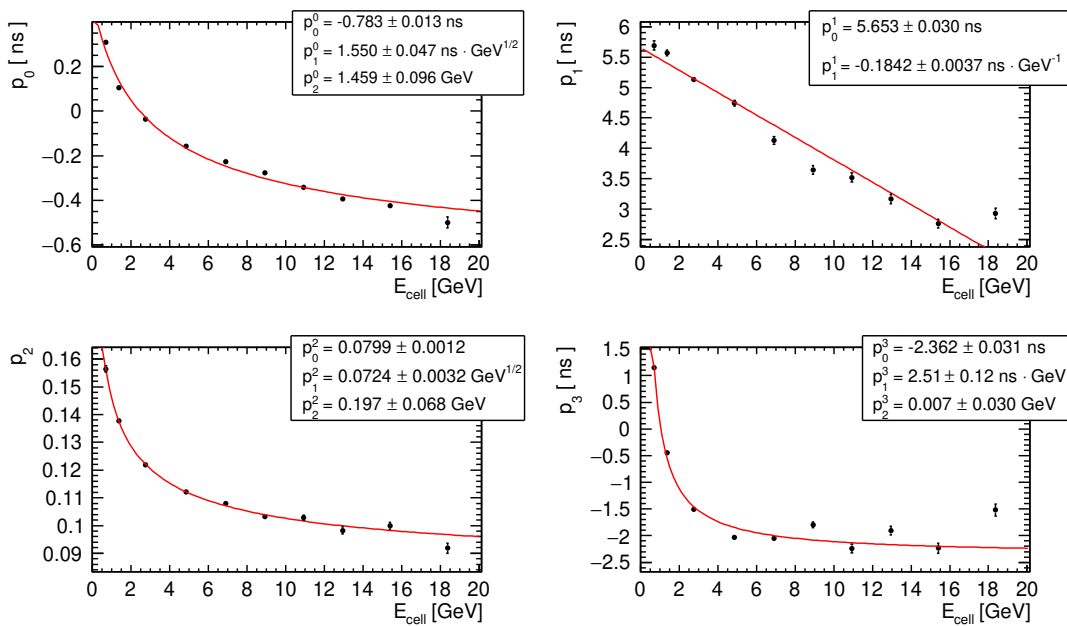
kde p_0^1 a p_1^1 jsou parametry. Směrnice druhé polopřímky je prakticky konstantní pro vyšší hodnoty E_{cell} a směrem k menším hodnotám prudce narůstá. Toto chování lze aproximovat popisem parametru p_3 funkcí

$$p_3 (E_{\text{cell}}) = p_0^3 + \frac{p_1^3}{E_{\text{cell}} + p_2^3}, \quad (5.12)$$

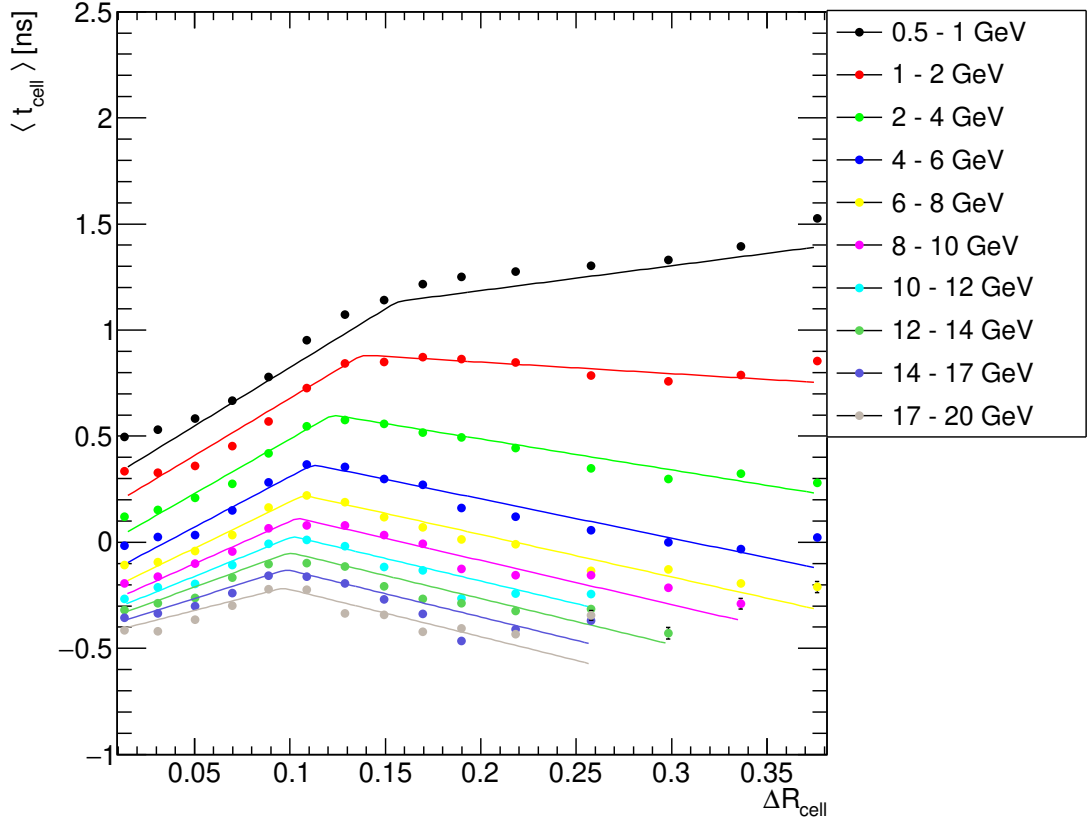
kde p_0^3, p_1^3 a p_2^3 jsou parametry.



Obrázek 5.10: Závislosti středního času rekonstruovaného z jetů na poloze ΔR_{cell} buňky vůči ose příslušného jetu pro jednotlivé energie měřené buňkami. Jednotlivé závislosti jsou fitovány dvěma spojenými lineárními funkcemi.



Obrázek 5.11: Parametry fitu závislostí $\langle t_{\text{cell}} \rangle$ na ΔR_{cell} jakožto funkce E_{cell} .



Obrázek 5.12: Závislost středního rekonstruovaného času v buňce na E_{cell} a ΔR_{cell} proložená funkcí $\langle t_{\text{cell}} \rangle_{\text{par}}(E_{\text{cell}}, \Delta R_{\text{cell}})$.

Dvě lineární funkce s fixovanými parametry

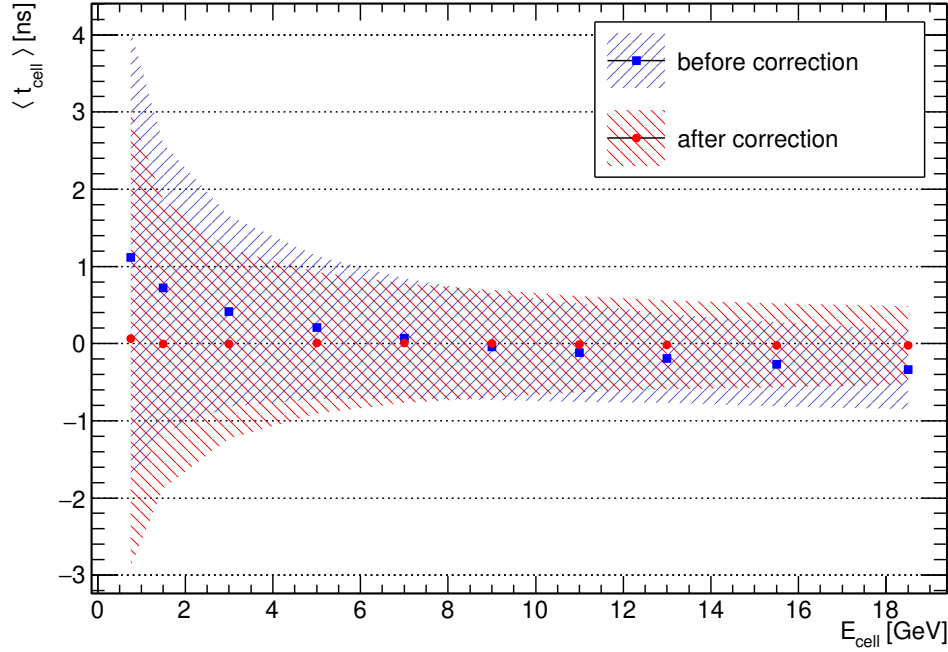
Deset různých fitů závislosti $\langle t_{\text{cell}} \rangle$ na ΔR_{cell} odpovídajících deseti hodnotám E_{cell} můžeme tedy nahradit jedinou funkcí dosazením závislostí 5.10, 5.11 a 5.12 do vztahu 5.9. Dostáváme pak funkci $\langle t_{\text{cell}} \rangle_{\text{par}}(E_{\text{cell}}, \Delta R_{\text{cell}})$ určenou jedenácti hodnotami parametrů místo původních čtyřiceti. Tato parametrizace stále dobře odpovídá experimentálním hodnotám (viz obrázek 5.12).

5.3.4 Korekce rekonstruovaného času

Známe-li, jak střední rekonstruovaný čas v buňce závisí na energii měřené buňkou a na poloze buňky vůči ose příslušného jetu, můžeme provést korekci měřené závislosti $\langle t_{\text{cell}} \rangle_{\text{exp}}(E_{\text{cell}})$ (popsanou v kapitole 5.3.1) jakožto

$$\langle t_{\text{cell}} \rangle_{\text{corr}}(E_{\text{cell}}, \Delta R_{\text{cell}}) \equiv \langle t_{\text{cell}} \rangle_{\text{exp}}(E_{\text{cell}}) - \langle t_{\text{cell}} \rangle_{\text{par}}(E_{\text{cell}}, \Delta R_{\text{cell}}). \quad (5.13)$$

Rozdělíme opět množinu uvažovaných buněk na deset podmnožin dle energie, která jimi byla měřena (jako v kapitole 5.3.1). Pro každou z podmnožin vytvoříme histogram, který budeme tentokrát místo rekonstruovaných časů v buňkách plnit korigovaným časem $\langle t_{\text{cell}} \rangle_{\text{corr}}(E_{\text{cell}}, \Delta R_{\text{cell}})$. Okolí ($\pm 1\sigma$) střední hodnoty histogramů budeme opět fitovat Gaussovou funkcí. Vykreslíme-li střední hodnoty gaussovských fitů těchto histogramů v závislosti na příslušných hodnotách E_{cell} , zjišťujeme, že tento korigovaný čas již na energii měřené buňkou nezávisí (viz obrázek 5.13).



Obrázek 5.13: Srovnání závislosti středního rekonstruovaného času v buňce na E_{cell} před (modře) a po (červeně) korekci dané vztahem 5.13. Šrafované plochy odpovídají intervalům $\pm 1\sigma$ okolo bodů závislostí.

Nedochází ale k redukci standardní odchylky (viz tabulka 5.1). To je způsobeno tím, že závislost středního času na vzdálenosti ΔR_{cell} je poměrně slabá. Rozptyl (σ^2) rozdělení hodnot $\langle t_{\text{cell}} \rangle$ je pro odpovídající energie řádově asi stokrát větší než rozptyl rozdělení hodnot parametrizace $\langle t_{\text{cell}} \rangle_{\text{par}}(E_{\text{cell}}, \Delta R_{\text{cell}})$. Rozdělení rekonstruovaného času je tedy posunuto, ale jeho šířka zůstává prakticky neovlivněna.

5.3.5 Alternativní způsoby parametrizace

Výše (kapitola 5.3.3) jsme popsali jak parametrizovat závislost $\langle t_{\text{cell}} \rangle$ na E_{cell} a ΔR_{cell} pomocí vztahů 5.9 až 5.12. Hustota energie se používá například v takzvané cell-weighting kalibraci jetů, kdy jako jeden z parametrů slouží objem buňky. Proto jsme provedli parametrizaci zvláště pro jednotlivé radiální vrstvy buněk v kalorimetru, které se významně liší ve svém objemu (viz obrázek 3.2). Tento postup (více v příloze A.4) vede na korekci středního času ekvivalentní té výše (viz obrázek 5.13).

Při zkoumání závislostí středního času rekonstruovaného z jetů $\langle t_{\text{cell}} \rangle$ jsme výše nejprve dělili množinu uvažovaných buněk kalorimetru dle energie E_{cell} , kterou buňky měřily, a následně podle proměnné ΔR_{cell} . V principu lze postup obrátit — nejprve dělit buňky podle ΔR_{cell} , a pak podle energie. Tato varianta však nevede na dále použitelné výsledky (více v příloze A.5).

E_{cell} [GeV]	$\sigma_{\text{před}}$ [ns]	σ_{po} [ns]
0.5 – 1	2.945 ± 0.004	2.949 ± 0.004
1 – 2	1.876 ± 0.003	1.871 ± 0.004
2 – 4	1.239 ± 0.004	1.228 ± 0.003
4 – 6	0.928 ± 0.004	0.917 ± 0.004
6 – 8	0.783 ± 0.005	0.774 ± 0.005
8 – 10	0.690 ± 0.006	0.698 ± 0.008
10 – 12	0.638 ± 0.005	0.626 ± 0.007
12 – 14	0.579 ± 0.006	0.579 ± 0.006
14 – 17	0.543 ± 0.008	0.545 ± 0.005
17 – 20	0.516 ± 0.008	0.506 ± 0.008

Tabulka 5.1: Srovnání směrodatné odchylky (získané jako parametr fitu rozdělení času Gaussovou funkcí) před ($\sigma_{\text{před}}$) a po (σ_{po}) korekci dané vztahem 5.13 pro jednotlivé energie měřené buňkami. Chyby $\sigma_{\text{před}}$ a σ_{po} jsou brány jako chyby fitu.

Závěr

V úvodní části práce byl nejprve popsán Velký hadronový urychlovač v CERN. Zmíněny byly základní údaje o součástech urychlovače a principy jeho fungování. Dále byl popsán experiment ATLAS se všemi jeho součástmi. Podrobněji jsme se zabývali hadronovým kalorimetrem Tilecal, jeho strukturou, způsobem sběru signálu a jeho časovou kalibrací.

V hlavní části práce byl nejprve řešen problém časových skoků v kalorimetru Tilecal. V datech kalorimetru z proton-protonových srážek při vysoké luminositě na LHC z roku 2018 jsme za pomoci laseru sloužícího k monitoringu elektroniky kalorimetru identifikovali časové skoky a získali parametry, které je popisují — jejich začátek, konec a hodnotu, o kterou byla časová konstanta posunuta. Díky těmto parametrům bylo možné provést korekci časové kalibrace kalorimetru Tilecal, přičemž tato korekce bude použita při reprocessingu dat.

Dále byla ve speciálních datech kalorimetru Tilecal pozorována závislost času rekonstruovaného z jetů v proton-protonových srážkách v jednotlivých částech detektoru na měřené energii a na vzdálenosti daných částí kalorimetru od os jetů, jejichž energie byla měřena. Tyto závislosti se podařilo popsat dvoudimenzionální parametrizací, kterou bylo možné použít ke korekci rekonstruovaného času — ten po korekci již nezávisel na měřené energii.

Rozptyl funkčních hodnot dvoudimenzionální parametrizace je ale poměrně malý — závislost na vzdálenosti od osy jetu je relativně slabá, a tedy nelze s její pomocí zúžit rozdělení rekonstruovaného času pro jednotlivé měřené energie. Z toho důvodu při korekci závislosti času na energii nedochází k redukci směrodatné odchylky hodnot středního rekonstruovaného času.

Seznam použité literatury

- [1] LHC Guide. Mar 2017. URL <http://cds.cern.ch/record/2255762>.
- [2] Linear accelerator 2. Sep 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997427>. [vid. 2019-12-22].
- [3] Linear accelerator 4. Sep 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997425>. [vid. 2019-12-22].
- [4] J. Wiley. *RF Linear Accelerators*. 2010. ISBN 9783527623426.
- [5] L. Arnaudon et al. Linac4 Technical Design Report. Technical Report CERN-AB-2006-084. CARE-Note-2006-022-HIPPI, CERN, Geneva, Dec 2006. URL <https://cds.cern.ch/record/1004186>.
- [6] Schematic diagram of a linear proton resonance accelerator. URL <https://www.britannica.com/technology/particle-accelerator#/media/1/445045/59696>. [vid. 2019-12-22].
- [7] The Proton Synchrotron Booster, Jul 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997372>. [vid. 2019-12-22].
- [8] The Proton Synchrotron, Jan 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997189>. [vid. 2019-12-22].
- [9] The Super Proton Synchrotron, Jan 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997188>. [vid. 2019-12-22].
- [10] NA61/SHINE, Feb 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997258>. [vid. 2019-12-22].
- [11] NA62, Jan 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997204>. [vid. 2019-12-22].
- [12] The Large Hadron Collider, Jan 2014. URL <http://cds.cern.ch/record/1998498>. [vid. 2019-12-22].
- [13] A vacuum as empty as interstellar space, Aug 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997379>. [vid. 2020-01-02].
- [14] The accelerator complex, Jan 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997193>. [vid. 2020-01-02].
- [15] R. J. Steinhagen. LHC Beam Stability and Feedback Control - Orbit and Energy -. Technical Report CERN-AB-2007-049, CERN, Geneva, 2007. URL <https://cds.cern.ch/record/1054826>.
- [16] E. Keil. The Large Hadron Collider LHC. (LHC-Project-Report-79. CERN-LHC-Project-Report-79):5 p, Oct 1996. URL <https://cds.cern.ch/record/316527>.

- [17] O. S. Brüning et al. *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, 2004. doi: 10.5170/CERN-2004-003-V-1. URL <http://cds.cern.ch/record/782076>.
- [18] J. Esteban Muller. Longitudinal intensity effects in the CERN Large Hadron Collider, Apr 2016. URL <http://cds.cern.ch/record/2196930>. Presented 28 Jun 2016.
- [19] H. Wiedemann. *Particle accelerator physics; 4th ed.* Springer, Berlin, 2015. doi: 10.1007/978-3-319-18317-6. URL <https://cds.cern.ch/record/2034423>.
- [20] Diagram of an LHC dipole magnet, Jun 1999. URL <https://cds.cern.ch/record/40524>. [vid. 2020-01-03].
- [21] W. Herr and B. Muratori. Concept of luminosity. 2006. doi: 10.5170/CERN-2006-002.361. URL <https://cds.cern.ch/record/941318>.
- [22] The Large Hadron Collider beauty experiment, Feb 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997262>. [vid. 2020-01-11].
- [23] A. Augusto Alves et al. The LHCb Detector at the LHC. *JINST*, 3(LHCb-DP-2008-001. CERN-LHCb-DP-2008-001):S08005, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08005. URL <https://cds.cern.ch/record/1129809>.
- [24] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. A Large Ion Collider Experiment. *JINST*, 3:S08002. 259 p, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08002. URL <http://cds.cern.ch/record/1129812>.
- [25] A Large Ion Collider Experiment, Feb 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997265>. [vid. 2020-01-11].
- [26] S. Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment. *JINST*, 3:S08004. 361 p, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004. URL <http://cds.cern.ch/record/1129810>.
- [27] The Compact Muon Solenoid, Feb 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997263>. [vid. 2020-01-11].
- [28] The Higgs boson, Jan 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997195>. [vid. 2020-01-11].
- [29] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003. 437 p, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003. URL <http://cds.cern.ch/record/1129811>.
- [30] ATLAS: The largest volume particle detector ever built, Feb 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997264>. [vid. 2020-01-11].
- [31] The Monopole and Exotics Detector at the LHC, Nov 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997527>. [vid. 2020-01-11].

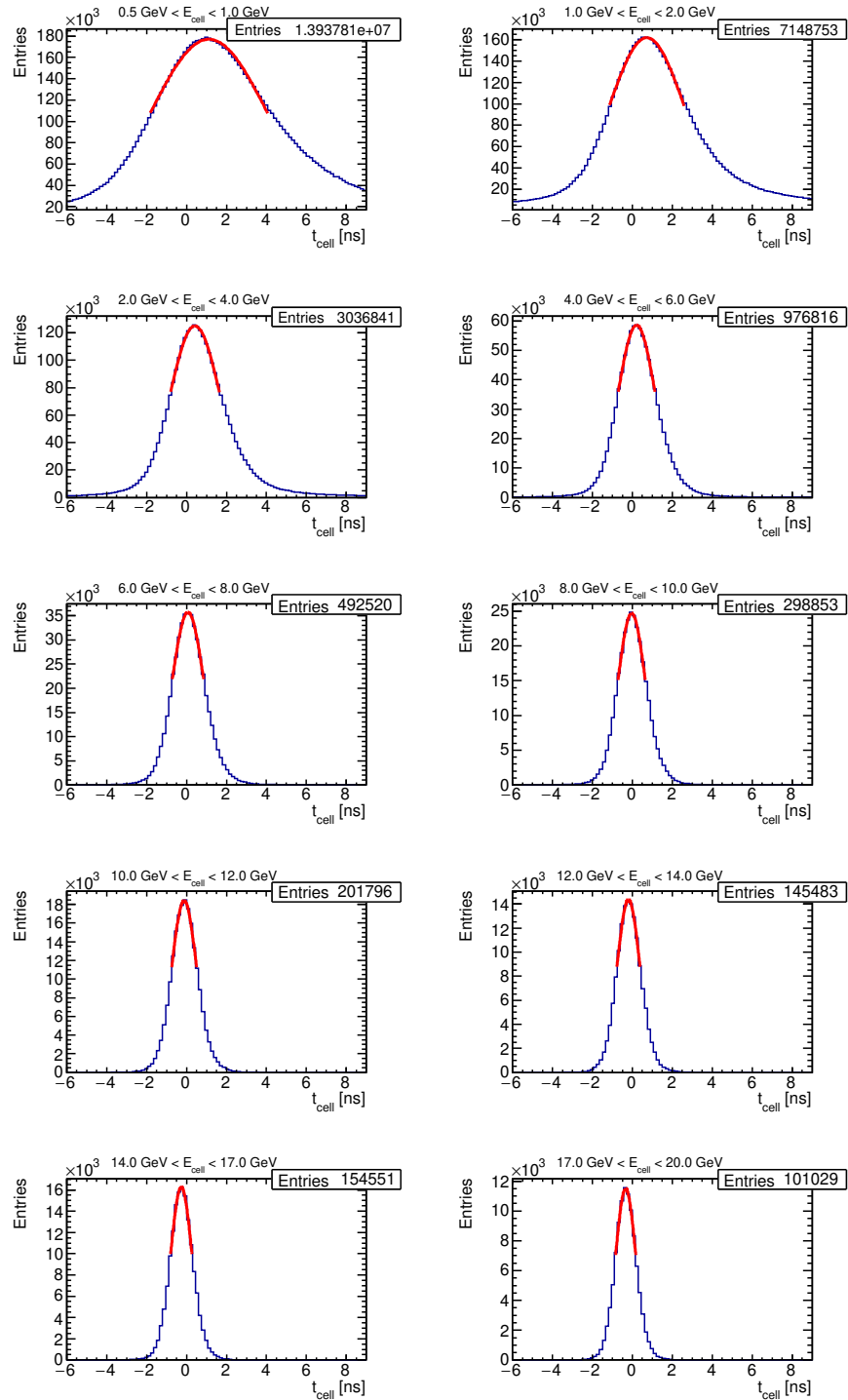
- [32] G. Ruggiero et al. The TOTEM Detector at LHC. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, 617:62–66, 2010. doi: 10.1016/j.nima.2009.08.083. URL <http://cds.cern.ch/record/1311854>.
- [33] LHCf, Jul 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1997373>. [vid. 2020-01-11].
- [34] H. H. J. ten Kate. ATLAS superconducting toroids and solenoid. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 15(2 pt.2):1267–1270. 4 p, 2005. doi: 10.1109/TASC.2005.849560. URL <http://cds.cern.ch/record/912244>.
- [35] M. Tanabashi et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 98:030001, Aug 2018. doi: 10.1103/PhysRevD.98.030001. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- [36] ATLAS calorimeters, . URL <https://atlas.cern/discover/detector/calorimeter>. [vid. 2020-03-02].
- [37] P. Strizenec. Performance of the ATLAS liquid argon calorimeter after three years of LHC operation and plans for a future upgrade. *Journal of Instrumentation*, 9(09):C09007–C09007, sep 2014. doi: 10.1088/1748-0221/9/09/c09007. URL <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/09/c09007>.
- [38] *ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996. URL <https://cds.cern.ch/record/331061>.
- [39] ATLAS Magnet System, . URL <https://atlas.cern/discover/detector/magnet-system>. [vid. 2020-03-02].
- [40] ATLAS Muon Spectrometer, . URL <https://atlas.cern/discover/detector/muon-spectrometer>. [vid. 2020-03-02].
- [41] M. Bruschi. The new ATLAS/LUCID detector. (ATL-FWD-PROC-2015-002), Jun 2015. URL <https://cds.cern.ch/record/2025000>.
- [42] L. Fabbri. Forward Detectors in ATLAS: LUCID, ZDC and ALFA. page 166. 5 p, 2009. URL <http://cds.cern.ch/record/2626986>.
- [43] S. A. Khalek et al. The ALFA Roman Pot detectors of ATLAS. *Journal of Instrumentation*, 11(11):P11013–P11013, Nov 2016. ISSN 1748-0221. doi: 10.1088/1748-0221/11/11/p11013. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/11/11/P11013>.
- [44] M. zur Nedden. The Run-2 ATLAS Trigger System: Design, Performance and Plan. Technical Report ATL-DAQ-PROC-2016-039, CERN, Geneva, Dec 2016. URL <https://cds.cern.ch/record/2238679>.
- [45] ATLAS Trigger and Data Acquisition System, . URL <https://atlas.cern/discover/detector/trigger-daq>. [vid. 2020-04-02].

- [46] T. Davídek. *Instrumentace a kalibrace hadronového kalorimetru ATLAS Tilecal*. habilitační práce, Univerzita Karlova v Praze, 2013.
- [47] T. Davídek and R. Leitner. *Elementární částice od prvních objevů po současné experimenty*. Matfyzpress, Praha, 2012. ISBN 978-80-7378-205-4.
- [48] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement, 3rd ed.* John Wiley and Sons, New York, 2000. ISBN 9780471073383, 0471073385. URL <http://www.slac.stanford.edu/spires/find/books/www?cl=QCD915:K55:2000>.
- [49] J. Abdallah et al. The Production and Qualification of Scintillator Tiles for the ATLAS Hadronic Calorimeter. Technical Report ATL-TILECAL-PUB-2007-010. ATL-COM-TILECAL-2007-026, CERN, Geneva, Dec 2007. URL <http://cds.cern.ch/record/1075711>. This note written by IHEP Group, Protvino.
- [50] G. Aad et al. Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions. Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions. *Eur. Phys. J. C*, 70(arXiv:1007.5423. CERN-PH-EP-2010-024):1193–1236. 64 p, Jul 2010. doi: 10.1140/epjc/s10052-010-1508-y. URL <https://cds.cern.ch/record/1282535>.
- [51] P. Klimek. Signal reconstruction performance with the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter. Technical Report ATL-TILECAL-PROC-2012-007, CERN, Geneva, Aug 2012. URL <https://cds.cern.ch/record/1473499>.
- [52] A. Valero. The ATLAS TileCal Read-Out Drivers Signal Reconstruction. Technical Report ATL-TILECAL-PROC-2009-004, CERN, Geneva, Nov 2009. URL <http://cds.cern.ch/record/1223960>.
- [53] C. Clement and P. Klimek. Identification of Pile-up Using the Quality Factor of Pulse Shapes in the ATLAS Tile Calorimeter. Technical Report ATL-TILECAL-PROC-2011-014, CERN, Geneva, Nov 2011. URL <https://cds.cern.ch/record/1398262>.
- [54] P. Klimek. Calibration and performance of the ATLAS Tile Calorimeter during the LHC Run 2. Technical Report ATL-TILECAL-PROC-2018-011, CERN, Geneva, Jul 2018. URL <https://cds.cern.ch/record/2632508>.
- [55] M. Aaboud et al. Operation and performance of the atlas tile calorimeter in run 1. *The European Physical Journal C*, 78(12), Nov 2018. ISSN 1434-6052. doi: 10.1140/epjc/s10052-018-6374-z. URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6374-z>.
- [56] P. Adragna et al. Testbeam Studies of Production Modules of the ATLAS Tile Calorimeter. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, 606(ATL-TILECAL-PUB-2009-002. ATL-COM-TILECAL-2009-004. 3):362–394. 73 p, Feb 2009. doi: 10.1016/j.nima.2009.04.009. URL <http://cds.cern.ch/record/1161354>.
- [57] P. Anand. Cesium and Laser calibration of the ATLAS Tile Calorimeter. Aug 2018. URL <https://cds.cern.ch/record/2633181>.

- [58] M. Marjanovic. Atlas tile calorimeter calibration and monitoring systems. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 66(7):1228–1235, Jun 2018. ISSN 1558-1578. doi: 10.1109/tns.2019.2921941. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.2019.2921941>.
- [59] C. Clément et al. Time Calibration of the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter using the Laser System. Technical Report ATL-TILECAL-PUB-2009-003. ATL-COM-TILECAL-2008-018, CERN, Geneva, Dec 2008. URL <https://cds.cern.ch/record/1143376>.
- [60] C. Berglund et al. The ATLAS tile calorimeter digitizer. Technical Report ATL-TILECAL-PUB-2007-007. ATL-COM-TILECAL-2007-018, CERN, Geneva, Nov 2007. URL <http://cds.cern.ch/record/1071920>.
- [61] J. Abdallah et al. The laser calibration of the ATLAS tile calorimeter during the LHC run 1. *Journal of Instrumentation*, 11(10):T10005–T10005, oct 2016. doi: 10.1088/1748-0221/11/10/t10005. URL <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/10/t10005>.
- [62] J. Campbell, J. Huston, and F. Krauss. *The black book of quantum chromodynamics: a primer for the LHC era*. Oxford University Press, Oxford, 2018. URL <https://cds.cern.ch/record/2286381>.
- [63] S. Höche. Introduction to parton-shower event generators. (SLAC-PUB-16160), Nov 2014.
- [64] F. Halzen and A. D. Martin. *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*. 1984. ISBN 0471887412, 9780471887416.
- [65] R. Atkin. Review of jet reconstruction algorithms. *Journal of Physics: Conference Series*, 645:012008, oct 2015. doi: 10.1088/1742-6596/645/1/012008. URL <https://doi.org/10.1088/1742-6596/645/1/012008>.
- [66] M. Cacciari et al. The anti-ktjet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04):063–063, Apr 2008. ISSN 1029-8479. doi: 10.1088/1126-6708/2008/04/063. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>.
- [67] T. Davídek, I. Korolkov, and J. Montejo Berlingen. Timing performance of the Tile calorimeter in 2011 collision data. Technical Report ATL-TILECAL-INT-2012-005, CERN, Geneva, Aug 2012. URL <https://cds.cern.ch/record/1473262>.
- [68] T. Davídek. ATLAS Tile Calorimeter time calibration, monitoring and performance. Technical Report ATL-TILECAL-PROC-2016-007. 1, CERN, Geneva, Jun 2016. URL <https://cds.cern.ch/record/2160288>.

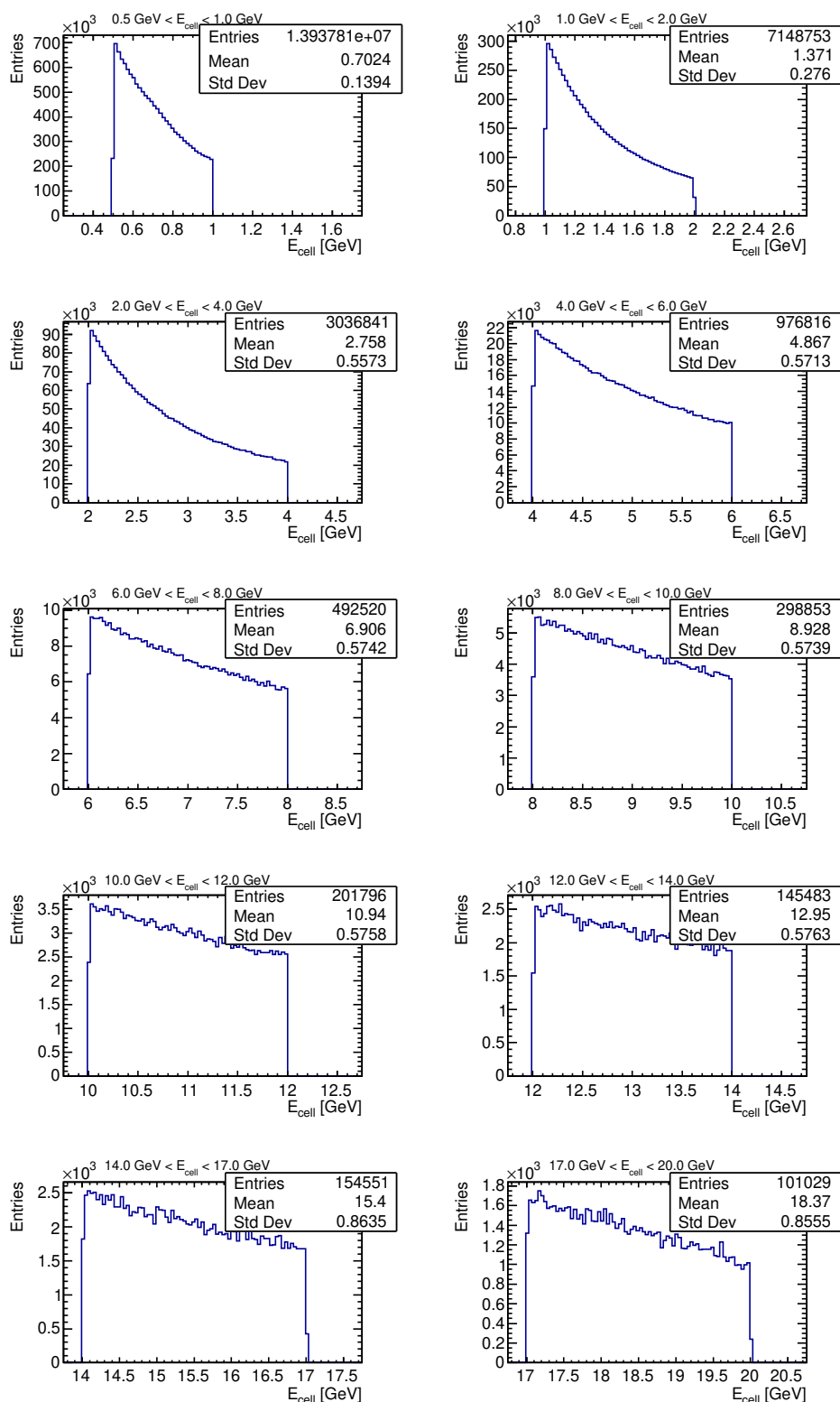
A. Přílohy

A.1 Rozdělení t_{cell}



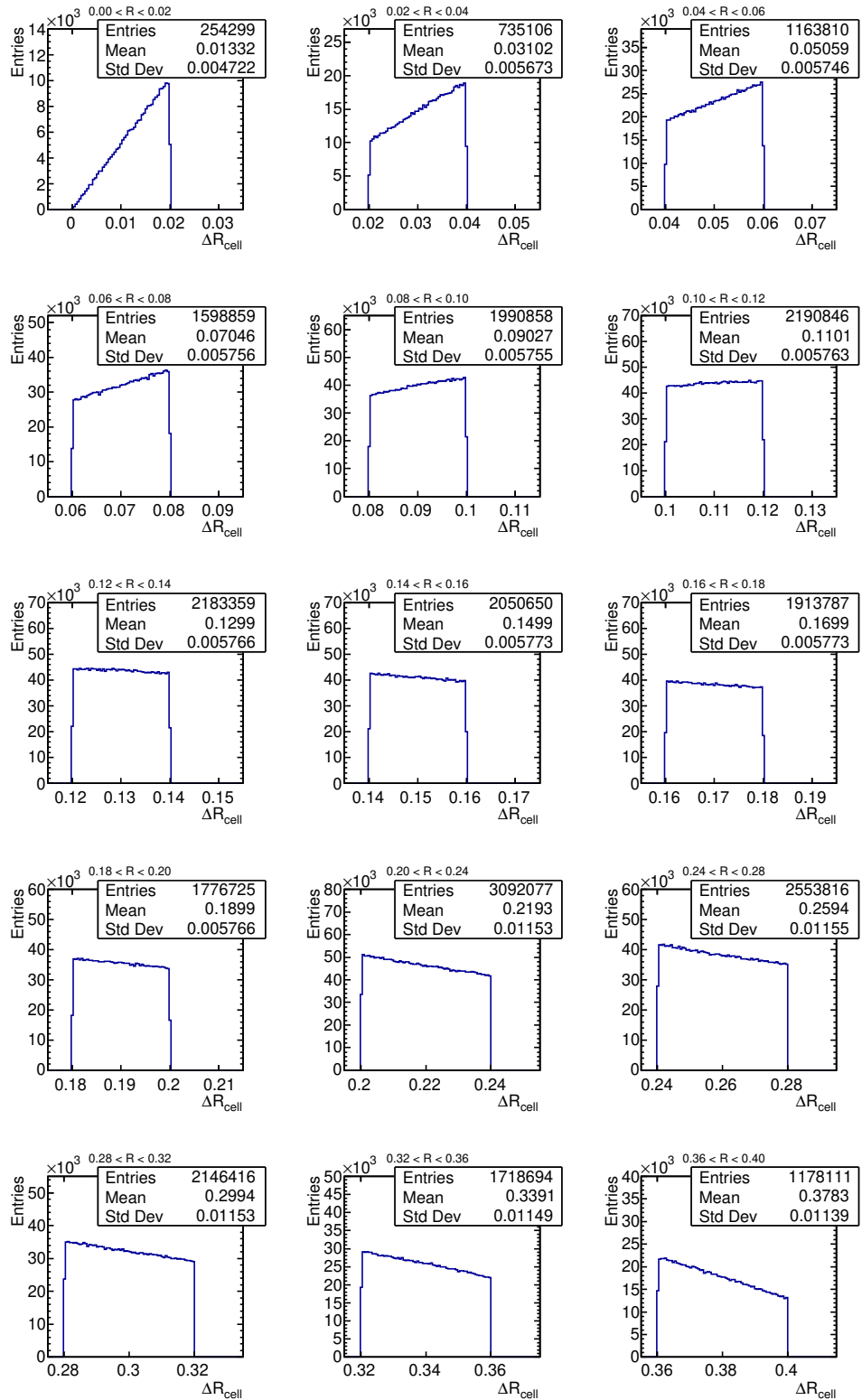
Obrázek A.1: Rozdělení rekonstruovaného času v buňkách kalorimetru pro různé energie měřené buňkami (modře), fit gaussovské části rozdělení v rozmezí $\pm 1 \sigma$ okolo střední hodnoty (červeně).

A.2 Rozdělení E_{cell}



Obrázek A.2: Rozdělení energie měřené buňkami kalorimetru pro různé energetické intervaly. Střední hodnota je kvůli asymetrii rozdělení lehce posunuta k menším energiím oproti středu intervalu.

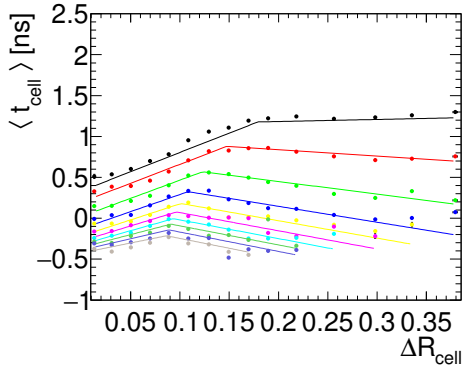
A.3 Rozdělení ΔR_{cell}



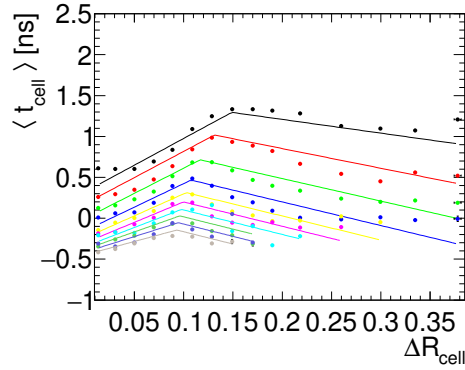
Obrázek A.3: Rozdělení vzdálenosti ΔR_{cell} buněk kalorimetru od osy příslušných jetů pro různé intervaly v ΔR_{cell} . Střední hodnota je kvůli asymetrii rozdělení lehce posunuta oproti středu intervalu.

A.4 Parametrizace pro různé typy buněk

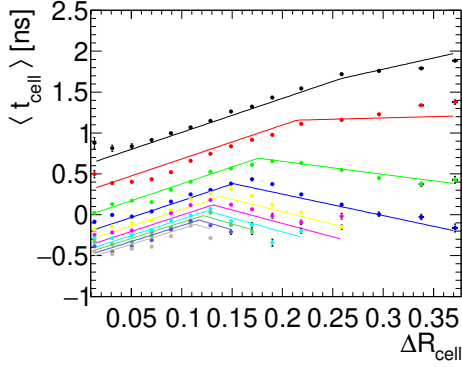
Jelikož jsme měli dostatečnou statistiku, abychom se mohli odděleně zabývat buňkami typu LB-A, LB-BC, EB-A a EB-B, provedli jsme pro ně zvlášť parametrizaci $\langle t_{\text{cell}} \rangle_{\text{par}}(E_{\text{cell}}, \Delta R_{\text{cell}})$ (popsanou v kapitole 5.3.3, viz obrázek A.4). Pak lze provést korekci středního rekonstruovaného času (popsanou v kapitole 5.3.4) za použití čtyř nových parametrizací pro buňky typu LB-A, LB-BC, EB-A a EB-B. Výsledek se však (včetně velikosti směrodatné odchylky) prakticky neliší od výsledku v hlavní části práce (odpovídá tedy obrázku 5.13).



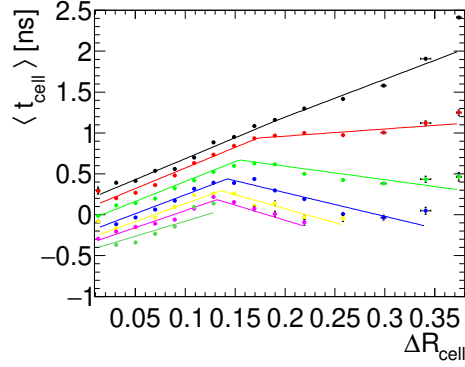
(a) LB-A



(b) LB-BC



(c) EB-A



(d) EB-B

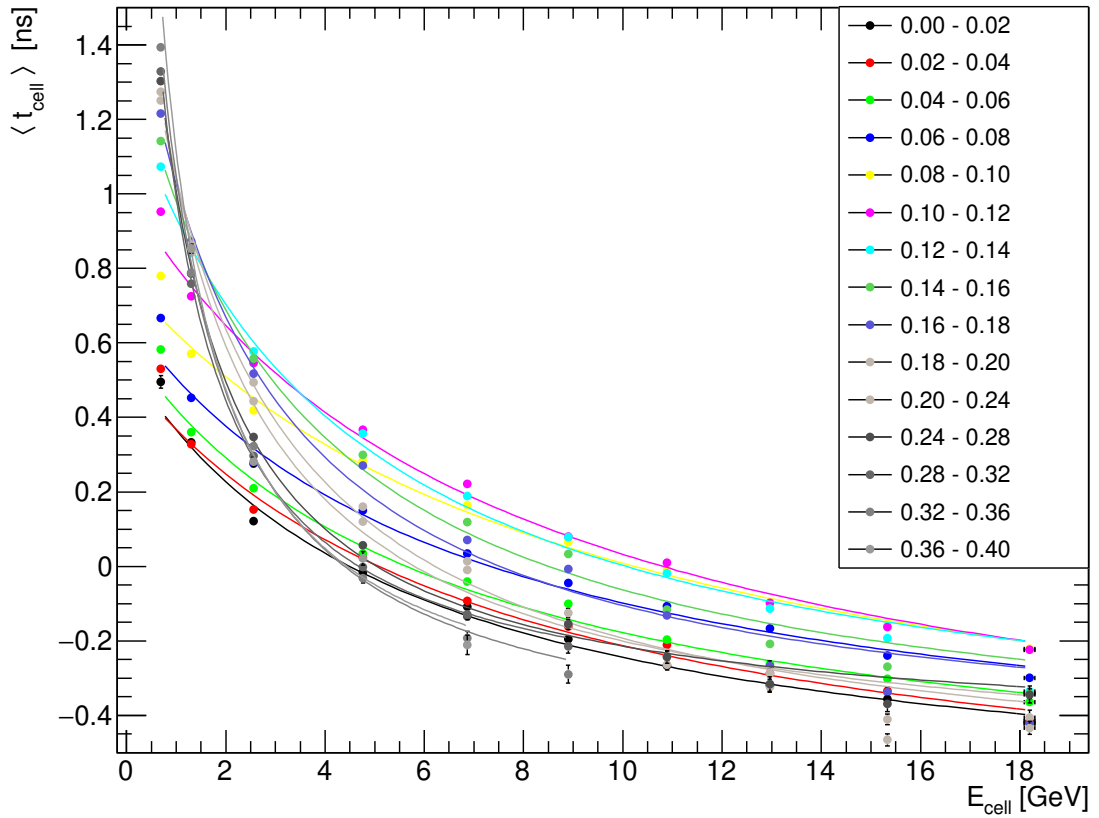
Obrázek A.4: Závislosti $\langle t_{\text{cell}} \rangle$ na ΔR_{cell} pro jednotlivá E_{cell} proložené parametrizacemi $\langle t_{\text{cell}} \rangle_{\text{par}}(E_{\text{cell}}, \Delta R_{\text{cell}})$ pro buňky typu LB-A (a), LB-BC (b), EB-A (c) a EB-B (d).

A.5 Závislost $\langle t_{cell} \rangle$ na E_{cell} pro jednotlivá ΔR_{cell}

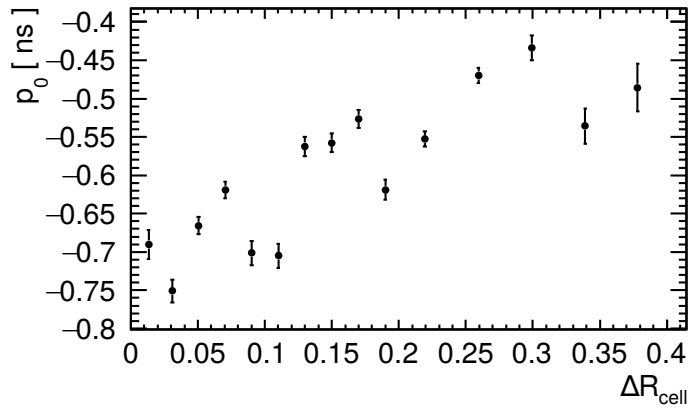
Při zkoumání závislosti středního rekonstruovaného času v buňkách na jejich poloze a na jimi měřené energii jsme nejprve dělili množinu buněk na podmnožiny dle měřené energie a pak podle ΔR_{cell} . Postup lze v principu obrátit — nejprve použít dělení dle ΔR_{cell} a pak podle E_{cell} . Závislosti je sice možné dobře fitovat funkcí

$$\langle t_{cell} \rangle (E_{cell}) = p_0 + \frac{p_1}{E_{cell} + p_2}, \quad (\text{A.1})$$

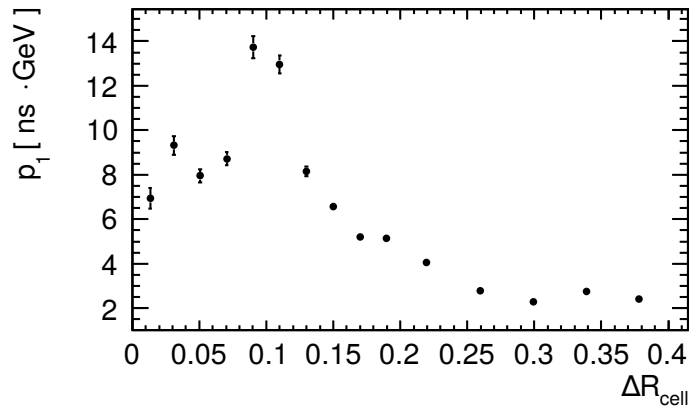
kde p_0 , p_1 a p_2 jsou parametry, ale závislosti odpovídající jednotlivým hodnotám ΔR_{cell} se kříží (viz obrázek A.5). Oproti tomu závislosti v prvním případě jsou vzájemně separované (viz obrázek 5.10). Dále v parametrech fitu na rozdíl od prvního případu (viz obrázek 5.11) nepozorujeme žádnou jednoduchou závislost na ΔR_{cell} (viz obrázek A.6). Proto byl použit první případ dělení buněk (viz kapitola 5.3.3).



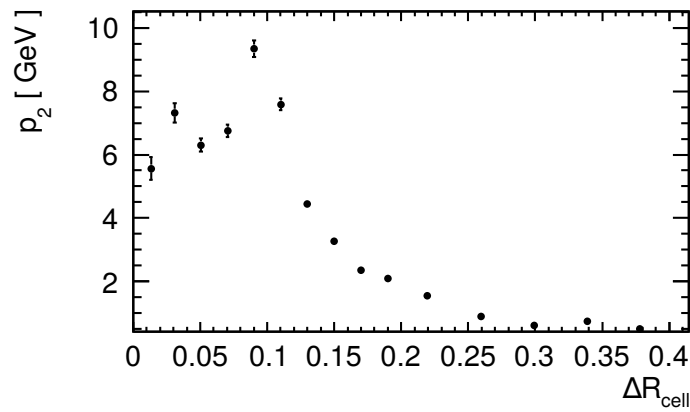
Obrázek A.5: Křížící se závislosti $\langle t_{cell} \rangle$ na E_{cell} pro jednotlivá ΔR_{cell} .



(a)



(b)



(c)

Obrázek A.6: Parametry fitů závislostí $\langle t_{\text{cell}} \rangle$ na E_{cell} pro jednotlivá ΔR_{cell} funkcí A.1 jakožto funkce ΔR_{cell} .