

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky



**Srovnání modelových představ o
rozvoji spršek kosmického záření s
detailními Monte Carlo simulacemi.**

Alena Bakalová

Školitel: Ing. Jakub Vícha, Ph.D.

Praha, 2016

Abstrakt:

Částice kosmického záření v atmosféře vytvářejí rozsáhlé spršky sekundárních částic. Studium těchto spršek a určení parametrů jako je maximum spršky X_{max} je možné zjistit, o jakou primární částici se jednalo, jakou nesla energii a ze kterého směru přišla. Tyto poznatky mohou napomoci k vysvětlení původu nejenergetičtějších částic kosmického záření, které dosahují energií překračující 10^{20} eV. Původ a principy urychlování nejenergetičtějších částic jsou prozatím největší nevysvětlenou záhadou ve fyzice kosmického záření. V této práci se zabýváme porovnáním platnosti předpovědí ze semi-empirických modelů rozvoje spršek s výsledky získanými z detailních Monte Carlo simulací. Hlavní důraz je kladen na veličinu "elongation rate" Λ , související s maximem spršky X_{max} , a parametr β , který parametrizuje počet mionů ve spršce. Obě tyto veličiny lze pozorovat a v dalším výzkumu je tedy možné zjištěné poznatky z této práce porovnat s observačními daty.

Klíčová slova: kosmické záření, maximum spršky, mionové maximum spršky, elongation rate

Obsah

1	Úvod	7
1.1	Kosmické záření	8
1.1.1	Sekundární kosmické záření	8
1.1.2	Energetické spektrum kosmického záření	10
1.2	Interakce nabitých částic s látkou	10
1.2.1	Ionizační ztráty	11
1.2.2	Radiační ztráty	12
1.2.3	Čerenkovovo záření	12
2	Modelové představy o rozvoji spršek kosmického záření	15
2.1	Heitlerův model	15
2.2	Heitler-Matthewsův model	17
2.3	Superpoziční model	19
3	Simulace spršek kosmického záření	21
3.1	Simulační program CONEX	21
3.2	Modely hadronických interakcí	21
3.3	Tvorba knihovny spršek	22
4	Srovnání modelových představ a detailních simulací spršek kosmického záření	23
4.1	Energetický vývoj hloubky maxima spršky	23
4.2	Energetický vývoj počtu mionů ve spršce	28
4.3	Rozdíl hloubky mionového maxima a hloubky maxima spršky	32
5	Závěr	39

Kapitola 1

Úvod

Původ a principy urychlování částic kosmického záření o nejvyšších energiích jsou prozatím nevysvětlenou záhadou. Vysokoenergetické částice kosmického záření detekujeme pomocí rozsáhlých observatoří a následnou zpětnou rekonstrukcí se snažíme zodpovědět na otázky o jakou částici šlo, jakou nesla energii a ze kterého směru přišla. Pro studium spršek se také používají detailní Monte Carlo simulace, jejichž zkoumáním jsme schopni lépe porozumět rozvoji spršek. Byly vyvinuty také semi-empirické modely, které se snaží o zjednodušený, ale výstižný, popis nejdůležitějších veličin spršky. Zaměříme se především na energetický vývoj hloubky maxima spršky a počet produkováných mionů ve spršce.

V první kapitole této práce jsou popsány základní charakteristiky kosmického záření, přibližný rozvoj spršky a energetické spektrum kosmického záření. Dále jsou zde popsány základní interakce nabitých částic s látkou.

V druhé kapitole jsou shrnuty semi-empirické modely. Heitlerův model, který popisuje rozvoj elektromagnetické spršky, Heitler-Matthewsův model popisující rozvoj hadronové spršky a superpoziční model, který přidává jako důležitý parametr hodnotu nukleonového čísla primární částice.

Ve třetí kapitole je stručně popsán simulační program CONEX, ve kterém byly spršky používané v této práci vytvářeny. Dále je zde zmíněno, jakým způsobem byla vytvářena knihovna simulovaných spršek a jaké počáteční parametry spršek byly použity.

Čtvrtá kapitola se již zabývá porovnáním modelových představ s nasimulovanými událostmi.

Pátá kapitola shrnuje závěry práce.

1.1 Kosmické záření

Jako kosmické záření označujeme nabité vysokoenergetické částice pocházející z vesmíru. Tyto částice nazýváme primárními částicemi kosmického záření. Jedná se převážně o protony (86%), alfa částice (11%), ale i jádra těžších prvků jako je dusík nebo železo a elektrony (2%) [1]. Mimo nabité částice mohou do atmosféry přilétat také neutrální částice - neutrony, fotony a neutrina. Primární částice interagují s atomy v atmosféře a vytvářejí sekundární částice, které tvoří tzv. spršku kosmického záření.

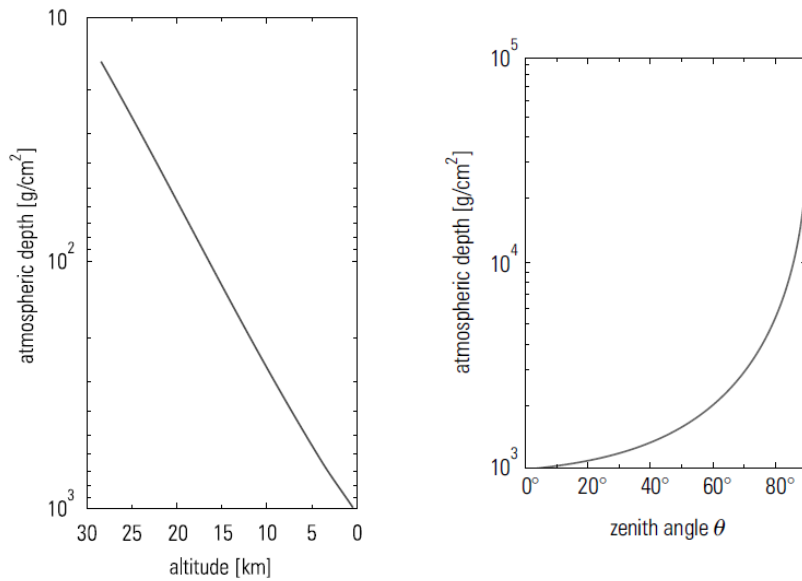
Energie primárních částic může dosahovat hodnot větších než 10^{20} eV, což jsou hodnoty prozatím nejen nedosažitelné v dnešních urychlovačích, ale zároveň zatím neexistuje astrofyzikální model vysvětlující původ takto energetických částic, který by byl v souladu s pozorovanými daty.

1.1.1 Sekundární kosmické záření

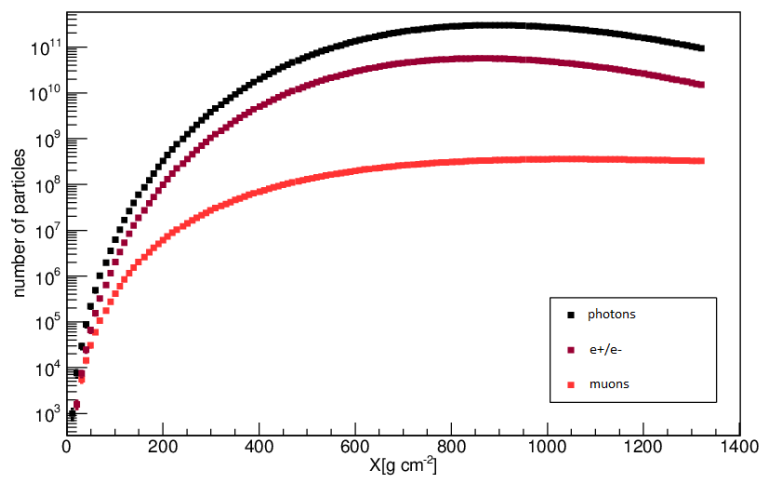
Pro popis průchodu primárních a sekundárních částic kosmického záření atmosférou je používána veličina atmosférická hloubka [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$]. Celková hloubka atmosféry při nadmořské výšce 0 m odpovídá přibližně $1000 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Celková atmosférická hloubka závisí na tlaku, roste s klesající nadmořskou výškou a také se zvětšuje s rostoucím zenitovým úhlem dopadající částice. Tyto závislosti jsou zobrazeny na Obr. 1.1.

Pro elektrony a fotony ve vzduchu je radiační délka rovna $\lambda_r \approx 36.7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Radiační délka je vzdálenost, na které elektron ztratí $1/e$ své původní energie. Vertikální atmosférická hloubka pro elektrony a fotony tak odpovídá asi 27 radiačním délkám na hladině moře. Pro hadrony je interakční délka ve vzduchu přibližně rovna $\lambda_I \approx 90 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Interakční délka je střední dráha, kterou částice urazí mezi srážkami. Atmosférická hloubka je tedy pro hadrony přibližně rovna 11 interakčním délkám. Je patrné, že díky hodnotě atmosférické hloubky je velmi malá pravděpodobnost, že by primární částice kosmického záření prošla celou atmosférou bez interakce.

Dopadá-li primární proton do atmosféry, interaguje v průměru po první interakční délce a vytváří sekundární částice. Největší část sekundárních částic budou tvořit piony. Kaony vznikají s desetkrát menší pravděpodobností než piony. Neutrální piony se rozpadají téměř okamžitě na fotony ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$), které dále tvoří elektromagnetickou spršku. Fotony, elektrony a pozitrony tvoří tzv. měkkou (elektromagnetickou) komponentu sekundárního kosmického záření. Nabité piony i kaony mohou dále interagovat s atomy v atmosféře nebo se rozpadají. Tyto mezony se nakonec s největší pravděpodobností rozpadají na miony a neutrina. Jen malá část těchto mezonů dopadá až na zemský povrch. Miony mají oproti elektronům velkou



Obrázek 1.1: Závislost vertikální atmosférické hloubky $X[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$ na nadmořské výšce (vlevo). Závislost atmosférické hloubky $X[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$ na zenitovém úhlu θ dopadající částice (vpravo). Převzato z [2].



Obrázek 1.2: Závislost počtu fotonů, elektronů a mionů na atmosférické hloubce pro spršku iniciovanou protonem o energii 10^{19} eV s azimutovým úhlem 40° . Sprška byla simulována v programu CONEX [13, 14].

pronikavost díky jejich větší klidové hmotnosti. Miony a neutrina tak tvoří tzv. tvrdou komponentu sekundárního kosmického záření. Miony mohou dopadnout na zem nebo se během průchodu atmosférou dále rozpadají na elektrony a neutrina. Na Obr. 1.2 je znázorněn počet mionů, elektronů a fotonů vzhledem k atmosférické hloubce X . Data pochází z nasimulované protonové spršky s energií 10^{19} eV a zenitovým úhlem 40° . Simulace byla provedena v programu CONEX [13, 14] se simulačním modelem EPOS-LHC [17, 18].

1.1.2 Energetické spektrum kosmického záření

Spektrum kosmického záření pro protony je zobrazeno na Obr. 1.3. Vidíme, že počet přilétávajících částic rychle klesá s rostoucí energií. Částice s energií 10^{11} eV registrujeme s četností přibližně 1 částice na jeden m^2 za sekundu, zatímco jednu částici s energií 10^{19} eV registrujeme na ploše jednoho km^2 přibližně za rok.

Ve spektru kosmického záření si můžeme všimnout dvou význačných míst, kde se výrazně mění chování závislosti toku částic na jejich energii. V místě kolem $3 \cdot 10^{15}$ eV se nachází tzv. koleno (the "knee"), za kterým dochází k ještě prudšímu poklesu přilétávajících částic. Část spektra před tzv. kolenem se chová podle závislosti

$$N(E)dE \approx K \cdot E^{-2.7}dE, \quad (1.1)$$

kde K je reálná konstanta. Naopak za energií $4 \cdot 10^{18}$ eV úbytek v toku částic začíná být opět pomalejší. Této části spektra se říká tzv. kotník (the "ankle"). Část spektra mezi kolenem a kotníkem se chová podle závislosti

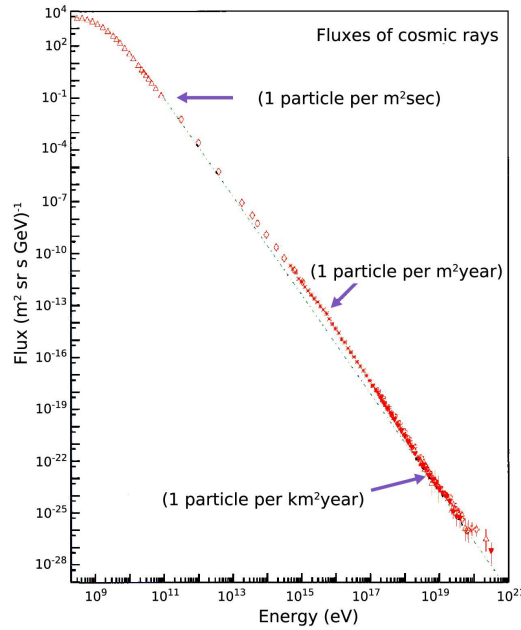
$$N(E)dE \approx K \cdot E^{-3.0}dE. \quad (1.2)$$

Pro energie větší než $E_{ankle} \approx 4 \cdot 10^{18}$ eV platí

$$N(E)dE \approx K \cdot E^{-2.69}dE. \quad (1.3)$$

1.2 Interakce nabitých částic s látkou

Při průchodu nabitých částic látkou dochází k interakci nabité částice s okolními atomy. Charakter interakce závisí na energii a druhu interagujících částic. V následující části stručně shrnu základní procesy, ke kterým dochází při průchodu nabitých částic látkou a jejich základní charakteristiky. K těmto



Obrázek 1.3: Energetické spektrum závislosti toku primárních částic kosmického záření na energii. Naměřená data jsou proložena závislostí $E^{-3.0}$. Převzato z [7].

mechanismům dochází také při průchodu sekundárních částic kosmického záření atmosférou.

1.2.1 Ionizační ztráty

Nabité částice ztrácejí při průchodu látkou část své energie v důsledku srážek s atomovými elektrony. Ionizační energetické ztráty popisuje Bethe-Blochova formule [3]

$$-\frac{dE}{dx_{ion}} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right], \quad (1.4)$$

kde N_A je Avogadrova konstanta, r_e je klasický poloměr elektronu, m_e je jeho hmotnost, ρ je hustota materiálu, Z a A jsou protonové a nukleonové číslo, z je náboj interagující částice v jednotkách elementárního náboje, v je rychlost interagující částice, W_{max} je maximální energie předaná v jedné srážce a I je střední excitační potenciál. β a γ jsou relativistické faktory. Pro nerelativistické částice převládá v (1.4) člen $1/\beta^2$ a ionizační ztráty se snižují se zvyšující se rychlostí. Minimum nastává kolem hodnoty $v \approx 0.96c$ [3]. Při vyšších rychlostech rostou ionizační ztráty logaritmicky.

1.2.2 Radiační ztráty

Vysokoenergetické elektrony mohou při průchodu látkou vyzářit fotony. Tento proces, známý pod názvem "bremsstrahlung", je důležitou složkou ve vytváření EM komponent spršek kosmického záření. Radiační ztráty elektronu procházející vrstvou materiálu tloušťky dx jsou

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{rad} = \frac{E}{\lambda_r}, \quad (1.5)$$

kde λ_r je radiační délka elektronu v daném prostředí [1]. Radiační délka je definována jako vzdálenost, za kterou elektron ztratí $1/e$ své původní energie radiačními ztrátami. Pro miony jsou tyto ztráty zanedbatelné až do velmi vysokých energií, jelikož radiační délka λ_r je úměrná m^2 . Energie, při níž se rovnají ionizační a radiační energetické ztráty, se nazývá kritická energie ξ_c . Elektrony, které mají větší než kritickou energii, ztrácejí energii především radiačními procesy, zatímco při nižších energiích než ξ_c převládají ionizační ztráty.

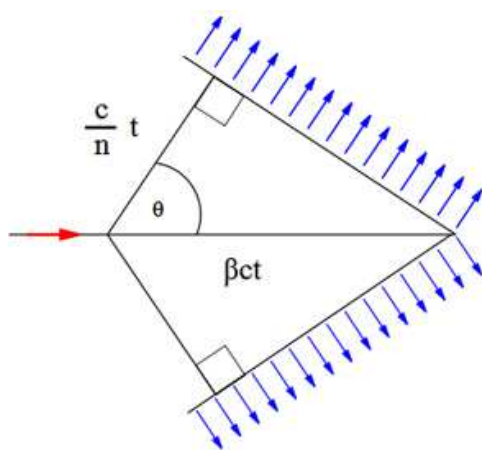
1.2.3 Čerenkovovo záření

Čerenkovovo záření vzniká při průchodu relativistických částic látkou v případě, že rychlost relativistické částice je vyšší než fázová rychlost světla v daném prostředí. Prostředí reaguje na průchod takové částice vytvořením elektromagnetické šokové vlny, která vytváří kuželové koherentní vlnoplochy. Efekt je analogií k procesu vytvoření supersonické rázové vlny v atmosféře při překročení rychlosti zvuku. Huygensova geometrická konstrukce je znázorněna na Obr. 1.4. Vlnoplocha je vzhledem k pohybu nabitě částice vyzářena pod úhlem

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n}, \quad (1.6)$$

kde n je index lomu prostředí.

Prahová energie ve vzduchu nutná ke tvorbě Čerenkovova záření je pro elektrony $E = 21$ MeV a pro miony $E = 4.3$ GeV [1].



Obrázek 1.4: Čerenkovovo záření vznikající při průchodu nabitě relativistické částice látkou. Převzato z [4].

Kapitola 2

Modelové představy o rozvoji spršek kosmického záření

Rozvoje spršek kosmického záření jsou velmi komplexním procesem a k jejich přibližnému popisu je nutno použít numerické simulace. Přesné výpočty rozvoje spršek nejsou možné, jelikož počet částic v jedné spršce může převyšovat desetitisíce částic. Dalším problémem pro přesný výpočet je nedostatečná znalost účinných průřezů reakcí při takto vysokých energiích. Pro popis nejdůležitějších parametrů spršek byly vyvinuty semiempirické modely, které se snaží o zjednodušený, ale zároveň výstižný popis význačných veličin jako je hloubka maxima spršky X_{max} .

2.1 Heitlerův model

Heitlerův model popisuje elektromagnetické spršky, které obsahují pouze fotony, elektrony a pozitrony [5]. Při průchodu primárního fotonu o energii E_0 do atmosféry dochází po jisté vzdálenosti d k vytvoření elektron pozitronového páru v okolí atomového jádra. Elektronu i pozitronu je předána polovina energie primárního fotonu. Elektron i pozitron následně vyzáří foton po vzdálenosti d , tzv. splitting length, která je definována jako

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

kde λ_r je radiační délka v daném prostředí. Radiační délka je definována jako vzdálenost, za kterou elektrony ztratí $\frac{1}{e}$ svojí energie. Po každé splitting length je počet částic zdvojnásoben a každá částice nese stejnou energii. Za n splitting lengths je tedy celkový počet částic

$$N = 2^n \quad (2.2)$$

a každá z nich nese energii

$$E = \frac{E_0}{2^n}. \quad (2.3)$$

Produkce částic přestává, když částice dosáhnou energie rovné kritické energii ξ_c^e , která je pro elektrony ve vzduchu $\xi_c^e \approx 85$ MeV. Schéma tohoto procesu je znázorněno na Obr. 2.1. Maximální počet kroků n_c , kdy dochází k produkci částic, je

$$n_c = \frac{\ln \frac{E_0}{\xi_c^e}}{\ln 2}. \quad (2.4)$$

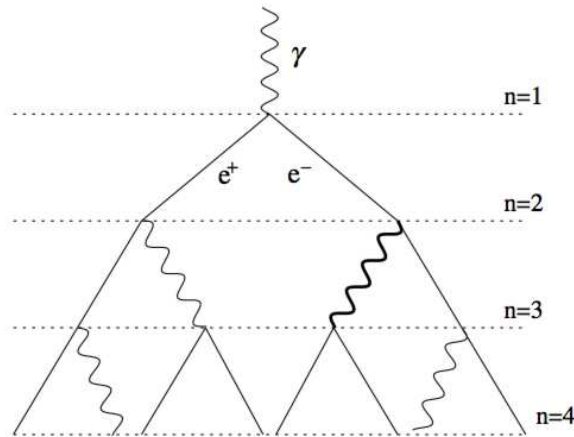
Definujeme veličinu maximum spršky X_{max}^γ , která udává hloubku v atmosféře, kdy sprška obsahuje maximální počet částic. Maximum spršky můžeme vyjádřit jako

$$X_{max}^\gamma = n_c \lambda_r \ln 2 = \lambda_r \ln \left[\frac{E_0}{\xi_c^e} \right]. \quad (2.5)$$

Další veličinou, které se v této práci budeme věnovat, je "elongation rate" Λ , která vyjadřuje změnu maxima spršky s energií primární částice, definovanou jako

$$\Lambda = \frac{dX_{max}^\gamma}{d \log_{10} E_0}. \quad (2.6)$$

Heitlerův model předpovídá hodnotu elongation rate pro EM spršky $\Lambda = 85 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.



Obrázek 2.1: Schéma průběhu elektromagnetické spršky podle Heitlerova modelu. Převzato z [6].

2.2 Heitler-Matthewsův model

Heitler-Matthewsův model popisuje hadronové spršky [6]. Atmosféra je tvořena vrstvami o tloušťce $\lambda_I \ln 2$, kde λ_I je interakční délka silně interagujících částic. Matthews v [6] používá konstantní hodnotu interakční délky pro piony ve vzduchu $\lambda_I = 120 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Primární proton, případně jiná částice, interaguje v atmosféře po jedné atmosférické vrstvě a vytváří N_{ch} nabitých pionů π^\pm a $\frac{1}{2}N_{ch}$ neutrálních pionů π^0 . Střední doba života π^0 je velmi krátká, řádově 10^{-17} s, rozpadá se tedy velmi rychle na dva fotony, což je jeho hlavní rozpadový kanál. Vzniklé fotony následně tvoří sekundární EM spršky. Nabitě piony po jedné atmosférické vrstvě interagují a vytvářejí další π^\pm a π^0 . Obdobně jako u Heitlerova modelu se celý proces opakuje, dokud částice nedosáhnou kritické energie ξ_c^π . Toto opět odpovídá konečnému počtu interakcí n_c . Kritickou energií je v tomto případě myšlena energie pionů, kdy je rozpadová délka (decay length) nabitých pionů stejná jako interakční délka, tedy jako vzdálenost do místa další interakce. Po dosažení energie ξ_c^π se piony rozpadají na miony. Celková energie primární částice je tak rozdělena do dvou složek,

$$E_0 = \xi_c^e N_{max} + \xi_c^\pi N_\mu, \quad (2.7)$$

t.j. EM část spršky vytvořená neutrálními π^0 a hadronová část tvořená N_{ch} nabitými piony, které se následně rozpadají na $N_\mu = N_{ch}$ mionů.

Počet nabitých pionů po n interakcích je $N_\pi = (N_{ch})^n$. Jelikož předpokládáme, že každá částice nese stejnou energii, je celková energie nesená nabitými piony $E = \frac{2}{3}E_0$. Energie jednoho pionu je poté

$$E_\pi = \frac{E_0}{\frac{3}{2}(N_{ch})^n}. \quad (2.8)$$

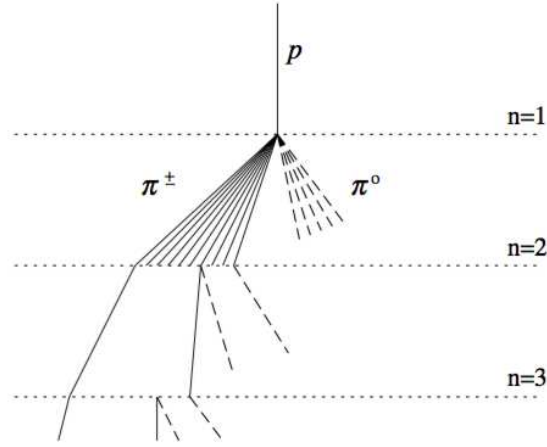
Heitler-Matthewsův model předpovídá počet mionů jako veličinu charakterizovanou parametrem β , který je definován jako

$$\beta = \frac{\ln[N_{ch}]}{\ln[\frac{3}{2}N_{ch}]}. \quad (2.9)$$

Heitler-Matthews předpovídá hodnotu parametru $\beta = 0.85$. Počet mionů je mocnině závislý na β jako

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{\xi_c^\pi}\right)^\beta. \quad (2.10)$$

Jak již bylo zmíněno v předchozí podkapitole, veličina X_{max} udává hloubku v atmosféře, kde je dosažen maximální počet fotonů, elektronů a pozitronů.



Obrázek 2.2: Schéma průběhu hadronové spršky iniciované protonem podle Heitler-Matthewsova modelu. Přerušované čáry značí neutrální piony. Sekundární EM spršky zde nejsou znázorněny. Převzato z [6].

V hadronových sprškách jsou tyto EM spršky iniciovány neutrálními piony π_0 . Heitler-Matthews pro zjednodušení výpočtu X_{max} započítává pouze první generaci γ spršek, což sice podceňuje hodnotu hloubky maxima, ale udává poměrně přesný výsledek pro elongation rate Λ^p pro protony. První interakce nastává v hloubce $X_0 = \lambda_I \ln 2$, kde λ_I je interakční délka protonu. Zde se vytvoří $\frac{1}{2}N_{ch}$ neutrálních pionů a každý nese energii $E = \frac{E_0}{3N_{ch}}$. Neutrální piony se následně rozpadají na celkový počet N_{ch} fotonů, které vytváří sekundární EM spršky. Maximum spršky iniciované protonem je pak dáno vztahem

$$X_{max}^p = X_0 + \lambda_r \ln\left[\frac{E_0}{3N_{ch}\xi_e^c}\right]. \quad (2.11)$$

Hodnotu elongation rate pro protonové spršky pak Heitler-Matthewsův model předpovídá

$$\Lambda^p = \Lambda^\gamma + \frac{d}{d \log_{10} E_0} X_0 - \lambda_r \ln[3N_{ch}] = 58g \cdot cm^{-2}. \quad (2.12)$$

Obdobně jako hloubku maxima spršky X_{max} zavádíme veličinu hloubky mionového maxima spršky X_{max}^μ , která udává hloubku v atmosféře, kde sprška obsahuje největší počet mionů.

2.3 Superpoziční model

Pro popis spršek iniciovaných jádru s nukleonovým číslem A se používá superpoziční model. Pod superpozičním modelem rozumíme zjednodušenou představu, že pokud do atmosféry dopadá jádro s nukleonovým číslem A a energií E_0 , chová se sprška jako A nezávislých nukleonových spršek s energiemi E_0/A [6]. Heitler-Matthewsov model používá k popisu hadronových spršek s primární částicí s atomovým číslem A právě superpoziční model. Počet mionů a maximum spršky jsou pro tyto procesy dány vztahy

$$N_\mu^A = N_\mu^p A^{0.15}, \quad (2.13)$$

$$X_{max}^A = X_{max}^p - \lambda_r \ln A. \quad (2.14)$$

Z posledního vzorce plyne, že podle Heitler-Matthewsova modelu veličina elongation rate nezávisí u hadronových spršek na nukleonovém čísle, neboť jak λ_r tak $\ln A$ jsou pro dané jádro neměnné s energií primární částice.

Jak lze vidět ze vztahu (2.14), podle superpozičního modelu je střední hodnota maxima spršky $\langle X_{max} \rangle$ lineárně závislá na $\ln A$. To znamená, že $\langle X_{max} \rangle$ přímo závisí na druhu primární částice. Byl navržen popis $\langle X_{max} \rangle$ iniciované jádrem s nukleonovým číslem A [8, 9]. Tento popis vychází z Heitler-Matthewsova modelu [6], podle kterého lze vyjádřit $\langle X_{max} \rangle$ jako funkci lineárně závislou na energii na nukleon

$$\langle X_{max} \rangle = X_0 + \Lambda \log_{10} \left(\frac{E}{E_0 A} \right), \quad (2.15)$$

kde X_0 je střední hodnota hloubky protonové spršky o energii E_0 a Λ je elongation rate.

	Sibyll 2.1	EPOS-LHC	QGSJet II-04
X_0	795.1 ± 0.3	806.1 ± 0.3	790.4 ± 0.3
Λ	57.9 ± 0.3	56.3 ± 0.3	54.4 ± 0.3
ξ	0.06 ± 0.12	0.47 ± 0.12	-0.33 ± 0.12
δ	0.08 ± 0.11	1.15 ± 0.11	0.69 ± 0.11

Tabulka 2.1: Hodnoty jednotlivých parametrů vztahu (2.15) pro 3 různé hadronické interakční modely. Převzato z [9].

V [8, 9] použili ke zpřesnění závislosti (2.15) simulace z vysokoenergetických interakčních modelů EPOS-LHC [17, 18], Sibyll 2.1 [19] a QGSJet II-04 [16] pro čtyři primární částice - H, He, N a Fe. Energetický rozsah

E_0 simulovaných spršek byl v rozmezí $10^{17} - 10^{20}$ eV. Porovnáním výsledků simulací a vztahu (2.15) se pokusili zpřesnit vztah pro $\langle X_{max} \rangle$ jako

$$\langle X_{max} \rangle = X_0 + \Lambda \log_{10}\left(\frac{E}{E_0 A}\right) + \xi \ln A + \delta \ln A \log_{10}\left(\frac{E}{E_0}\right), \quad (2.16)$$

kde parametry ξ , δ , Λ a X_0 jsou uvedeny v Tab. 2.1 pro jednotlivé vysokoenergetické interakční modely. V příštích kapitolách se budu zabývat také tímto vztahem a porovnáním jeho platnosti pro simulace s energetickým rozptylem $E_0 = 10^{14} - 10^{20}$ eV a $E_0 = 10^{17} - 10^{20}$ eV.

Kapitola 3

Simulace spršek kosmického záření

3.1 Simulační program CONEX

CONEX [13, 14] je program na simulaci spšek kosmického záření. CONEX používá pro popis hadronických interakcí jeden z vysokoenergetických hadronických modelů (QGSET01 [15], QGSJETII-04 [16], EPOS-LHC EPOS1, EPOS2 nebo Sibyll 2.1 [19]) a pro popis elektromagnetické části spršky je používán kód EGS4, který je doplněn o Landau-Pomeranchuk-Migdal efekt a fotoprodukcí [11]. Částice s energiemi nižšími než vybraná prahová energie E_{Thr} jsou používány jako počáteční podmínky do integro-diferenciálních kaskádních rovnic. Každá z částic s energií vyšší než prahová energie je zpracovávána individuálně pomocí vysokoenergetických interakčních modelů. Výhodou programu CONEX oproti jiným simulačním programům pro rozvoj spršek kosmického záření, jako je například CORSIKA [12], je kratší výpočetní čas.

Při spouštění simulace má uživatel možnost nastavit mnoho parametrů spršky, jako je typ primární částice, počet simulovaných událostí, energetický rozptyl simulací, rozptyl zenitového a azimutálního úhlu nebo model vysokoenergetických interakcí. Data ze simulací jsou ukládána do souborů typu .root.

3.2 Modely hadronických interakcí

Ve fyzice kosmického záření jsou používány Monte Carlo (MC) metody k popisu rozvoje extenzivních spršek kosmického záření iniciovaných primární částicí v atmosféře. Studium vlastností naměřených spršek kosmického záření

je pak možné zjistit některé základní údaje o primární částici srovnáním s MC předpověďmi. Z pozice maxima spršky X_{max} a počtu e^\pm (N_e) a μ^\pm (N_μ) na povrchu země lze odhadnout energii a typ primární částice. MC generátory musí mimo jiné zahrnovat hadronické interakce ve spršce nebo předpovědi pro účinný průřez v inelastických hadron-jádro srážkách. Jelikož se pohybujeme v energiích až do řádu 10^{20} eV, je nutné v těchto simulačních programech používat předpoklady pro účinné průřezy založené na extrapolaci známých dat z urychlovačových experimentů.

3.3 Tvorba knihovny spršek

Pro cíle této práce bylo nutno vytvořit knihovnu spršek kosmického záření. K tomuto účelu byl použit program CONEX, ve kterém je implementováno několik vysokoenergetických interakčních modelů. Simulace byly vytvářeny na základě dvou z nich, EPOS-LHC a QGSJet II-04. tyto modely jsou vyladěny na data z LHC.

Pro oba modely byly vytvořeny knihovny o třech zenitových úhlech - 0° , 40° a 60° . Pro každý z úhlů byly nasimulovány spršky pro čtyři primární částice - proton, jádro helia, jádro dusíku a jádro železa. Tyto prvky jsou častým výběrem při simulacích kosmického záření, proto byly vybrány i pro účely této práce. Pro každý z prvků byly nasimulovány spršky s počáteční energií 10^{14} , 10^{15} , 10^{16} , 10^{17} , 10^{18} , 10^{19} a 10^{20} eV, kde pro každou energii bylo nasimulováno 100 událostí.

Stejným způsobem byly nasimulovány spršky iniciované fotonem, s jediným rozdílem, že energetické spektrum končí na 10^{19} eV.

Pro simulace bylo použito prostředí OS Linux, distribuce Ubuntu, běžící na osmijádrovém procesoru Intel Core i7 2.2GHz s operační pamětí 8GB. Simulace byly prováděny zvlášť pro jednotlivé prvky. Výpočetní čas pro simulaci 100 událostí se lišil v závislosti na primární energii i druhu částice a pohyboval se na škále od ~ 5 minut do ~ 3 hodin. Výpočetní čas narůstal spolu s rostoucí energií a rostoucím nukleonovým číslem.

Kapitola 4

Srovnání modelových představ a detailních simulací spršek kosmického záření

Tato část je věnována porovnání výsledků ze simulací spršek kosmického záření v programu CONEX s modelovými představami o jejich rozvoji, které jsou popsány v kapitole 2 této práce.

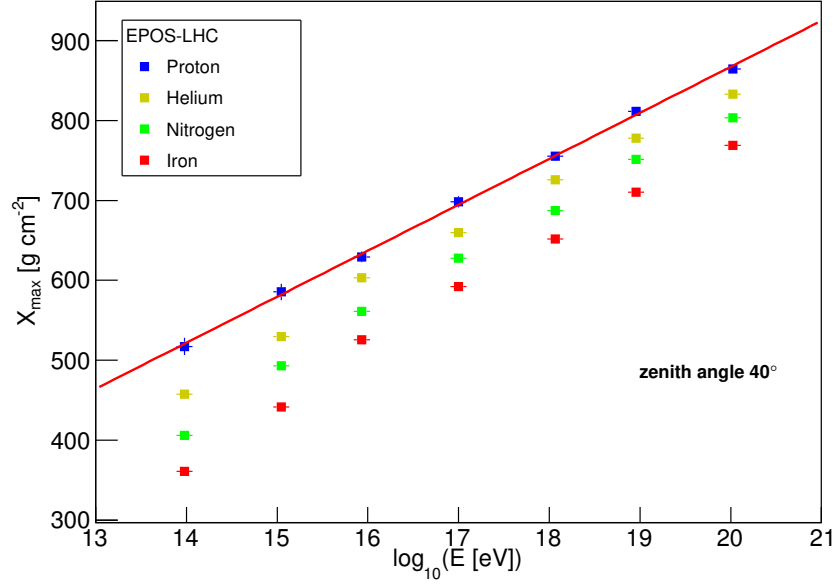
4.1 Energetický vývoj hloubky maxima spršky

Jak bylo zmíněno v části 2.1, Heitlerův model předpovídá hodnotu elongation rate pro spršky iniciované fotony $\Lambda = 85 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Pro hadronové spršky předpovídá Heitler-Matthewsův model hodnotu elongation rate $\Lambda = 58 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ (viz kapitola 2.2).

Z nasimulovaných spršek lze zjistit maximum spršky X_{max} . Proložíme-li fitovací funkcí

$$X = a \log_{10} E_0 + b \quad (4.1)$$

závislost maxima spršky X_{max} na logaritmu energie, snadno zjistíme hodnotu elongation rate Λ . Veličina elongation rate Λ je definovaná vztahem (2.6), tudíž odpovídá přímo parametru a ve fitovací funkci. Na Obr. 4.1 je znázorněn graf závislosti maxima spršky X_{max} na logaritmu energie. Použitá data odpovídají nasimulovaným sprškám pomocí modelu EPOS-LHC se zenitovým úhlem 40° pro čtyři typy primární částice. Graf je proložen funkcí (4.1), ze které byla zjištěna hodnota elongation rate $\Lambda = (57,7 \pm 1,4) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.



Obrázek 4.1: Závislost maxima spršky X_{max} na logaritmu energie primární částice. Pro protonové spršky je závislost naitována funkcí $X = a \log_{10} E_0 + b$ s hodnotami parametrů $a = (57, 7 \pm 1, 4) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ a $b = (-280 \pm 30) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Stejným způsobem byly zjištěny hodnoty elongation rate Λ pro ostatní prvky a zenitové úhly. Získané hodnoty jsou uvedeny v Tab. 4.1. Hodnoty Λ pro spršky iniciované fotony jsou uvedeny v Tab. 4.2. Vidíme, že pro fotony i protony se předpovědi z modelových představ v rámci chyby přibližně shodují s daty ze simulací pro oba modely, EPOS-LHC a QGSJet II-04. Pro jádra s vyšším nukleonovým číslem má ale hodnota elongation rate Λ rostoucí tendenci, což Heitler-Matthewsův model nepředpokládá. Z tabulky dále můžeme vidět, že Λ nezávisí na zenitovém úhlu. To odpovídá skutečnosti, že maximum spršky závisí na celkové prošlé atmosférické hmotě.

Rostoucí tendenci elongation rate Λ s nukleonovým číslem A předpokládá model popsáný v části 2.3 této práce. Zderivujeme-li rovnici (2.16) podle logaritmu energie, dostaneme pro předpovídanou hodnotu elongation rate Λ^A vztah

$$\Lambda^A = \Lambda + \delta \ln A, \quad (4.2)$$

kde A je nukleonové číslo primární částice, Λ je elongation rate spršky iniciované protonem a δ je jedním z parametrů rovnice (2.16). Hodnoty Λ i δ jsou uvedeny v Tab. 2.1. Z tohoto vztahu dostaneme hodnoty Λ^A pro primární

částice helium, dusík a železo uvedené v Tab. 4.3. Tyto hodnoty již vykazují rostoucí tendenci s vyšším nukleonovým číslem, ale stále jsou menší oproti hodnotám získaným ze simulací pro rozsah energií $10^{14} - 10^{20}$ eV uvedených v Tab. 4.1. Vztah (2.16) byl ovšem získán pro energetický rozsah $10^{17} - 10^{20}$ eV. Proto byly nasimulované spršky nafitovány lineární funkcí (4.1) ve stejném rozsahu energií, tedy $10^{17} - 10^{20}$ eV. Získané hodnoty elongation rate pro tento případ jsou uvedeny v Tab. 4.4. Jak bylo možné očekávat, tyto hodnoty elongation rate Λ už v rámci chyb odpovídají hodnotám Λ^A , předpovězeným ze vztahu (4.2) z Tab. 4.3.

Na Obr. 4.4 je znázorněn graf závislosti maxima spršky X_{max} a mionového maxima spršky X_{max}^μ na logaritmu energie. Graf je proložen závislostí (2.16). Data jsou ze spršek pro model EPOS-LHC se zenitovým úhlem 40° .

	$\Lambda^p[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^{He}[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^N[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^{Fe}[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$
HM model	58,0	58,0	58,0	58,0
EPOS 0°	$58,0 \pm 2,0$	$60,1 \pm 0,9$	$62,1 \pm 0,5$	$65,5 \pm 0,4$
EPOS 40°	$57,7 \pm 1,4$	$60,9 \pm 0,8$	$64,0 \pm 0,6$	$65,7 \pm 0,4$
EPOS 60°	$58,0 \pm 1,4$	$60,4 \pm 0,9$	$62,5 \pm 0,6$	$67,8 \pm 0,4$
QGSJet 0°	$54,2 \pm 1,4$	$58,1 \pm 0,9$	$60,0 \pm 0,7$	$63,9 \pm 0,5$
QGSJet 40°	$58,0 \pm 1,3$	$57,0 \pm 0,9$	$59,6 \pm 0,7$	$64,0 \pm 0,5$
QGSJet 60°	$54,8 \pm 1,4$	$59,7 \pm 0,9$	$60,5 \pm 0,7$	$63,4 \pm 0,5$

Tabulka 4.1: Předpovězené hodnoty elongation rate Λ pro hadronové spršky (Heitler-Matthewsův model). Hodnoty Λ získané ze simulací pro jednotlivé prvky, interakční modely a zenitové úhly. Hodnoty byly získány fitováním v rozsahu energií $10^{14} - 10^{20}$ eV.

	$\Lambda^\gamma [\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$
Heitler	85,0
EPOS 0°	$87,1 \pm 1,5$
EPOS 40°	$86,9 \pm 1,6$
EPOS 60°	$87,6 \pm 1,4$
QGSJet 0°	$86,7 \pm 1,6$
QGSJet 40°	$87,2 \pm 1,4$
QGSJet 60°	$87,8 \pm 1,5$

Tabulka 4.2: Předpovězená hodnota elongation rate Λ pro fotonové spršky (Heitlerův model). Hodnoty Λ získané ze simulací fotonových spršek pro dva interakční modely a tři zenitové úhly. Hodnoty byly získány fitováním v rozsahu energií $10^{14} - 10^{19}$ eV.

	$\Lambda^p[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^{He}[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^N[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^{Fe}[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$
EPOS	$56,3 \pm 0,3$	$57,9 \pm 0,3$	$59,3 \pm 0,3$	$60,9 \pm 0,3$
QGSJet	$54,4 \pm 0,3$	$55,4 \pm 0,3$	$56,2 \pm 0,3$	$57,2 \pm 0,3$

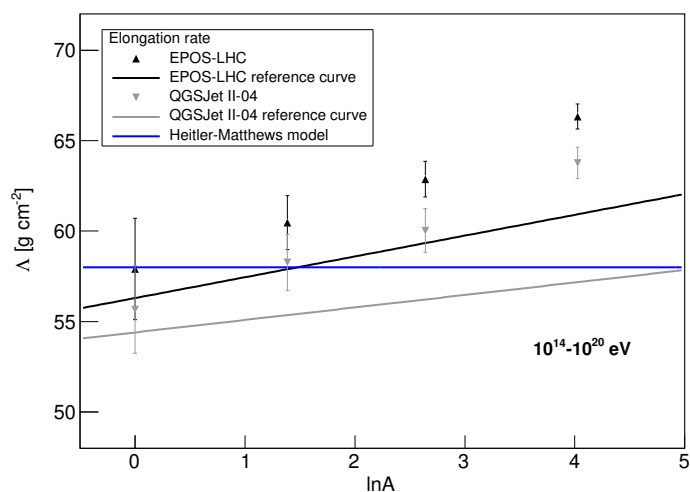
Tabulka 4.3: Hodnoty elongation rate Λ pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 získané ze vztahu (4.2).

	$\Lambda^p[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^{He}[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^N[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^{Fe}[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$
EPOS 0°	$55,0 \pm 3,0$	$57,0 \pm 2,0$	$57,0 \pm 1,0$	$58,8 \pm 0,8$
EPOS 40°	$57,0 \pm 3,0$	$57,0 \pm 2,0$	$59,0 \pm 1,0$	$59,2 \pm 0,8$
EPOS 60°	$55,0 \pm 3,0$	$59,0 \pm 2,0$	$58,0 \pm 1,0$	$62,7 \pm 0,9$
QGSJet 0°	$54,0 \pm 2,0$	$58,0 \pm 2,0$	$54,0 \pm 2,0$	$56,0 \pm 1,0$
QGSJet 40°	$56,0 \pm 3,0$	$55,0 \pm 2,0$	$55,0 \pm 2,0$	$57,0 \pm 1,0$
QGSJet 60°	$56,0 \pm 3,0$	$55,0 \pm 2,0$	$56,0 \pm 1,0$	$56,0 \pm 1,0$

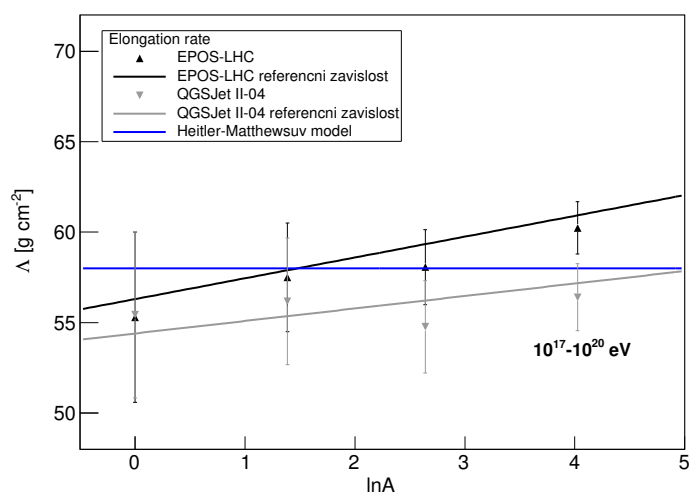
Tabulka 4.4: Hodnoty elongation rate Λ pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 získané ze simulací pro jednotlivé prvky, interakční modely a zenitové úhly. Hodnoty byly získány fitováním v rozsahu energií $10^{17} - 10^{20}$ eV.

Na Obr. 4.2 a Obr. 4.3 jsou vyneseny získané hodnoty Λ z fitu pro rozsah energií $10^{14} - 10^{20}$ eV z Tab. 4.1 a pro rozsah energií $10^{17} - 10^{20}$ eV z Tab. 4.4 v závislosti na logaritmu nukleonového čísla pro jednotlivé prvky a oba interakční modely. Hodnoty Λ jsou zde zprůměrované pro všechny zenitové úhly. Dále jsou v obou grafech znázorněny referenční křivky předpovídané vztahem (4.2) a hodnota Λ předpovídaná Heitler-Matthewsovým modelem. Můžeme vidět, že hodnoty Λ získané z fitů pro energie $10^{14} - 10^{20}$ (Obr. 4.2) jsou vyšší než předpokládaná závislost (4.2). Elongation rate Λ z fitů v rozsahu energií $10^{17} - 10^{20}$ eV (Obr. 4.3) se již v rámci chyb shodují s předpokládanou závislostí (4.2).

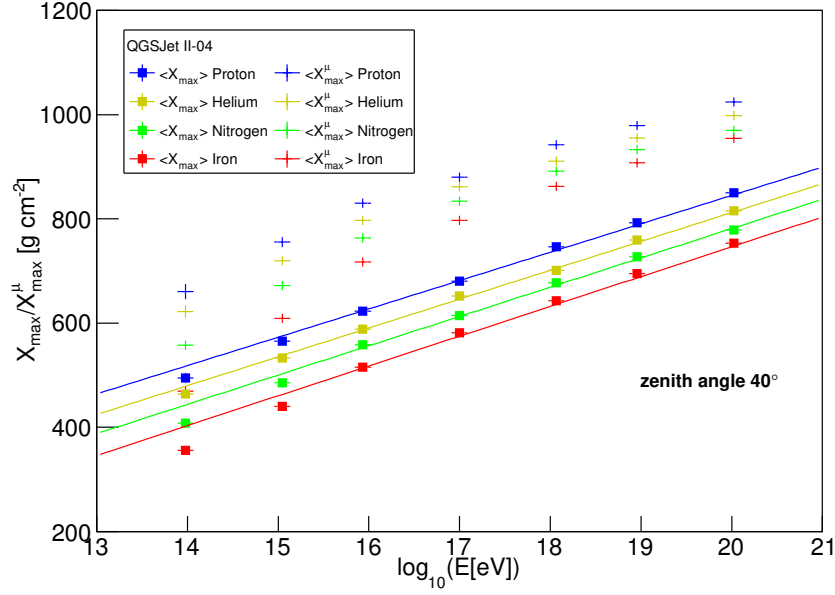
Důvod, proč se při zahrnutí i nižších energií získaná hodnota veličiny Λ liší, je pravděpodobně dán tím, že závislost není čistě lineární. Jak si lze povšimnout z Obr. 4.4, závislost X_{max} na logaritmu energie vykazuje známky polynomiálního chování. Původ této závislosti ovšem nemusí odpovídat žádné fyzikální skutečnosti, ale tomu, že pro nižší energie je maximum spršky X_{max} obtížně definovatelné a může být zatíženo velkou systematickou chybou.



Obrázek 4.2: Závislost získaných hodnot elongation rate ze simulací pro rozsah energií $10^{14} - 10^{20}$ na logaritmu nukleonového čísla. Referenční křivky jsou předpokládána závislost (4.2) z [8, 9] a hodnota předpovídaná Heitler-Matthewsovým modelem.



Obrázek 4.3: Závislost získaných hodnot elongation rate ze simulací pro rozsah energií $10^{17} - 10^{20}$ na logaritmu nukleonového čísla. Referenční křivky jsou předpokládána závislost (4.2) z [8, 9]. Dále je v grafu zobrazena hodnota předpovídaná Heitler-Matthewsovým modelem.



Obrázek 4.4: Hodnoty X_{max} a X_{max}^{μ} na logaritmu energie pro spršky simulované modelem QGSJet II-04 se zenitovým úhlem 40° . Referenční křivky odpovídají závislosti (2.16) z článku [8, 9].

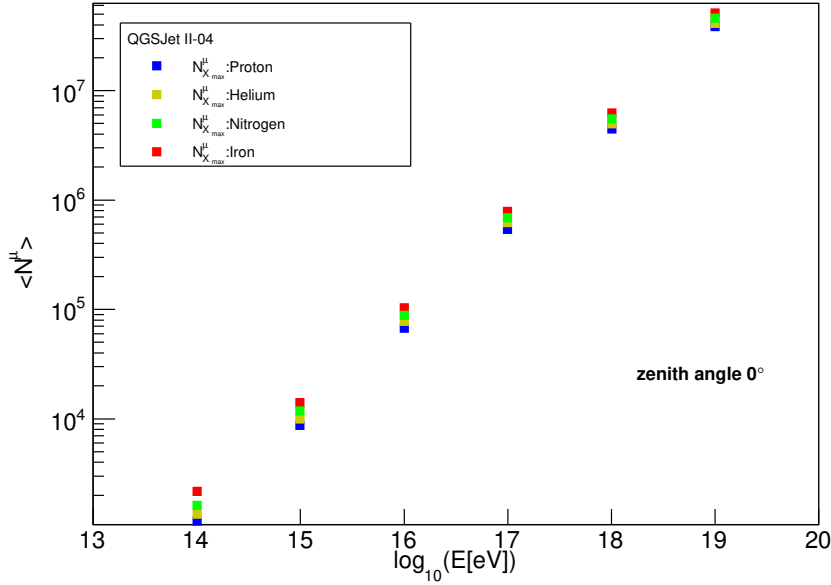
4.2 Energetický vývoj počtu mionů ve spršce

Parametr β byl v části 2.2 definován vztahem (2.9). Heitler-Matthewsův model předpovídá hodnotu parametru $\beta = 0,85$. Počet mionů ve spršce souvisí s β jako (2.10).

Z nasimulovaných spršek lze zjistit β nafitováním lineární závislosti logaritmu počtu mionů na logaritmu energie. Závislost (2.10) nepředpokládá různé chování pro rozdílné atmosférické hloubky. Pro zjištění parametru β byly vybrány tři specifické atmosférické hloubky, ve kterých byl určován počet mionů. První z nich je maximum spršky X_{max} , kde sprška obsahuje největší počet elektromagnetických částic. Dalším místem je mionové maximum X_{max}^{μ} , kde sprška obsahuje největší počet mionů. Posledním místem byla zvolena nadmořská výška $h = 1400$ m.n.m., což přibližně odpovídá průměrné nadmořské výšce Observatoře Pierre Auger, kde lze tento parametr zjistit z pozorovaných dat.

Na Obr. 4.5 je zobrazena závislost počtu mionů v maximum spršky $N_{X_{max}}^{\mu}$ na logaritmu energie primární částice pro spršky ze simulací QGSJet II-04 pro zenitový úhel 0° .

Podle definice parametru β zjistíme jeho hodnotu fitováním této závislosti



Obrázek 4.5: Závislost počtu mionů v maximu spršky $N_{X_{max}}^{\mu}$ na logaritmu energie primární částice pro spršky ze simulací QGSJet pro zenitový úhel 0° .

funkcí

$$N^{\mu} = \left(\frac{E_0}{a}\right)^{\beta}. \quad (4.3)$$

Zjištěné hodnoty parametru β pro jednotlivé primární částice a tři zenitové úhly ve třech atmosférických hloubkách pro model EPOS-LHC jsou uvedeny v Tab. 4.5. Hodnoty β získané z nasimulovaných spršek modelem QGSJet II-04 jsou uvedeny v Tab. 4.6.

Obr. 4.6 ilustruje závislost hodnoty β na logaritmu nukleonového čísla A . Hodnoty parametru β byly zjištěny fitováním počtu mionů ve výšce $h = 1400\text{m.n.m.}$ a jsou uvedeny v Tab. 4.5 a Tab. 4.6. Graf ukazuje pro všechny zenitové úhly signifikantní klesající závislost β s $\ln A$. Pro lehčí jádra tak stoupá počet mionů ve spršce s energií rychleji než pro jádra těžší. Zároveň pro menší zenitové úhly je hodnota β nižší. Model QGSJet II-04 predikuje u všech použitých zenitových úhlů nižší hodnotu β než model EPOS-LHC.

Na Obr. 4.7 je znázorněna závislost parametru β (ve výšce $h = 1400\text{m.n.m.}$) na zenitovém úhlu θ pro jednotlivé primární částice a dva používané modely. Model QGSJet II-04 predikuje nižší hodnoty β než EPOS-LHC. Obdobně jako na Obr. 4.6, i zde lze pozorovat trend růstu hodnoty parametru β se zvětšujícím se zenitovým úhlem. Pro větší úhly tedy stoupá

EPOS 0°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,19 \pm 0,02$	$9,15 \pm 0,01$	$9,080 \pm 0,007$	$9,037 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,14 \pm 0,02$	$9,12 \pm 0,01$	$9,068 \pm 0,007$	$9,023 \pm 0,004$
$h = 1400$	$9,13 \pm 0,02$	$9,12 \pm 0,01$	$9,095 \pm 0,006$	$9,075 \pm 0,004$
EPOS 40°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,18 \pm 0,02$	$9,135 \pm 0,009$	$9,136 \pm 0,006$	$9,074 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,15 \pm 0,02$	$9,108 \pm 0,008$	$9,111 \pm 0,006$	$9,060 \pm 0,004$
$h = 1400$	$9,30 \pm 0,02$	$9,270 \pm 0,009$	$9,277 \pm 0,006$	$9,240 \pm 0,004$
EPOS 60°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,22 \pm 0,02$	$9,196 \pm 0,009$	$9,169 \pm 0,006$	$9,143 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,20 \pm 0,02$	$9,172 \pm 0,009$	$9,148 \pm 0,006$	$9,130 \pm 0,004$
$h = 1400$	$9,33 \pm 0,02$	$9,31 \pm 0,01$	$9,283 \pm 0,006$	$9,264 \pm 0,004$

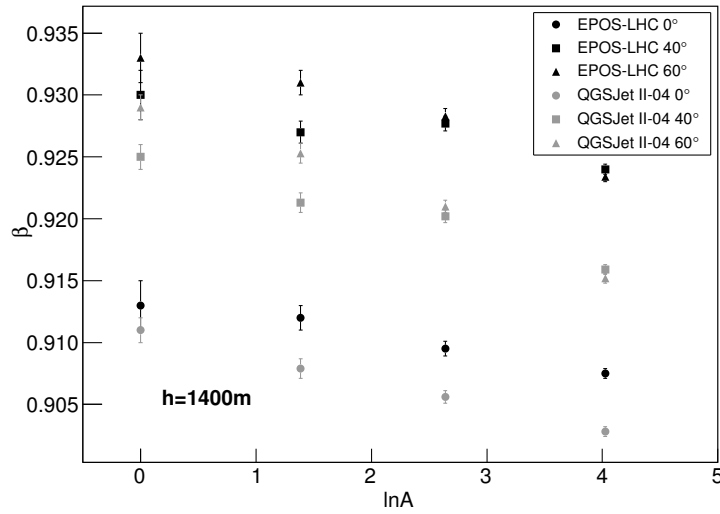
Tabulka 4.5: Hodnoty parametru β pro jednotlivé zenitové úhly a primární částice pro model EPOS-LHC ve třech hloubkách v atmosféře - v maximu spršky X_{max} , mionovém maximu X_{max}^μ a v nadmořské výšce $h = 1400\text{m.n.m.}$

QGSJet 0°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,15 \pm 0,02$	$9,105 \pm 0,009$	$9,049 \pm 0,006$	$8,997 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,11 \pm 0,02$	$9,068 \pm 0,009$	$9,026 \pm 0,006$	$8,978 \pm 0,003$
$h = 1400$	$9,11 \pm 0,01$	$9,079 \pm 0,008$	$9,056 \pm 0,005$	$9,028 \pm 0,004$
QGSJet 40°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,16 \pm 0,01$	$9,104 \pm 0,009$	$9,136 \pm 0,006$	$9,074 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,12 \pm 0,01$	$9,075 \pm 0,008$	$9,067 \pm 0,006$	$9,022 \pm 0,004$
$h = 1400$	$9,25 \pm 0,01$	$9,213 \pm 0,008$	$9,202 \pm 0,006$	$9,159 \pm 0,004$
QGSJet 60°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,22 \pm 0,01$	$9,179 \pm 0,009$	$9,144 \pm 0,006$	$9,094 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,19 \pm 0,02$	$9,146 \pm 0,009$	$9,113 \pm 0,006$	$9,066 \pm 0,004$
$h = 1400$	$9,29 \pm 0,02$	$9,253 \pm 0,009$	$9,210 \pm 0,006$	$9,152 \pm 0,004$

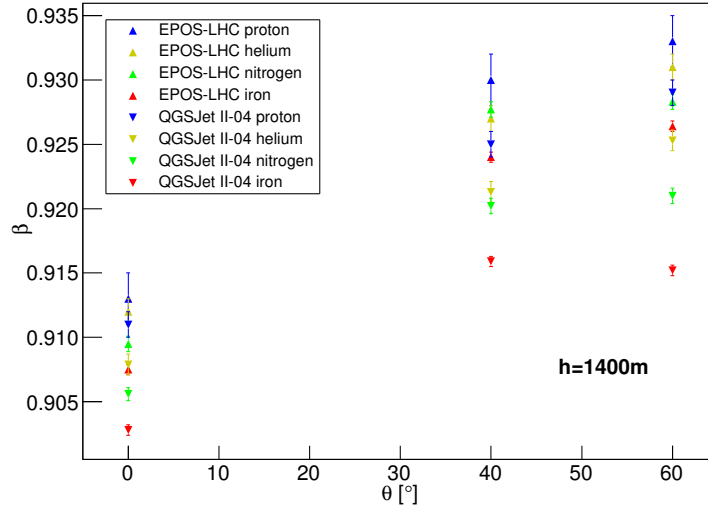
Tabulka 4.6: Hodnoty parametru β pro jednotlivé zenitové úhly a primární částice pro model QGSJet II-04 ve třech hloubkách v atmosféře - v maximu spršky X_{max} , mionovém maximu X_{max}^μ a v nadmořské výšce $h = 1400\text{m.n.m.}$

počet mionů ve spršce s energií rychleji, než pro menší zenitové úhly θ .

Získané hodnoty parametru β pro hadronové spršky se pohybují přibližně od hodnot 0,900 do 0,935. Předpovídaná hodnota tohoto parametru Heitler-Matthewsovým modelem je $\beta = 0,85$. Matthews v [6] uvádí, že užitím několika detailních MC simulací byly zjištěny hodnoty tohoto parametru



Obrázek 4.6: Graf závislosti parametru β na přirozeném logaritmu nukleonového čísla A . Hodnoty β odpovídají sprškám simulovaným pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 a třem zenitovým úhlům - 0° , 40° a 60° .



Obrázek 4.7: Graf závislosti parametru β na zenitovém úhlu. Hodnoty β odpovídají sprškám simulovaným pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 pro primární částice proton, jádro helia, dusíku a železa.

$\beta = 0,85 \rightarrow 0,92$ [19, 20]. S těmito výsledky jsou získané hodnoty v poměrně dobré shodě. Rozdíl mezi hodnotou předpovídanou Heitler-Matthewsovým modelem a hodnotami získanými ze simulací je pravděpodobně způsoben tím, že Heitler-Matthewsův model používá k výpočtu tohoto parametru konstantní hodnotu multiplicity nabitých částic produkovaných v hadronových interakcích $N_{ch} = 10$. Tento faktor ovšem roste s energií částice. V případě proton-proton srážek roste N_{ch} s $E^{1/2}$ [6]. Tento efekt je ale v Heitler-Matthewsově modelu zanedbáván.

V Tab. 4.7 jsou uvedeny hodnoty β pro fotonové spršky. β pro fotonové spršky je rovno přibližně jedné. Miony ve fotonových sprškách jsou produkovány převážně fotodisintegrací jader, ale mohou také vznikat jako produkce μ^+ , μ^- páru v okolí atomových jader.

EPOS 0°	$\beta(\text{foton})$	QGSJet 0°	$\beta(\text{foton})$
$h = X_{max}$	$1,031 \pm 0,008$	$h = X_{max}$	$1,03 \pm 0,01$
$h = X_{max}^\mu$	$1,021 \pm 0,008$	$h = X_{max}^\mu$	$1,03 \pm 0,01$
$h = 1400$	$1,010 \pm 0,009$	$h = 1400$	$1,02 \pm 0,01$
EPOS 40°	$\beta(\text{foton})$	QGSJet 40°	$\beta(\text{foton})$
$h = X_{max}$	$1,038 \pm 0,007$	$h = X_{max}$	$1,022 \pm 0,007$
$h = X_{max}^\mu$	$1,046 \pm 0,007$	$h = X_{max}^\mu$	$1,026 \pm 0,006$
$h = 1400$	$1,092 \pm 0,008$	$h = 1400$	$1,060 \pm 0,007$
EPOS 60°	$\beta(\text{foton})$	QGSJet 60°	$\beta(\text{foton})$
$h = X_{max}$	$1,045 \pm 0,007$	$h = X_{max}$	$1,038 \pm 0,008$
$h = X_{max}^\mu$	$1,049 \pm 0,007$	$h = X_{max}^\mu$	$1,044 \pm 0,008$
$h = 1400$	$1,102 \pm 0,008$	$h = 1400$	$1,09 \pm 0,01$

Tabulka 4.7: Hodnoty parametru β pro jednotlivé zenitové úhly a primární částice pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 ve třech hloubkách v atmosféře - v maximu spršky X_{max} , mionovém maximu X_{max}^μ a v nadmořské výšce $h = 1400\text{m.n.m.}$

4.3 Rozdíl hloubky mionového maxima a hloubky maxima spršky

Další zkoumanou veličinou byl rozdíl mezi hloubkou mionového maxima spršky X_{max}^μ a hloubkou maxima spršky X_{max} . Hodnotu X_{max} lze zjistit již z výsledků simulací z programu CONEX. Hodnotu X_{max}^μ jsme hledali dvěma způsoby. Prvním z nich bylo procházení pole počtu mionů v jednotlivých atmosférických hloubkách. K maximálnímu počtu mionů byla poté

4.3. ROZDÍL HLOUBKY MIONOVÉHO MAXIMA A MAXIMA SPRŠKY33

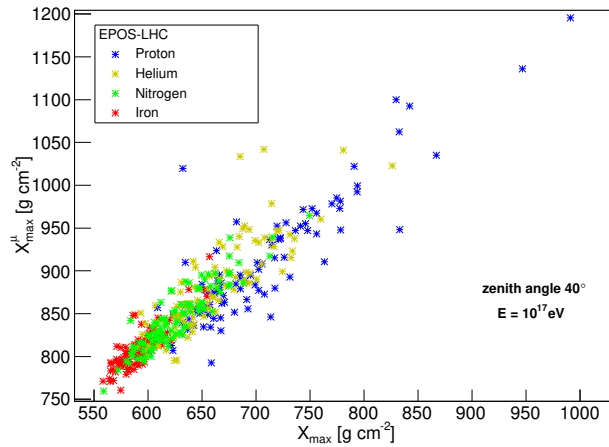
přiřazena příslušná atmosférická hloubka. Druhým způsobem, ke kterému bylo přistoupeno v rámci kontroly výsledků z prvního způsobu, bylo fitování mionových profilů Gaisser-Hillasovou funkcí [21] plus konstanta C

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp\left(-\frac{X_{max} - X}{\lambda}\right) + C, \quad (4.4)$$

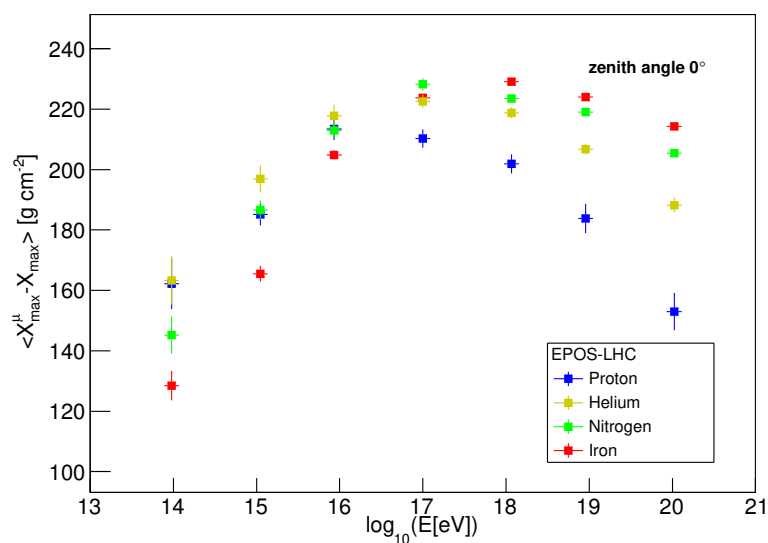
kde $N(X)$ je počet částic v atmosférické hloubce X , N_{max} je maximální počet částic, X_0 je parametr závislý na typu a energii primární částice, X_{max} je maximum spršky a λ je radiační délka. Fitováním touto funkcí zjistíme hodnotu mionového maxima.

Na Obr. 4.8 je zobrazena závislost hloubky mionového maxima na hloubce maxima spršky pro model EPOS-LHC, zenitový úhel 40° a energii primární částice 10^{17} eV. Výsledky závislosti $X_{max}^\mu - X_{max}$ na logaritmu energie primární částice pro jednotlivé zenitové úhly a modely QGSJet II-04 a EPOS-LHC jsou zobrazeny na Obr. 4.9, Obr. 4.10, Obr. 4.11, Obr. 4.12, Obr. 4.13 a Obr. 4.14. Pro oba modely i všechny zenitové úhly je vidět zajímavá závislost $X_{max}^\mu - X_{max}$ s energií. Pro nižší energie je $X_{max}^\mu - X_{max}$ menší pro těžší primární částice, mezi energiemi $10^{16} - 10^{18}$ eV se ovšem tato závislost obrací a pro těžší primární částice je $X_{max}^\mu - X_{max}$ naopak vyšší než pro lehčí jádra. Tento efekt je pozorován při obou použitých způsobech zjištění hloubky mionového maxima X_{max}^μ .

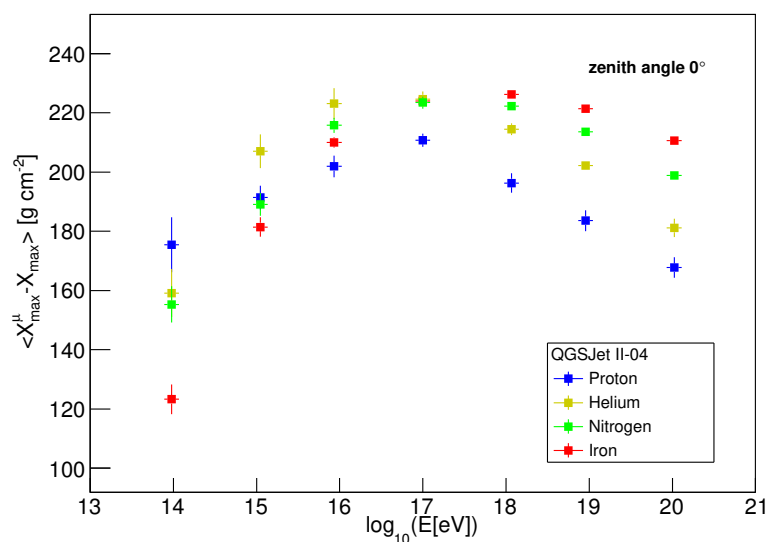
Touto závislostí a jejím fyzikálním objasněním se musíme dále zabývat, neboť prozatím nemáme uspokojivé vysvětlení takového chování.



Obrázek 4.8: Graf závislosti hloubky mionového maxima spršky na hloubce maxima spršky pro model EPOS-LHC, zenitový úhel 40° a energii primární částice 10^{17} eV.

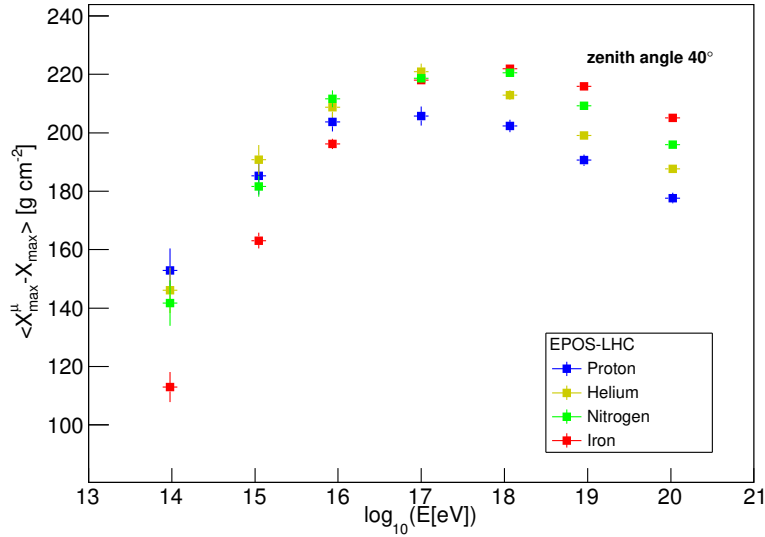


Obrázek 4.9: Graf závislosti rozdílu hloubky mionového maxima spršky a hloubky maxima spršky $X_{max}^\mu - X_{max}$ na logaritmu energie primární částice pro model EPOS-LHC a zenitový úhel 0° .

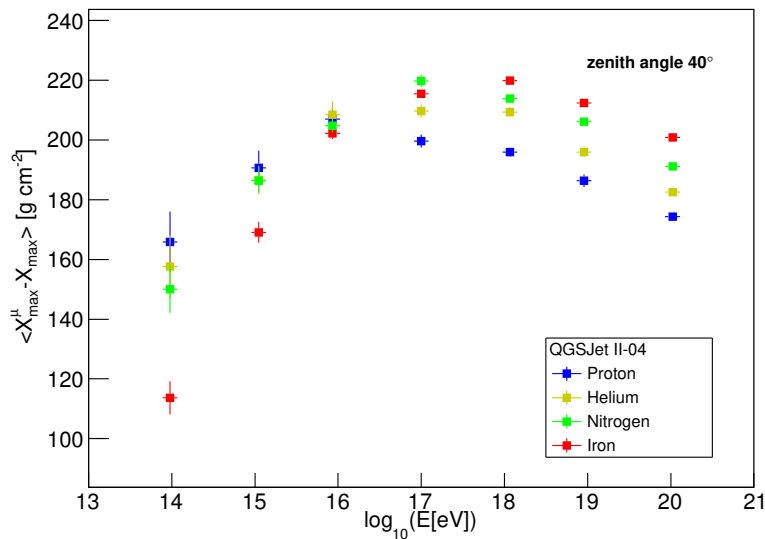


Obrázek 4.10: Graf závislosti rozdílu hloubky mionového maxima spršky a hloubky maxima spršky $X_{max}^\mu - X_{max}$ na logaritmu energie primární částice pro model QGSJet II-04 a zenitový úhel 0° .

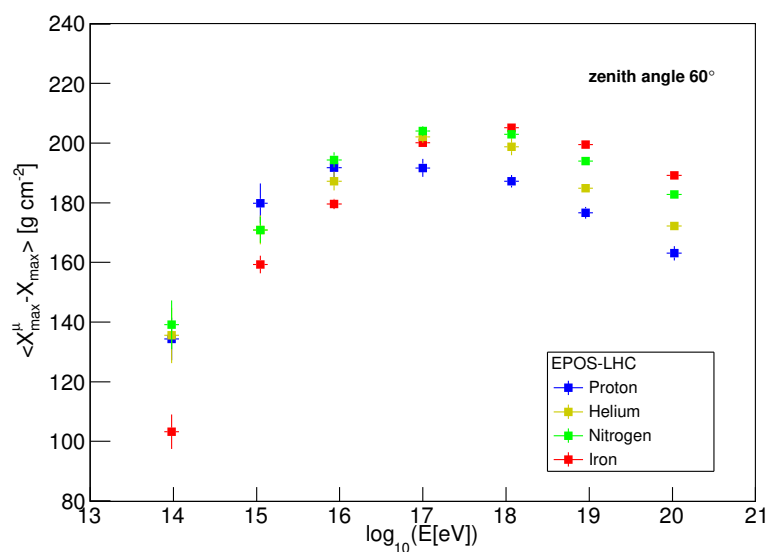
4.3. ROZDÍL HLOUBKY MIONOVÉHO MAXIMA A MAXIMA SPRŠKY35



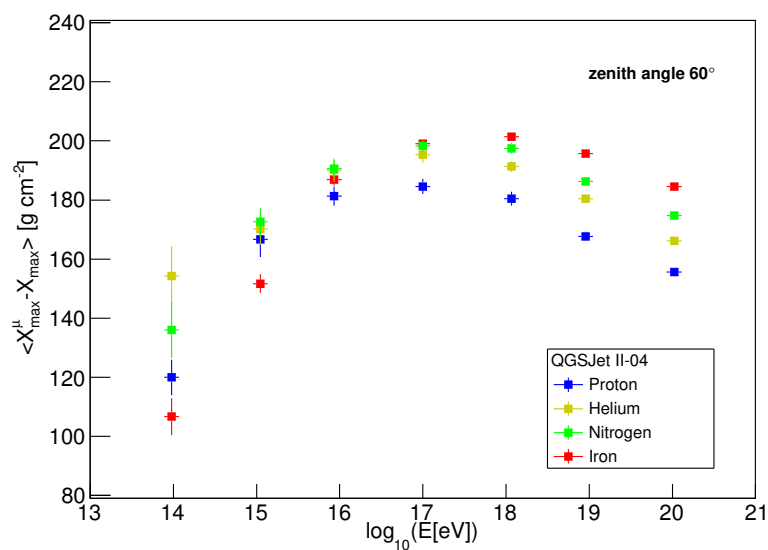
Obrázek 4.11: Graf závislosti rozdílu hloubky mionového maxima spršky a hloubky maxima spršky $X_{max}^\mu - X_{max}$ na logaritmu energie primární částice pro model EPOS-LHC a zenitový úhel 40°.



Obrázek 4.12: Graf závislosti rozdílu hloubky mionového maxima spršky a hloubky maxima spršky $X_{max}^\mu - X_{max}$ na logaritmu energie primární částice pro model QGSJet II-04 a zenitový úhel 40°.



Obrázek 4.13: Graf závislosti rozdílu hloubky mionového maxima spršky a hloubky maxima spršky $X_{max}^\mu - X_{max}$ na logaritmu energie primární částice pro model EPOS-LHC a zenitový úhel 60° .



Obrázek 4.14: Graf závislosti rozdílu hloubky mionového maxima spršky a hloubky maxima spršky $X_{max}^\mu - X_{max}$ na logaritmu energie primární částice pro model QGSJet II-04 a zenitový úhel 60° .

Kapitola 5

Závěr

Vytvořili jsme knihovnu spršek kosmického záření v programu CONEX pro dva simulační modely, EPOS-LHC a QGSJet II-04. Analýzou nasimulovaných spršek bylo možné ověřit a porovnat výsledky simulací s modelovými představami o rozvoji spršek kosmického záření.

Byla ověřována předpověď Heitlerova modelu pro EM spršky pro energetický vývoj hloubky maxima spršky, tedy veličiny elongation rate Λ . Heitlerův model předpovídá hodnotu Λ pro spršky iniciované fotony $\Lambda = 85 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Pro oba použité modely a všechny zenitové úhly odpovídají výsledky z nasimulovaných spršek přibližně této předpovědi. Výsledky Λ pro fotonové spršky jsou uvedeny v Tab. 4.2.

Hodnotu Λ pro hadronové spršky předpovídá Heitler-Matthewsův model jako $\Lambda = 58 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Elongation rate Λ pro hadronové spršky jsme zjišťovali pro čtyři typy primární částice - proton, jádro helia, jádro dusíku a jádro železa. Výsledky jsou uvedeny v Tab. 4.1. Z analýzy simulovaných spršek jsme zjistili rostoucí tendenci Λ s nukleonovým číslem primární částice, což Heitler-Matthewsův model nepředpokládá. Takovouto tendenci předpovídají ale výsledky z článků [8, 9]. Předpokládané hodnoty Λ podle parametrizace z [8, 9] jsou uvedeny v Tab. 4.3, které odpovídají vztahu (4.2). Tato parametrizace pro závislost hloubky maxima spršky byla udělána na energetický rozsah primární částice $10^{17} - 10^{20}$, zatímco naše výsledky Λ z Tab. 4.1 jsou vytvořeny z rozsahu energie primární částice $10^{14} - 10^{20}$. Z nasimulovaných spršek byly zjištěny hodnoty Λ také pro rozsah energií primární částice $10^{17} - 10^{20}$, výsledky jsou uvedeny v Tab. 4.4. Tyto výsledky se v rámci chyb shodují s předpovězenými hodnotami podle vztahu (4.2) z Tab. 4.3. Při zahrnutí i nižších energií, tedy výsledky Λ z Tab. 4.1, je hodnota elongation rate Λ vyšší než předpokládaná závislost (4.2). Důvodem tohoto chování může být fakt, že při nižších energiích je maximum spršky špatně definovatelné, tudíž je zatíženo velkou systematickou chybou. Z Obr. 4.4 lze

vidět, že závislost hloubky maxima spršky na logaritmu energie vykazuje známky polynomiálního chování.

Další zkoumanou závislostí byl počet mionů ve spršce. Zkoumali jsme parametr β definovaný vztahem (2.9) pro tři specifické hloubky v atmosféře - hloubka maxima spršky, hloubka mionového maxima spršky a nadmořská výška 1400m.n.m odpovídající průměrné nadmořské výšce Observatoře Pierre Auger. Heitler-Matthewsův model předpovídá hodnotu tohoto parametru jako $\beta = 0,85$. V Tab. 4.5 a Tab. 4.6 jsou uvedeny zjištěné hodnoty β ze simulovaných spršek pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04. Zjištěné hodnoty se pohybují přibližně v rozmezí 0,900 – 0,935. Nesouhlas s předpovídanou hodnotou z Heitler-Matthewsova modelu je pravděpodobně způsoben tím, že Matthews uvažuje konstantní hodnotu multiplicity nabitých částic produkovaných v hadronových interakcích $N_{ch} = 10$. Tato veličina ale konstantní není a roste s energií částice. Tento efekt je ale v Heitler-Matthewsově modelu zanedbáván.

Stručně jsme nahlédly na závislost rozdílu hloubky mionového maxima a hloubky maxima spršky na logaritmu energie primární částice. Výsledky jsou zobrazeny na Obr. 4.9, Obr. 4.10, Obr. 4.11, Obr. 4.12, Obr. 4.13 a Obr. 4.14 pro oba modely a tři zenitové úhly. Je zde pozorovatelný efekt, že hodnota $X_{max}^{\mu} - X_{max}$ je pro nižší energie nižší pro těžší primární částice. Pro nejvyšší energie je tato závislost ovšem opačná, tedy pro těžší primární částice je hodnota $X_{max}^{\mu} - X_{max}$ větší než pro lehčí jádra. Vysvětlením tohoto efektu se budeme muset dále zabývat, jelikož prozatím uspokojivé vysvětlení neznáme.

Náš další výzkum bude věnován aplikaci dosažených výsledků na pozorovaná data z Observatoře Pierre Auger. Dále se zaměříme na vysvětlení fyzikální podstaty některých zjištěných efektů.

Literatura

- [1] D.H. Perkins, Particle Astrophysics, Second Edition, Oxford Master Series in Physics (2009)
- [2] C. Grupen, Astroparticle Physics, Springer (2005)
- [3] R.W. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag (1987)
- [4] S. Lemley, The Physics behind Cherenkov Radiation, [url:ffden-2.phys.uaf.edu](http://ffden-2.phys.uaf.edu), accessed (May 2016)
- [5] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Third Edition, Oxford university press (1954)
- [6] J. Matthews, A Heitler model of extensive air showers, *Astropart. Phys.* 22, 387 (2005)
- [7] S.P. Swordy, *Scientific American* 40, (1997)
- [8] Pierre Auger Collaboration, Interpretation of the Depths of Maximum of Extensive Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2, 026 (2013)
- [9] S. Petrera, Update of the parameterisations given in "Interpretation of the Depths of Maximum..." in the energy range $10^{17} - 10^{20}$ eV, GAP 083 (2014)
- [10] J. Vicha, P. Travnicek D. Nosek, On the Combined Analysis of Muon Shower Size and Depth of Shower Maximum, [arXiv:1509.06320](https://arxiv.org/abs/1509.06320) (2015)
- [11] M. Alekseeva, T. Bergmann, V. Chernatkin, et al., International Cosmic Ray Conference, 7, 139 (2005)
- [12] D. Heck, et al., CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, FZKA 6019 (1998).

- [13] T. Bergmann, et al., One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation, *Astropart. Phys.* 26, 420 (2007)
- [14] T. Pierog, et al., First Results of fast One-dimensional Hybrid Simulation of EAS Using CONEX, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 151, 159 (2006)
- [15] N.N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, A. I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B, 17 (1997)
- [16] S. Ostapchenko, Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model, *Phys. Rev. D* 83, 014018 (2011)
- [17] S.A. Bass, et al., Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 41, 225 (1998)
- [18] M. Bleicher, et al., Relativistic hadron hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model, *J.Phys. G*25, 1859 (1999)
- [19] R. Engel, et al., in. *Proc. 26th ICRC, Salt Lake City*, 1, 415 (1999)
- [20] J. Alvarez-Muniz, et al., Hybrid simulations of extensive air showers, *Phys. Rev. D* 66, 033011 (2002)
- [21] J.A.J. Matthews, R. Mesler, B.R. Becker, M.S. Gold, J.D. Hague, A Parametrization of Cosmic Ray Shower Profiles Based on Shower Width, *Journal of Physics G Nuclear Physics* 37, 025202 (2010)