



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ  
FAKULTA**  
Univerzita Karlova

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

Matej Haviernik

**Identifikace neutrálních pionů v  
kalorimetru pro FCC-hh**

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Jana Faltová, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2021

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou 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

Rád by som podakoval svojej vedúcej bakalárskej práce Mgr. Jane Faltovej, PhD, za odborné vedenie, trpezlivé konzultácie, cenné rady a ochotu, ktoré mi pomohli pri kompletizácii tejto práce.

Název práce: Identifikace neutrálních pionů v kalorimetru pro FCC-hh

Autor: Matej Haviernik

Ústav: Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Jana Faltová, Ph.D., Ústav částicové a jaderné fyziky

Abstrakt: Future Circular Collider (FCC) je plánovaný takmer 100 km dlhý urýchľovač, ktorý by mohol byť vybudovaný okolo roku 2040 v laboratóriu CERN. Sústrediť sa budeme najmä na jeho protón-protónový urýchľovač (FCC-hh), využívaný predovšetkým pre objavy nových častíc. Neutrálne pióny sa takmer okamžite po vzniku rozpadajú na dva fotóny. Tieto fotóny sú veľmi blízko seba a môžu byť pri rekonštrukcii omylom považované za jediný fotón. S dostatočnou granularitou kalorimetra by sme mali byť schopní zaregistrovať oba fotóny a rozlíšiť signál neutrálneho piónu od fotónu. Hlavným cieľom práce je zoznámiť sa s geometriou kalorimetra plánovaného pre FCC-hh. Ďalej otestujeme, ako sme schopní zrekonštruovať rozpady neutrálnych piónov s rôznymi energiami pomocou signálu z buniek kalorimetra. Nakoniec budeme pozorovať prostredníctvom simulácií rozdelenie uhlu medzi dvoma fotónmi z rozpadu neutrálneho piónu.

Klíčová slova: kalorimeter, FCC

Title: Neutral pion identification in a calorimeter for FCC-hh

Author: Matej Haviernik

Department: Institute of Particle and Nuclear Physics

Supervisor: Mgr. Jana Faltová, Ph.D., Institute of Particle and Nuclear Physics

Abstract: Future Circular Collider (FCC) is a 100 km long particle collider to be built around the year 2040 in the CERN laboratory. Our main focus is going to be the proton-proton collider (FCC-hh) used primarily for the discovery of new particles. Neutral pions decay almost immediately after creation into two photons. These photons are very close to each other and could be misidentified as a single photon during reconstruction. With a sufficiently granular calorimeter, we should be able to register both photons and distinguish the signal of a neutral pion from a photon. The main object of this thesis is to acquaint ourselves with the layout of the calorimeter planned for the FCC-hh experiment. Furthermore we will test our ability to reconstruct neutral pion decays using the signal from calorimeter cells. Finally, we will simulate distribution of the decay angle between two photons from the neutral pion decay.

Keywords: calorimeter, FCC

# Obsah

Úvod	2
<b>1 Teoretický úvod</b>	<b>3</b>
1.1 Štandardný model	3
1.1.1 Elementárne fermióny	3
1.1.2 Elementárne bozóny	4
1.2 $\pi$ mezóny	5
1.2.1 Nabité pióny $\pi^+$ , $\pi^-$	5
1.2.2 Neutrálny pión $\pi^0$	6
1.3 CERN	9
1.4 Future Circular Collider	10
1.4.1 Kalorimetrický súradnicový systém a využívané veličiny	11
1.4.2 Kalorimetre	12
1.4.3 FCC-hh	13
<b>2 Rozpady neutrálnych piónov</b>	<b>16</b>
2.1 Kinematika rozpadu $\pi^0$	16
2.1.1 Používané veličiny	16
2.1.2 Rozpad $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	17
2.2 Uhlové rozdelenie rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	17
2.3 Rozpady $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ v programe Geant4	19
<b>3 Identifikácia neutrálnych piónov v bunkách kalorimetra</b>	<b>22</b>
Záver	27
Zoznam použitej literatúry	28

# Úvod

Rozpad neutrálneho piónu na dva fotóny je najčastejšie pozorovaný a dobre zdokumentovaný rozpadový mód tohoto mezónu. Je bežnou súčasťou vysokoenergetických protón-protónových zrážok v urýchľovačoch, ako je napríklad LHC v CERNe.

Krátka doba života neutrálnych piónov spôsobuje, že takmer okamžite po vzniku sa rozpadá a do kalorimetra vstúpi až jeho produkt v podobe dvoch fotónov. Avšak uhol, pod ktorým sa oba fotóny rozletia, je v prevažnej väčšine prípadov na daných energetických škálach menší, než typický rozmer cely v kalorimetri. Tento fakt obmedzuje našu schopnosť detailne rekonštruovať produkty zrážok. Jedným z technických cieľov plánovaného hadrónového urýchľovača FCC-hh je zvýšiť granularitu kalorimetra natolko, aby bolo možné rekonštruovať vyšší počet produkovaných neutrálnych piónov. V tejto práci bližšie preskúmame rozpad neutrálneho piónu na fotónový pár a vplyv energie materskej častice na pozorovaný rozpadový uhol. Taktiež budeme sledovať schopnosť algoritmu identifikovať tieto rozpady v kalorimetri detektoru.

# 1. Teoretický úvod

## 1.1 Štandardný model

Najpoužívanejšou teóriou časticovej fyziky je v súčasnosti Štandardný model. Štandardný model popisuje elementárne častice, ktoré tvoria nám známu hmotu a tri zo štyroch základných interakcií, ktorými hmota pôsobí a je ovplyvnená. Elementárne častice sú v Štandardnom modeli rozdelené podľa ich spinu a významu na fermióny a bozóny.

Three Generations  
of Matter (Fermions)

	I	II	III				
mass →	2.4 MeV/c <sup>2</sup>	1.27 GeV/c <sup>2</sup>	171.2 GeV/c <sup>2</sup>	0	±125 GeV/c <sup>2</sup>		
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0		
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0		
name →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon	<b>H</b> Higgs-boson		
	Quarks			0			
				0	1	<b>g</b> gluon	
				4.8 MeV/c <sup>2</sup>	104 MeV/c <sup>2</sup>	4.2 GeV/c <sup>2</sup>	0
				-1/3	-1/3	-1/3	0
	1/2	1/2	1/2	1			
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>Z</b> weak force			
	<2.2 eV/c <sup>2</sup>	<0.17 MeV/c <sup>2</sup>	<15.5 MeV/c <sup>2</sup>	91.2 GeV/c <sup>2</sup>			
	0	0	0	0			
	1/2	1/2	1/2	1			
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>W<sup>±</sup></b> weak force			
	0.511 MeV/c <sup>2</sup>	105.7 MeV/c <sup>2</sup>	1.777 GeV/c <sup>2</sup>	80.4 GeV/c <sup>2</sup>			
	-1	-1	-1	±1			
	1/2	1/2	1/2	1			
	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau				
	Leptons			Bosons (Forces)			

Obrázok 1.1: Štandardný model [1]

### 1.1.1 Elementárne fermióny

Fermióny sú častice s poločíselným spinom, ktorých správanie popisuje Fermi-Diracova štatistika a uplatňuje sa na ne Pauliho vylučovací princíp. Štandardný model popisuje 12 elementárnych fermiónov usporiadaných vzostupne podľa hmotnosti do troch generácií. Fermióny samotné delíme na kvarky a leptóny.

**Kvarky**, tiež známe ako nabité partony, sú častice nesúce farbu a teda interagujú silnou interakciou. Farebný náboj môže byť modrý, zelený a červený, pričom každá farba má svoju prislúchajúcu antifarbu. Kvôli fenoménu kvarkového uväznenia sa však kvarky nevyskytujú samostatne, ale tvoria farebne neutrálne konfigurácie. Tieto zložené častice sú **hadrony**, ktoré môže tvoriť buď valenčný pár kvark-antikvark, alebo trojica valenčných kvarkov. Prvý typ nazývame **mezóny**, druhý **baryóny**.

Kvarky taktiež nesú elektrický náboj, ktorý je vždy tretinovým násobkom elementárneho náboja — nadobúda hodnoty  $2/3 e$ , prípadne  $-1/3 e$  (pričom  $e = 1,602\ 176\ 634 \cdot 10^{-19}$  C) [2]. Elektrický náboj kvarku spolu s umiestnením v generácii určuje ich príchut, ktorú fyzici pomenovali up a down, charm a strange, top a bottom. Kvarky sú jediné známe elementárne častice, ktoré interagujú všetkými interakciami popísanými Štandardným modelom. Existencia kvarkového modelu umožňuje elegantne vysvetliť štruktúru supermultipletov pomocou kombinácií direktných súčinov trojkvarkových stavov, prípadne stavov kvark-antikvark [3].

**Leptóny** sú fermióny nepodliehajúce silnej interakcii. Môžu však niesť elektrický náboj — rozlišujeme nabité a neutrálne leptóny. Nabité leptóny nesú záporný jednotkový elementárny náboj a prislúchajú im kladne nabité antičastice. Tri generácie nabitých leptónov sú vzostupne podľa hmotnosti elektrón  $e^-$ , mión  $\mu^-$  a tau leptón  $\tau^-$ . Neutrálne leptóny, tiež nazývané neutrína, neinteragujú silne ani elektromagneticky a majú mimoriadne nízku hmotnosť - horný limit hmotnosti elektrónového neutrína je momentálne odhadovaný na  $2,0$  eV/c<sup>2</sup> [4]. Z toho dôvodu je náročné priamo pozorovať neutrína prostredníctvom interakcie s hmotou a v prevažnej väčšine prípadov ich zaznamenáme v podobe chýbajúcej priečnej hybnosti medzi produktmi zrážok. Neutrína a antineutrína vznikajú v rozpadoch spolu s leptónmi v rámci zachovania leptónového čísla, pričom antineutrína sa od neutrín odlišujú opačnou helicitou [5].

### 1.1.2 Elementárne bozóny

Bozóny sú častice s celočíselným spinom správajúce sa podľa Bose-Einsteinovej štatistiky. V Štandardnom modeli zastupujú funkciu nosičov interakcií a kvantujú kalibračné polia popisujúce silové pôsobenie. Podľa veľkosti spinu rozlišujeme skalárne bozóny so spinom 0 a vektorové bozóny so spinom 1. Elementárne bozóny s vyšším spinom 2 — tenzorové bozóny — existujú zatiaľ len v teórii, predpokladaným tenzorovým bozónom je napríklad doteraz neobjavený gravitón.

Jediným zástupcom triedy skalárnych bozónov je **Higgsov bozón  $H$** , najťažší známy elementárny bozón s kludovou energiou  $m_H \approx 125,1$  GeV/c<sup>2</sup>. Higgsov bozón je zásadný pre popis mechanizmu, akým elementárne častice získavajú hmotnosť interakciou s Higgsovým skalárnym poľom.

Zvyšné elementárne bozóny patria do triedy vektorových bozónov. **Fotón** je častica kvantujúca elektromagnetické pole a zodpovedná za sprostredkovávanie príslušnej interakcie. Elektromagnetickú interakciu vysvetľuje kvantová elektrodynamika, ktorá ju popisuje ako výmenu virtuálnych fotónov realizujúcich dané pôsobenie. Interakciu prostredníctvom výmeny častice zobrazujeme na Feynmanových diagramoch. Fotón je stabilný a elektricky neutrálny, s nulovou kludovou hmotnosťou.



Nulovú kludovú hmotnosť a elektrický náboj má taktiež **gluón**, ktorý je zodpovedný za sprostredkovanie silnej interakcie. Táto interakcia má oproti elektromagnetickej interakcii výrazne kratší dosah —  $\leq 10^{-15}$  — avšak na daných mikroskopických rozmeroch je s rastúcou vzdialenosťou najatraktívnejšia [3]. Práve vysoká príťažlivosť silnej interakcie má za následok vyššie spomenutý fenomén kvarkového uväznenia. Silnou interakciou sa zaoberá kvantová chromodynamika a popisuje interakciu medzi kvarkami. Ako bozón silnej interakcie je gluón nosičom farby — kombinácie farebného a antifarebného náboja — ktorú sprostredkuje v rámci kvark-kvarkových interakcií, počas ktorých kvarky menia farbu.

Nakoniec slabú interakciu predstavuje trojica ťažkých bozónov,  $\mathbf{W}^\pm$  a  $\mathbf{Z}^0$ . Tieto častice sa od zvyšných vektorových bozónov odlišujú nenulovým elektrickým nábojom v prípade  $\mathbf{W}^\pm$  a nestabilitou — najviac prevalentný rozpadový mód týchto častíc je na dva kvarky. Existencia bozónov slabej interakcie vyplynula z modelu elektroslabej interakcie a bola predpokladaná dávno pred jej experimentálnym dokázaním [5]. Účinné prierezy vyskytujúce sa v procesoch slabej interakcie majú zvyčajne veľmi malú hodnotu, avšak slabá interakcia hrá významnú rolu pri jaderných a subjaderných procesoch ako rozpady, či fúzie.

## 1.2 $\pi$ mezóny

Pióny, alebo  $\pi$  mezóny, sú častice tvorené párom kvark-antikvark. Ich existenciu predpokladal už v roku 1935 H. Yukawa, ktorý popísal jadernú interakciu medzi nukleónmi v atómovom jadre ako výmenu virtuálnych mezónov v Yukawovom potenciáli [5]. Keďže pióny sa skladajú z kvarkov, jadernú interakciu dnes chápeme ako reziduálnu silnú interakciu. Pióny boli nakoniec objavené pozorovaním kozmického žiarenia. Na urýchľovačoch sú tieto častice súčasťou zrážok nukleónov s nukleónmi, alebo nukleónov s jadrami. Podľa elektrického náboja rozlišujeme nabité pióny a neutrálny pión.

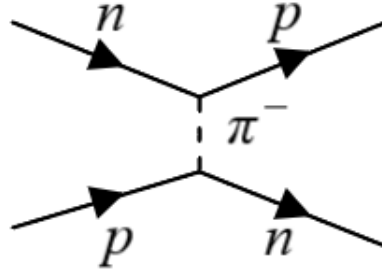
### 1.2.1 Nabité pióny $\pi^+$ , $\pi^-$

Nabité pióny boli objavené ako prvé  $\pi$  mezóny. Majú nenulový elektrický náboj  $\pm e$ , čo vyplýva z ich kvarkovej štruktúry. Nabitý pión  $\pi^+$  je tvorený jedným up kvarkom a down antikvarkom (ďalej iba  $u\bar{d}$ ), usporiadanie  $\pi^-$  je  $\bar{u}d$  [6]. Kludová hmotnosť nabitého piónu bola experimentálne určená ako  $(139,57018 \pm 0,00035)$  MeV/ $c^2$  [7], spolu s neutrálnym piónom patrí medzi najľahšie mezóny.  $\pi$  mezóny sú nestabilné a veľmi rýchlo po vzniku sa rozpadajú - stredná doba života nabitého piónu činí  $(2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$  s [7]. Keďže jaderné sily sú nábojovo nezávislé, tak aj mediátory týchto interakcií musia byť — až na elektrický náboj — zhodné správaním a vlastnosťami. Vyššie uvedené hodnoty sú teda platné pre oba stavy nabitého piónu [5]. Spin a vnútorná parita nabitého piónu je  $J^P = 0^-$  [3].

V teórii nukleárnej interakcie podľa Yukawu sú jaderné sily vyvolávané práve výmenami piónov medzi dvoma časticami, čo v prípade nabitých piónov vieme zapísať ako

$$\begin{aligned} p &\leftrightarrow n + \pi^+ \\ n &\leftrightarrow p + \pi^- \end{aligned}$$

Interakcia je taktiež ilustrovaná nižšie na obrázku 1.2 na Feynmanovom diagrame, ktorý zobrazuje výmenu virtuálneho  $\pi^-$  medzi protónom a neutrónom.



Obrázok 1.2: Feynmanov diagram interakcie p a n prostredníctvom výmeny  $\pi^-$

Rozpadových módov nabitého piónu poznáme niekoľko, hlavným typom je rozpad

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

s vetviacim pomerom  $BR = 0,999877$  [7]. Ďalšie rozpadové módy majú rádovo výrazne menší vetviaci pomer, v poradí druhý a tretí najčastejšie pozorovaný rozpad je [7]

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \gamma; BR = (2,00 \pm 0,25) \cdot 10^{-4} \\ \pi^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e; BR = (1,230 \pm 0,004) \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

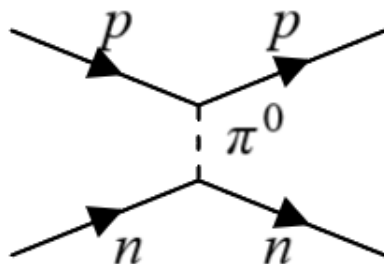
## 1.2.2 Neutrálny pión $\pi^0$

Krátko po objave nabitých piónov bol objavený aj  $\pi$  mezón s nulovým elektrickým nábojom. Prítomnosť tejto častice bola po prvý krát popísaná pri pozorovaní intenzívneho  $\gamma$  žiarenia produkovaného vo vrchných vrstvách atmosféry [5]. Pomocou spektier  $\gamma$  produktov rozpadu  $\pi^0$  bola určená jeho hmotnosť na hodnotu  $m_{\pi^0} = (134,9766 \pm 0,0006) \text{ MeV}/c^2$  [7]. Neutrálny a nabitý pión majú veľmi podobnú kludovú hmotnosť, no stredná doba života  $\pi^0$  je výrazne kratšia -  $(8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-17} \text{ s}$  [7]. Táto krátka doba života  $\pi^0$  spôsobuje, že aj po Lorentzovej transformácii do laboratórnej sústavy je stredná voľná dráha  $\pi^0$  kratšia, než vzdialenosť od interakčného bodu do kalorimetra — pre časticu s hybnosťou 5 GeV činí iba približne  $1 \mu\text{m}$  [3].

Výmena  $\pi^0$  medzi nukleónmi ako prejav reziduálnej silnej interakcie prebieha nasledovne:

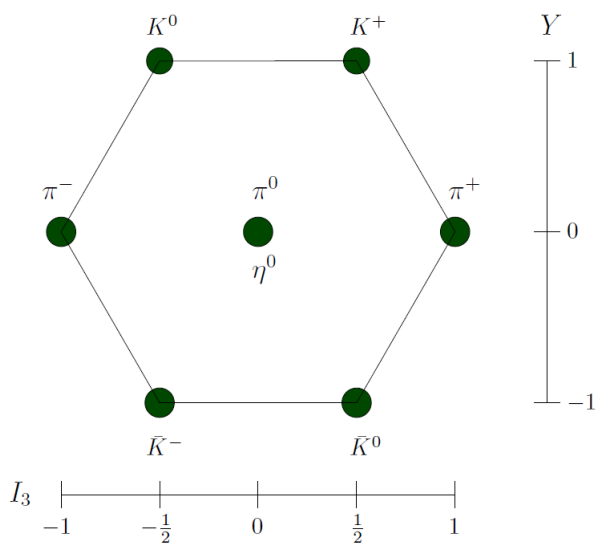
$$\begin{aligned} p &\leftrightarrow p + \pi^0 \\ n &\leftrightarrow n + \pi^0 \end{aligned}$$

alebo, ako zobrazené na Feynmanovom diagrame na obrázku 1.3.



Obrázok 1.3: Feynmanov diagram interakcie p a n prostredníctvom výmeny  $\pi^0$

Rovnako ako nabitý pión, tak aj neutrálny pión má spin a vnútornú paritu rovnú  $J^P = 0^-$ . Experimentálne bolo zároveň ukázané, že kinematické správanie piónov v silnej interakcii je nezávislé na náboji [3]. Pióny  $\pi^\pm$  a  $\pi^0$  tvoria spolu s kaónmi a  $\eta$  mezónmi oktet pseudoskalárnych mezónov (viz. obrázok 1.4).  $\pi$  mezón predstavuje časticu s nulovým hypernábojom  $Y$  a hodnotou tretej zložky izospinu  $I_3 = -1, 0, +1$ .  $\pi^0$  sa nachádza v „nulovom bode“ daného diagramu a jeho kvarkové zloženie je dané superpozíciou dvoch stavov —  $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$  [6].

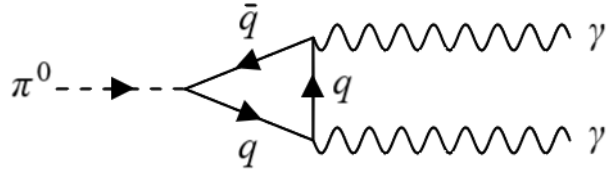


Obrázok 1.4: Mezónový oktet [8]

## Rozpadové módy $\pi^0$

Dominantný rozpadový mód neutrálneho piónu tvorí rozpad na dva fotóny (viz obrázok 1.5) [7]:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma; \text{BR} = (0,98798 \pm 0,00032)$$

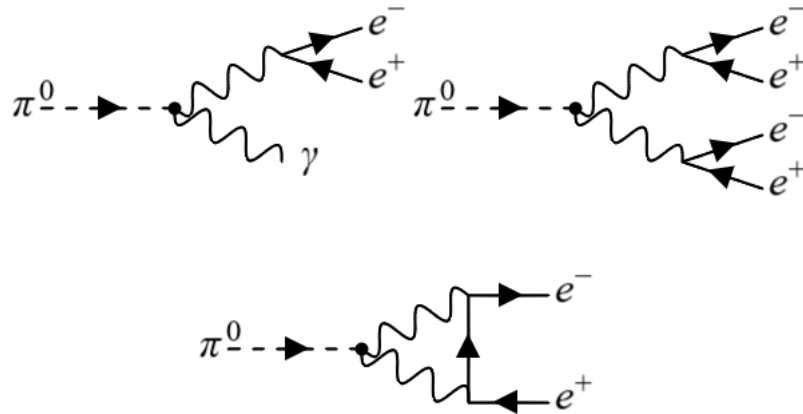


Obrázok 1.5: Feynmanov diagram rozpadu  $\pi^0$  na fotónový pár

Ďalšie rozpadové módy sú zobrazené v tabuľke 1 nižšie, ich vetviace pomery (označené ako BR) sú oproti dvojfotónovému rozpadu veľmi nízke a teda ich pozorujeme len vzácné.

Tabuľka 1.1: Rozpadové módy neutrálneho piónu a ich vetviace pomery [7]

Rozpadový mód	BR
$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$	$(1,198 \pm 0,032) \cdot 10^{-2}$
$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$	$(3,14 \pm 0,30) \cdot 10^{-5}$
$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^-$	$(6,46 \pm 0,33) \cdot 10^{-8}$
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma + \gamma$	$< 2 \cdot 10^{-8}$
$\pi^0 \rightarrow \nu + \bar{\nu}$	$< 2,7 \cdot 10^{-7}$
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}$	$< 6 \cdot 10^{-4}$

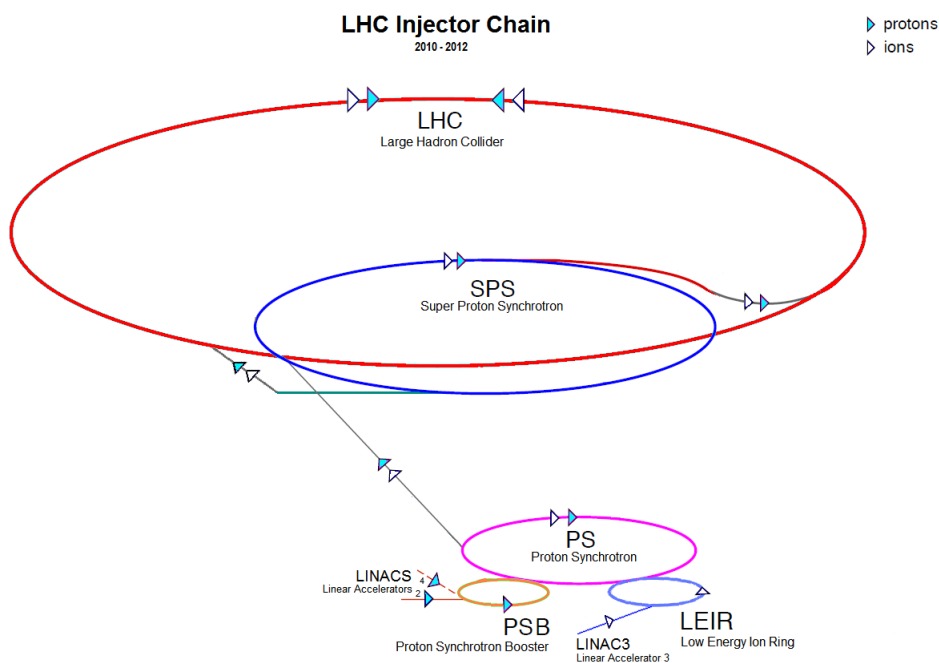


Obrázok 1.6: Feynmanove diagramy rozpadových módov  $\pi^0$  s nižším BR

## 1.3 CERN

CERN je medzinárodná výskumná organizácia, ktorá združuje 22 európskych štátov a Izrael vo výskume v oblasti časticovej fyziky. Jej sídlo sa nachádza v Ženeve, kde sú umiestnené najväčšie časticové urýchľovače sveta. CERN operuje od roku 1954, kedy sa pôvodne zameriaval na štúdium atómových jadier. Postupom času sa stal svetovým centrom výskumu subjadrovej fyziky a vďaka svojej technickej výbave má značný podiel na budovaní modernej teórie Štandardného modelu, ako aj jeho experimentálnom overení. Keďže CERN je založený na medzinárodnej spolupráci, stal sa taktiež priekopníkom v uchovávaní dát z experimentov a simulácií a ich zdieľania na diaľku, čo prispelo k eventuálnemu vzniku World Wide Web [9].

V laboratórnom komplexe CERNu za bežnej prevádzky aktívne operuje 7 časticových urýchľovačov (LINAC 3 a 4, PSB, LEIR, PS, SPS a LHC). S výnimkou prístrojov LINAC sú vyššie spomenuté urýchľovače kruhové. Každý z urýchľovačov slúži na urýchlenie paprsku častíc na určitú energiu a presmerovanie do ďalšieho urýchľovača s obvyčajne väčším priemerom a výkonom (viz obrázok 1.7). LHC s obvodom 26,7 km je posledným krokom v tejto postupnosti. Je zodpovedný za zrážky zväzkov protónov a ťažkých iónov. Zrážky prebiehajú v štyroch bodoch rozmiestnených po obvodě LHC, okolo ktorých sú umiestnené detektory - ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, TOTEM, MoEDAL, LHCf. ATLAS a CMS sú jediné dva všeobecne využívané detektory, zvyšné zariadenia slúžia na špecializovaný výskum.



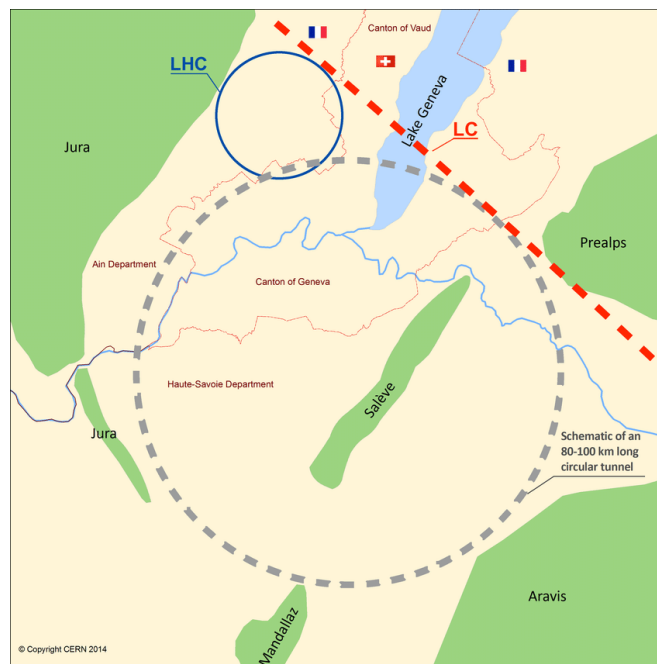
Obrázok 1.7: Diagram komplexu urýchľovačov v CERNe [10]

Od svojho spustenia v roku 2008 je LHC neustále optimalizovaný a udržiavaný za účelom maximalizácie jeho výkonu. Počas prvého operačného behu v rokoch 2009-2013 bola dosiahnutá hodnota ťažiskovej energie pri p-p zrážkach  $\sqrt{s} = 8$

TeV a luminozita  $4,62 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [9]. Celkový objem dát z p-p zrážok počas prvého behu odpovedal integrovanej luminozite  $28,26 \text{ fb}^{-1}$  [11]. Po dvojročnej odstávke bol LHC uvedený do svojho druhého operačného behu (2015-2018), počas ktorého dosiahol rekordnú energiu zrážky  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ , luminozitu  $2,1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  a integrovanú luminozitu  $156 \text{ fb}^{-1}$  [11]. Momentálne prechádza LHC ďalším kludovým obdobím s odstávkou v rokoch 2018-2021. Cieľom tejto odstávky je opätovná údržba zariadení a príprava LHC na plánované HL-LHC vylepšenie, ktorého úlohou je zvýšiť luminozitu na rádovo  $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [9].

## 1.4 Future Circular Collider

Future Circular Collider — FCC — je pripravovaný projekt, ktorý by mohol v budúcnosti nahradiť HL-LHC. Projektuje sa prevádzka kruhového urýchľovača s obvodom 100 km, pričom ťažisková energia p-p zrážok má dosahovať  $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$  s predpokladanou maximálnou luminozitou  $L = 3 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Dosiahnutie týchto hodnôt umožní skúmanie existencie ťažkých kvarkových rezonancií s hmotnosťami v desiatkách TeV, ako aj pozorovať produkciu väčšieho množstva  $t$  kvarkov,  $H$  bozónov a ich menej častých rozpadových módov. Vysoké rozlíšenie dané vysokou hodnotou energie protónového zväzku nám zároveň umožní skúmať partónovú štruktúru hadrónov na ešte menších škálach [12]. Významnou etapou v prevádzke FCC bude leptónový urýchľovač FCC-ee, ktorý umožní dôkladne preskúmať vlastnosti  $Z$  a  $H$  bozónov a silnú interakciu, avšak finálnym cieľom je prevádzka hadrónového urýchľovača FCC-hh, ktorý bude študovať potenciálne nové interakcie, existenciu supersymetrie a vzácné rozpadové módy častíc. Schopnosť pozorovať zrážky samotné však závisí detektore a jeho jednotlivých častiach — napríklad kalorimetroch, ktoré zaznamenávajú deponovanú energiu vysokoenergetických rozpadových produktov.



Obrázok 1.8: Navrhované umiestnenie FCC kruhového urýchľovača v komplexe CERN [13]

### 1.4.1 Kalorimetrický súradnicový systém a využívané veličiny

Na popis zrážok a rozpadov v kalorimetri operujeme so súradnicovým systémom, ktorého zložky sú  $r$ ,  $\phi$  a  $\eta$ , pričom počiatok sústavy sa nachádza v bode zrážky. Vďaka cylindrickému tvaru kalorimetra je vhodné využiť polárne súradnice v rovine kolmej na osu paprsku (ktorú stotožníme s osou  $z$ ) s azimutálnym uhlom  $\phi$ . Taktiež je vhodné operovať s celkovou hybnosťou častice  $|p|$  a zdefinovať pomocou nej priečnu hybnosť  $p_T$  ako

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = |p| \sin \theta \quad (1.1)$$

kde  $\theta$  je uhol medzi vektorom hybnosti  $p$  a kladnou zložkou osi  $z$ . Súradnicu pseudorapidita  $\eta$  potom zdefinujeme ako

$$\eta = -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.2)$$

pričom ak  $\theta = [\pi/2; 0]$ , potom  $\eta = [0; \infty]$ . Uhlové rozdelenie ako vzdialenosť  $\Delta R$  v  $(\eta, \phi)$  priestore je dané vzťahom

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2} \quad (1.3)$$

Nakoniec vzťah medzi hybnosťou častice v  $(\eta, \phi)$  systéme a kartézskymi zložkami vektoru hybnosti je daný ako

$$\begin{aligned} p_x &= p_T \sin \phi \\ p_y &= p_T \cos \phi \\ p_z &= p_T \sinh \eta \\ |p| &= p_T \cosh \eta \end{aligned} \quad (1.4)$$

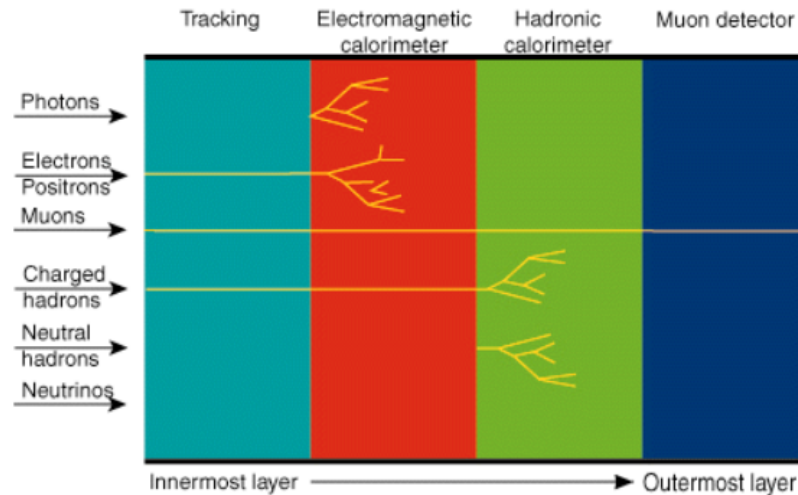
Kalorimetre používané v urýchľovačoch sú typicky segmentované podľa  $(\Delta \eta, \Delta \phi)$ , ktoré charakterizujú ich granularitu v rôznych smeroch. Okrem segmentácie zaviedieme ešte energetické rozlíšenie kalorimetra, ktoré sa udáva ako

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (1.5)$$

kde  $a$  sa nazýva stochastic term a predstavuje príspevok štatistických fluktuácií spŕšok,  $b$  noise term reprezentujúci elektronický šum a  $c$  constant term, ktorý reprezentuje ďalšie náhodné príspevky k rozlíšeniu (napríklad nehomogenity materiálu). Znak  $\oplus$  značí sčítanie v kvadráte [14].

## 1.4.2 Kalorimetre

Na obrázku 1.9 vidíme štyri časti detektoru. Vnútroňý detektor — tracking — slúži na zaznamenanie trajektórií nabitých častíc pomocou magnetického poľa [15]. Elektromagnetický (EM) a hadrónový kalorimeter slúžia na zachytenie energií primárne elektromagneticky interagujúcich častíc a hadrónových spršok deštruktívnou metódou. Poslednu vrstvu tvorí miónový detektor, ktorý zaznamenáva prechody slabo interagujúcich  $\mu^\pm$ . Fyzické rozmery kalorimetra sú udávané v radiačných dĺžkach  $X_0$  pre EM kalorimetre a interakčných dĺžkach  $\lambda_I$  pre hadrónové kalorimetre [14].



Obrázok 1.9: Vrstvy časticového detektoru [15]

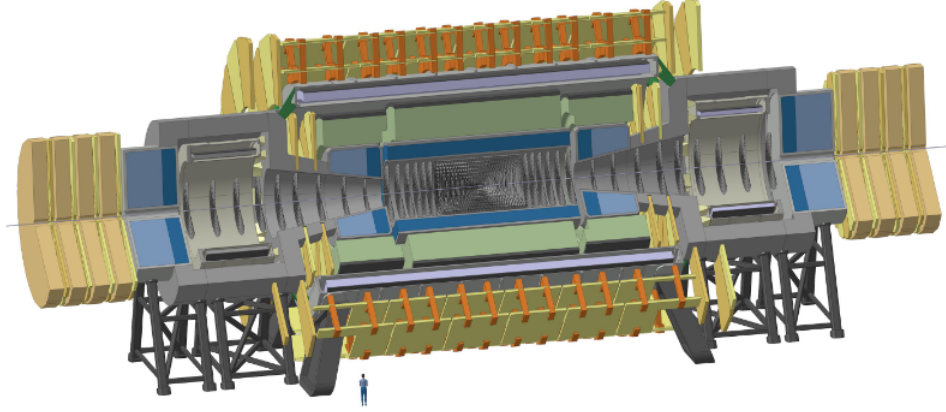
V časticovej fyzike je kalorimeter experimentálne zariadenie slúžiace na meranie veľkosti a smeru energie deponovanej časticami. Častica po vstupe do kalorimetra stráca energiu interakciou s materiálom až do prípadného pohltienia, pričom počas týchto interakcií vytvára tzv. spršky — nové častice, ktoré sa kaskádovito šíria materiálom (viz obrázok 1.9). Častice ako  $e^-$ ,  $e^+$ ,  $\gamma$  alebo  $\pi^0$  vytvárajú čisto elektromagnetickú spršku interakciou s atómovými obalmi materiálu. Vysokoenergetické hadróny (s výnimkou  $\pi^0$ ) tvoria zložitejšie spršky, ktoré obsahujú elektromagnetickú zložku kvôli produkcii  $\pi^0$  a ľahkých leptónov a čisto hadrónovú zložku. Nakoniec ionizujúce častice ako  $\mu^+$  a  $\mu^-$  interagujú s materiálom slabo a vďaka svojej vysokej hmotnosti nestrácajú energiu brzdným žiarením na rovnakej škále, ako  $e^+$  a  $e^-$ .

Konkrétna materiálna stavba kalorimetra závisí od spôsobu zberu informácie o deponovanej energii. Tzv. „**sampling**“ kalorimetre pozostávajú zo striedajúcich sa vrstiev kovového absorbátora a aktívneho materiálu, ktorý generuje signál. Aktívny materiál môže tvoriť napríklad scintilátor, alebo ionizujúci skvapalnený vzácny plyn. V **homogénnych kalorimetroch** funguje celý objem materiálu ako absorbátor a generátor signálu. Vhodné materiály pre homogénne kalorimetre sú spravidla scintilačné kryštály s vysokou hustotou a  $Z$ , prípadne Čerenkovské radiátory ako olovené sklo [14].



### 1.4.3 FCC-hh

Na obrázku 1.10 vidíme referenčné zobrazenie detektoru FCC-hh. Detektor má rozmery podobné detektoru ATLAS s priemerom 20 m a dĺžkou 50 m, avšak je značne ťažší. Kvôli zrážkovej energii dosahujúcej až  $\sqrt{s} = 100$  TeV budú dráhy častíc z rozpadov dosahovať vyššie hodnoty  $\eta$ , než na detektoroch LHC. Preto bude musieť detektor FCC-hh dosahovať akceptanciu pseudorapidity až do  $|\eta| = 6$ . Zároveň požiadavky na vysokú presnosť rekonštrukcie zrážok si budú vyžadovať podrobnú segmentáciu kalorimetrov v priečnej aj pozdĺžnej rovine.



Obrázok 1.10: Návrh referenčného detektoru FCC-hh [16]

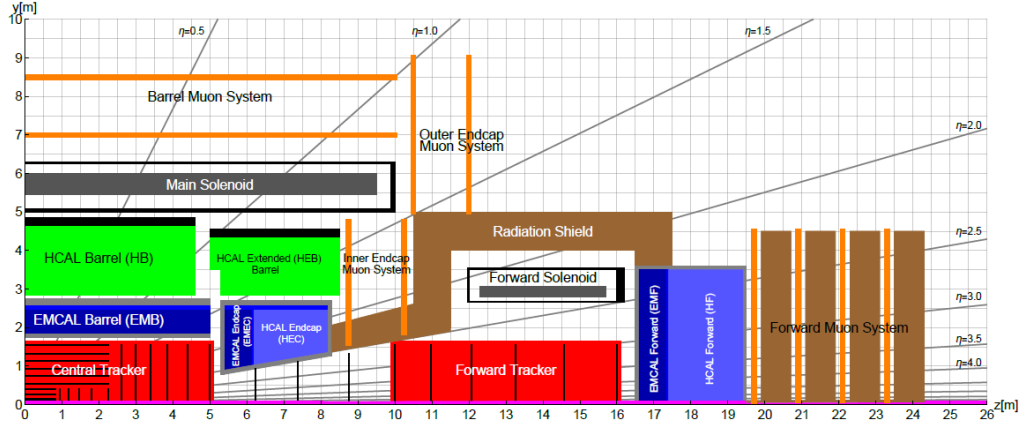
Centrálny región detektoru tvorí tracking s magnetickým polom cievky 4 T a rozsahom  $|\eta| = 2,5$ . Na rozšírenie do oblasti  $|\eta| = 6$  sú koncové časti detektoru posunuté o 10 m od bodu zrážky. Koncové magnety s polom taktiež 4 T poskytujú precíznu hybnostnú spektroskopiu až do  $|\eta| \approx 4$  a tracking do požadovaného rozsahu  $|\eta| \approx 6$ .

#### Elektromagnetický kalorimeter

Požadovaný rozmer elektromagnetického kalorimetra ECAL na pohltenie minimálne 99% spŕšky častice s počiatočnou energiou  $\leq 1$  TeV je  $30 X_0$  pre  $|\eta| = 0$  [12]. Za aktívne médium bol zvolený tekutý argón (LAr) vďaka svojej odolnosti voči radiácii. Rozlíšenie kalorimetra bolo následne simuláciami stanovené ako

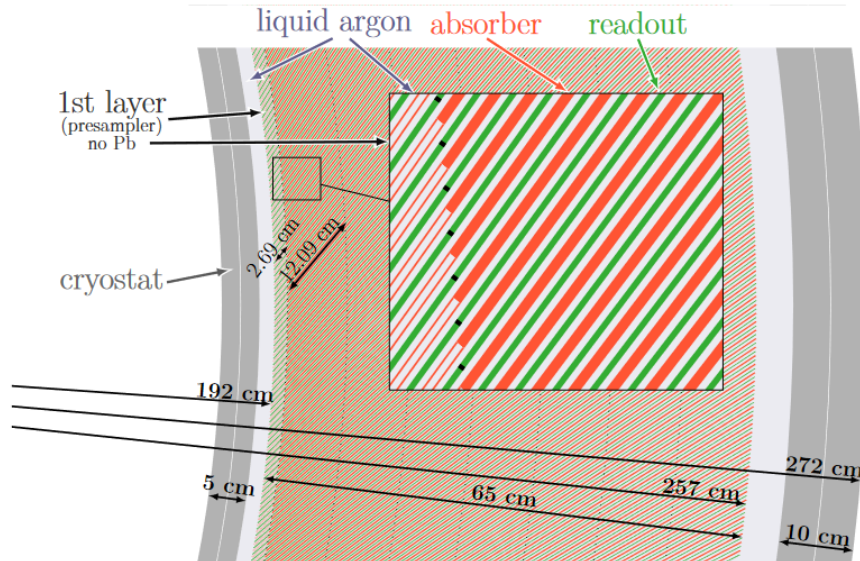
$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{10\% \sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0,3 \text{ GeV}}{E} \oplus 0,7\% \quad (1.6)$$

Na pokrytie požadovaného rozsahu do  $|\eta| = 6$  je ECAL rozdelený na tri sekcie, ako ilustruje obrázok 1.11. Centrálnu časť s rozsahom  $0,00 \leq |\eta| \leq 1,67$  tvorí ECAL Barrel (EMB) tvorený LAr ako aktívnym médium, do ktorého sú vložené olovené absorbačné dosky. Segmentácia EMB je  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,01 \times 0,009$ , avšak časť objemu tvorí stripová vrstva s jemným rozlíšením  $\Delta\eta = 0,0025$  na záchyt  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  rozpadov. Schéma vrstiev absorbátora, čítača signálu a aktívneho média EMB je zobrazená na obrázku 1.12.



Obrázok 1.11: Schéma detektora FCC-hh [16]

Región  $1,48 \leq |\eta| \leq 2,50$  pokrýva kalorimeter ECAL Endcap (EMEC) so segmentáciou  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,01 \times 0,009$  a  $\Delta\eta = 0,0025$  v stripovej vrstve. Ako absorbátor boli taktiež zvolené olovené pláty. Nakoniec oblasť  $2,26 \leq |\eta| \leq 6,00$  pokrýva ECAL Forward (EMF) s absorbátorom z medi. Segmentácia koncového EM kalorimetra je hrubšia, než v prípade predchádzajúcich sekcií s rozdelením  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$  a bez prítomnosti stripovej vrstvy. Prierez sekciou EMEC je zobrazený na obrázku 1.14.



Obrázok 1.12: Prierez EMB kalorimetra [12]

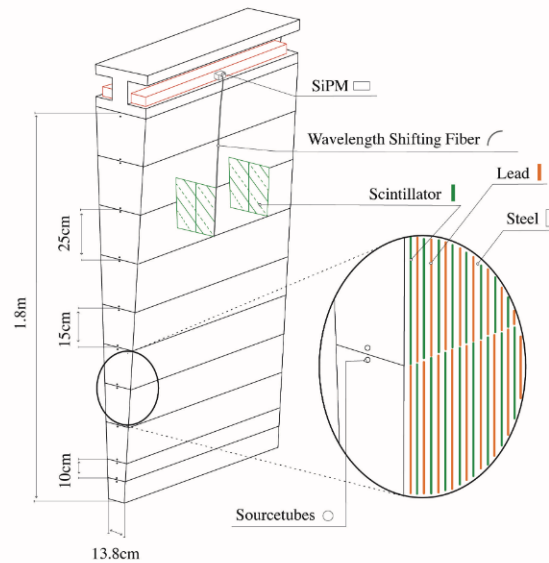
## Hadrónový kalorimeter

Požadované energetické rozlíšenie hadrónového kalorimetra HCAL je rôzne podľa  $|\eta|$ :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \approx \frac{50 - 60\% \sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{p_T}} \oplus 3\%, 0 \leq |\eta| \leq 4 \quad (1.7)$$

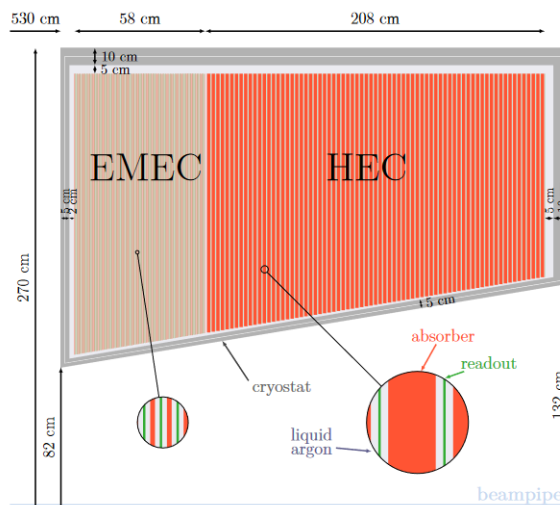
$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \approx \frac{100\% \sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{p_T}} \oplus 10\%, 4 \leq |\eta| \leq 6$$

Minimálny rozmer kalorimetra sa odhaduje na  $10,5 \lambda_I$ , čo spolu s ECAL zabezpečí pohltenie približne 98% vysokoenergetických hadrónových sprášiek a obmedzí priechod častíc do miónového detektoru. Rovnako ako ECAL, tak aj hadrónový kalorimeter je rozdelený na niekoľko sekcií, aby tak bol pokrytý celkový rozsah pseudorapidity. Segmentácia všetkých sekcií je rovnaká —  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$ . Táto hodnota granularity je vyššia, než granularita hadrónového kalorimetra na experimente ATLAS, ktorý využíva rovnakú technológiu. Centrálnu časť pokrývajúcu  $0,00 \leq |\eta| \leq 1,26$  tvorí HCAL Barrel (HB) so scintilátorom ako aktívnym médiom a absorbátorom z olova a ocele, rovnaké zloženie má aj HCAL Extended Barrel (HEB) s rozsahom  $0,94 \leq |\eta| \leq 1,26$ . Schéma HB je zobrazená na obrázku 1.13.



Obrázok 1.13: Prierez HB kalorimetra [12]

Ďalšie sekcie tvoria HCAL Endcap (HEC) pokrývajúci  $1,59 \leq |\eta| \leq 2,50$  a HCAL Forward (HF) s rozsahom  $2,29 \leq |\eta| \leq 6,00$ . Kvôli vysokej radiačnej náloži v tejto oblasti tvorí aktívne médium týchto dvoch sekcií LAr, ako absorbátor sa využíva meď. Prierez sekciou HEC je ilustrovaný na obrázku 1.14 [12].



Obrázok 1.14: Prierez EMEC a HEC kalorimetrov [12]

## 2. Rozpady neutrálnych piónov

Na popis rozpadu neutrálného piónu na dva fotóny najprv predstavíme kinematiku daného rozpadu a spôsob, akým Lorentzova transformácia ovplyvní meranie rozpadového uhlu v detektore. V nasledujúcich kapitolách budeme pracovať s konvenciou  $c = 1$ .

### 2.1 Kinematika rozpadu $\pi^0$

#### 2.1.1 Používané veličiny

Ako prvú zdefinujeme štvorhybnosť  $P$  ako

$$P = (E, \vec{p}) \quad (2.1)$$

kde  $E$  je celková energia častice a  $\vec{p}$  je trojzložkový vektor hybnosti. Štvorhybnosť popisuje kinematický stav častice a celková štvorhybnosť systému je veličina, ktorá sa v danej sústave zachováva. Taktiež sa zachováva kvadrát štvorhybnosti, ktorý nám určuje invariant — kludovú energiu častice  $m$  ako

$$P^2 = E^2 - p^2 = m^2 \quad (2.2)$$

pričom v rámci špeciálnej teórie relativity pracujeme s Minkovského metrikou so znamienkovou konvenciou  $g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$  a  $p = |\vec{p}|$ .

V časticovej fyzike taktiež definujeme redukovanú rýchlosť  $\vec{\beta}$  (klasickú rýchlosť  $\vec{v}$  normovanú na rýchlosť svetla) a Lorentzov faktor  $\gamma$  ako

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.3)$$

Potom pre celkovú energiu častice platí

$$E = \gamma m \quad (2.4)$$

Pri popise rozpadu pracujeme so sústavou pevne spojenou s časticou — ťažiskovou, alebo CMS sústavou — a laboratórnou sústavou. Nech štvorhybnosť častice v ťažiskovej sústave je  $P = (E, \vec{p})$ . Potom štvorhybnosť pozorovaná v laboratórnej sústave bude daná Lorentzovou transformáciou ako

$$\begin{pmatrix} E' \\ p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

za predpokladu, že laboratórna sústava sa pohybuje v kladnom smere osy  $x$  a v čase  $t = 0$  obe sústavy splývajú.

### 2.1.2 Rozpad $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Ďalej popíšeme rozpad  $\pi^0$  v ťažiskovej sústave. Uhol rozletu fotónov v ťažiskovej sústave je rovný  $\theta' = \pi$ . Zákon zachovania energie určuje energiu oboch fotónov v CMS sústave ako  $E_\gamma^{CMS} = m_\pi/2$ . Smer výletu rozpadových produktov bude v ťažiskovej sústave náhodný, teda množina ich vektorov hybnosti bude tvoriť povrch sféry s polomerom  $m_\pi/2$ . Stotožnime teraz osu  $z$  so smerom pohybu  $\pi^0$ , ďalej budeme pracovať so sférickými súradnicami. Podľa vzťahu (2.2) platí pre fotóny  $E = p$  a štvorvektory oboch produktov v ťažiskovej sústave môžeme teda zapísať ako

$$P_\pm^{CMS} = \frac{m_\pi}{2}(1, \pm \sin \theta \cos \phi, \pm \sin \theta \sin \phi, \pm \cos \theta) \quad (2.6)$$

kde  $\phi = \arctan(y/x)$ ,  $\theta = \arccos(z/r)$ ,  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = m_\pi/2$ . Rozdelenie smerov rozletu fotónov v ťažiskovej sústave bude náhodne, teda rozdelenie počtu fotónov podľa priestorového uhlu  $\Omega$  bude rovnomerné podľa  $\cos \theta$  a  $\phi$  ako

$$\frac{dN_\gamma}{d\Omega} = \frac{dN_\gamma}{d(\cos \theta)d\phi} = C \quad (2.7)$$

Pomocou Lorentzovej transformácie nakoniec transformujeme štvorvektory  $P_\pm^{CMS}$  do laboratórnej sústavy a určíme tak pozorovaný rozletový uhol  $\alpha$  ako uhol medzi vektormi hybnosti  $\vec{p}_\pm'$ .

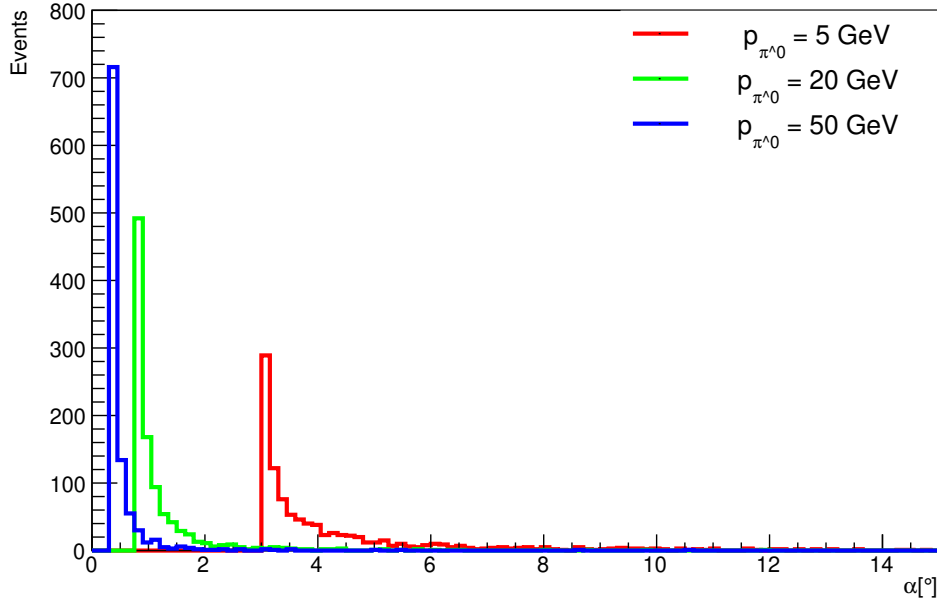
## 2.2 Uhlové rozdelenie rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Ako prvé sme hľadali teoretické rozdelenie rozpadových uhlov fotónového páru v programe ROOT [17]. Naším cieľom bolo určiť, aký má Lorentzova transformácia vplyv na pozorovaný rozpadový uhol v laboratórnej sústave. ROOT je softvér vyvinutý CERNom využívaný primárne na analýzu dát v časticovej fyzike, ktorý pracuje s jazykom C++. Pracovali sme s triedou TLorentzVector, ktorá slúži na popis štvorvektorov a prácu s nimi. Vstupné štvorhybnosti produktov rozpadu  $P_\pm^{CMS}$  sme určili ako vo vzťahu (2.6), na generáciu uhlov poslúžila trieda TRandom. Generovali sme uhly z intervalu  $\phi \in [0; 2\pi]$ ,  $\theta \in [0; \pi]$ , pričom podľa vzťahu (2.7) sme na generovanie zvolili rovnomerné rozdelenie pre uhol  $\phi$  a pre  $\cos \theta \in [-1; 1]$ . Pomocou funkcie Boost sme následne štvorvektory transformovali do laboratórnej sústavy. Boost je funkcia redukovanej rýchlosti  $\vec{\beta}$ , ktorej veľkosť sme určili inverziou vzťahu (2.3) ako

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \quad (2.8)$$

kde  $\gamma = E_\pi/m_\pi$ . Boost sme časticiam udelili v smere osi  $z$ . Nakoniec sme pomocou triedy TVector určili uhol medzi vektormi hybnosti  $\vec{p}_\pm'$  ako pozorovaný rozletový uhol  $\alpha$  v laboratórnej sústave.

Generovali sme 1000 fotónových párov, pracovali sme s monoenergetickými piónmi o hybnosti 5, 20 a 50 GeV. Výsledné uhlové rozdelenia sú zobrazené na obrázku 2.1



Obrázok 2.1: Uhlové spektrum produktov rozpadu  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Z histogramov je vidieť, že prevažná väčšina rozpadových uhlov sa nachádza v blízkosti minima. Toto minimum zároveň klesá s rastúcou energiou materskej častice. Minimálny rozpadový uhol  $\alpha_{min}$  sa dá odvodiť analyticky — jedná sa o prípad rozpadu symetrického okolo osi  $z$ , kedy  $\theta = \pi/2$  v ťažiskovej sústave. Potom  $\alpha_{min}$  bude daný vzťahom

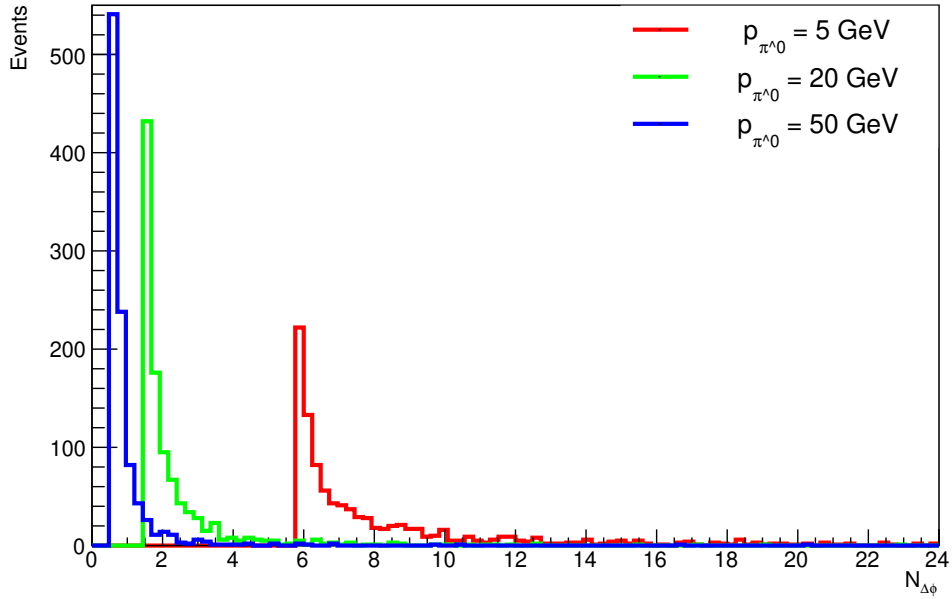
$$\sin \frac{\alpha_{min}}{2} = \frac{m_\pi}{E_\pi} \quad (2.9)$$

čo v prípade našich simulácií zodpovedá minimálnym uhľom v tabuľke 2.1.

Tabuľka 2.1: Vypočítané minimálne rozletové uhly pre jednotlivé energie materských častíc

$p_{\pi^0}$ [GeV]	$\alpha_{min}$ [°]
5	3,013
20	0,768
50	0,309

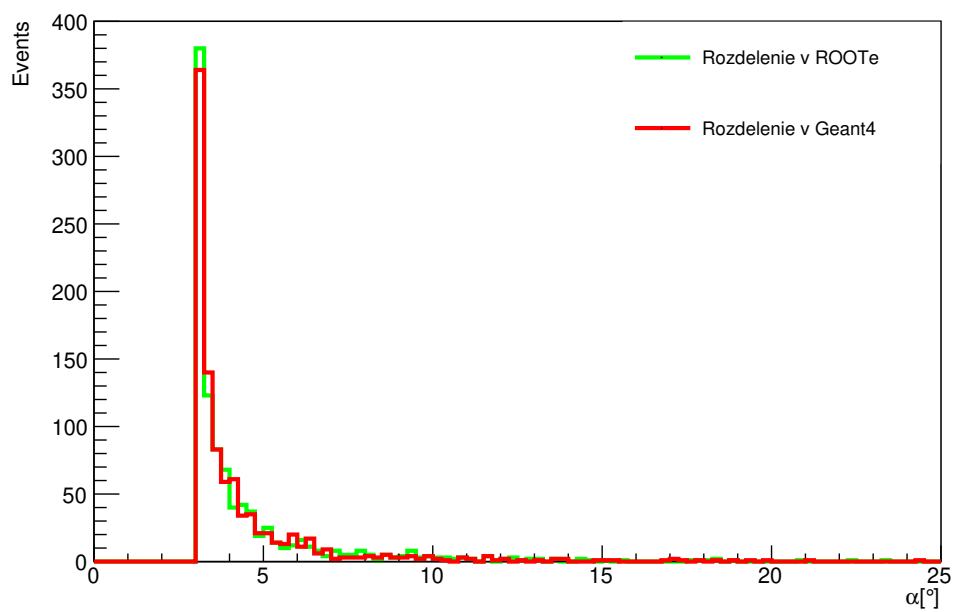
Nižšie sú zobrazené uhlové rozdelenia prevedené na rozmer bunky kalorimetra  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,01 \times 0,009$ , rozpady sme uvažovali v tranzverzálnej rovine. Pre pióny s hybnosťou 50 GeV je minimálny rozpadový uhol pod hranicou rozmeru jednej bunky — takéto rozpady by detektor zaregistroval ako jeden fotón. Pre pióny o hybnosti 20 GeV a 5 GeV sú rozdelenia  $N_{\Delta\phi}$  väčšie, avšak pri zaznamenávaní deponovanej energie v kalorimetroch dochádza ku sčítavaniu naprieč viacerými bunkami v  $\eta \times \phi$  rozmere — čo môže mať pre malý uhol  $\alpha$  opäť za následok misidentifikáciu fotónového páru ako jednu časticu. V detektore FCC je druhá vrstva jemne segmentovaná s rozmerom bunky  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0025 \times 0,009$ , čo si kladie za cieľ identifikovať práve príspevky od rozpadov  $\pi^0$ . Pri rozpadoch nízkoenergetických piónov taktiež hrozí, že energia deponovaná fotónmi bude príliš nízka a jej príspevok bude odfiltrovaný v rámci potlačenia šumu.



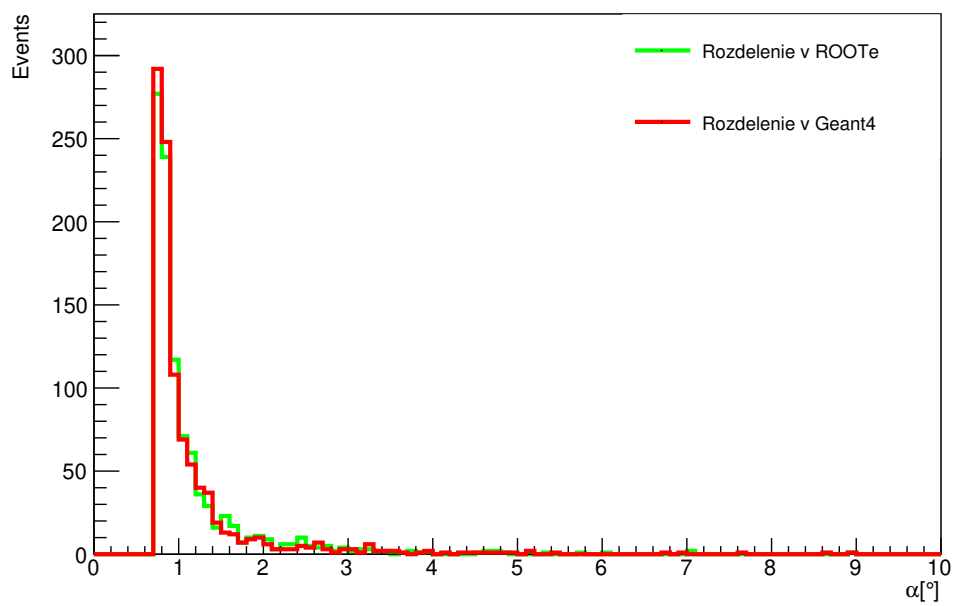
Obrázok 2.2: Uhlové rozdelenie pre rozpad  $p_{\pi^0} \rightarrow \gamma\gamma$  GeV škálované na rozmer bunky  $\Delta\phi = 0,009$

## 2.3 Rozpady $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ v programe Geant4

Na potvrdenie výsledkov rozdelenia vytvoreného v ROOTe sme zvolili softvér FCCSW, ktorý slúži na štúdium experimentov na FCC. Rozpad častice bol simulovaný metódou Monte Carlo v programe Geant4. Ako vstup poslúžili monoenergetické zväzky pióny s hybnosťou  $p_{\pi^0} = 5$  GeV, 20 GeV a 50 GeV, každý zväzok obsahoval 1000 častíc. Do súboru triedy NTuple sme následne uložili dáta o materskej častici a produktoch rozpadu, konkrétne o ich energii, identifikačnom kóde častice a kartézskych zložkách hybnosti. Dáta sme štatisticky spracovali v programe ROOT. Z výsledkov sme vybrali udalosti s dvoma fotónmi, ktorých energia v rámci zachovania celkovej energie sústavy činila energiu pôvodného piónu. Výsledky sú zobrazené nižšie na obrázkoch 2.3, 2.4 a 2.5, rozdelenie sme porovnali so spektrom vytvoreným v ROOTe (viz. kapitola 2.2).

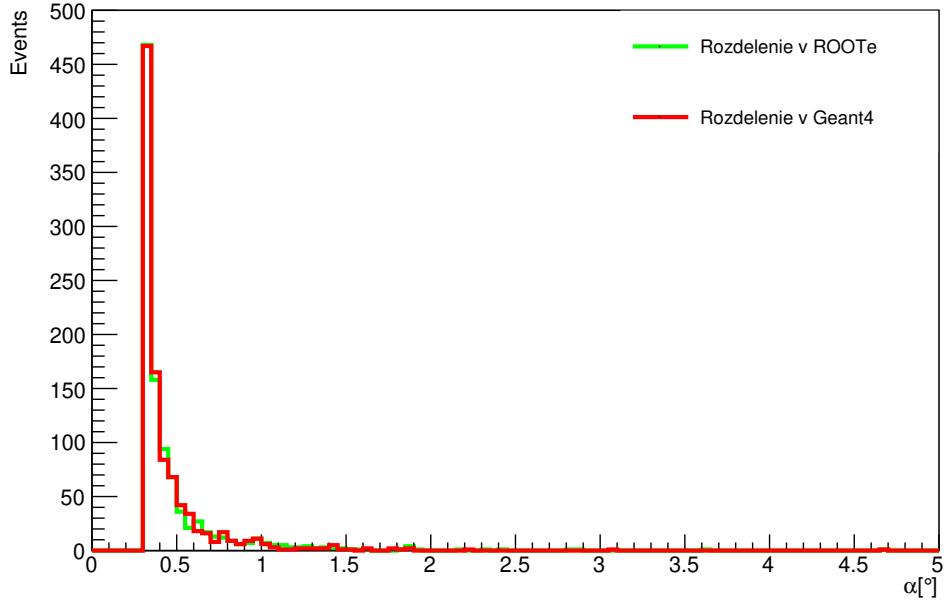


Obrázok 2.3: Uhlové spektrum produktov rozpadu  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  pre  $p_{\pi^0} = 5$  GeV



Obrázok 2.4: Uhlové spektrum produktov rozpadu  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  pre  $p_{\pi^0} = 20$  GeV





Obrázok 2.5: Uhlové spektrum produktov rozpadu  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  pre  $p_{\pi^0} = 50$  GeV

Opäť pozorujeme úzky peak v okolí uhlu  $\alpha_{min}$ . Uhlové rozdelenie viditeľne kopíruje charakteristiku histogramov vytvorených v ROOTe, v tabuľke 2.2 porovnáваме strednú hodnotu  $\mu_\alpha$  a štandardnú odchýlku RMS rozdelení. Z tabuľky aj histogramov vidno, že náš jednoduchý model vytvorený v ROOTe sa dobre zhoduje s výsledkami z Geant4 — vizuálne, aj kvalitatívne. Rozpad piónu na fotónový pár je teda charakterizovaný veľmi malým rozletovým uhlom  $\alpha$  aj pre nízke hybnosti  $p_{\pi^0}$  kvôli malej invariantnej hmotnosti  $\pi^0$  a s rastúcou energiou materskej častice sa uhlové spektrum posúva k čoraz nižším hodnotám.

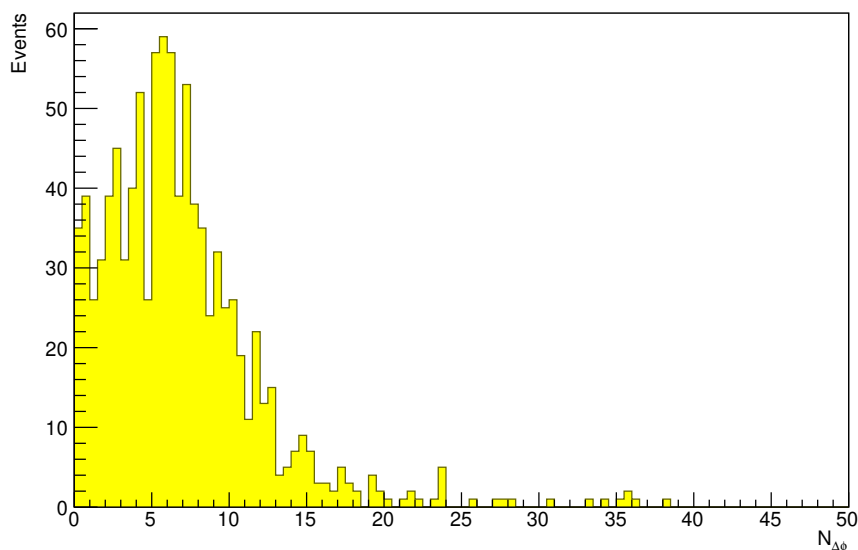
Tabuľka 2.2: Porovnanie strednej hodnoty  $\mu_\alpha$  a štandardnej odchýlky RMS pre rozdelenia generované v ROOTe a Geant4

$p_{\pi^0}$ [GeV]	ROOT		Geant4	
	$\mu_\alpha$ [°]	RMS [°]	$\mu_\alpha$ [°]	RMS [°]
5	4,032	1,423	3,983	1,324
20	1,155	0,738	1,150	0,798
50	0,469	0,325	0,453	0,281

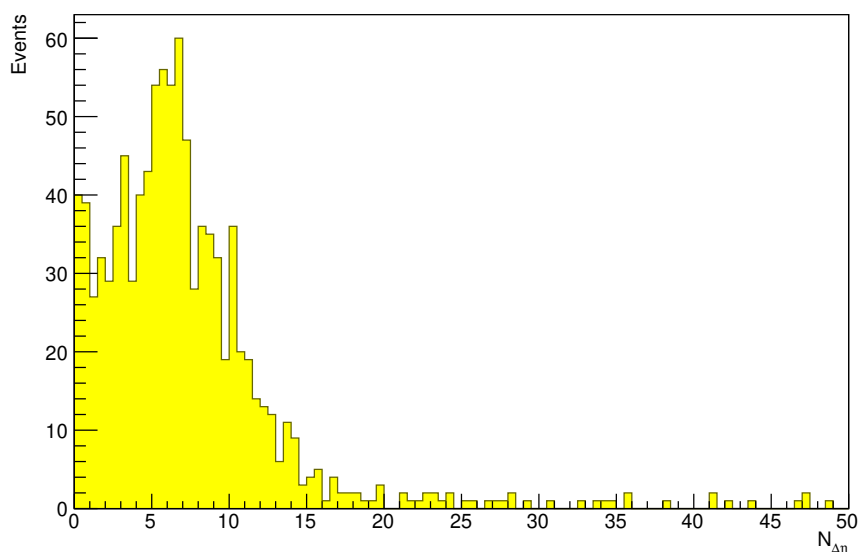
Vo vyššie uvedených simuláciách sme pracovali s energiami z intervalu 5-50 GeV. V detektore FCC-hh bude dochádzať ku zrážkam s ťažiskovou energiou na škále desiatok TeV, teda musíme počítať s produkciou piónov s vysokými hodnotami hybnosti. Ideálne by sme boli schopní spoľahlivo zachytiť rozpad  $\pi^0$  s hybnosťou do  $\sim 50 - 80$  GeV. Ako však sa však ukáže v nasledujúcej kapitole, adekvátne registrovať a rekonštruovať rozpad už pri nižšej hybnosti sa pohybuje na hranici technologických schopností detektorov. Na identifikáciu piónov tak bude treba okrem jemnej granularity využiť iné metódy, ako napríklad zapojenie neurónových sietí.

### 3. Identifikácia neutrálnych piónov v bunkách kalorimetra

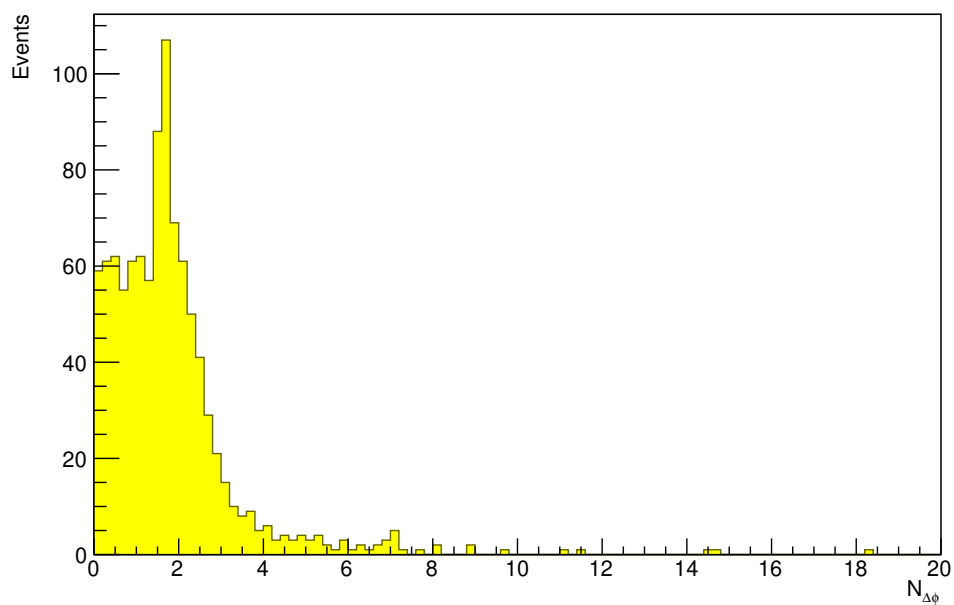
V nasledujúcej kapitole sa budeme zaoberať detekciou rozpadov v kalorimetri a schopnosťou detektora rozlíšiť od seba jednotlivé rozpadové produkty po priechode kalorimetrom. Smery trajektórie materských častíc boli generované náhodne pre  $\phi \in [-\pi; \pi]$  a  $\eta \in [-1,5; 1,5]$ . Ako prvé sme vypočítali uhlové rozdelenie rozpadových produktov v  $\phi$  a  $\eta$  rovine a previedli ho na rozmer bunky v danom smere. Výsledné rozdelenia sú na obrázkoch 3.1 až 3.6



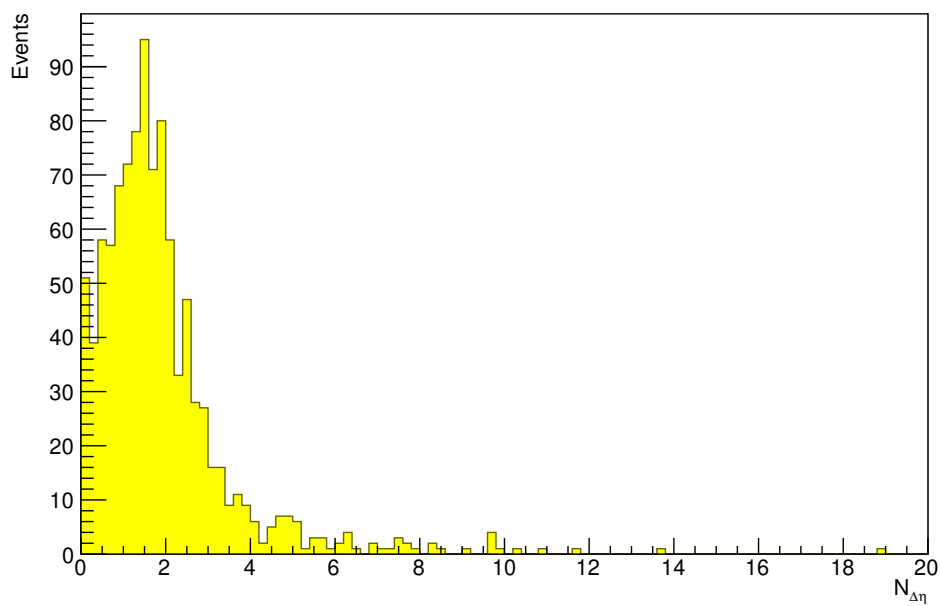
Obrázok 3.1: Rozdelenie rozpadového uhlu v  $\phi$  rovine pre  $p_{\pi^0} = 5$  GeV,  $\Delta\phi = 0,009$



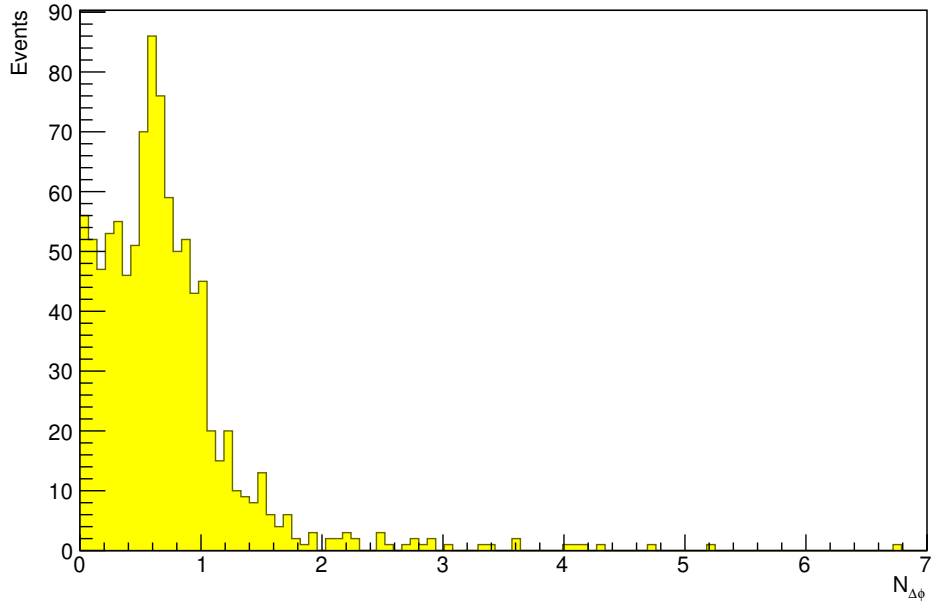
Obrázok 3.2: Rozdelenie rozpadového uhlu v  $\eta$  rovine pre  $p_{\pi^0} = 5$  GeV,  $\Delta\eta = 0,01$



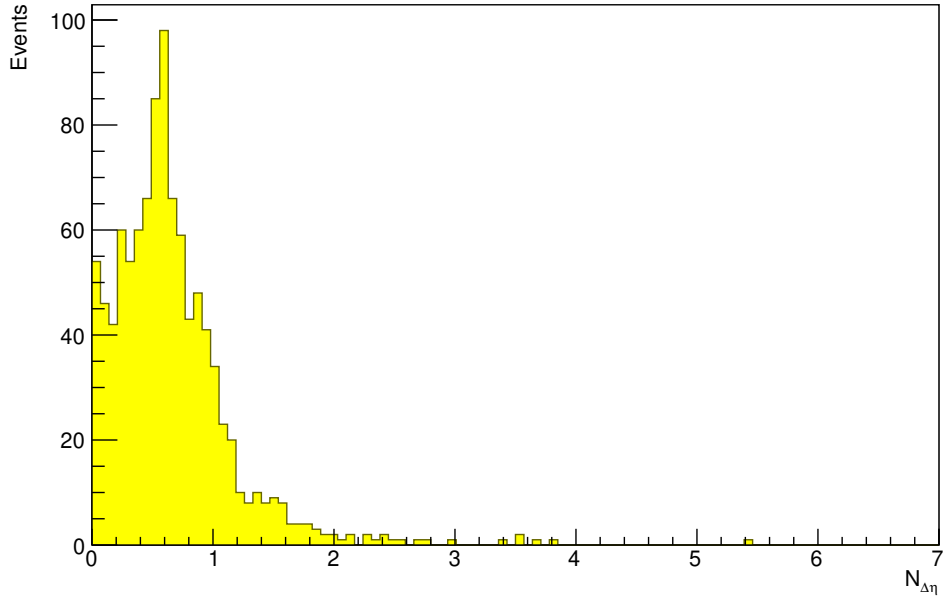
Obrázok 3.3: Rozdelenie rozpadového uhlu v  $\phi$  rovine pre  $p_{\pi^0} = 20$  GeV,  
 $\Delta\phi = 0,009$



Obrázok 3.4: Rozdelenie rozpadového uhlu v  $\eta$  rovine pre  $p_{\pi^0} = 20$  GeV,  
 $\Delta\eta = 0,01$



Obrázok 3.5: Rozdelenie rozpadového uhlu v  $\phi$  rovine pre  $p_{\pi^0} = 50$  GeV,  $\Delta\phi = 0,009$



Obrázok 3.6: Rozdelenie rozpadového uhlu v  $\eta$  rovine pre  $p_{\pi^0} = 50$  GeV,  $\Delta\eta = 0,01$

Na rozdeleniach pozorujeme rozšírenie spektra oproti obrázku 2.2, kde sme uvažovali rozpad výlučne v rovine  $\phi$ , spôsobené nenulovou hodnotou  $\eta$  piónov z generovaného zväzku. Rozdelenia majú viditeľné maximum v okolí rozmeru, ktorý odpovedá  $\alpha_{min}$ . Oproti rozdeleniu na obrázku 2.2 pozorujeme aj hodnoty menšie, než pre  $\alpha_{min}$  — dôsledok projekcie rozletového uhlu do  $\eta$  a  $\phi$ . Vzdialenosť rozletových produktov v  $\eta \times \phi$  sústave je tak veľmi malá — pre pióny s hybnosťou 20 GeV a viac zasiahne značná časť fotónových párov len jednu bunku, čo obmedzí schopnosť softvéru rozlíšiť od seba tieto častice.

Spolu s rozpadmi piónov program Geant4 ukladal aj dáta o energii deponovanej v bunkách kalorimetra. Simulované prostredie pozostávalo z cylindrického kalorimetra obklopujúceho centrálny bod (tzv. „vertex“), ktorý tvoril počiatok trajektórie častíc. Rozmer bunky kalorimetra v prvej vrstve činil  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,01 \times 0,009$ , pri rekonštrukcii energetického clusteru softvér sčítal energiu naprieč 9 bunkami v rozmere  $\eta$  a 17 bunkami v rozmere  $\phi$ . Pre každý monoenergetický pión sme mali k dispozícii súradnice centra energetického clusteru a celkový súčet deponovanej energie.

Počas simulácií sme upravili výberové kritériá softvéru tak, aby sme mohli pracovať aj s piónmi o  $p_{\pi^0} = 5$  GeV — rekonštrukčný algoritmus programu je optimalizovaný na hľadanie energetických clusterov s energiou väčšou, než 20 GeV. Konkrétne sme znížili hranicu „threshold“, ktorá slúži na potlačenie elektronického šumu, alebo pozadia spôsobeného nízkoenergetickými zrážkami. Pri rekonštrukcii clusteru sa energia sčítava aj v radiálnom smere  $r$ , tzv. „tower“. Ak energia deponovaná v tomto smere je väčšia, než threshold, softvér vytvorí v danom mieste cluster. Pre  $p_{\pi^0} = 5$  GeV sme threshold nastavili na 2 GeV, pre  $p_{\pi^0} = 20$  GeV na 5 GeV. Taktiež sme porovnávali schopnosť softvéru zachytiť rozpady  $\pi^0$  s  $p_{\pi^0} = 50$  GeV pre prahové hodnoty 2 GeV a 5 GeV.

Úspešný záchyt rozpadu piónu sme hľadali v podobe rekonštrukcie dvoch clusterov pre jednu materskú časticu. V tabuľke 3.1 je zhrnutý počet rekonštruovaných dvojclusterových udalostí  $N_C$  z celkového množstva  $N = 1000$  pre rôzne hybnosti  $p_{\pi^0}$ .

Tabuľka 3.1: Počet dvojclusterových udalostí  $N_C$  zaznamenaných pre rôzne  $p_{\pi^0}$

$p_{\pi^0}$ [GeV]	threshold [GeV]	$N_C$
5	2	1
20	5	26
50	2	73
50	5	20

Vidíme, že v prevažnej väčšine prípadov clusterovací algoritmus zlyhal v rozlíšení rozpadových produktov a identifikoval ich ako jeden energetický cluster. Napriek tomu, že rozletové uhly sú menšie s rastúcou energiou  $\pi^0$ , najmenej dvojclusterových udalostí bolo zachytených práve pre nízkoenergetické pióny s  $p_{\pi^0} = 5$  GeV. Túto skutočnosť pripisujeme faktu, že napriek zníženiu výberového kritéria na potlačenie nízkoenergetických udalostí bolo v bunkách deponované príliš malé množstvo energie na adekvátnu rekonštrukciu. Toto vysvetlenie podporuje fakt, že pre niektoré generované rozpady softvér nevytvoril žiaden cluster.

Uhlové rozdelenia clusterov v dvojclusterových udalostiach všeobecne neodpovedali rozpadovému uhlu. Súradnice clusterov označovali vážený priemer energie počítaný zo všetkých buniek v clusteri. Malý rozletový uhol pre pióny o hybnosti 20 GeV a 50 GeV však znamená, že po vstupe fotónov do kalorimetra dôjde ku prekryvu elektromagnetických spršiek. Vzďialenosť od počiatočného bodu do kalorimetra činila  $R = 1950$  mm. Pre minimálne rozpadové uhly v tabuľke 2.1 bude separácia rozpadových produktov po vstupe do kalorimetra 2,61 cm pre  $p_{\pi^0} = 20$  GeV a 1,05 cm pre  $p_{\pi^0} = 50$  GeV. Tento údaj môžeme porovnať s Molièrovym polomerom  $M_R$ , definovaným ako polomer valca, ktorý priemerne obsiahne 90 % spršky. Molièrov polomer elektromagnetického LAr kalorimetra v FCC činí  $M_R = 5,7$  cm [12]. Spršky tvorené v materiáli tak budú vykazovať značný prekryv a toto môže mať za následok fakt, že algoritmus nesprávne určí polohy centier clustrov, prípadne obe spršky zahrnie do jediného clusteru. Na spoľahlivú identifikáciu piónov by bolo potrebné podrobnejšie preskúmať vnútornú štruktúru clusterov a študovať rozloženie energie v bunkách, najmä v druhej, jemne segmentovanej vrstve. Porovnaním spršiek pre  $\gamma$  alebo  $e^\pm$  a  $\pi^0$  bude tak možné v rozsahu  $\sim 20 - 80$  GeV identifikovať rozpad piónov.

# Záver

V tejto práci sme skúmali rozpady neutrálnych piónov a schopnosť ich zaznamenania v detektore FCC-hh. Prácou so softvérom ROOT a Geant4 sme našli rozdelenie rozpadového uhla fotónového páru pre rozpadový mód  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  a porovnali ho pre pióny s hybnosťami  $p_{\pi^0} = 5$  GeV,  $p_{\pi^0} = 20$  GeV a  $p_{\pi^0} = 50$  GeV. Zistili sme tak, že prevažná väčšina rozpadov je charakterizovaná minimálnym rozpadovým uhlom, alebo uhlom z jeho blízkeho okolia.

Následne sme pozorovali rekonštruované clustery deponovanej energie z rozpadov v elektromagnetickom kalorimetri a hľadali udalosti, kedy softvér identifikoval rozpady piónu. Úspešnosť rekonštrukčného algoritmu sa pohybovala rádovo v jednotkách percent. Prevažnú väčšinu deponovaných clusterov tak softvér určil chybné ako príspevok od jediného fotónu.

Pri práci s rozpadmi sme pracovali s rozmerom bunky kalorimetra  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,01 \times 0,009$ . Navrhovaný barelový kalorimeter v FCC bude obsahovať vrstvu s jemnejšou segmentáciou  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0025 \times 0,009$ . Ďalej by bolo vhodné preskúmať, či zvýšenie granularity zlepší schopnosť clusterovacieho algoritmu zachytiť rozpady  $\pi^0$  a odlíšiť ich od jednofotónových udalostí. Z rekonštruovaných clusterov sme taktiež nedostali informáciu o rozletovom uhle produktov rozpadu. Tento problém by si vyžadoval ďalšiu optimalizáciu rekonštrukčného algoritmu, napríklad využitím neurálnych sietí.

Počas rekonštrukcie elektromagnetických spířsok sme neuvažovali reálne parazitické efekty, ako príspevky od nízkoenergetických častíc a elektronický šum. Tieto efekty predstavujú hranicu, ktorá obmedzuje rozlíšenie detektora aj pri vyššej granularite kalorimetra a predstavuje tak ďalšie technologické výzvy do budúcnosti.

# Zoznam použitej literatúry

- [1] Standard model. [online]: <https://www.pngwing.com/en/free-png-klicb>.
- [2] F. Piquemal B. Jeckelmann. The Elementary Charge for the Definition and Realization of the Ampere. *Ann. Phys.*, 531(5):1800389, 2019.
- [3] Josef Žáček. *Úvod do fyziky elementárních částic*. Nakladatelství Karolinum, Praha, 2006.
- [4] K.A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chinese Physics*, C38(9):32, 2014.
- [5] Zbyšek Trka Ivan Úlehla, Michal Suk. *Atomy, jádra, částice*. Academia, Praha, 1990.
- [6] C. Amsler et al. Quark Model. *Physics Letters*, B667(3):173, 2008.
- [7] C. Amsler et al. Review of Particle Physics. *Physics Letters*, B667(3):38, 2008.
- [8] W. Armour. An Analysis of the Hadronic Spectrum from Lattice QCD. page 25, 2006. [online]: <https://arxiv.org/abs/hep-lat/0609056>.
- [9] CERN. [online]: <https://home.cern>.
- [10] LHC Injector Chain. [online]: <http://www.maalpu.org/lhc/LHC.chain.png>.
- [11] ATLAS Experiment – public results (cit. 24.4.2021). [online]: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>.
- [12] M. Aleksa, P. Allport, R. Bosley, J. Faltova, J. Gentil, R. Goncalo, C. Helsen, A. Henriques, A. Karyukhin, J. Kieseler, C. Neubüser, H. F. Pais Da Silva, T. Price, J. Schliwinski, M. Selvaggi, O. Solovyanov, and A. Zaborowska. Calorimeters for the FCC-hh, 2019.
- [13] S. Sultansoy. Resonance Production of Excited u-quark at the FCC Based  $\gamma p$  Colliders. *Acta Phys. Pol.*, B49(10):3, 2017.
- [14] J. Beringer et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev.*, D86(1):360, 2012.
- [15] Detectors - Taking a closer look at LHC. [online]: [https://www.lhc-closer.es/taking\\_a\\_closer\\_look\\_at\\_lhc/1.detectors](https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/1.detectors).
- [16] A. Abada et al. FCC-hh: The Hadron Collider. *Eur. Phys. J. Special Topics*, 228(4):755–1107, 2019.
- [17] Rene Brun and Fons Rademakers. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework. *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res.*, A(389):81–86, 1997.