

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Experimentální jaderná a částicová fyzika



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Miony ve sprškách kosmického záření

Muons in cosmic ray showers

Antonín Kravka

Vedoucí práce: RNDr. Petr Trávníček, Ph.D.

Konzultant: Ing. Jakub Vícha, Ph.D.

Rok: 2021



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2019/2020

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Antonín Kravka

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Název práce: Miony ve sprškách kosmického záření
(česky)

Název práce: Muons in cosmic ray showers
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

- 1) Studium literatury - pochopení rozvoje spršky kosmického záření v atmosféře
- 2) Studium literatury - současné modely jádro-jaderných interakcí a jejich použití v simulačních nástrojích CONEX a CORSIKA
- 3) Simulace v programu CONEX pro různé modely jádro-jaderných interakcí, porovnání počtu mionů na zemi
- 4) Shrnutí mionového problému z výsledků Observatoře Pierra Augera, případně stanovení (mionového) signálu v povrchových detektorech Observatoře Pierra Augera pro dané složení primárního kosmického záření a různé modely jádro-jaderných interakcí
- 5) Sepsání práce, průběžně během plnění předchozích bodů

Doporučená literatura:

- [1] D. Perkins: Particle Astrophysics, Oxford University Press, 2009
- [2] T. Stanev: High Energy Cosmic Rays, Springer, 2010
- [3] A. Aab, et al. [Pierre Auger Collaboration]: The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 798 (2015) 172-213
- [4] A. Aab, et al. [Pierre Auger Collaboration]: Testing Hadronic Interactions at Ultrahigh Energies with Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory, Phys. Rev. Lett. 117, 192001 (2016)
- [5] A. Aab, et al. [Pierre Auger Collaboration]: Muons in Air Showers at the Pierre Auger Observatory: Mean Number in Highly Inclined Events, Phys. Rev. D 91, 032003 (2015)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

RNDr. Petr Trávníček, Ph.D., Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i.

Jméno a pracoviště konzultanta:

Ing. Jakub Vícha, Ph.D., Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i

Datum zadání bakalářské práce: 25.10.2019

Termín odevzdání bakalářské práce: 07.07.2020

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

.....
garant oboru

.....
vedoucí katedry



.....
děkan

V Praze dne 25.10.2019

Prohlášení

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

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

V Praze dne

.....

Antonín Kravka

Poděkování

Mé vřelé díky patří vedoucímu práce RNDr. Petru Trávníčkovi, Ph.D., jehož odborný přístup, podnětné návrhy a nadměrná ochota byly stěžejními články při psaní této práce. Také bych velmi rád poděkoval Ing. Jakubovi Víchovi, Ph.D. za jeho neocenitelné rady a trpělivost, kterou se mnou měl při práci na tomto školním díle. Dále bych chtěl poděkovat pražské a neapolské skupině Observatoře Pierra Augera za poskytnutí simulací spršek kosmického záření a dat z povrchového a fluorescenčního detektoru Observatoře Pierra Augera. Nakonec bych rád také poděkoval mé rodině za podporu při mém studiu, bez níž by tato práce nevznikla.

Antonín Kravka

Název práce:

Miony ve sprškách kosmického záření

Autor: Antonín Kravka

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: RNDr. Petr Trávníček, Ph.D.

Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i.

Konzultant: Ing. Jakub Vícha, Ph.D.

Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i.

Abstrakt:

Kosmické záření patří do stále z velké části neprobádaného odvětví astročásticové fyziky. Interakcí tohoto záření s molekulami plynů v zemské atmosféře vznikají kaskády sekundárních částic, nazývané spršky kosmického záření. Velkou část detekovaného signálu z těchto spršek tvoří signál pocházející od sekundárních mionů. Tato práce se zabývá studiem propagace kosmického záření zemskou atmosférou, vlastností mionové komponenty spršek kosmického záření a následně detekcí spršek detektory Observatoře Pierra Augera. V teoretické části této práce je tato problematika stručně popsána, zatímco v praktické části jsou simulovány spršky kosmického záření pomocí simulačního programu CONEX, které jsou dále srovnány s předpověďmi teoretických modelů. Ve druhé sekci této části jsou poté porovnávány simulace spršek s daty zaznamenanými povrchovými detektory Observatoře Pierra Augera, přičemž pozornost je věnovaná tzv. mionovému problému, který je i po letech výzkumu stále nevysvětleným fenoménem.

Klíčová slova: Kosmické záření, sprška kosmického záření, mionová komponenta kosmické spršky, Observatoř Pierra Augera, mionový problém

Title:

Muons in cosmic ray showers

Author: Antonín Kravka

Abstract:

Cosmic rays belong to a branch of astroparticle physics that is not yet fully understood. By interacting with gas molecules in the Earth's atmosphere, cosmic rays produce cascades of secondary particles called cosmic ray showers. A part of the signal detected from these showers consists of signals originating from secondary muons. This thesis focuses on studying the propagation of cosmic rays through Earth's atmosphere, properties of the muon component of cosmic ray showers and shower detection by detectors of the Pierre Auger Observatory. This is described in the theoretical section of this thesis, while in the practical section, cosmic ray showers are simulated using simulation software CONEX and results are then compared to predictions from theoretical models. Also, detailed shower simulations are compared to data acquired from the detectors of the Pierre Auger Observatory, while the attention is paid to the so-called muon problem, which still remains an unsolved phenomenon.

Keywords: Cosmic rays, cosmic ray shower, muon component of an air shower, the Pierre Auger Observatory, the muon problem

Obsah

Úvod	15
1 Kosmické záření	17
1.1 Primordiální a primární kosmické záření	17
1.1.1 Tok částic primárního kosmického záření	18
1.2 Sekundární kosmické záření	19
1.3 Miony v zemské atmosféře a v podzemí	22
1.3.1 Propagace mionů v atmosféře	22
1.3.2 Propagace mionů v zemském masivu	24
2 Modely propagace sekundárního kosmického záření	27
2.1 Heitlerův model elektromagnetické komponenty spršky	27
2.2 Heitler-Matthewsův model hadronové komponenty spršky	28
2.2.1 Inelasticita hadronových interakcí	29
2.2.2 Superpoziční aproximace	30
2.3 Modely hadronických interakcí	31
3 Detekce kosmického záření Observatoří Pierra Augera	33
3.1 Observatoř Pierra Augera	33
3.1.1 Povrchový detektor	34
3.1.2 Fluorescenční detektor	35
3.1.3 Další detekční zařízení Observatoře Pierra Augera	37
3.2 Mionový problém	37
4 Srovnání Monte Carlo simulací s teoretickými modely a daty Observatoře Pierra Augera	39
4.1 Srovnání středního počtu mionů na úrovni Observatoře Pierra Augera pomocí simulací a teoretických modelů	39
4.2 Srovnání MC simulací s daty zaznamenanými povrchovým detektorem Observatoře Pierra Augera	44
Závěr	53
Literatura	55

Úvod

Kosmické záření je jedním z významných, leč stále z velké části neprobádaných odvětví astročásticové fyziky. Oficiálně objeveno Victorem Hessem roku 1912, i po více než sto letech výzkumu zůstávají určité jevy týkající se tohoto záření velkým tajemstvím. Co je ovšem obecně známo (leč také ne zcela vysvětleno), je fakt, že kosmické záření po interakci s atomovými jádry plynů zemské atmosféry produkuje kaskádu sekundárních částic, nazvanou sprška kosmického záření, která se skrze atmosféru šíří, díky čemuž ji lze detekovat na zemském povrchu. Detekce těchto kaskád je primárním účelem Observatoře Pierra Augera [1], jednoho z největších experimentů zabývajících se studiem kosmického záření na světě. Velká část detekovaného signálu pochází od velmi rychlých mionů, které vznikají v atmosféře rozpadem sekundárních hadronů. Tato práce se zabývá zkoumáním obsahu mionů ve sprškách kosmického záření využitím teoretických modelů, spršek nasimulovaných pomocí Monte Carlo (ozn. MC) simulací a dat zaznamenaných detektory Observatoře Pierra Augera.

Praktickým cílem této práce je proniknout do problematiky kosmického záření a Observatoře Pierra Augera a na jednoduchých příkladech porovnat předpovědi různých modelů hadronických interakcí z hlediska produkce mionů. V dalším kroku je úkolem posoudit, nakolik současné MC modely popisují reálná data získaná detektory Observatoře Pierra Augera, opět z hlediska mionového signálu.

V první kapitole je nahlédnuto do problematiky kosmického záření. Zmiňuje se zde jeho charakter, výskyt a jevy s ním spojené ve vesmíru, tvorba spršek kosmického záření a také propagace mionů, vznikajících v těchto sprškách, zemskou atmosférou a zemským masivem.

Ve druhé kapitole jsou zmíněny jednoduché teoretické modely, které popisují chování jednotlivých komponent kosmických spršek. Popsán je nejprve Heitlerův model elektromagnetické komponenty spršky a následně z něho vycházející Heitler-Matthewsův model hadronové komponenty spršky, přičemž dále jsou zmíněny korekce na inelasticitu hadronových interakcí a také rozšíření na těžší kosmická jádra. Na závěr této kapitoly jsou stručně popsány modely hadronických interakcí využívající MC simulace, které jsou hojně používány pro simulaci kosmických spršek.

Třetí kapitola se zabývá popisem Observatoře Pierra Augera, konkrétně principem fungování a získáváním dat povrchovým a fluorescenčním detektorem. Zmíněna jsou další detekční zařízení, které jsou v Observatoři Pierra Augera přítomna, a také výsledky tří studií zabývajících se přebytkem mionů v datech z výše zmíněných detektorů oproti MC simulacím, což často bývá označováno jako tzv. mionový problém.

Ve čtvrté kapitole je ukázána praktická část této práce. Nejdříve jsou srovnány spršky nasimulované v simulačním programu CONEX [2] a teoretické předpovědi Heitler-Matthewsova modelu. Dále jsou simulace jsou modifikovány tak, aby odrážely reálné zastoupení spršek detekovaných Observatoří Pierra Augera. Jednotlivé hadronické modely jsou poté srovnávány mezi sebou z hlediska produkovaného počtu mionů. V druhé části této kapitoly jsou srovnány spršky simulované v simulačním programu CORSIKA [3] a data zaznamenaná detektory Observatoře Pierra Augera. Zde je kladen důraz na porovnání velikosti signálu v povrchovém detektoru mezi simulacemi a daty, přičemž pozorovaný nesoulad je interpretován jako nedostatek mionů v simulacím oproti datům.

Pátá kapitola shrnuje poznatky z výsledků bakalářské práce.

Kapitola 1

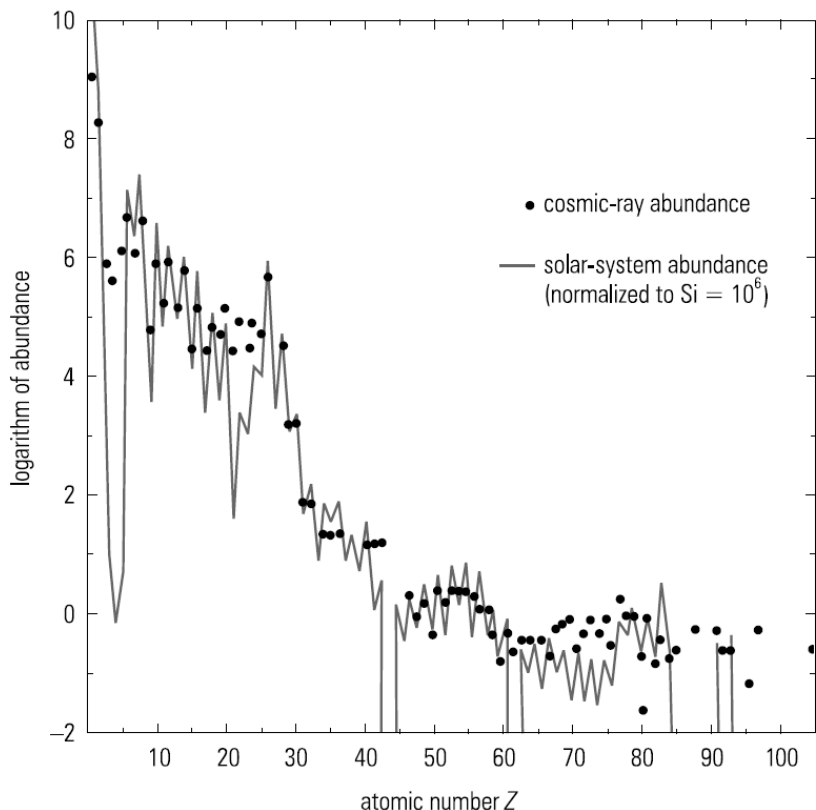
Kosmické záření

1.1 Primordiální a primární kosmické záření

Primordiálním kosmickým zářením označujeme vysoko-energetické částice, které prolétávají vesmírem rychlostmi blízkými rychlosti světla. Tyto částice jsou převážně jádra atomů, nejčastěji (z cca 86%) vodíku, dále helia (11%) a zbytek tvoří jádra s protonovým číslem $Z \geq 3$, elektrony a neutrální částice, jako jsou neutrony, fotony a neutrina [4]. Antičástice ke zmíněným částicím lze ve vzácných případech také detekovat, ovšem je předpokládáno, že vznikly až druhotnými interakcemi částic s mezihvězdným plynem.

Kosmické částice přibližně kopírují abundanci prvků ve Sluneční soustavě, ovšem nalezneme zde zásadní rozdíly, především pro prvky se $Z = 3, 4, 5$ a se Z mezi 21 a 25, přičemž nad $Z = 70$ se již tato podobnost vytrácí (viz Obr. 1.1).

Většina takových částic, které nepřímo detekujeme na Zemi, vzniká převážně v naší galaxii, ovšem nad určitou energii částice dokáží svoji galaxii opustit (pro proton je taková energie v řádech 10^{15} eV, pro jádro železa již v řádech 10^{16} eV), a takovéto částice z jiných galaxií lze zaznamenat i na Zemi. Kosmické částice jsou při průchodu vesmírem vystavovány nespočetně vlivům, které je vychylují z jejich původní dráhy, je tedy prakticky nemožné vysledovat jejich původní polohu. Mezi nejvýraznější takové vlivy patří magnetická pole v mezigalaktickém a galaktickém prostoru, ale například i Slunce, jehož magnetické pole brání části kosmického záření o energii do 10 GeV dosažení Země. Jako další modulátory kosmického záření lze považovat například tzv. sluneční vítr, což je proud nabitých částic tvořených ve svrchní vrstvě Slunce, tzv. koróně, nebo samo magnetické pole Země. Kosmické částice, které přes všechny externí vlivy dosáhnou horní hranice zemské atmosféry, nazýváme primárním kosmickým zářením.



Obr. 1.1: Srovnání složení kosmického záření s abundancí prvků ve sluneční soustavě, převzato z [5].

1.1.1 Tok částic primárního kosmického záření

Tok částic primárního kosmického záření, které dopadá na atmosféru Země, vykazuje pro různé intervaly energií primárních částic poměrně přesnou mocninnou závislost, konkrétně

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad \gamma = \begin{cases} 2,7 & \text{pro } E < 10^{16} \text{ eV} \\ 3 & \text{pro } 10^{16} \text{ eV} < E < 4 \cdot 10^{18} \text{ eV} \\ 2,69 & \text{pro } 4 \cdot 10^{18} \text{ eV} < E < 4 \cdot 10^{19} \text{ eV} \\ 4,2 & \text{pro } 4 \cdot 10^{19} \text{ eV} < E, \end{cases} \quad (1.1)$$

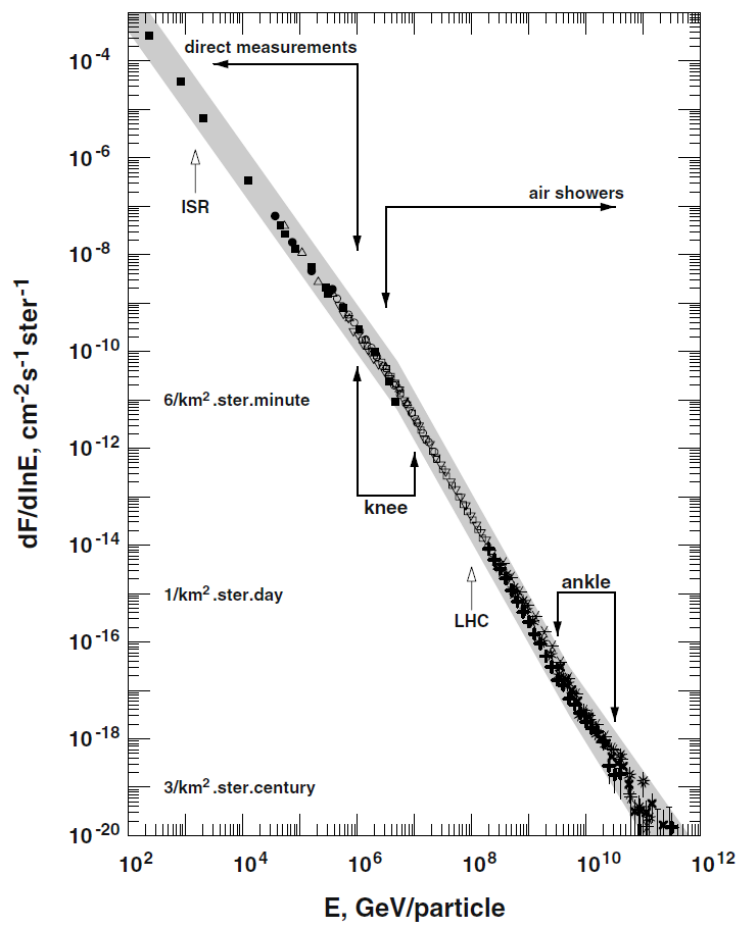
kde N je počet částic, které dosáhly horní hranice atmosféry, E je energie kosmické částice a γ je tzv. spektrální index [4]. Výše zmíněné energie, spolu s Obr. 1.2, na kterém je vyobrazen celkový diferenciální tok všech typů jader v kosmickém záření v závislosti na jejich energii, popisují význačné oblasti, kde se mocninná závislost mění. První z nich je tzv. koleno v oblasti mezi 10^{15} a 10^{16} eV, po kterém tato závislost klesá strměji. Tento jev může být vysvětlován například tím, že částice v této energetické oblasti začínají opouštět své galaxie, čímž se docílí strmějšího spektra. Jeden z dalších důvodů může být ten, že maximální energie, kterou může výbuch supernovy udělit částicím, je v řádech 10^{15} eV (pro vyšší energie musí existovat jiný způsob urychlení částic). Další oblastí je tzv. kotník, po které závislost klesá mírněji.

Této oblasti náleží energie řádově od 10^{18} do 10^{19} eV, přičemž pro částice s vyšší energií je předpokládáno, že pocházejí z extragalaktických zdrojů [6].

Částice o energii přibližně $4 \cdot 10^{19}$ eV již začínají interagovat s reliktním zářením ve vesmíru, čímž rapidně ztrácejí energii. Pro protony se toto děje při tzv. foto-pionických procesech přes tvorbu Delta rezonancí, neboli



Výše zmíněná energie je nazývána GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin) cutoff a teoreticky předpovídá konec energetického spektra kosmického záření na této hodnotě. Greisen ve své práci ([7]) uvádí střední vzdálenost, při níž proton o energii 10^{20} eV ztratí energii pod hodnotu GZK limitu, jako 13 Mpc. Pro vzdálenosti menší než je tato hodnota je tedy možné detekovat protony (a další částice) s vyšší energií i na Zemi, což bylo potvrzeno i experimentálně [8].



Obr. 1.2: Spektrum kosmického záření pro všechna kosmická jádra v závislosti na energii jednotlivých nukleonů jader, převzato z [6].

1.2 Sekundární kosmické záření

Primární kosmické záření po dosažení zemské atmosféry interaguje s jádry v atmosféře, převážně jádry dusíku a kyslíku, a produkuje sekundární částice, také zvané

sekundární kosmické záření. Tyto sekundární částice jsou především piony, ale mohou se tvořit i jiné, jako například kaony či Λ baryony (které byly objeveny právě v důsledku zkoumání sekundárního kosmického záření) nebo i excitované stavy jednotlivých jader [9]. Následnými rozpady se tvoří také elektrony, pozitrony a fotony. Tyto částice dále interagují v atmosféře, čímž vzniká kaskáda částic, označovaná jako sprška kosmického záření. Spršky vzniklé díky primárnímu kosmickému záření o vysoké energii ($> 10^{15}$ eV) jsou také nazývány anglickým termínem "extensive air showers". Pro takové záření, jehož tok atmosférou je velmi malý, je studium spršek kosmického záření jediným způsobem, jak ho pozorovat.

Pro popis propagace kosmické spršky v atmosféře se používá veličina atmosférická hloubka měřená v $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$, přičemž celková atmosférická hloubka (od vršku atmosféry k hladině moře) odpovídá hodnotě $\approx 1030 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ (pokud se částice pohybuje skrze atmosféru pod úhlem Θ vůči zenitu, atmosférická hloubka se zvětšuje přibližně s $\frac{1}{\cos \Theta}$). Zatímco radiační délka elektronů a fotonů (pro elektron střední vzdálenost, za kterou se jeho energie procesem brzděného záření sníží na hodnotu $\frac{1}{e}$ jeho původní energie, a pro vysoko-energetický foton $\frac{7}{9}$ střední volné dráhy procesu tvoření elektron-pozitronového páru) ve vzduchu je $36,66 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$, interakční délka hadronů (střední volná dráha mezi dvěma nepružnými srážkami) je $\approx 85 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ pro nukleony či $120 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ pro piony [6]. Celková hloubka atmosféry tedy koresponduje s 28 radiačními délkami, resp. s 11 interakčními délkami. Na zemském povrchu je tedy téměř nemožné detekovat primární částici, což je další důvod, proč je nutné studovat efekty kosmických spršek.

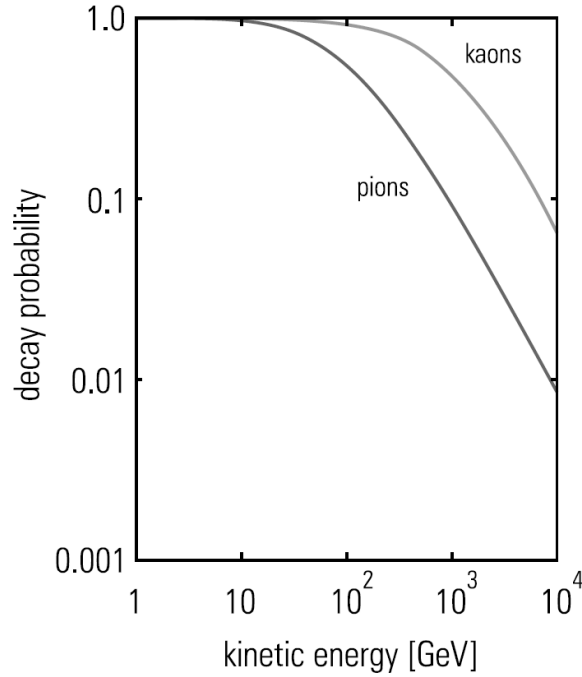
Při kolizi primární kosmické částice s jádrem v atmosféře vznikají mimo jiné π^+ , π^- a π^0 v poměru přibližně dvou nabitých pionů na jeden neutrální. Neutrální piony se téměř okamžitě ($\approx 8\cdot 10^{-17}$ s) rozpadají na dva fotony, které při vyšších energiích tvoří elektron-pozitronové páry, přičemž takto vytvořené elektrony a pozitrony tvoří další fotony procesem brzděného záření, neboli

$$\begin{aligned}\pi^0 &\longrightarrow \gamma + \gamma \\ \gamma + Z &\longrightarrow Z + e^+ + e^- \\ e^\pm + Z &\longrightarrow Z + e^\pm + \gamma,\end{aligned}\tag{1.3}$$

kde Z je náboj jádra (které musí být přítomno například z důvodu zachování hybnosti [9]). Těmito procesy se generují elektromagnetické kaskády, které tvoří tzv. elektromagnetickou komponentu kosmické spršky.

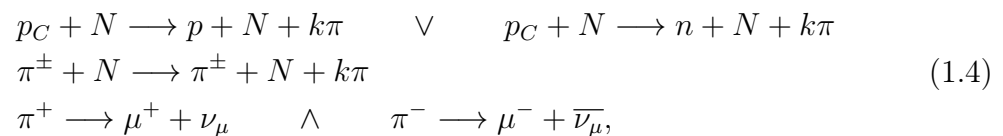
Primární kosmická jádra, nabitá piony a další hadrony tvoří tzv. hadronovou komponentu spršky. Nejjednodušeji lze popsat hadronickou kaskádu iniciovanou kosmickým protonem, která je zároveň ta nejčastější (viz sekce 1.1). Zároveň lze pro zjednodušení pokládat všechny sekundární interagující částice za piony, jelikož nabitá kaony, jakožto druhé nejčastěji produkované hadrony ve spršce (s pravděpodobností vzniku asi 10% v porovnání s piony), mají větší pravděpodobnost rozpadu než nabitá piony, což je ukázáno na Obr. 1.3.

Kosmický proton předá při první interakci s jádrem atmosféry přibližně polovinu své



Obr. 1.3: Závislost pravděpodobnosti nabitých pionů a kaonů na jejich kinetické energii, převzato z [5].

energie sekundárním pionům, přičemž tento proces zopakuje po každém proběhnutí své interakční délky. Takto vytvořené piony, pokud mají dostatečnou energii, mohou po průletu své interakční délky samy interagovat, čímž by vytvářely další generaci sekundárních částic, nebo se při nižších energiích, dříve než zainteragují, mohou rozpadnout na miony a mionová neutrina. Mimo energie závisí pravděpodobnost interakce či rozpadu i na poloze v atmosféře, jelikož piony mají větší pravděpodobnost rozpadu ve vyšších polohách, kde je atmosféra mnohonásobně řidší. Hadronickou kaskádu lze tedy popsat následujícími procesy:



kde p_C je primární proton, N je atmosférické jádro a k je multiplicita tvorby pionů. Miony již neinteragují silně, a i když i ony se při nízkých energiích mohou rozpadat na elektrony/pozitrony a příslušná neutrina, při vyšších energiích převládá ionizace a jejich energetické ztráty od místa zrodu až na zem jsou v průměru přibližně rovny 1,8 GeV [5]. Zatímco tak projitím dostatečně silné vrstvy atmosféry se elektromagnetická kaskáda postupně zastaví a vyhyne, vysokoenergetické miony pouze ztratí malou část své energie, a díky tomu tvoří většinu detekovaných částic ze spršky na úrovni moře (až 80%).

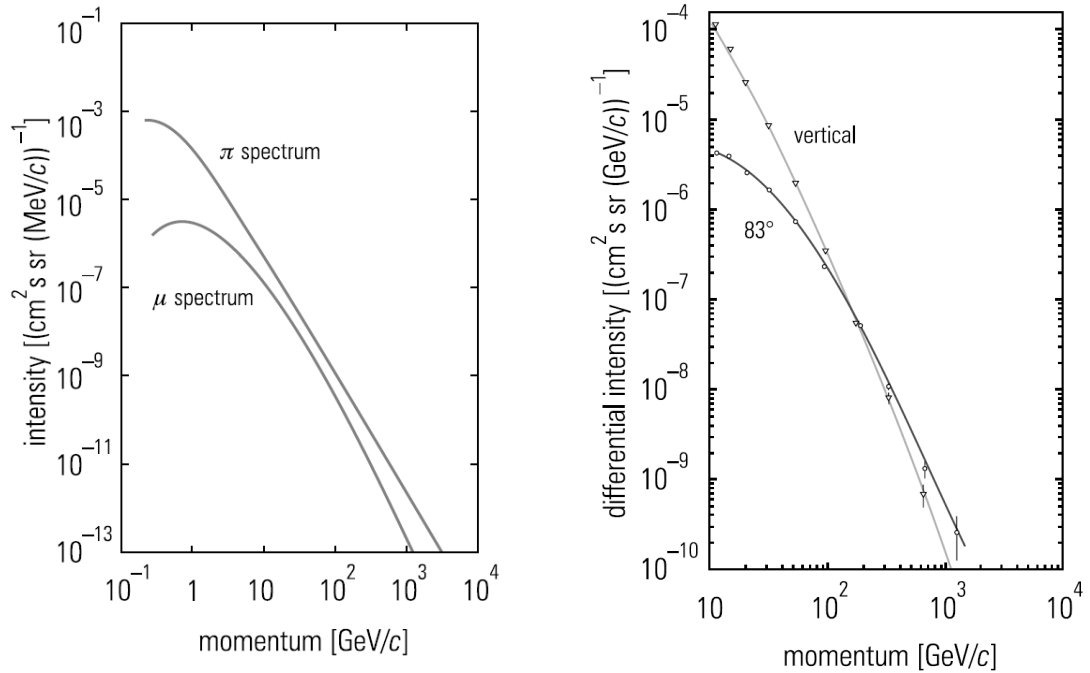
1.3 Miony v zemské atmosféře a v podzemí

1.3.1 Propagace mionů v atmosféře

Spektrum mionů produkovaných v kosmické spršce přímo závisí na tvorbě nabitých pionů a kaonů (či jiných částic) při interakci kosmické částice s jádry atmosféry (ukázáno na Obr. 1.4a), přičemž vytvořené miony v průměru nesou 79% energie mateřských pionů či 52% energie mateřských kaonů [10]. Jak bylo zmíněno výše, interakční délka nalétávajících jader je menší než $100 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$, většina pionů a kaonů se tedy tvoří ve stratosféře. Piony a kaony mají ve srovnání s miony mnohem menší střední rozpadovou dráhu λ_{decay} (mean decay length - viz Tab. 1.1), většina z nich se tedy již ve stratosféře také rozpadne.

Spektrum hybností pionů a mionů (viz. Obr. 1.4a) spolu úzce souvisí a lze jej rozdělit zhruba na tři části v závislosti na intervalu hybností p těchto částic:

1. $p \lesssim 10 \text{ GeV}$: Nízko-energetické piony produkují miony vysoko ve stratosféře, přičemž tyto nízko-energetické miony se rozpadnou dříve, než dorazí k hladině moře. Tímto lze vysvětlit deficit mionů detekovaných na úrovni moře v poměru ku vytvořeným pionům ve spršce.
2. $10 \text{ GeV} \lesssim p \lesssim 100 \text{ GeV}$: Piony o těchto hybnostech mají větší energii, než v předchozím případě, ale stále ne takovou, aby začaly dále interagovat a produkovat další, terciární částice. Miony vzniklé rozpadem takových pionů již mají dostatečnou energii na to, aby dorazily k hladině moře, a proto mají piony a miony o takových hybnostech podobná spektra.
3. $100 \text{ GeV} \lesssim p$: Při takovýchto hybnostech piony s větší pravděpodobností za-interagují, než aby se rozpadly (při $E_{pion} = 100 \text{ GeV}$ je $\lambda_{decay} \approx 5,6 \text{ km}$, což koresponduje s atmosférickou hloubkou $\approx 160 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ v nižších vrstvách stratosféry $\implies 160 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2} \approx X_{decay} > X_{interaction} \approx 120 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$). Tím vzniknou piony o nižších energiích, které se řídí spektrem z předchozích částí. V tomto případě se spektrum mionů liší od pionů pouze o faktor E^{-1} , což lze vysvětlit větším příspěvkem mionů ze spršek propagujících atmosférou pod větším zenitovým úhlem. Piony vytvořené v takových sprškách musejí urazit mnohem větší vzdálenost, přičemž ve vyšších vrstvách atmosféry je mnohem řidší hustota atmosférických jader, a tedy pravděpodobnost rozpadu pionů je zde podpořena (viz Obr. 1.4b). Takovým rozpadem vznikne vysoko-energetický mion, který přispívá ke konečnému tvaru spektra mionů detekovaných na úrovni moře.



(a) Spektrum pionů ve výšce jejich vytvoření ve srovnání se spektrem mionů detekovaných na úrovni moře, převzato z [5].

(b) Porovnání spekter mionů z vertikální a inklinované spršky pod úhlem 83° , převzato z [5].

Obr. 1.4

	γ []	λ_{decay} [m]
Pion - $E_{pion} = 1$ GeV	7,16	55,70
Pion - $E_{pion} = 100$ GeV	716,49	5 569,96
Kaon - $E_{kaon} = 1$ GeV	2,03	7,53
Kaon - $E_{kaon} = 100$ GeV	202,56	753,01
Mion - $E_{mion} = 1$ GeV	9,46	6 233,66
Mion - $E_{mion} = 10$ GeV	94,64	62 336, 60

Tab. 1.1: Lorentz faktory $\gamma = \frac{E}{m_x c^2}$ a střední rozpadové dráhy λ_{decay} pro různé a různě energetické částice.

Spektrum mionů ze spršky iniciované kosmickým protonem (o energii $< 10^{16}$ eV se spektrem $1.8 \cdot E^{-2.7}$) lze za předpokladu 2-částicových rozpadů pionů a kaonů a popsat vztahem převzatým z [11] (který spektrum popisuje přesně pouze pro vyšší energie mionů, jelikož nezahrnuje energetické ztráty):

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \simeq 0.14 E_\mu^{-2.7} \left[\frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \theta}{\varepsilon_\pi}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \theta}{\varepsilon_K}} \right], \quad (1.5)$$

kde θ je zenitový úhel, $\varepsilon_\pi = 115$ GeV a $\varepsilon_K = 850$ GeV jsou energie, při kterých již nelze zanedbat sekundární interakce pionů a kaonů. Členy v závorce tedy reprezentují miony z rozpadů pionů a kaonů.

1.3.2 Propagace mionů v zemském masivu

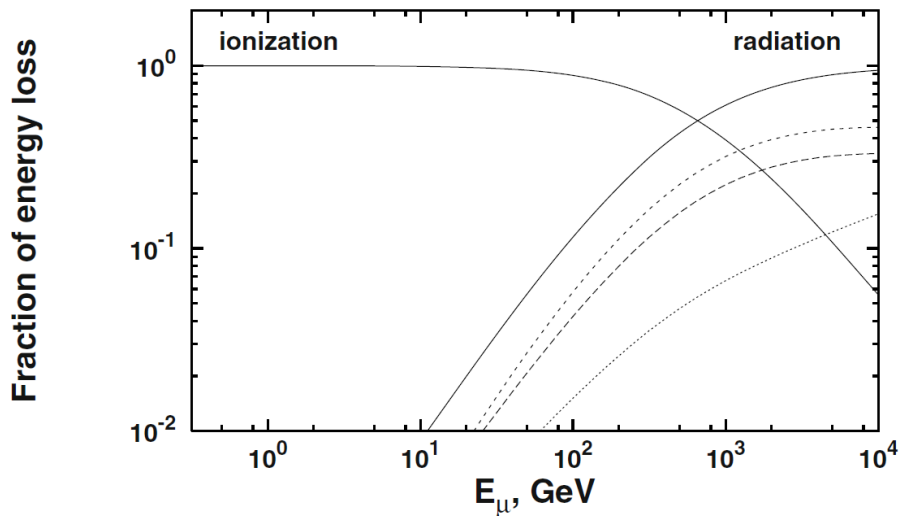
Jediné částice ze spršky kosmického záření, které mohou proniknout hluboko do zemského masivu, jsou miony a neutrina. Zatímco miony v atmosféře ztrácejí energii výhradně prostřednictvím ionizačních ztrát, v podzemí je nutno brát v potaz i procesy brzdného záření, produkce elektron-pozitronových párů (vzniklých z virtuálního fotonu vyzářeného mionem) a fotoprodukcí (v důsledku silné interakce zmíněného virtuálního fotonu s okolními jádry) (viz Obr. 1.5). Ionizační ztráty mionů lze brát konstantní ($a \sim 2 \text{ MeV}$ za každý $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$), zatímco radiační ztráty závisí na energii mionů, což lze celkově zapsat jako

$$\frac{dE_\mu}{dx} = -a - bE_\mu, \quad (1.6)$$

kde $b = b_{b.z.} + b_{e^+e^-} + b_{foto}$ je součet dílčích relativních energetických ztrát z výše zmíněných radiačních procesů (např. pro kámen je $b = 4 \cdot 10^{-6}$ [6]). Průměrnou energii mionu v podzemí pak lze vyjádřit následovně:

$$E_\mu = (E_\mu^0 + \varepsilon)e^{-bX} - \varepsilon, \quad (1.7)$$

kde E_μ^0 je počáteční energie mionu, X je hloubka v zemském masivu v $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ a ε je kritická energie, při které se energetické ztráty ionizační a radiačními procesy rovnají.



Obr. 1.5: Zastoupení ionizačních a radiačních ztrát v závislosti na energii mionů normalizované k celkovým energetickým ztrátám za každý $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Přerušované čáry vzestupným směrem: fotoprodukce, brzdné záření a tvorba elektron-pozitronových párů, převzato z [6].

Vzdálenost, kterou mion v podzemí urazí, lze zapsat následovně:

$$R = \frac{1}{b} \ln \left(\frac{E_\mu}{\varepsilon} + 1 \right), \quad (1.8)$$

přičemž tento vztah platí pouze tehdy, pokud je ionizace hlavním zdrojem energetických ztrát. Pokud tomu tak není, nejsou ztráty mionu spojitým procesem (díky pravděpodobnostnímu charakteru radiačních procesů) a R se tedy musí nahradit distribucí vzdáleností R .

Kapitola 2

Modely propagace sekundárního kosmického záření

2.1 Heitlerův model elektromagnetické komponenty spršky

Heitlerův model je jeden z nejjednodušších, ale zároveň velmi přesných modelů elektromagnetických kaskád. Tento model popisuje elektrony, pozitrony a fotony při dvou-částicových procesech popsáných v předešlé kapitole. Tyto částice s energií E_0 po uražení tzv. rozpadové délky (splitting length) d dávají vznik dvěma novým částicím, nesoucím polovinu energie mateřské částice (viz Obr. 2.1). Pro rozpadovou délku platí

$$d = \lambda_R \ln 2, \quad (2.1)$$

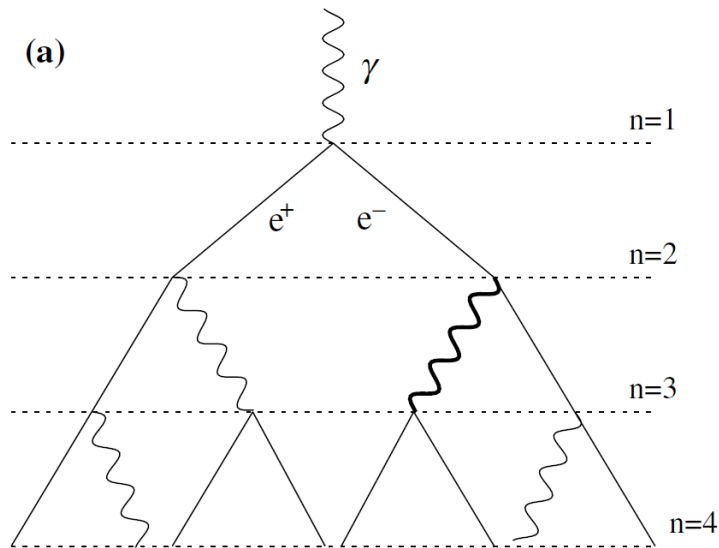
kde λ_R je radiační délka (radiation length) částice v daném médiu. Po n interakcích model počítá s $N = 2^n$ částicemi, přičemž každá částice tak nese energii

$$E_N = \frac{E_0}{2^n}. \quad (2.2)$$

Tyto procesy pokračují do té doby, než se po n_C rozpadech energie dceřinných částic sníží na tzv. kritickou energii ξ_C^{EM} , při které jsou účinné průřezy brzdného záření a produkce e^+e^- párů zanedbatelné. Pro vzduch je tato hodnota přibližně $\xi_C^{EM} = 85$ MeV [12]. Při této energii dosahuje sprška maximálního počtu částic $N_{max} = 2^{n_C}$ v atmosférické hloubce

$$X_{max}^{EM} = n_C d = \lambda_R \ln \frac{E_0}{\xi_C^{EM}}, \quad (2.3)$$

kterou nazýváme hloubkou maxima EM spršky. Heitlerův model není navrhnut na popsání jevů po dosažení maxima spršky, jelikož již nepočítá s energetickými ztrátami jednotlivých částic. Tento jev popisuje přesnější teorie elektromagnetických kaskád, která v této práci rozebírána nebude.



Obr. 2.1: Ilustrace Heitlerova modelu EM spršky, převzato z [12].

2.2 Heitler-Matthewsův model hadronové komponenty spršky

Heitler-Matthewsův model popisuje rozvoj hadronové komponenty kosmické spršky, přičemž jej lze brát jako zobecnění Heitlerova modelu elektromagnetických kaskád (viz. Obr. 2.2). Atmosféra se podle modelu rozdělí na vrstvy o šířkách $\lambda_I \ln 2$, kde λ_I je interakční délka (interaction length) hadronů. Tento model pokládá všechny vzniklé sekundární částice za piony, které pak buď dále interagují v atmosféře (nabitý pion), nebo se ihned rozpadnou na dva fotony a iniciují elektromagnetickou kaskádu (neutrální pion). Primární hadron s energií E_H produkuje po projití jedné vrstvy N_{CH} nabitých a $\frac{1}{2}N_{CH}$ neutrálních pionů, přičemž multiplicitu N_{CH} pro energie primárních částic od 10^{14} do 10^{17} eV bere tento model konstantní, $N_{CH} = 10$ [12]. Po n interakcích je ve spršce přítomno $N_\pi = (N_{CH})^n$ pionů, přičemž každý nese energii

$$E_\pi = \frac{E_H}{\left(\frac{3}{2}N_{CH}\right)^n}. \quad (2.4)$$

Nabitý pion interaguje do té doby, než se jejich energie sníží pod kritickou energii ξ_C^π , při které je účinný průřez interakcí s jádry atmosféry zanedbatelný a pion se rozpadá na miony. Toto se děje v atmosférické hloubce X_{max}^H , zvané hloubka maxima spršky (depth of shower maximum). Kritická energie je pak určena vztahem

$$\xi_C^\pi = \frac{E_H}{\left(\frac{3}{2}N_{CH}\right)^{n_C}}, \quad (2.5)$$

kde n_C je počet interakcí pionů před rozpadem na miony. Tento model pokládá $\xi_C^\pi = 20$ GeV pro energie v rozmezí od 10^{14} eV do 10^{17} eV, avšak pro tuto práci jsou

relevantní primární energie mezi 10^{17} eV a 10^{20} eV, je zde tedy nutné předpokládat efektivní kritické energie vyšší, konkrétně $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ [13].

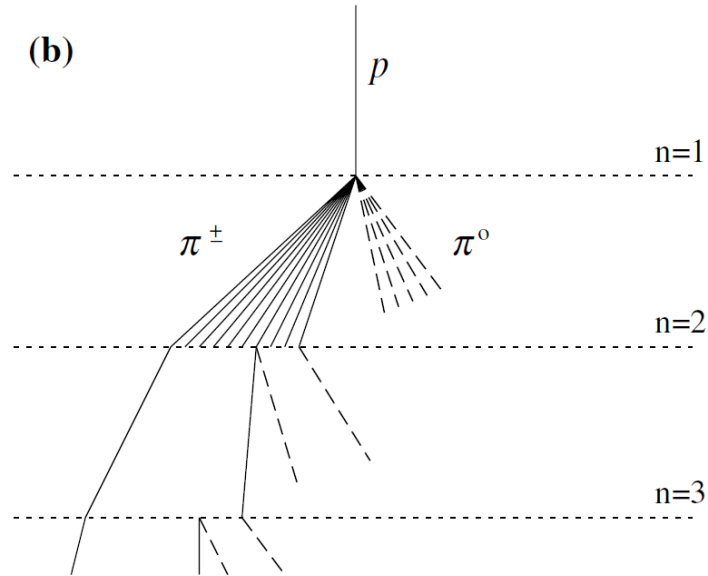
Jednou z významných veličin pro zkoumání kosmických spršek je počet mionů v hadronové komponentě spršky. Za předpokladu, že se všechny piony s energií pod ξ_C^π rozpadnou na miony a ty se již dále nerozpadnou, lze položit $N_\mu = N_\pi = (N_{CH})^{n_C}$. Pro celkový počet mionů pak platí

$$N_\mu = \left(\frac{E_H}{\xi_C^\pi} \right)^\beta, \quad (2.6)$$

kde

$$\beta = \frac{\ln N_{CH}}{\frac{3}{2} N_{CH}}. \quad (2.7)$$

Pro multiplicitu $N_{CH} = 10$ je $\beta = 0.85$, přičemž pro N_{CH} o řád vyšší platí $\beta = 0.92$ [12].



Obr. 2.2: Ilustrace Heitler-Matthewsova modelu hadronové komponenty kosmické spršky, převzato z [12].

2.2.1 Inelasticita hadronových interakcí

Předchozí modely zanedbávají mimo jiné i následující jev: Při nepružných hadronových interakcích se ve skutečnosti nezachovává kinetická energie, a proto pro tvorbu pionů není k dispozici celkové množství energie prvotní částice. Tato inelasticita se dá popsat parametrem κ , který je definován jako část celkové energie, ze které se dále mohou tvořit piony (Matthews ve [12] mluví o hodnotě $\kappa = 0.5$, ovšem při vyšších energiích tato hodnota není známá). Po zakomponování tohoto parametru

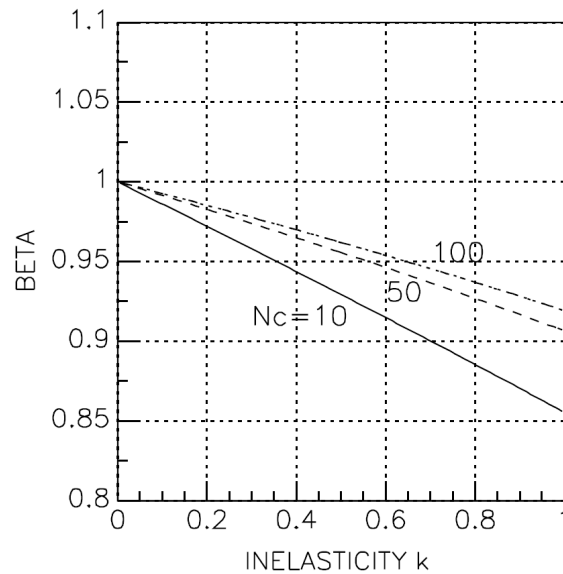
do Heitler-Matthewsova modelu lze vyjádřit kritickou energií pionů jako

$$\xi_C^\pi = \frac{E_H(1 - \frac{1}{3}\kappa)^{n_C}}{(1 + N_{CH})^{n_C}}, \quad (2.8)$$

přičemž počet mionů se stále řídí vztahem (2.6) s tím rozdílem, že β je nyní

$$\beta = \frac{\ln(1 + N_{CH})}{\ln\left(\frac{1 + N_{CH}}{1 - \frac{1}{3}\kappa}\right)}. \quad (2.9)$$

Na Obr. 2.3 je znázorněna závislost β na parametru inelasticity κ při různých multiplicitách N_{CH} . Pro simulace v poslední části této práce bude relevantní $\beta \approx 0.9 - 0.95$.



Obr. 2.3: Závislost parametru β na parametru inelasticity κ pro různé multiplicity N_{CH} , převzato z [12].

2.2.2 Superpoziční aproximace

Tzv. superpoziční aproximace zobecňuje Heitler-Matthewsův model pro těžší kosmická jádra [6]. Spršku, kterou takové jádro o s hmotnostním čísle $A > 1$ a počáteční energii E_H iniciuje, popisuje jako A nezávislých spršek vyvolaných jednotlivými nukleony o počátečních energiích $\frac{E_H}{A}$. Při takovéto modifikaci rovnice (2.6) přejde na

$$N_\mu^A = A \left(\frac{E_H}{A \xi_C^\pi} \right)^\beta = A^{1-\beta} N_\mu. \quad (2.10)$$

V porovnání s protonovými sprškami, při $\beta = 0.85$ je přebytek mionů ve sprškách iniciovaných jádry helia, resp. kyslíku, resp. železa 23%, resp. 52%, resp. 83% [6]. Pro taková těžší jádra jsou fluktuační ve vývoji dané spršky menší, při použití superpoziční aproximace se všechny fluktuační snižují s \sqrt{A} .

2.3 Modely hadronických interakcí

Jelikož výše zmíněné modely jsou velmi jednoduché a příliš nezabíhají do detailů elektromagnetických, resp. hadron-hadronických interakcí, vyvstává při studiu kosmických spršek potřeba využít více sofistikovanějších metod. Zde se přirozeně nabízí detailní Monte Carlo (MC) simulace, které jsou velmi efektivní při simulacích jaderných interakcí jak primárních, tak sekundárních hadronů. Modely využívající MC simulace musejí správně zacházet s různými hadron-hadronovými (případně s hadron-jadernými či jádro-jadernými) interakcemi, kalkulovat s různými účinnými průřezy přes velkou škálu energií, přičemž jejich prediktivní schopnosti musejí vykazovat velkou úspěšnost. Mezi takové modely patří hlavně SIBYLL [14, 15], založený na dual parton modelu [16], a také EPOS [17], QGSJET a QGSJET-II [18, 19], které jsou založeny na Gribov-Reggeově teorii [20, 21]. Modely se liší zacházením se strunami, při procesech vedoucích k zákonům zachování či v přístupu k tvrdým procesům (procesy s velkým přenosem hybnosti) [21]. Při vyšších energiích se od sebe výsledky těchto modelů¹ citelně odklánějí, je proto nutné tyto výsledky porovnávat s daty z urychlovačů. Výše zmíněné modely jsou hlavními modely hadron-hadronových interakcí používaných v simulačních programech CONEX [2] a CORSIKA [3], které jsou použity v k simulování kosmických spršek v této práci. Zatímco CORSIKA detailně simuluje celou spršku v tří-dimenzionálním prostoru a vyhodnocuje mimo energie i polohu a směr všech sekundárních částic, CONEX kombinuje MC simulace s výpočty pomocí kaskádních rovnic, čímž drasticky snižuje potřebnou výpočetní dobu, ovšem může být používán pouze k jednorozměrnému popisu kosmických spršek podél osy spršky.

¹V této práci jsou použity konkrétně tyto verze modelů: EPOS LHC, SIBYLL 2.1, SIBYLL2.3c, QGSJET01 a QGSJETII-04.

Kapitola 3

Detekce kosmického záření Observatoří Pierra Augera

3.1 Observatoř Pierra Augera

Observatoř Pierra Augera [1] je jednou z největších a nejvýznamnějších observatoří studujících kosmické záření na světě. Tato observatoř, postavená v roce 2008, se nachází v provincii Mendoza v Argentině, přičemž její nadmořská výška se pohybuje od 1340 m do 1610 m. Observatoř spadá do kategorie tzv. hybridních detektorů: Sestává se z 1660 Čerenkovových detektorů (které se dohromady označují jako povrchový detektor) a 24 fluorescenčních teleskopů. Povrchový detektor je umístěn na ploše o velikosti cca 3000 km², přičemž je separován do dvou rozdílně velikých částí: Ve větší části observatoře jsou Čerenkovovy detektory rozmístěny s rozestupy 1500 m, ve druhé jsou od sebe vzdáleny o 750 m. Fluorescenční detektor zahrnuje čtyři lokace po šesti teleskopech, přičemž každý teleskop má zorný úhel 30° ve vertikálním a 30° v horizontálním (azimutálním) směru. Dohromady má každá skupina teleskopů azimutální pokrytí 180°, přičemž natočena je k síti Čerenkovových detektorů. Povrchový detektor je v provozu kontinuálně, zatímco fluorescenční detektor lze použít pouze při nocích, kdy na obloze není žádný výrazný zdroj světla a při kterých také není přítomen déšť či silný vítr - v průměru je aktivní pouze v 15% času. Za těchto podmínek je kosmické záření ultra-vysokých energií detekováno z obou detektorů současně, což nejenom poskytuje zvýšené možnosti detekce kosmické spršky, ale mimo jiné umožňuje ověření výsledků jednoho typu detektorů tím druhým. Interpretace signálu z detektoru (event reconstruction) je pak založena na kombinaci dat z fluorescenčního a povrchového detektoru.

3.1.1 Povrchový detektor

Čerenkovovy detektory se sestávají z válcové vodní nádrže (viz. Obr. 3.1) o průměru 3.6 m, která pojme 12 000 litrů ultra-čisté destilované vody. V horní části detektoru jsou připevněny 3 fotonásobiče (umístěné symetricky ve vzdálenosti 1.2 m od jeho horizontální osy), které zaznamenávají Čerenkovovo záření emitované průchodem částic kosmické spršky médiem, ve kterém jsou tyto částice rychlejší, než je rychlost světla v tomto médiu (v tomto případě ve vodě). Nádrž je uzpůsobena tak, aby toto záření dobře odrážela a tím tak maximalizovala množství světla zachyceného fotonásobičem. Díky výšce nádrže, rovné 1.2 m, jsou Čerenkovovy detektory schopné detekovat také fotony o vysokých energiích, které se v detektoru konvertují na elektron-pozitronové páry. Každý z Čerenkovových detektorů je napájen ze svého solárního panelu a nepotřebuje být tedy součástí větší elektrické sítě.

Povrchový detektor je primárně určen k měření energie a směru příletu spršky. Čerenkovovy detektory měří Čerenkovovo záření v jednotkách VEM (vertical equivalent muon), kde jedna tato jednotka představuje signál ze zaznamenaného Čerenkovova záření od sekundárního mionu přilétávajícího kolmo na hladinu vody v detektoru. Jednotka VEM je použita jako referenční hodnota, na kterou se kalibrují všechny fotonásobiče v Čerenkovových detektorech.

K rekonstrukci sprškových událostí povrchovým detektorem se používají jím zaznamenané velikosti a doby signálů z prolétávajících částic. Po zjištění geometrie spršky jsou signály z Čerenkovových detektorů fitovány tzv. laterální distribuční funkcí, jelikož tak lze získat polohy dopadu spršky na povrch Země \vec{x}_{gr} . Tato funkce je vyjádřena ve tvaru modifikované Nishimura-Kamata-Greisenovy funkce [22, 23]

$$S(r) = S(r_{opt}) \left(\frac{r}{r_{opt}} \right)^\beta \left(\frac{r + r_1}{r_{opt} + r_1} \right)^{\beta+\gamma}, \quad (3.1)$$

kde β a γ jsou parametry (β je závislá na zenitovém úhlu a tzv. velikosti spršky), $r_1 = 700$ m, r_{opt} je tzv. optimální vzdálenost od jádra spršky a $S(r_{opt})$ je velikost signálu (nebo také ona velikost spršky) v této optimální vzdálenosti (pro síť Čerenkovových detektorů od sebe vzdálených 1500 m je $r_{opt} \approx 1000$ m, a proto velikost spršky značíme $S(1000)$) [1, 24].

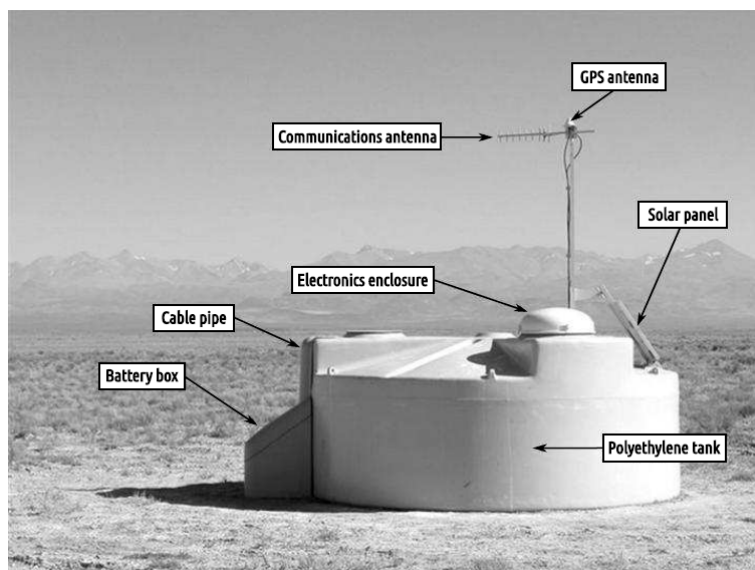
Směr příletu spršky je dán jednotkovým vektorem směru osy spršky

$$\vec{a} = \frac{\vec{x}_{sh} - \vec{x}_{gr}}{|\vec{x}_{sh} - \vec{x}_{gr}|}, \quad (3.2)$$

kde \vec{x}_{sh} je virtuální počátek spršky, zatímco celková energie zaznamenaná povrchovým detektorem je vyjádřena jako

$$E = A \left(\frac{S(1000)}{f_{CIC}(\theta) \cdot \text{VEM}} \right)^B, \quad (3.3)$$

kde $f_{CIC}(\theta)$ je křivka útlumu ($S(1000)$ klesá se zenitovým úhlem θ) a kde A a B jsou parametry určené na základě kalibrace signálu povrchového detektoru z energie měřené fluorescenčním detektorem, $A = (1.90 \pm 0.05) \cdot 10^{17}$ eV a $B = 1.025 \pm 0.007$ [1, 25].



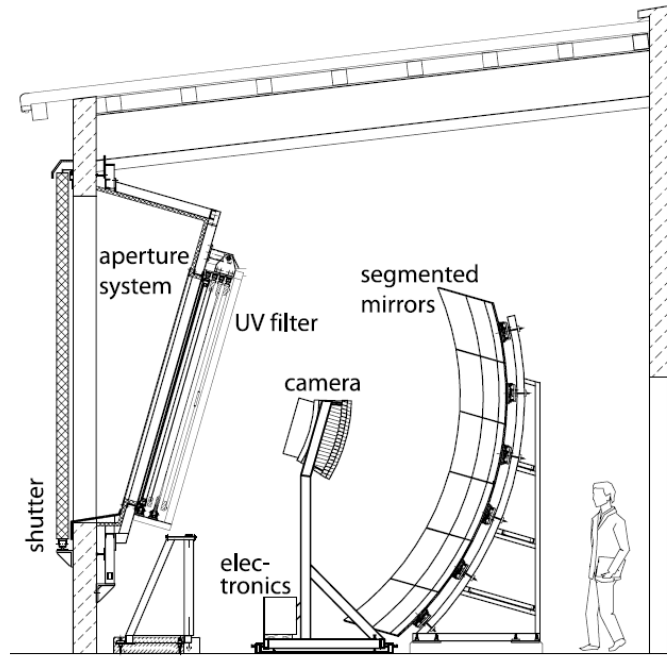
Obr. 3.1: Povrchový detektor Observatoře Pierra Augera a popis jeho částí, převzato z [1].

3.1.2 Fluorescenční detektor

Fluorescenční teleskopy (znázorněné na Obr. 3.2) jsou založeny na detekci fluorescenčního světla emitovaného izotropně z každého místa podél spršky. Takové světlo je emitováno v důsledku interakce převážně elektromagnetické komponenty spršky s molekulami plynů v atmosféře (povětšinou molekulami dusíku N_2), přičemž jeho vlnová délka se pohybuje v UV části světelného spektra. Světlo musí nejprve přejít přes kruhovou clonu o průměru 1.1 m. Ta s propustností nad 50% propouští světlo s vlnovou délkou od 310 do 390 nm, přičemž pro korekci sférické aberace je ještě před clonou nainstalována optická čočka. Po projití clonou je světlo soustředěno konvexním zrcadlem (sestaveným z menších symetrických segmentů) o poloměru zakřivení cca 3.4 m do kamery obsahující fotonásobiče uspořádané v matici 22x20.

Fluorescenční detektor je primárně určen k měření longitudinálního profilu spršky, který je po zintegrování vhodný k určení energie spršky. Mimo to je také schopen zachytit světlo pocházející z UV laserů nacházejících se uprostřed sítě Čerenkovových detektorů, které je směřováno do atmosféry za účelem měření výkonnosti fluorescenčního detektoru či zaznamenávání hladin aerosolu v rámci atmosférického monitoringu.

Po zdigitalizování (a rozbinování) analogového signálu z fotonásobičů tzv. ADC (analog to digital convertor) se pro rekonstrukci sprškových událostí nejprve vyberou takové pulzy, které mají poměr signálu a šumu větší než 5. Doba pulzů zaznamenaných i -tým fotonásobičem je pak dána vztahem



Obr. 3.2: Zjednodušené schéma fluorescenčního detektoru Observatoře Pierra Augera, převzato z [27].

$$t_i = \frac{\sum_k \tau_k^i s_k^i}{q_i}, \quad q_i = \sum_k s_k^i \quad (3.4)$$

kde τ_k^i je doba a s_k^i sesbíraný náboj v k -tém binu. q_i je pak celkový signál pro daný fotonásobič. Celkový světelný tok zaznamenaný v daném čase (neboli v časovém binu j), ze kterého lze po určení geometrie spršky vyvodit její energetické ztráty, je pak dán

$$F_j = \frac{1}{A_{clona}} \sum_{i=1}^{N_f} s_{ij}. \quad (3.5)$$

Zde s_{ij} představuje signál z i -tého fotonásobiče v j -tém časovém binu a A_{clona} značí plochu clony. Do N_f se počítají pouze ty fotonásobiče, které jsou vhodné pro danou geometrii spršky. Za účelem převodu světelného signálu na energetické ztráty v daném místě spršky se dále použije převodní faktor, tzv. fluorescenční zisk, měřený v laboratoři. Energetické ztráty v závislosti na atmosférické hloubce X jsou pak fitovány Gaisser-Hillasovou funkcí [26]

$$f_{GH}(X) = \left(\frac{dE}{dX} \right)_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X}{\lambda}}, \quad (3.6)$$

kde $\left(\frac{dE}{dX} \right)_{max}$ jsou energetické ztráty spršky v maximu spršky X_{max} a X_0 a λ jsou parametry charakteristické pro danou událost. Nafitovaná závislost pak odráží longitudinální profil kosmické spršky. Vyintegrováním Gaisser-Hillasovy funkce získáme

tzv. kalorimetrickou energii

$$E_{CAL} = \int_0^{\infty} f_{GH}(X)dX, \quad (3.7)$$

kteřou je nutné ještě opravit o chybějící energii nesenou miony a neutrinu, neboli

$$E_{FD} = E_{CAL} + f_{chyb}E_{CAL}, \quad (3.8)$$

kde E_{FD} je celková energie měřená fluorescenčním detektorem a $f_{chyb}E_{CAL}$ znázorňuje onu chybějící energii.

3.1.3 Další detekční zařízení Observatoře Pierra Augera

Observatoř Pierra Augera zahrnuje mimo povrchového a fluorescenčního detektoru mnoho dalších zařízení na podporu zmíněných detektorů či monitorování atmosféry. Jednou skupinou zařízení je HEAT (High Elevation Auger Telescopes), což jsou fluorescenční teleskopy, které se ovšem dají natočit o 29° ve vertikálním směru - takto mohou pokrýt interval zenitového úhlu od 30° do 58° , na což klasické fluorescenční teleskopy nejsou designované. Další takovou skupinou je síť Čerenkovových detektorů vzdálených od sebe 750 m, pod kterými je zakopaná síť scintilačních detektorů. Tato skupina je nazývána AMIGA (Auger Muon and Infilled Ground Array) a její efektivita se plně projeví při studování kosmických spršek s energiemi od $3 \cdot 10^{17}$ eV a zenitovými úhly od 0° do 55° [1]. Díky scintilačním detektorům má pak zvýšenou citlivost při detekování mionové komponenty spršky.

Observatoř nyní prochází upgradem nazvaným AugerPrime [28], spočívajícím v připevnění scintilačních detektorů na vršek Čerenkovových detektorů. Díky tomuto vylepšení bude možno mnohem lépe rozeznat komponenty detekovaného signálu, konkrétně mionovou a elektromagnetickou složku, ale také bude možno rozeznat části elektromagnetické komponenty v závislosti na způsobu její tvorby, tedy pokud vznikla z interakcí či rozpadů mionů nebo hadronů. Toto vylepšení přichází i s novou metodou klasifikace spršek, pomocí které lze každou spršku popsat podle její energie, počtu mionů a maxima spršky. Do roku 2018 bylo nasazeno 42 takto vylepšených detektorů, přičemž od roku 2020 do roku 2025 je naplánováno celkové spuštění všech detektorů pro maximální sběr dat [29].

3.2 Mionový problém

Mnoho aktuálních studií (zde zmíníme články [25], [30] a [13]) bylo věnováno problému přebytku mionů v signálu detektorů Observatoře Pierra Augera oproti Monte Carlo simulacím. Zmíněné články různými metodami vyvodily podobné závěry: V prvním zmíněném byly změřeny spršky kosmického záření o energiích mezi $4 \cdot 10^{18}$ a $5 \cdot 10^{19}$ eV se zenitovým úhlem $\theta > 62^\circ$, přičemž pozorovaný deficit mionů v simulacích byl 30%-80% $^{+17\%}_{-20\%}$ při energii 10^{19} eV v závislosti na modelu [25]. Ve druhém byly pozorovány spršky o energiích $\sim 10^{19}$ eV o zenitových úhlech mezi 0° a 60° ,

zde byl mionový přebytek popsán jako srovnatelný s mionovým signálem ze spršky iniciované jádrem železa, přičemž ostatní změřené vlastnosti indikovaly spršku iniciovanou kosmickým protonem [30]. V posledním zmíněném článku byla vzata data o energiích 6-16 EeV a zenitových úhlech mezi 0° a 60° , přičemž byla uvedena nová metoda minimalizující závislost na určení absolutní energie za uvedení škálovacích parametrů hadronické komponenty spršky R_{had} a celkové energie R_E aplikovatelných na modely EPOS-LHC a QGSJETII-04: Ve výsledku nebylo u simulací nutné kalibrovat celkovou energii ($R_E = 1.00 \pm 0.10$ pro EPOS-LHC a $R_E = 1.00 \pm 0.14$ pro QGSJETII-04), avšak pro kalibraci hadronické komponenty spršky u simulací byl škálovací parametr větší než 1, konkrétně $R_{had} = 1.33 \pm 0.16$ pro EPOS-LHC a $R_{had} = 1.61 \pm 0.21$ pro QGSJETII-04 [13].

Zatím tento přebytek vysvětlen není. Zda je tento jev důsledkem nepřesného modelování hadron-hadronických interakcí zmíněnými simulačními modely či nových neprozkoumaných jevů v částicové fyzice je otázka pro další výzkum nejenom v tomto oboru. Důležitou roli bude hrát i zhodnocení, nakolik výsledek ovlivňují systematické chyby, zejména při určování energetické škály.

Kapitola 4

Srovnání Monte Carlo simulací s teoretickými modely a daty Observatoře Pierra Augera

Jedním z hlavních úkolů bakalářské práce je srovnání předpovědí modelů hadronic-
kých interakcí s ohledem na počet mionů dopadajících na zemský povrch. Tímto
tématem se na základě autorových MC simulací zabývá podkapitola 4.1. S využitím
oficiální MC knihovny spršek kosmického záření a znalosti chemického složení od-
vozeného z dat fluorescenčního detektoru jsou následně v podkapitole 4.2 srovnány
předpovědi modelů s daty povrchového detektoru Observatoře Pierra Augera.

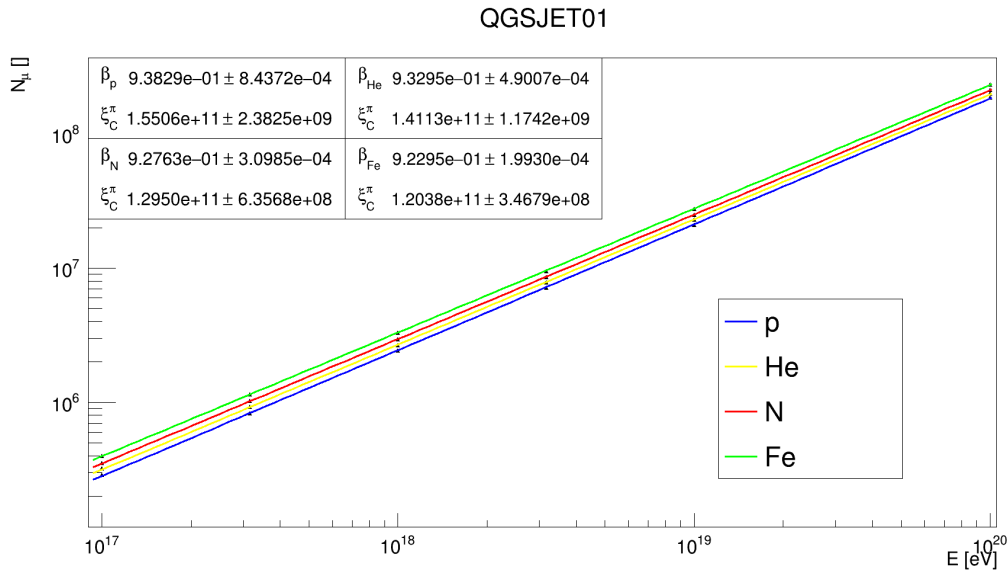
4.1 Srovnání středního počtu mionů na úrovni Ob- servatoře Pierra Augera pomocí simulací a teo- retických modelů

Atmosférickou hloubku Observatoře Pierra Augera (ozn. PAO) lze odhadnout jako
 $880 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$. V této sekci jsou simulovány inklinované kosmické spršky o zenitovém
úhlu $\theta = 60^\circ$, který byl zvolen s úvahou, že při tomto zenitovém úhlu v signálu
výrazně převládá mionová komponenta spršky nad elektromagnetickou. Podle pod-
kapitoly 1.2 se zmíněná atmosférická hloubka zvětší na

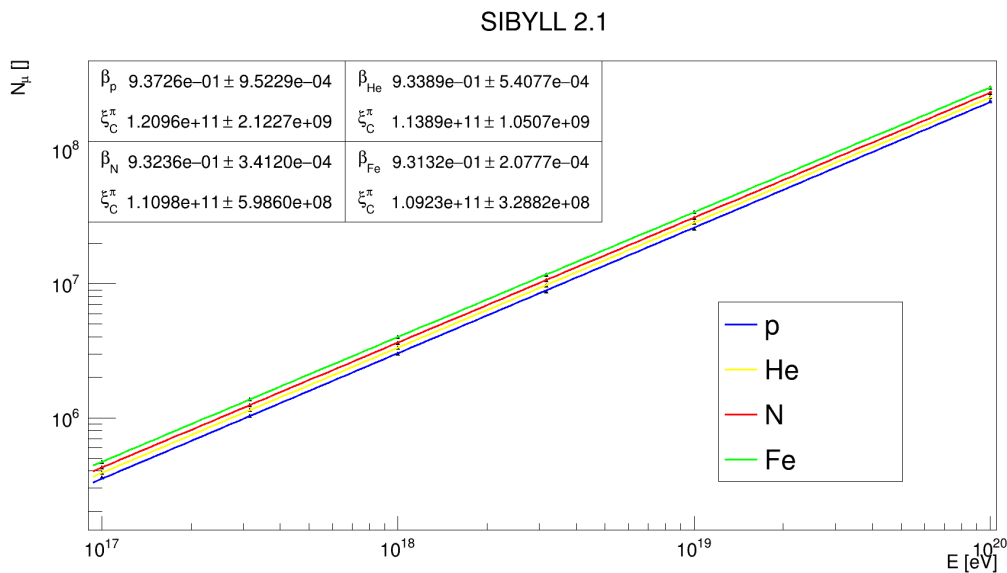
$$X_{PAO} \approx \frac{880}{\cos 60^\circ} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2} = 1760 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}. \quad (4.1)$$

Pro potřeby srovnání předpovědí různých modelů hadronic-
kých interakcí byly kos-
mické spršky nasimulovány v programu CONEX, přičemž použity byly modely
QGSJET01, SIBYLL2.1, QGSJETII-04 a EPOS LHC. Pro každou primární kos-
mickou částici, v tomto případě jádro vodíku 1H , helia 4He , dusíku ^{14}N a železa
 ^{56}Fe , a každou zvolenou primární energii $E \in \{10^{17}, 10^{17.5}, 10^{18}, 10^{18.5}, 10^{19}, 10^{20}\}$ eV
bylo v rámci každého z výše zmíněných modelů nasimulováno 1000 spršek.

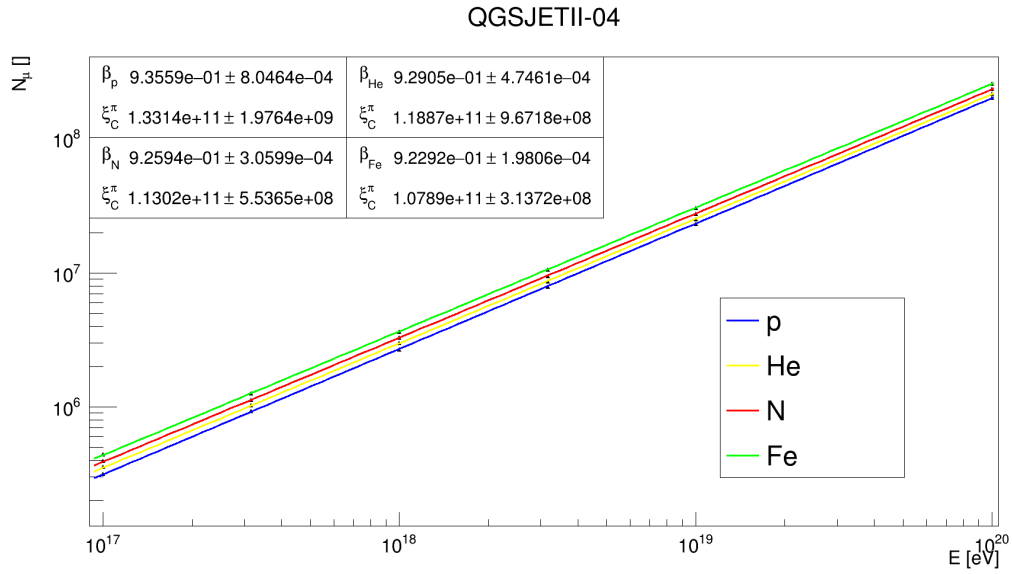
Střední hodnoty počtu sekundárních mionů v atmosférické hloubce $1760 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ v závislosti na energii primárních částic jsou vyobrazeny na Obr. 4.1, 4.2, 4.3 a 4.4. Závislosti jsou fitovány funkcí (2.10), hodnoty β a ξ_C^π jsou pak zaneseny v Tab. 4.1.



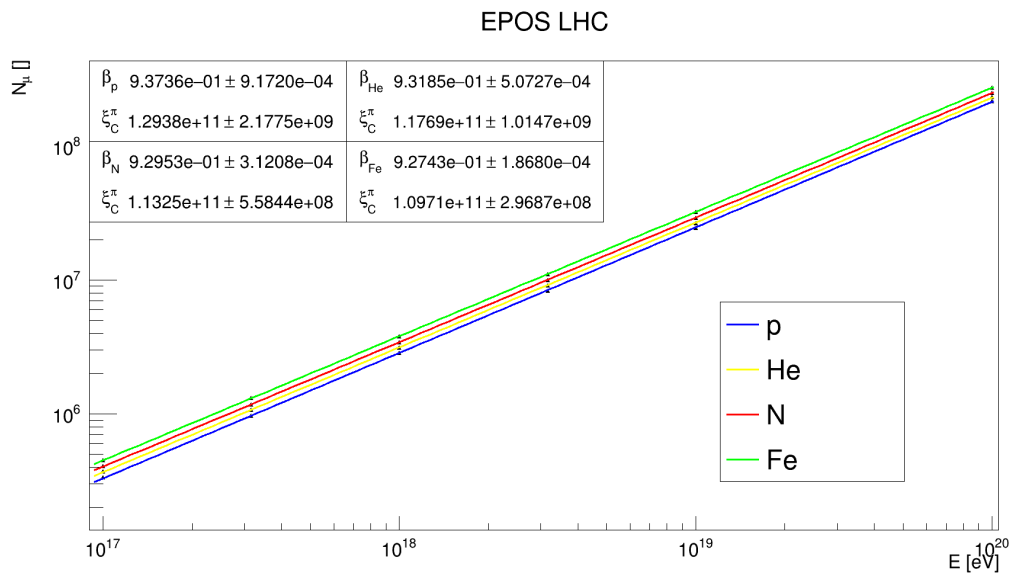
Obr. 4.1: Střední hodnoty počtu mionů v závislosti na energii primární částice při zenitovém úhlu 60° - fitováno funkcí $A \cdot \left(\frac{E_0}{A \cdot \xi_C^\pi}\right)^\beta$ s parametry β a ξ_C^π . Data nasimulována pomocí modelu QGSJET01.



Obr. 4.2: Střední hodnoty počtu mionů v závislosti na energii primární částice při zenitovém úhlu 60° - fitováno funkcí $A \cdot \left(\frac{E_0}{A \cdot \xi_C^\pi}\right)^\beta$ s parametry β a ξ_C^π . Data nasimulována pomocí modelu SIBYLL 2.1.



Obr. 4.3: Střední hodnoty počtu mionů v závislosti na energii primární částice při zenitovém úhlu 60° - fitováno funkcí $A \left(\frac{E_0}{A \cdot \xi_C^\pi} \right)^\beta$ s parametry β a ξ_C^π . Data nasimulována pomocí modelu QGSJETII-04.



Obr. 4.4: Střední hodnoty počtu mionů v závislosti na energii primární částice při zenitovém úhlu 60° - fitováno funkcí $A \left(\frac{E_0}{A \cdot \xi_C^\pi} \right)^\beta$ s parametry β a ξ_C^π . Data nasimulována pomocí modelu EPOS LHC.

		β [-]	ξ_C^π [eV]
QGSJET01	p	0.9383 ± 0.0008	$(1.551 \pm 0.024) \cdot 10^{11}$
	He	0.9329 ± 0.0005	$(1.411 \pm 0.012) \cdot 10^{11}$
	N	0.9276 ± 0.0003	$(1.295 \pm 0.006) \cdot 10^{11}$
	Fe	0.9230 ± 0.0002	$(1.204 \pm 0.003) \cdot 10^{11}$
SIBYLL 2.1	p	0.9373 ± 0.0007	$(1.207 \pm 0.015) \cdot 10^{11}$
	He	0.9339 ± 0.0004	$(1.136 \pm 0.007) \cdot 10^{11}$
	N	0.9324 ± 0.0002	$(1.107 \pm 0.004) \cdot 10^{11}$
	Fe	0.9314 ± 0.0001	$(1.090 \pm 0.002) \cdot 10^{11}$
QGSJETII-04	p	0.9356 ± 0.0008	$(1.331 \pm 0.020) \cdot 10^{11}$
	He	0.9290 ± 0.0005	$(1.189 \pm 0.010) \cdot 10^{11}$
	N	0.9259 ± 0.0003	$(1.130 \pm 0.006) \cdot 10^{11}$
	Fe	0.9229 ± 0.0002	$(1.079 \pm 0.003) \cdot 10^{11}$
EPOS LHC	p	0.9374 ± 0.0009	$(1.294 \pm 0.022) \cdot 10^{11}$
	He	0.9319 ± 0.0005	$(1.177 \pm 0.010) \cdot 10^{11}$
	N	0.9295 ± 0.0003	$(1.133 \pm 0.006) \cdot 10^{11}$
	Fe	0.9274 ± 0.0002	$(1.097 \pm 0.003) \cdot 10^{11}$

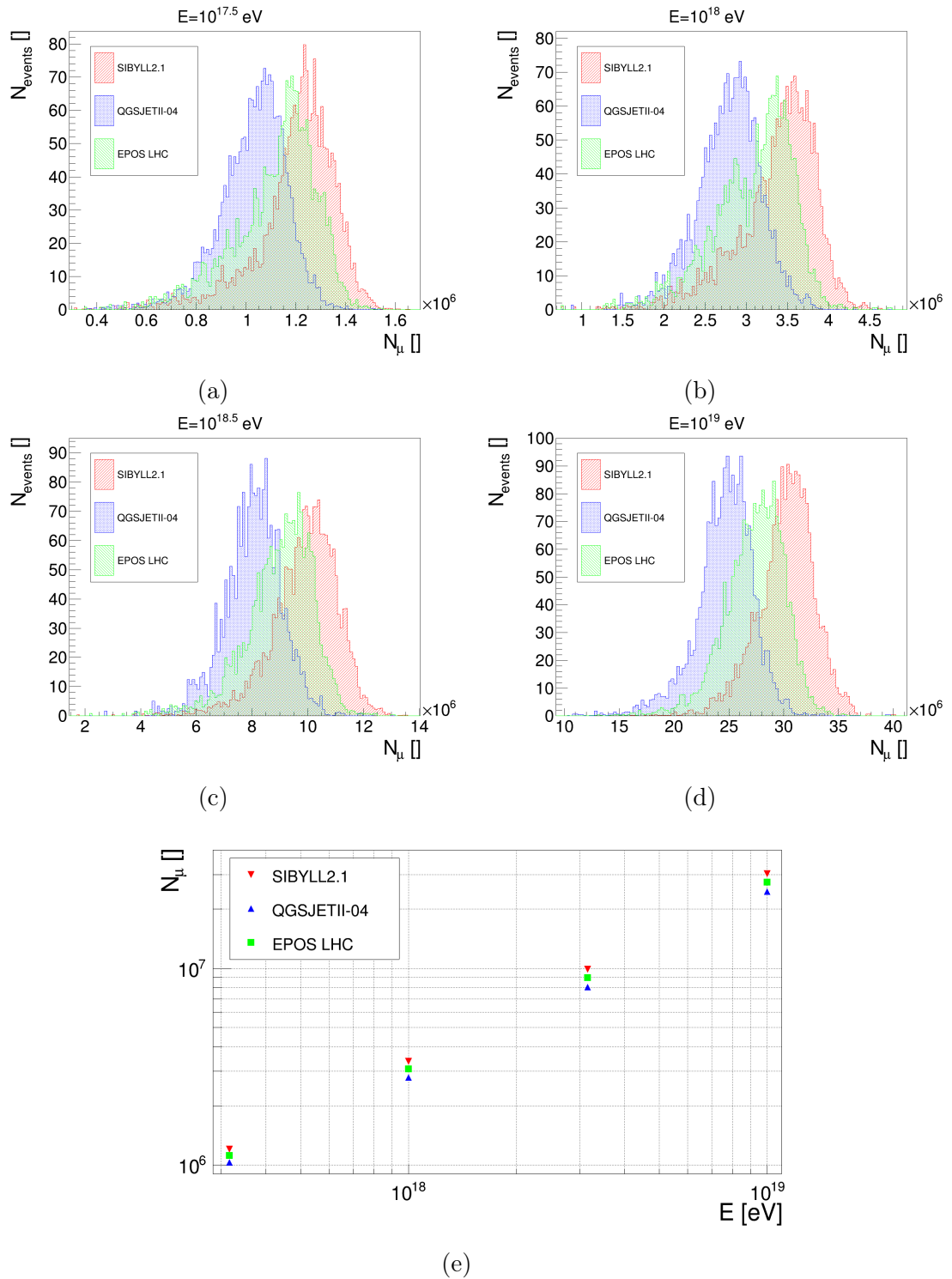
Tab. 4.1: Hodnoty parametrů β a ξ_C^π z fitů předešlých závislostí (Obr. 4.1, 4.2, 4.3, 4.4).

Z grafů je vidět, že počet mionů stoupá s hmotnostním číslem A a naopak hodnoty β i ξ_C^π s A klesají. Hodnoty β leží mezi 0.92 a 0.94, což je po zahrnutí korekce inelasticity konzistentní s Heitler-Matthewsovým modelem (viz. sekce 2.2.1). Naopak hodnoty ξ_C^π s modelem v důsledku jeho limitace nesouhlasí, jak již bylo zmíněno v podkapitole 2.2. Řádově však souhlasí s článkem [13], který je dalším relevantním zdrojem k této práci.

Jelikož různé kosmické částice přilétávají na Zemi v odlišném zastoupení, jsou z Observatoře Pierra Augera převzata data o tzv. Composition fractions [31]. Tato data zahrnují informace o relativním průměrném zastoupení jader 1H , 4He , ^{14}N a ^{56}Fe , které iniciují spršky kosmického záření. Pro počty mionů N_μ na Zemi platí

$$N_\mu = f_{^1H} N_{\mu,^1H} + f_{^4He} N_{\mu,^4He} + f_{^{14}N} N_{\mu,^{14}N} + f_{^{56}Fe} N_{\mu,^{56}Fe}, \quad (4.2)$$

kde f_x značí relativní zastoupení primární částice a $N_{\mu,x}$ značí střední počet mionů, pokud by spršky byly iniciované pouze daným jádrem. Distribuce počtu mionů z výše zmíněných nasimulovaných spršek byla takto modifikována pro primární částice o energiích $E=10^{17.5}$, 10^{18} , $10^{18.5}$ a 10^{19} eV a modely SIBYLL2.1, QGSJETII-04 a EPOS LHC. Na Obr. 4.5 jsou zaneseny nasimulované distribuce počtu mionů po zahrnutí relativního zastoupení primárních částic, které takto odrážejí počet mionů zaznamenaný v 1000 náhodných sprškách, a střední hodnoty počtu mionů v závislosti na energii primárních částic. Z Obr. 4.5 lze vyčíst, že největší počet mionů předpovídá model SIBYLL2.1, následovaný modelem EPOS LHC, přičemž nejmenší počet mionů je předpovězen modelem QGSJETII-04.



Obr. 4.5: Spektra mionů při zahrnutí relativního zastoupení primárních částic ve sprškách kosmického záření, simulováno modely SIBYLL2.1, QGSJETII-04 a EPOS LHC pro primární částice o energiích $E = 10^{17.5}$ eV (a), $E = 10^{18}$ eV (b), $E = 10^{18.5}$ eV (c), $E = 10^{19}$ eV (d). Graf (e) znázorňuje střední hodnoty těchto spekter v závislosti na energii primárních částic.

4.2 Srovnání MC simulací s daty zaznamenanými povrchovým detektorem Observatoře Pierra Augera

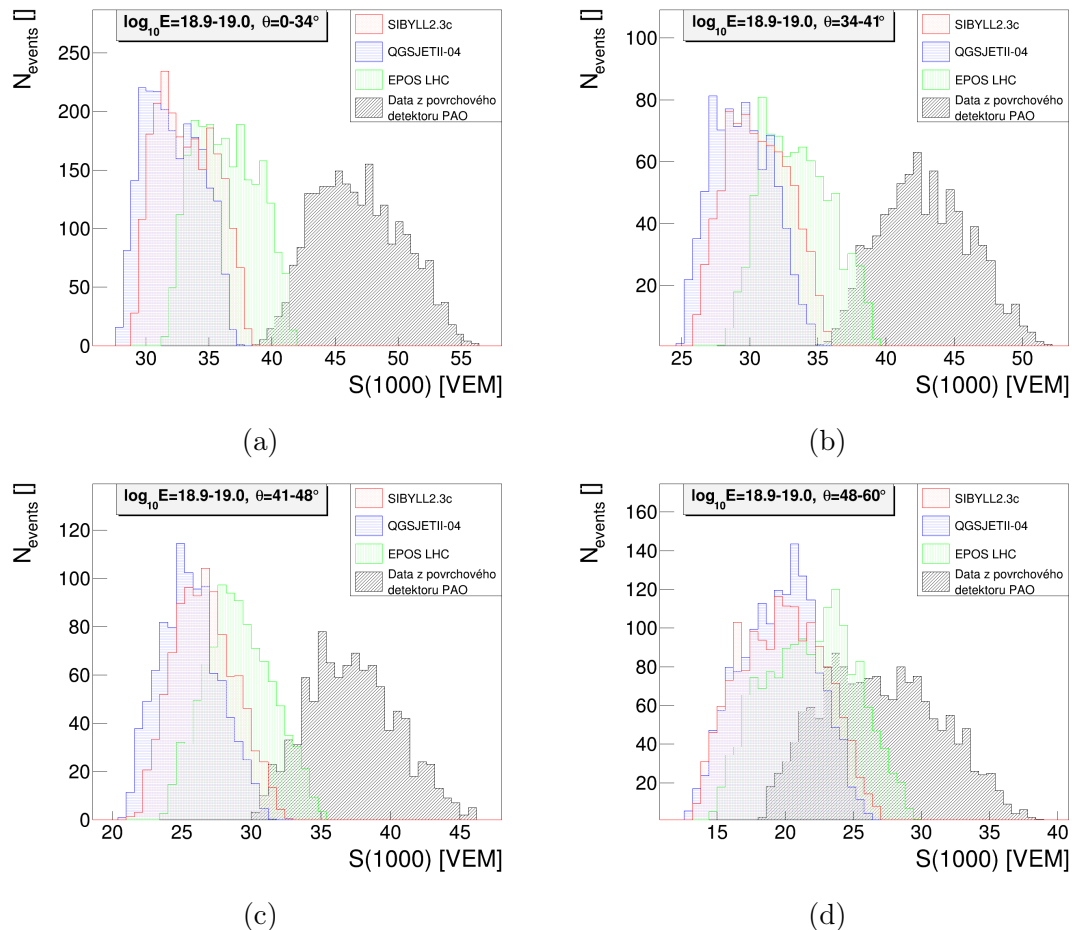
Pro důkladnou analýzu a porovnání simulací a dat je nutné použít softwarové prostředí, které dokáže simulovat kromě šíření spršek atmosférou také reakce povrchového a fluorescenčního detektoru na simulované kosmické spršky a které dokáže zrekonstruovat data zaznamenaná reálnými detektory Observatoře Pierra Augera. Software používaný k tomuto účelu se nazývá Offline [32]. Sestává se z tzv. modulů, což jsou kolekce algoritmů sloužících k analýze dat, a také z prostředí, které slouží k přístupu k informacím jak o příslušném detektoru (tzv. detector description), tak o jednotlivých událostech (tzv. event data model).

Po vytvoření simulace kosmické spršky v MC generátoru se v Offline spustí několik modulů, které simulují reakci povrchového a fluorescenčního detektoru na spršku. Moduly reprezentující povrchový detektor zahrnují mimo jiné zjištění polohy dopadu nasimulované spršky v rámci povrchového detektoru, typ částic zaznamenaných v různých Čerenkovových detektorech, emisi Čerenkovova záření uvnitř detektoru a reakci fotonásobičů a elektroniky na dané záření. Moduly simulující fluorescenční detektor zahrnují např. zjištění polohy spršky vzhledem k fluorescenčnímu teleskopu, emisi fluorescenčního a Čerenkovova záření podél spršky a reakci elektroniky teleskopu na toto záření. Další moduly vybírají události podle různých požadavků (tzv. triggerů) a také zapisují veškeré informace do výsledných souborů. Rekonstrukce dat z povrchového detektoru, prováděna taktéž pomocí zmíněných modulů, je popsána v sekci 3.1.1.

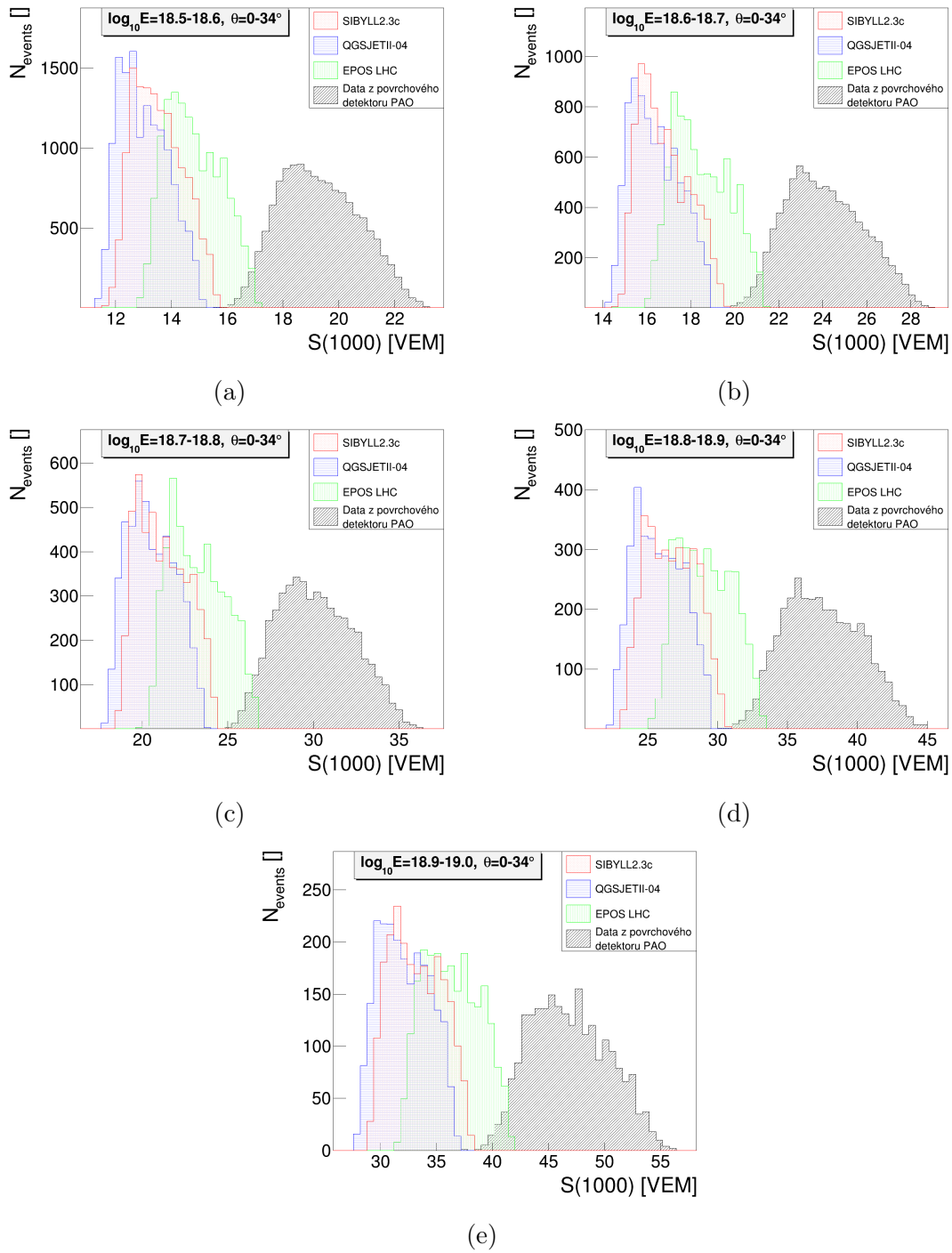
V této sekci jsou srovnány MC simulace kosmických spršek a data zaznamenaná povrchovým detektorem Observatoře Pierra Augera. Použity byly simulace z oficiální knihovny simulací Pražské a Neapolské skupiny pracující pod záštitou Observatoře Pierra Augera. Tyto simulace byly vytvořeny pomocí programu CORSIKA 7.64 a zrekonstruovány programem Offline v3r3p4-icrc2017-preprod-v3. Jako simulační modely byly použity modely SIBYLL2.3c, QGSJETII-04 a EPOS LHC. Dále byla použita hybridní data observatoře se zrekonstruovanou hodnotou energie a maxima spršky X_{max} ve fluorescenčních detektorech a s rekonstruovaným signálem $S(1000)$ v povrchových detektorech - tzv. golden events. Jedná se o velmi kvalitní události s přehlednou stopou ve fluorescenčním detektoru a s několika zasaženými stanicemi povrchového detektoru. Tato data byla nasbírána mezi roky 2004 a 2016. Podobně jako zmíněné simulace byla data zrekonstruována programem Offline. Pro účely této práce byly vybrány spršky o energii primárních částic v rozsahu $10^{18,5}$ - 10^{19} eV a zenitovém úhlu v rozsahu 0 - 60° . Byly vybrány ty události, kde byl Čerenkovovův detektor s nejvyšším zaznamenaným signálem podpořen signálem ze všech šesti detektorů, které ho obklopují (tzv. 6T5 trigger). Události, které obsahovaly detektory ve stavu nasycení (neboli ty, pro jejichž elektroniku byl signál příliš velký, tudíž jejich fotonásobiče vykazovaly nelineární zaznamenávání signálu), byly taktéž odebrány. Pro co největší podobnost s daty z povrchového detektoru PAO byla do simulací zahrnuta relativní zastoupení spršek z tabulky Composition fractions [31].

Na Obr. 4.6 a Obr. 4.7 jsou vyobrazeny distribuce velikosti signálu $S(1000)$ u simulací a dat. Na Obr. 4.6 jsou distribuce zaneseny pro energie primárních částic v rozsahu $10^{18,9}$ - 10^{19} eV a čtyři intervaly zenitových úhlů, konkrétně 0 - 34° , 34 - 41° , 41 - 48° a 48 - 60° . Tyto intervaly byly vybrány tak, aby každý z těchto intervalů měl podobný počet simulovaných spršek.

Na Obr. 4.7 jsou naopak distribuce zaneseny pro zenitový interval 0 - 34° a pět intervalů energií primárních částic, konkrétně $10^{18,5}$ - $10^{18,6}$ eV, $10^{18,6}$ - $10^{18,7}$ eV, $10^{18,7}$ - $10^{18,8}$ eV, $10^{18,8}$ - $10^{18,9}$ eV a $10^{18,9}$ - 10^{19} eV. Kvůli množství dat z povrchového detektoru byly distribuce u simulací přeškálovány na počet událostí zaznamenaných Čerenkovovými detektory.



Obr. 4.6: Spektra signálu $S(1000)$ pro interval energie primárních částic $10^{18,9}$ - 10^{19} eV, zanesena pro intervaly zenitových úhlů 0 - 34° (a), 34 - 41° (b), 41 - 48° (c) a 48 - 60° (d). Použity modely SIBYLL2.3c, QGSJETII-04, EPOS LHC a data naměřená povrchovým detektorem Observatoře Pierra Augera.



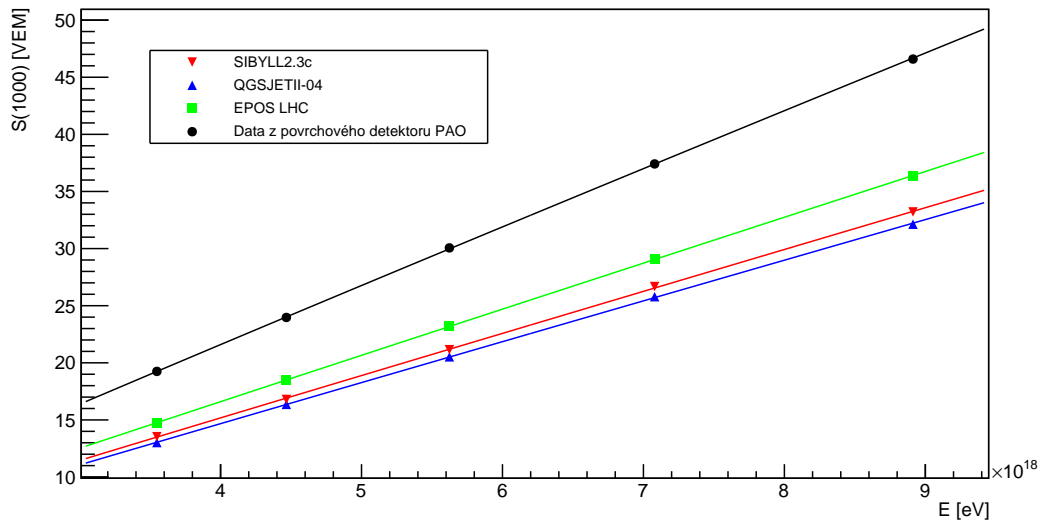
Obr. 4.7: Spektra signálu $S(1000)$ pro interval zenitových úhlů $0-34^\circ$, zanesena pro intervaly energií $10^{18,5}-10^{18,6}$ eV (a), $10^{18,6}-10^{18,7}$ eV (b), $10^{18,7}-10^{18,8}$ eV (c), $10^{18,8}-10^{18,9}$ eV (d) a $10^{18,9}-10^{19}$ eV (e). Použity modely SIBYLL2.3c, QGSJETII-04, EPOS LHC a data naměřená povrchového detektorem Observatoře Pierra Augera.

Na všech výše uvedených distribucích je vidět větší signál u naměřených dat v porovnání se signálem u simulací všech modelů hadronických interakcí. Toto pozorování nastiňuje zmíněný mionový problém (viz. podkapitola 3.2), jelikož pokud je mionová komponenta kosmické spršky podstatnou částí celkového signálu (čemuž tak je převážně u spršek s vyšším zenitovým úhlem), tak lze distribuce interpretovat jako přebytek mionů v datech oproti simulacím. Zatímco se zvyšujícím se zenitovým úhlem se $S(1000)$ snižuje, s rostoucí energií naopak stoupá. Tyto vlastnosti jsou znázorněny na následujících grafech, Obr. 4.8, 4.9 a 4.10.

Na Obr. 4.8 jsou vyneseny závislosti střední hodnoty signálu $\langle S(1000) \rangle$ na energii primárních částic pro zenitové úhly θ v rozsahu $24.62\text{-}33.56^\circ$ ($\sec\theta=1.1\text{-}1.2$). Tato závislost je proložena funkcí

$$f(x) = C \cdot \left(\frac{x}{A}\right)^{\frac{1}{B}} \cdot \text{VEM}, \quad (4.3)$$

která reprezentuje rovnici (3.3) modifikovanou pro výpočet $S(1000)$. Parametry A a B mají stejnou roli jako v rovnici (3.3), zatímco do parametru C je zahrnuta křivka útlumu $f_{CIC}(\theta)$. Tyto parametry jsou zaneseny v Tab. 4.2. Je zde také vidět, že signál $S(1000)$ stoupá s energií primárních částic, navíc u dat z povrchového detektoru PAO je toto stoupání strmější, než u nasimulovaných spršek. Je ukázáno, že parametry u simulací i dat mají v rámci řádů podobné hodnoty, přičemž pro srovnání jsou hodnoty parametrů A a B velmi blízko hodnotám v článku [25].



Obr. 4.8: Závislost střední hodnoty signálu $\langle S(1000) \rangle$ na energii primárních částic pro interval zenitových úhlů $24.62\text{-}33.56^\circ$ ($\sec\theta=1.1\text{-}1.2$). Použity modely SIBYLL2.3c, QGSJETII-04, EPOS LHC a data naměřená povrchovým detektorem Observatoře Pierra Augera. Fitováno funkcí (4.3), přičemž hodnoty parametrů A , B a C jsou zaneseny v Tab. 4.2.

	PAO - SD data	EPOS LHC	QGSJETII-04	SIBYLL2.3c
$A \cdot 10^{16}$ [eV]	19.06 ± 0.17	19.25 ± 0.23	18.87 ± 0.26	18.83 ± 0.22
B [-]	1.039 ± 0.002	1.020 ± 0.002	1.018 ± 0.003	1.021 ± 0.002
C [-]	1.155 ± 0.010	0.849 ± 0.010	0.731 ± 0.010	0.738 ± 0.009

Tab. 4.2: Hodnoty parametrů A , B a C z fitu závislosti střední hodnoty $\langle S(1000) \rangle$ na energii primárních částic funkcí (4.3). Hodnoty jsou zaneseny pro data z povrchového detektoru (SD) Observatoře Pierra Augera a tři modely hadronických interakcí EPOS LHC, QGSJETII-04 a SIBYLL2.3c.

Na Obr. 4.9 jsou naopak zaneseny závislosti $\langle S(1000) \rangle$ na zenitových úhlech vyjádřených v $\sec \theta$ pro interval energie primárních částic $10^{18,9} - 10^{19}$ eV. Hodnoty jsou fitovány funkcí

$$f(x) = \alpha^{\frac{1}{B}} \cdot \left[1 + a \cdot \left(\frac{1}{x^2} - \cos \bar{\theta} \right) + b \cdot \left(\frac{1}{x^2} - \cos \bar{\theta} \right)^2 + c \cdot \left(\frac{1}{x^2} - \cos \bar{\theta} \right)^3 \right] \cdot \text{VEM}, \quad (4.4)$$

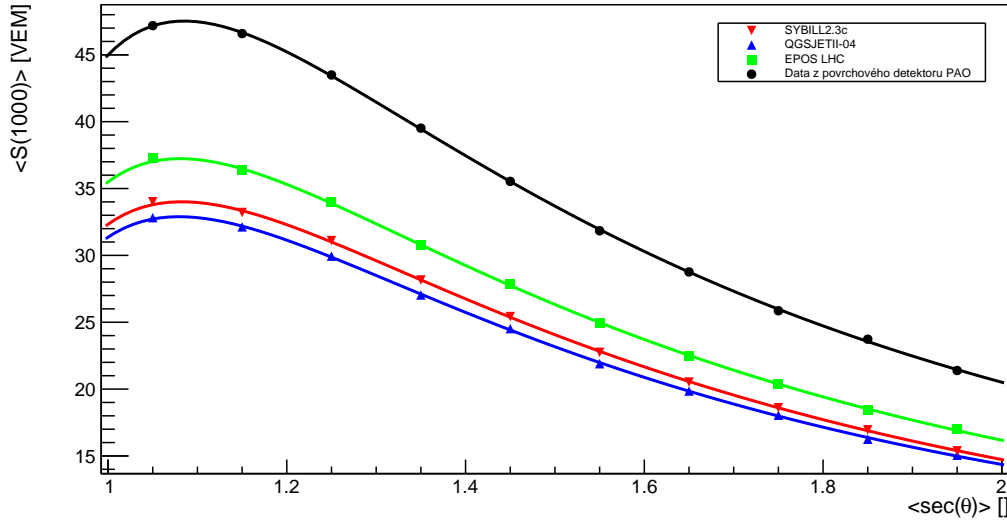
kteřá je rozšířením funkce (4.3). Zatímco $\alpha = \frac{E}{A}$, kde E je střední hodnota energie primární částice v rámci zmíněného energetického intervalu a parametr A je vzat z výsledků předchozího fitu, $A \approx 1.9 \cdot 10^{17}$, parametr B má stejnou roli jako v rovnici (3.3) a výraz ve hranaté závorce popisuje křivku útlumu $f_{CIC}(\theta)$. Úhel $\bar{\theta} = 38^\circ$ je zde brán jako referenční hodnota k popisu křivky f_{CIC} , přičemž veličinu

$$S_{38} = \frac{S(1000)}{f_{CIC}(38^\circ)} \quad (4.5)$$

lze považovat za signál, který by vzešel ze spršky o velikosti $S(1000)$, pokud by byla detekována pod zenitovým úhlem 38° [1]. Parametry B , a , b a c jsou zaneseny v Tab. 4.3. Jak bylo zmíněno výše, z tohoto grafu lze snadno vyčíst klesající tendenci $S(1000)$ v závislosti na zenitovém úhlu jak pro simulace, tak pro data z povrchového detektoru. Hodnoty parametru B jsou opět podobné jako z článku [25] (markantní podobnost je zaznamenána u hodnoty dat z povrchového detektoru), avšak chyba B je oproti hodnotám v Tab. 4.2 o řád menší.

	PAO - SD data	EPOS LHC	QGSJETII-04	SIBYLL2.3c
B [-]	1.0251 ± 0.0004	1.0976 ± 0.0004	1.1387 ± 0.0004	1.1262 ± 0.0004
a [-]	0.935 ± 0.010	0.938 ± 0.008	0.951 ± 0.008	0.937 ± 0.008
b [-]	-1.668 ± 0.024	-1.611 ± 0.041	-1.585 ± 0.042	-1.635 ± 0.040
c [-]	-1.119 ± 0.127	-1.082 ± 0.135	-1.179 ± 0.143	-1.095 ± 0.133

Tab. 4.3: Hodnoty parametrů B , a , b a c z fitu závislosti střední hodnoty signálu $S(1000)$ na sekansu zenitových úhlů funkcí (4.4). Hodnoty jsou zaneseny pro data z povrchového detektoru (SD) Observatoře Pierra Augera a tři modely hadronických interakcí EPOS LHC, QGSJETII-04 a SIBYLL2.3c.

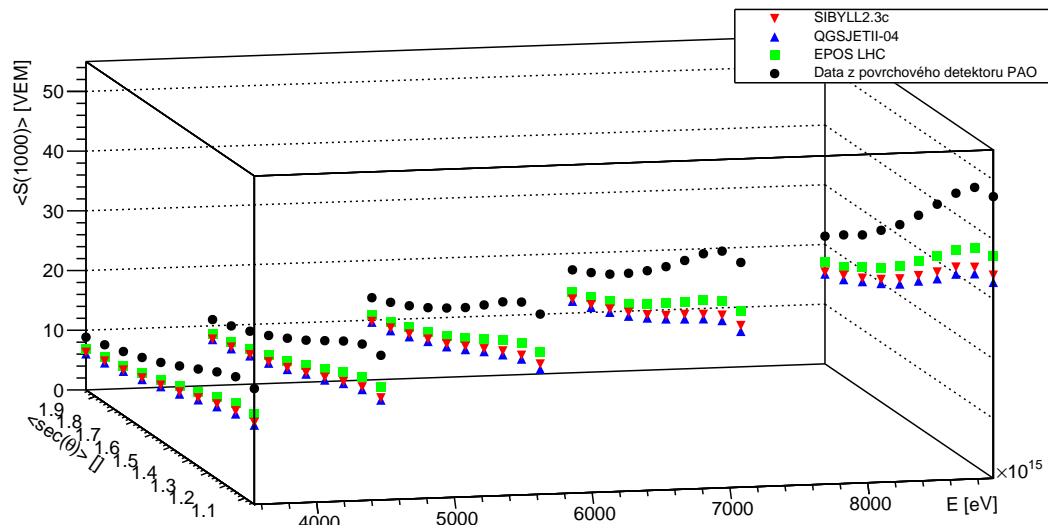


Obr. 4.9: Závislost střední hodnoty signálu $\langle S(1000) \rangle$ na sekansu zenitových úhlů pro energii primárních částic $10^{18.9} - 10^{19}$ eV. Použity modely SIBYLL2.3c, QGSJETII-04, EPOS LHC a data naměřená povrchovým detektorem Observatoře Pierra Augera. Fitováno funkcí (4.4), přičemž hodnoty parametrů B , a , b a c jsou zaneseny v Tab. 4.3.

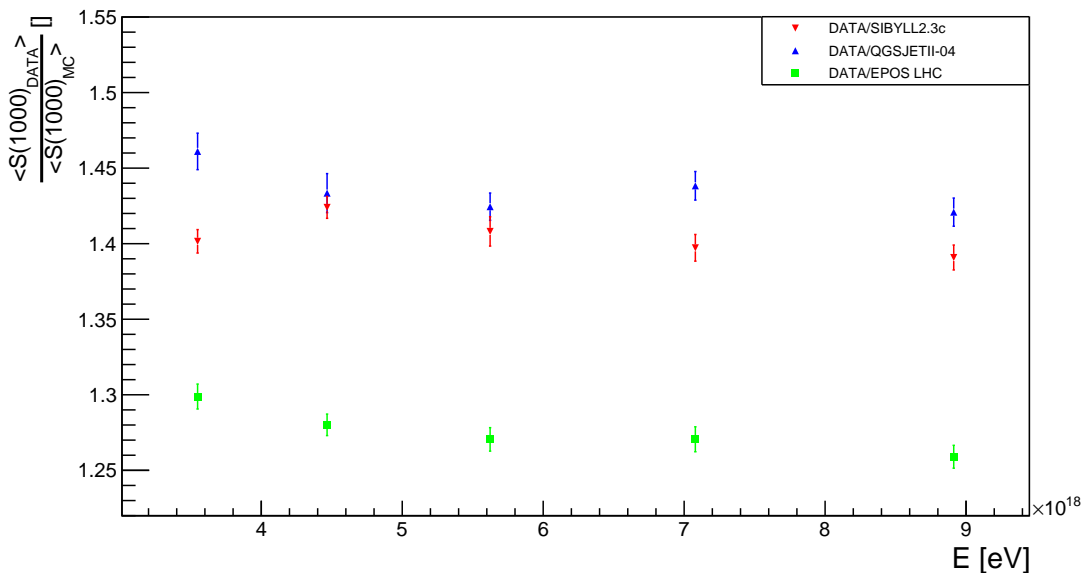
Na Obr. 4.10 jsou poté zobrazena kombinovaná data o $\langle S(1000) \rangle$ v závislosti na energii primárních částic i zenitových úhlech (vyjádřených v $\sec \theta$). Data jsou zanesena pro pět hodnot energií v rozsahu $10^{18.5} - 10^{19}$ eV a deset hodnot zenitových úhlů v rozsahu $0 - 60^\circ$. U Obr. 4.8, 4.9 a 4.10 je záhodno zmínit nepřesnosti střední hodnoty $S(1000)$, které jsou v řádech $10^{-2} - 10^{-1}$ VEM, nejsou tedy na grafech viditelné. Takto malé nepřesnosti středních hodnot jsou přítomny zejména z důvodu velkého počtu zaznamenaných událostí z povrchového detektoru i ze simulací.

Pro názornější nastínění mionového problému jsou na následujících grafech zaneseny závislosti poměrů $R = \langle S(1000)_{SD} \rangle / \langle S(1000)_{MC} \rangle$, kde $\langle S(1000)_{SD} \rangle$ reprezentuje $\langle S(1000) \rangle$ u dat z povrchového detektoru PAO a $\langle S(1000)_{MC} \rangle$ reprezentuje $\langle S(1000) \rangle$ u nasimulovaných spršek modely EPOS LHC, QGSJETII-04 a SIBYLL2.3c.

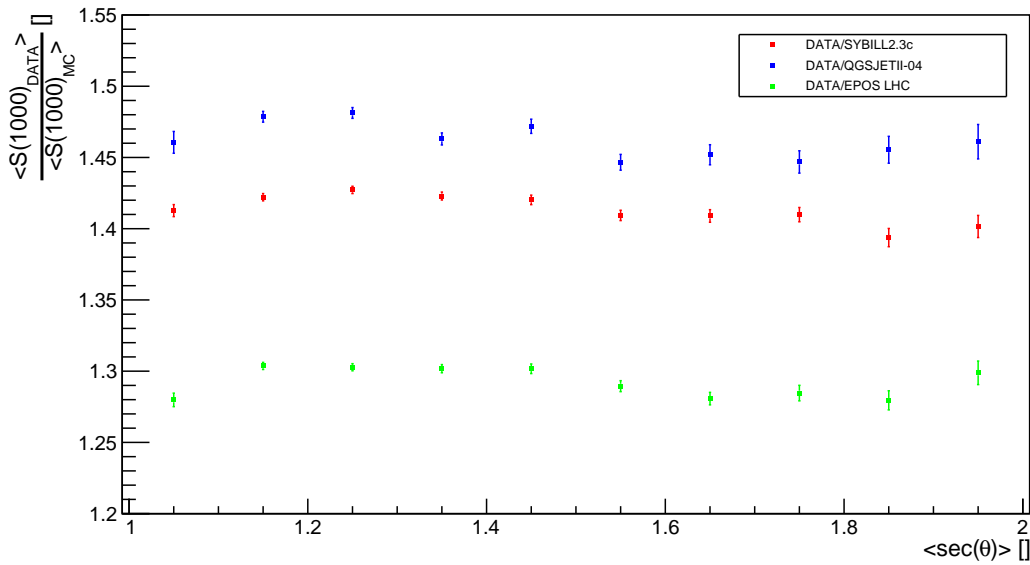
Na Obr. 4.11 je zanesena závislost těchto poměrů na energii primárních částic při intervalu sekansu zenitových úhlů $1.9 - 2$, na Obr. 4.12 je naopak zanesena závislost poměrů na sekansu zenitových úhlů pro interval energie $10^{18.5} - 10^{18.6}$ eV. Na Obr. 4.13 jsou tyto závislosti zkombinovány pro pět hodnot energií v rozsahu $10^{18.5} - 10^{19}$ eV a deset hodnot zenitových úhlů (vyjádřených v $\sec \theta$) v rozsahu $0 - 60^\circ$. Na všech těchto grafech je vidět výrazná odchylka poměrů od hodnoty 1, která by znamenala stejnou velikost signálu $S(1000)$ v simulacích i v datech z povrchového detektoru. Tento přebytek se pohybuje v rozsahu 25-47% velikosti signálu u simulací, přičemž viditelně nejmenší odchylku zaznamenává model EPOS LHC, zatímco modely QGSJETII-04 a SIBYLL2.3c zaznamenávají odchylky podstatně vyšší. Nepřesnosti poměrů jsou v řádech 10^{-1} , přičemž ani v rámci těchto chyb nejsou viditelné výrazné závislosti poměrů jak na energii primárních částic, tak na zenitových úhlech.



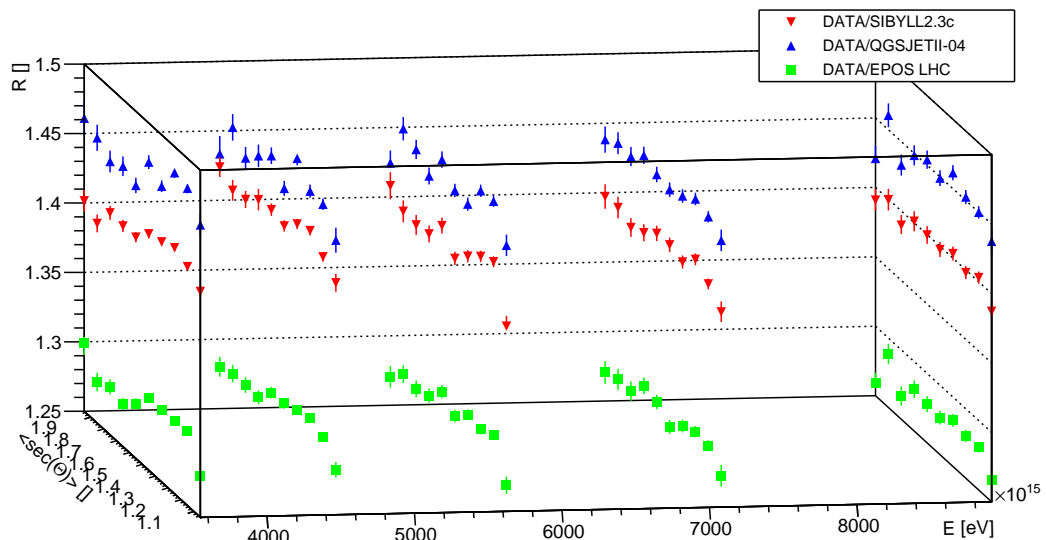
Obr. 4.10: Závislost střední hodnoty signálu $\langle S(1000) \rangle$ na energii primárních částic a sekansu zenitových úhlů. Vyobrazeno pro data z povrchového detektoru (SD) Observatoře Pierra Augera a modely hadronických interakcí EPOS LHC, QGSJETII-04 a SIBYLL2.3c.



Obr. 4.11: Závislost poměru R dat naměřených povrchovým detektorem Observatoře Pierra Augera a simulací kosmických spršek modely SIBYLL2.3c, QGSJETII-04, EPOS LHC na energii primárních částic pro interval sekansu zenitových úhlů 1.9-2.



Obr. 4.12: Závislost poměru R dat naměřených povrchovým detektorem Observatoře Pierra Augera a simulací kosmických spršek modely SIBYLL2.3c, QGSJETII-04, EPOS LHC na sekansu zenitových úhlů pro interval energie primárních částic $10^{18.5}$ - $10^{18.6}$ eV.



Obr. 4.13: Závislost poměru R dat naměřených povrchovým detektorem Observatoře Pierra Augera a simulací kosmických spršek modely SIBYLL2.3c, QGSJETII-04, EPOS LHC na energii primárních částic a sekansu zenitových úhlů.

Závěr

Bakalářská práce se primárně zabývá mionovou komponentou spršky kosmického záření. V teoretické části (kapitoly 1-3) byl čtenář seznámen s problematikou kosmického záření, jednoduššími teoretickými modely popisující propagaci spršek v zemské atmosféře a funkcí Observatoře Pierra Augera, jednoho z největších experimentů studujících kosmické záření na světě.

V první části kapitoly 4 byly spršky kosmického záření nejprve nasimulovány v simulačním programu CONEX a dále porovnány s teoretickými předpověďmi Heitler-Matthewsova modelu pro hadronovou komponentu spršky. Použity byly inklinované spršky o zenitovém úhlu $\theta = 60^\circ$ a energii primárních částic v rozmezí 10^{17} - 10^{20} eV, přičemž k simulaci spršek byly použity modely hadronických interakcí QGSJET01, SIBYLL2.1, QGSJETII-04 a EPOS LHC. Bylo provedeno srovnání středního počtu mionů v atmosférické hloubce $1760 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$, tedy přibližně na úrovni Observatoře Pierra Augera. Střední počet mionů je dán rovnicí (2.10), přičemž dílčím cílem bylo ověřit konzistenci hodnot β a ξ_C^π s Heitler-Matthewsovým modelem. U všech modelů byly hodnoty β v rámci chybového intervalu v rozsahu 0.92-0.94, což je po zahrnutí korekce elasticity konzistentní s Heitler-Matthewsovým modelem. Ovšem kritická energie ξ_C^π se s tímto modelem rozcházela, a to skoro o řád. Jedním z důvodů mohlo být omezení modelu, jelikož je primárně určen pro energie primárních částic mezi 10^{14} eV a 10^{17} eV. Hodnoty kritických energií jsou ovšem konzistentní s článkem [6], kde byly použity energie primárních částic bližší hodnotám v této práci. Dále zde byly ukázány distribuce počtu mionů pro různé energie primárních částic po zahrnutí relativních zastoupení primárních částic. Po této modifikaci distribuce mnohem lépe vystihovaly reálnou situaci, přičemž nejvíce mionů předpovídal model SIBYLL2.1, následovaný modely EPOS LHC a QGSJETII-04.

Ve druhé části kapitoly 4 byly srovnány spršky kosmického záření nasimulované v simulačním programu CORSIKA a data z povrchového detektoru Observatoře Pierra Augera. Byly použity spršky o zenitovém úhlu v rozsahu 0 - 60° a energii primárních částic v rozmezí $10^{18.5}$ - 10^{19} eV, přičemž k simulaci spršek byly použity modely SIBYLL2.3c, QGSJETII-04 a EPOS LHC. Srovnání bylo provedeno ve smyslu porovnání daných velikostí signálu $S(1000)$. Cílem zde bylo poukázat na mionový problém zmíněný v podkapitole 3.2, tedy na přebytek mionů v signálu z povrchového detektoru (neboli vyšší hodnoty $S(1000)$) oproti signálu z MC simulací, což bylo finálně nastíněno na Obr. 4.6 a Obr. 4.7.

Na Obr. 4.8, resp. 4.9 byly vyneseny závislosti středních hodnot $S(1000)$ na energii primárních částic, resp. na zenitovém úhlu. Obě dvě závislosti byly fitované obdobou funkce (3.3), přičemž hodnoty parametrů A a B , resp. B , a , b a c jsou srovnatelné s hodnotami z článku [1]. Na těchto grafech a Obr. 4.10 jsou viditelné rozdíly velikosti signálu $S(1000)$ u dat z povrchového detektoru a jednotlivých simulačních modelů, přičemž na posledních třech grafech jsou tyto rozpory zpřehledněny vynesím závislostí poměrů $R = \langle S(1000)_{SD} \rangle / \langle S(1000)_{MC} \rangle$. Z těchto grafů je patrný rozpor mezi signálem u dat a simulací, kde signál u dat je větší o cca 25-47% v závislosti na používaném modelu. Bakalářská práce tak demonstrovala mionový problém na konkrétních datech Observatoře Pierra Augera.

Literatura

- [1] The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2015, 798, 172-213
- [2] BERGMANN, T, R ENGEL, D HECK, N KALMYKOV, S OSTAPCHENKO, T PIEROG, T THOUW a K WERNER. One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. *Astroparticle Physics*. 2007, 26(6), 420-432
- [3] HECK, D., KNAPP, J., CAPDEVIELLE, J., SCHATZ, G., THOUW, T. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers, FZKA-6019. 1998
- [4] PERKINS, D.H. Particle Astrophysics, Second Edition. Oxford Master Series in Physics, 2009.
- [5] GRUPEN, C. Astroparticle Physics. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2005.
- [6] STANEV, Todor. High Energy Cosmic Rays. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [7] GREISEN, Kenneth. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Physical Review Letters*. 1966, 16(17), 748-750.
- [8] TAKEDA, M., N. SAKAKI, K. HONDA, M. CHIKAWA, M. FUKUSHIMA, N. HAYASHIDA, N. INOUE, K. KADOTA, F. KAKIMOTO, et al. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment. *Astroparticle Physics*. 2003, 19(4), 447-462.
- [9] LU, Lu a Alan WATSON. High energy cosmic rays. *Scholarpedia*. 2016, 11(7).
- [10] CECCHINI, S., SIOLI, M. Cosmic Ray Muon Physics, 2000.
<https://arxiv.org/abs/hep-ex/0002052>
- [11] GAISSER, Thomas K., Ralph ENGEL a Elisa RESCONI. Cosmic Rays and Particle Physics. Cambridge: Cambridge University Press, 2016.
- [12] MATTHEWS, J. A Heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*. 2005, 22(5-6), 387-397.
- [13] AAB, A., P. ABREU, M. AGLIETTA, et al. Testing Hadronic Interactions at Ultrahigh Energies with Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory. *Physical Review Letters*. 2016, 117(19).

- [14] FLETCHER, R. S., T. K. GAISSER, Paolo LIPARI a Todor STANEV. Sibyll: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. *Physical Review D*. 1994, 50(9), 5710-5731
- [15] FEDYNITCH, Anatoli, Felix RIEHN, Ralph ENGEL, Thomas K. GAISSER a Todor STANEV. Hadronic interaction model sibyll 2.3 c and inclusive lepton fluxes. *Physical Review D*. 2019, 100(10)
- [16] CAPELLA, A., U. SUKHATME, C.-I. TAN a J. TRAN THANH VAN. Dual parton model. *Physics Reports [online]*. 1994, 236(4-5), 225-329
- [17] WERNER, Klaus, Fu-Ming LIU a Tanguy PIEROG. Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider. *Physical Review C*. 2006, 74(4)
- [18] KALMYKOV, N.N., OSTAPCHENKO, S. The Nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation, and fluctuations of extensive air showers, *Yad. Fiz.* 56 (1993) no.3, 105-11
- [19] OSTAPCHENKO, S. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model. *Physical Review D*. 2011, 83(1)
- [20] GRIBOV, V. N. A reggeon diagram technique, *Sov. Phys. JETP*. 1968, 26, 414-422
- [21] REBEL, H., SIMA, O. Information about high-energy hadronic interaction processes from extensive air shower observations. *Romanian Reports of Physics*, Vol. 57. (2012) 472-492.
- [22] KAMATA, Koichi a Jun NISHIMURA. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. *Progress of Theoretical Physics Supplement*. 1958, 6, 93-155
- [23] GREISEN, K. Cosmic Ray Showers. *Annual Review of Nuclear Science*. 1960, 10(1), 63-108
- [24] NEWTON, D, J KNAPP a A WATSON. The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower. *Astroparticle Physics*. 2007, 26(6), 414-419
- [25] AAB, A. et al., The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013), Proc. 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC) 2013, Rio de Janeiro, Brazil.
<https://arxiv.org/abs/1307.5059>
- [26] GAISSER, T., HILLAS, A. Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers, *Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference*, Plovdiv, Bulgaria 8 (1977) 353.

-
- [27] ABRAHAM, J., P. ABREU, M. AGLIETTA, et al. The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2010, 620(2-3), 227-251
- [28] PARRA, Alejandra, Oscar MARTÍNEZ a Humberto SALAZAR. Auger Prime the new stage of the Pierre Auger Observatory, using Universality. *Journal of Physics: Conference Series*. 2016, 761
- [29] CASTELLINA, Antonella, I. LHENRY-YVON, J. BITEAU, O. DELIGNY a P. GHIA. AugerPrime: the Pierre Auger Observatory upgrade. *EPJ Web of Conferences*. 2019, 210
- [30] AAB, A., P. ABREU, M. AGLIETTA, et al. Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: Mean number in highly inclined events. *Physical Review D*. 2015, 91(3)
- [31] The Pierre Auger Collaboration, Composition Fractions ICRC 2017. <https://www.auger.org/index.php/document-centre/viewdownload/115-data/4756-composition-fractions-icrc-2017>
- [32] ARGIRÒ, S., S.L.C. BARROSO, J. GONZALEZ, L. NELLEN, T. PAUL, T.A. PORTER, L. PRADO JR., M. ROTH, R. ULRICH, et al. The offline software framework of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2007, 580(3), 1485-1496