ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

Katedra fyziky



Složení kosmického záření extrémně vysokých energií

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Autor:Martin SchäferVedoucí práce:RNDr. Petr Trávníček, Ph.D.Konzultant:Ing. Jakub VíchaAkademický rok:2011/2012

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze literaturu a publikace uvedené v přiloženém seznamu.

Souhlasím s použitím tohoto školního díla ve smyslu §60 Zákona č.121/1200Sb., o autorském právu, o právech souvisejících s autorským právem a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....

Názeov práce:	Složení kosmického záření extrémně vysokých energií
Autor:	Martin Schäfer
Obor:	Jaderné inženýrství
Druh práce:	Bakalářská práce
Vedoucí práce:	RNDr. Petr Trávníček, Ph.D. Fyzikální ústav, AV ČR, v.v.i.

Abstrakt:

Práce pojednává o problematice složení kosmického záření ultravysokých energií. Popisuje základní mechanismy urychlování nabitých částic ve vesmírných zdrojích, interakce částic během jejich šíření vesmírným prostorem a rozvoj spršky sekundárních částic v atmosféře s důrazem na rozdíly způsobené typem primární částice. Jsou vysvětleny způsoby určování složení kosmického záření z naměřených dat fluorescenčních detektorů a srovnány výsledky dvou předních experimentů v oboru - Observatoře Pierra Augera a HiRes. Oba experimenty na složení kosmického záření usuzují z distribuce velikostí atmosférických hloubek, ve kterých měřené spršky dosahují svého maxima. Vlastním příspěvkem práce je navržení metody, jak na složení kosmického záření usuzovat z počtu mionů měřených při pozemní detekci. Ukazuje se, že získaný algoritmus může mít větší diskriminační potenciál odlišit spršky indukované lehkými a těžkými primárními částicemi než metoda využívající hloubky maxima spršky.

Klíčová slova: chemické složení, atmosférická sprška, kosmické záření, Observatoř Pierra Augera, HiRes, miony

Title:Composition of cosmic rays at ultra high energiesAuthor:Martin Schäfer

Abstract:

The work deals with issues of mass composition at ultrahigh energies. Basic acceleration mechanisms of charged particles, interactions during the propagation through space and development of secondary particle air showers are covered with respect to mass composition of primary particles. Methods of mass composition determination using fluorescence technique and results of two leading experiments - Pierre Auger Observatory and HiRes calculating mass composition using atmospheric depth of air shower maximum are discussed. Main contribution of this work is the proposal of a new method, which allows to estimate mass composition using the number of muons recorded by surface detectors. It shows that the proposed algorithm could have a greater discriminatory potential in the sence of distinguishing between heavy and light nuclei induced air showers than the one with using atmospheric depth.

Keywords: chemical composition, air shower, cosmic rays, Pierre Auger Observatory, HiRes, muons

Poděkování

Rád bych poděkoval především vedoucímu práce RNDr. Petru Trávníčkov, PhD. za trpělivost a nadšení, se kterým mi pomohl poodhalit taje kosmického záření. Dále bych rád poděkoval Ing. Jakubovi Vichovi za podnětné rozhovory a obětavou roli konzultanta. V závěru je také nutno poděkovat celé české skupině při Observatoři Pierra Augera za podnětné a stimulující prostředí.

Obsah

1	Úvod 1			10	
2	Pri	rimární kosmické záření 12			
	2.1	Energetické spektrum kosmického záření		12	
		2.1.1	Změny energetického spektra	12	
	2.2	Urych	lovací mechanismy vysoko-energetických částic	13	
		2.2.1	Fermiho urychlování	14	
		2.2.2	Urychlování difůzními šoky	15	
		2.2.3	Hillasův diagram	15	
	2.3	Složer	lí kosmického záření konce energetického spektra	17	
		2.3.1	Protony a Greisen-Zatsepin-Kuzminova hranice (GZK)	17	
		2.3.2	Těžká atomová jádra	17	
		2.3.3	Gama záření	18	
	2.4	2.4 Anizotropie		18	
		2.4.1	Vliv galaktického magnetického pole	18	
		2.4.2	Zkoumání anizotropie	19	
		2.4.3	Výsledky Observatoře Pierra Augera	19	
3	Sek	undári	ní kosmické záření	22	
	3.1	Atmos	sférická hloubka	22	
	3.2	2 Rozvoj spršky kosmického záření		24	
	3.3	3 Geometrie spršky		25	
	3.4	Profil nabitých částic		25	
	3.5	Teore	ické předpoklady chování veličiny X_{max}	27	
		3.5.1	Atmosférická hloubka X_{max}	27	
		3.5.2	Střední kvadratická odchylka $RMS(X_{max})$	27	

4 Výsledky observatoří kosmického záření extrémně vysokých energií			28
	4.1	Metoda fluorescenční detekce	28
	4.2	Observator HiRes (High Resolution Fly's eye)	29
		4.2.1 Výsledky observatoře HiRes	30
	4.3 Observatoř Pierra Augera		32
		4.3.1 Výsledky Observatoře Pierra Augera	34
	4.4	Diskriminační potenciál veličiny X_{max}	36
5 Citlivost mionové komponenty na složení kosmického záření			40
	5.1	$\operatorname{\acute{U}vod}$	40
	5.2 Mionová komponenta		40
		5.2.1 Simulace spršek kosmického záření pod konstantním zenitovým úhlem θ	40
		5.2.2 Simulace spršek kosmického záření pod zenitovým úhlem $0^\circ-60^\circ$	41
	5.3	Měření počtu mionů zatížené chybou	44

Kapitola 1

Úvod

Výzkum kosmického záření je rychle se rozvíjející fyzikální disciplínou, která byla klíčovou pro poznávání vlastností světa částic již před nástupem urychlovačů. Kosmické záření, při svých maximálních energiích převyšujících hodnotu 10^{20} eV v laboratotní soustavě, je jediným způsobem jak nahlédnout do nejexotičtějších oblastí částicové fyziky. V současnosti je největší používaná energie při člověkem řízeném procesu srážek dosahována na urychlovači LHC poblíž hranice Francie a Švýcarska a činí nyní 8 TeV (14 TeV v roce 2014) při proton-protonových srážkách v těžišťové soustavě. Maximální pozorované energie kosmického záření jsou až $10^7 \times$ větší a odpovídají těžišťové energii srážek nalétávajících částic s jádry atmosféry kolem 400 TeV. Máme tedy možnost pozorovat vlastnosti fyzikálních zákonů při energiích, kterých lidská civilizace nebude ještě dlouho schopna sama dosáhnout.

Kosmické záření o vysokých energiích nám taktéž dává možnost zkoumat vesmírné objekty ať už galaktické nebo při extrémně vyoských energiích dokonce extragalaktické. Vlastnosti, které si klademe za cíl v případě kosmického záření zjistit, jsou energie, směr příletu a jeho složení. První dvě vlastnosti jsme již dnes schopní za pomocí rozsáhlých pozemních observatoří určit. Složení kosmického záření velmi vysokých energií je však problémem daleko složitějším. Kvůli nízké hodnotě toku kosmického záření nesledujeme přímou interakci částice s detektorem, ale interakci záření se Zemskou atmosférou. Zde dojde ke srážce kosmického záření s atmosférickými atomy a započne rozvíjení atmosférické spršky s produkcí sekundárních částic. Na observatoři pak měříme charakteristiky vzniklé spršky. Měření tedy není přímé a jednoznačná informace o typu původní částice se průchodem atmosférou ztrácí.

Bakalářská práce si klade za úkol v prvních dvou kapitolách seznámit čtenáře s těmi fyzikálními procesy, kde je znalost složení kosmického záření velmi důležitým parametrem. Jde například o urychlovací modely, jejichž cílem je vysvětlit původ tak obrovských energií, které jsou na observatořích pozorovány nebo určení maximálních energií, na které je možno částice představující kosmické záření ve vesmíru urychlit. Taktéž zjistíme, že kosmické záření velmi vysokých energií již pravděpodobně není izotropní, ale je zde projev anizotropie ve směrech příletu. Porovnáváním s katalogy vesmírných těles pak můžeme určovat objekty schopné urychlování na tak vysoké energie. Zjištění složení kosmického záření by nám v tomto případě pomohlo některé potenciální objekty vyloučit, případně získat více informací o tom, jak zdroje vysokoenergetického záření hledat.

Třetí kapitola pojednává o detekci kosmického záření a určování jeho složení pro energie nad 10¹⁸eV. V roce 2010 byly publikovány dva zdánlivě protichůdné výsledky. První výsledek tvrdil, že kosmické záření vysokých energií je tvořeno převážně těžkými jádry. Druhý výsledek sledoval výraznou dominanci lehkých jader, převážně protonů. Z tohoto důvodu jsou v této kapitole oba výsledky rozebrány a v závěru srovnány. Zjistíme, že interpretace složení kosmického záření z naměřených výsledků je silně ovlivněna použitými simulačními modely, se kterými byly naměřené

výsledky srovnávány. Určením zkoumané veličiny X_{max} , která bude dále v textu podrobně popsána, nedochází k jednoznačnému rozlišení mezi těžkými a lehkými jádry dokonce ani na úrovni simulací. Se zvyšující se energií kosmického záření se tato nepřesnost zvětšuje. V konečném důsledku dostáváme pouze informaci o tendenčním chování složení kosmického záření s rostoucí energií. O typu částice nalétávajícího kosmického záření pro jednu konkrétní pozorovanou spršku však mluvit vůbec nemůžeme.

Výše zmíněné výsledky pozorování spršek kosmického záření a chování veličiny X_{max} požadují měření dalších charakteristik, které nabídnou vyšší diskriminační potenciál pro určení složení. Takovou charakteristikou může být počet mionů vyprodukovaných při propagaci atmosferických spršek. V páté kapitole je za použití vlastních nasimulovaných souborů spršek kosmického záření navržen algoritmus, ze kterého dostáváme další veličinu citlivou na složení kosmického záření.

Užitečnost této metody tkví v tom, že miony v důsledku své dlouhé doby života stačí doletět do detektorů kosmického záření na zemi a nerozpadnou se. Přičemž histogramy počtu mionů dopadlých na detektory pro těžké a lehké částice se oproti obdobným histogramům veličiny X_{max} překrývají minimálně. Simulace byly prováděny s ohledem na nadmořskou výšku Observatoře Pierra Augera pro reálnější aplikaci. Detektory mionů však nikdy nejsou stoprocentně přesné, s čímž je při simulacích počítáno, a diskriminační potenciál je demonstrován v závislosti na přesnosti detektorů mionů. Dostaneme tak v závěru bakalářské práce koncepční návrh další metody, která by nám mohla pomoci osvětlit složení kosmického záření, jehož znalost je tolik potřebná.

Kapitola 2

Primární kosmické záření

2.1 Energetické spektrum kosmického záření

Jednou z důležitějších charakteristik kosmického záření je jeho energetické spektrum, které udává závislost toku Φ primárních částic na jejich energii E. Tok definujeme jako počet částic přicházejících z prostorového úhlu 1 steradián a prošlých jedním metrem čtverečním za jednu sekundu. Při energii okolo 10^{11} eV je hodnota toku přibližně jedna částice na m² za sekundu, při energiích okolo 10^{16} eV pozorujeme již jednu částici na m² za rok a u energie částic okolo 10^{19} eV již jednu částici na km² za rok.

Z tohoto důvodu je přímé zkoumání primárních částic o velmi vysokých energiích značně obtížné. Jsou tedy stavěny pole detektorů o co největší ploše, kde jsou měřeny sekundární částice vzniklé průletem primární částice atmosférou. Pokud bychom chtěli zkoumat primární částice o energiích nad 10^{18} eV přímo, prostřednictvím satelitu obíhajícího okolo Země o detekční ploše 10 m², pak bychom na jednu interakci čekali přibližně 100 000 let, což je značně neefektivní.

Tok primárních částic tedy s jejich rostoucí energií klesá a je dán vztahem (2.1)

$$\Phi = \frac{dN}{dE} = CE^{-\alpha} , \qquad (2.1)$$

kde C je normalizační konstanta a α parametr udávající strmost klesání toku Φ s energií. Experimentálně naměřená závislost je vynesena v grafu na Obr. 2.1.

2.1.1 Změny energetického spektra

Energie kosmického záření na Obr. 2.1 se pohybuje v širokém intervalu od 10^9eV do 10^{20}eV . Kosmické záření o energii nižší se k Zemi nedostane v důsledku působení slunečního větru. Jak už bylo řečeno, strmost klesání toku kosmického záření Φ je určena parametrem α .

V grafu lze nalézt tři oblasti, u kterých dochází ke změně strmosti klesání energetického spektra, a to u energií kosmického záření $10^{15.5}$ eV (první koleno), $10^{17.8}$ eV (druhé koleno) a $10^{18.8}$ eV (kotník). Názvy oblastí jsou voleny podle příbuznosti tvaru energetického spektra s profilem lidské nohy. Pro hodnotu parametru α do prvního kolena platí

$$\alpha \doteq 2.7 \qquad E < E_{1.koleno} = 10^{15.5} \text{eV} .$$
 (2.2)

V oblasti prvního kolena dochází zřejmě k situaci, kdy hodnota energie lehkých částic je již příliš vysoká a magnetická pole ve zdrojích způsobujících jejich urychlování částici neudrží. V oblasti druhého kolena unikají již i težké primární částice. Druhé koleno není tolik výrazné, proto energetické



Obrázek 2.1: Graf toku kosmického záření v závislosti na jeho energii s ilustrativním znázorněním toků částic v oblasti "prvního"kolena, kotníku a GZK oblasti. Zelená šipka značí mezní oblast pro použití satelitů k detekci kosmického záření a černá šipka značí takovou energii protonu nalétavajícího na atmosferický dusík v klidu, aby celková energie tohoto systému v těžišťové soustavě byla rovna energii, kterou jsme schopni vyprodukovat na LHC v proton-protonové srážce v těžišťové soustavě. Převzato z [1].

spektrum v oblasti od prvního kolena do kotníku můžeme popsat jedním parametrem α

$$\alpha \doteq 3.0 \qquad E_{1.koleno} < E < E_{kotnk} = 10^{18.8} \text{eV} .$$
 (2.3)

V oblasti kotníku sledujeme zpomalení klesání toku Φ s energií, a tedy pokles hodnoty parametru α . Příčina tohoto chování je patrně v nárůstu příspěvku extragalaktických zdrojů.

$$\alpha \doteq 2.69 \qquad E_{kotnk} < E < E_{GZK} = 4 \times 10^{19} \text{eV} .$$
 (2.4)

Na další chování spektra má vliv fotopionová produkce u protonů (2.19), tak zvaný GZK efekt, nebo fotodesintegrace jádra (2.21), (2.22) a hodnota toku strmě klesá.

$$\alpha \doteq 4.2 \qquad E_{GZK} < E \ . \tag{2.5}$$

Hodnoty parametru α jsou převzaty z [2].

2.2 Urychlovací mechanismy vysoko-energetických částic

Pro získávání velmi vysokých hodnot energií z konce energetického spektra (Obr. 2.1) bylo vyřčeno mnoho hypotéz. Jako méně pravděpodobné se uvadějí možnosti narušení Lorenzovy invariance

nebo rozpady extrémně těžkých exotických částic. Jako příklad pravděpodobnějších hypotéz zde bude zmíněn princip Fermiho urychlování a od něj odvozené urychlování difůzními šoky. Je nutno dodat, že níže zmíněné modely nejsou jediné, ale existuje jich samozřejmě mnohem více.

2.2.1 Fermiho urychlování

V roce 1949 bylo Enricem Fermim navrženo, že částice jsou urychlovány na nepravidelnostech¹ v galaktickém magnetickém poli. Každá tato nepravidelnost představuje vlastně zrcadlo s hmotností dalece přesahující hmostnost částice. Zrcadla se pohybují prostorem rychlostí V ve směru své normály náhodnými směry a v důsledku své vysoké hmotnosti nedochází ke změně směru ani velikosti rychlosti V při srážce s částicí. Energie částice v soustavě spojené se zrcadlem² je

$$E' = \gamma_V (E + Vp \cos \theta) \qquad \gamma_V = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2} , \qquad (2.6)$$

kde E, p jsou energie, hybnost částice v soustavě spojené s pozorovatelem a θ úhel, který svírá hybnost částice p s normálou zrcadla. Pro složku p'_x hybnosti částice v této soustavě máme

$$p'_{x} = p'\cos\theta' = \gamma_{V}\left(p\,\cos\theta + \frac{VE}{c^{2}}\right) \,. \tag{2.7}$$

Pri srážce částice se zrcadlem uvažujeme pružnou srážku, energie E' zůstane zachována a hybnost p'_x změní znaménko. Energii částice po srážce transformujeme zpět do soustavy spojené s pozorovatelem

$$E'' = \gamma_V (E' + V p'_x) . (2.8)$$

Po dosazení (2.6) a (2.7) do (2.8) dostaneme po úpravách vztah pro energii částice po srážce v soustavě spojené s pozorovatelem E''

$$E'' = \gamma_V^2 E \left[1 + \frac{2V \ v \ \cos \theta}{c^2} + \left(\frac{V}{c}\right)^2 \right] , \qquad (2.9)$$

kde v je hodnota velikosti rychlosti částice před srážkou. Pro energetický přírůstek částice ΔE dostaneme odečtením energie E od (2.9)

$$\Delta E = E'' - E = E \left[\frac{2V \ v \ \cos \theta}{c^2} + 2 \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right] . \tag{2.10}$$

Dosadíme-li do (2.10) za rychlost částice v hodnotu rychlosti světla c, podělíme energií E částice před srážkou a vystředujeme přes všechny možné úhly θ , dostaneme pro střední hodnotu přírůstku energie

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2 \,. \tag{2.11}$$

Tento způsob urychlování je nazýván Fermiho urychlováním 2. řádu, jelikož střední přírůstek energie částice po srážce je roven druhé mocnině $\frac{V}{c}$. Protože platí V < c, je přírůstek energie malý.

Dalším možným způsobem je Fermiho urychlování 1. řádu. Toho můžeme například dosáhnout, uvažujeme-li pouze čelní srážky a $\cos \theta = 1$. Pokud předpokládáme, že se částice opět pohybuje rychlostí světla, dostaneme ze změny energie částice (2.10)

$$\Delta E = E'' - E = 2E \left[\frac{V}{c} + \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right] .$$
(2.12)

Energetický přírůstek je už tedy z důvodu o řád menší mocniny faktoru $\frac{V}{c}$ vyšší.

¹Nepravidelností se myslí například prachové mračno.

 $^{^2{\}rm Z}$ důvodu dalece větší hmotnosti zrcadla se jedná o soustavu spojenou s těžištěm.

2.2.2 Urychlování difůzními šoky

Model urychlování difůzními šoky byl v 70. letech 20. století nezávisle na sobě navržen několika autory například Ostriker [3]. Existuje více možností, jak dojít pomocí tohoto modelu ke stejnému výsledku. V textu bude uvažován fyzikálnější přístup a jeho popsání bude pouze ilustrativní. Pro hlubší pochopení problému odkazujeme na publikaci výše zmíněného autora.

Základem modelu je silná šoková vlna pohybující se rozptýleným³ médiem. Vysokoenergetické částice, u kterých se předpokládá rychlost pohybu blízká rychlosti světla, se nacházejí jak před vlnou, tak za ní. Velikost rychlosti šíření vlny je pokládána za zanedbatelnou oproti rychlosti částice a tloušťka vlny se pokládá za velice malou oproti Larmorovu poloměru pro částici. Zakřivení dráhy částice při přechodu z jedné strany vlny na druhou je tedy takřka minimální.

Nyní si rozdělíme prostor, ve kterém se pohybuje šoková vlna rychlostí V na dvě oblasti A a B. Oblast A bude značit prostor, kterým šoková vlna teprve projde a oblast B prostor, kterým již vlna prošla. Pokud přejdeme do vztažné soustavy spojené s šokovou vlnou, můžeme říci, že se oblast A pohybuje právě touto rychlostí $v_a = V$ proti šokové vlně a po jejím přechodu se od ní vzdaluje rychlostí oblasti B v_b . Musí platit rovnice kontinuity ve tvaru (2.13)

$$\rho_a v_a = \rho_b v_b \ , \tag{2.13}$$

kde ρ_a je hustota oblasti A a ρ_b hustota oblasti B. V případě silných šokových vln je dán poměr $\frac{\rho_b}{\rho_a}$ vztahem (2.14)

$$\frac{\rho_b}{\rho_a} = (\gamma + 1)(\gamma - 1) , \qquad (2.14)$$

kde γ je poměr specifických tepelných kapacit⁴. Pro jednoatomový plně ionizovaný plyn je $\gamma = \frac{5}{3}$. Po dosazení dostaneme pro hodnotu rychlosti oblasti B $v_b = \frac{3}{4}V$.

Mějme nyní částici v oblasti A ve vztažné soustavě s oblastí A v klidu. V důsledku mnohonásobných rozptylů částice na materiálu tvořícím oblast A je rozdělení směrů rychlosti izotropní. V této soustavě se oblast B pohybuje rychlostí $v_b = \frac{3}{4}V$ proti oblasti A. Při přechodu částice z oblasti A do oblasti B pohybující se rychlostí v_b dojde k odrazu podobně jako při Fermiho urychlování na zrcadlech a následnému rozptylu částice v oblasti B.

Z oblasti B se částice může opět dostat do oblasti A, která se ve vztažné soustavě spojené s oblastí B pohybuje rychlostí $v_a = \frac{3}{4}V$ k oblasti B. Po přechodu dojde opět k nárůstu energie. Tento proces je neustále opakován, dokud částice nedosáhne takové energie, kdy je v důsledku vnějšího magnetického pole proces ukončen a částice opouští oblast urychlování. Výhodou tohoto mechanismu je uplatnění pouze čelních odrazů při přechodech mezi oblastmi. Jde tedy o Fermiho urychlování 1. řádu.

2.2.3 Hillasův diagram

V době publikování článků o difůzních šocích se uvažovalo, že urychlování probíhá při explozi supernov. Přesto, že se jedná o Fermiho urychlování prvního řádu, je přírůstek energie stále malý. Jak v roce 1983 ulázali Lagage a Cesarsky[4], je při použití hodnot velikosti rychlosti šokové vlny u supernov $V = 10^4$ km.s⁻¹ a velikosti magnetické indukce mezihvězdného prostoru $B = 10^{-10}$ T maximální dosažitelná hodnota energie pro částici $E = 10^{14}$ eV. Po dosazení maximální energie E a magnetické indukce B zjistíme, že těmto hodnotám odpovídá Larmorův poloměr o velikosti 1pc. Jelikož jsou pozorovány primární částice až do energií řádu 10^{20} eV, není vysvětlení za použití supernov dostačující pro extrémně energetické kosmické záření.

³Odtud pochází slovo difůzní.

⁴Jako specifická tepelná kapacita je myšlena kapacita za konstantního tlaku p nebo konstantního objemu V. Jejich podíl (γ) pak bude dán vztahem $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$.

Pokud vyjdeme z postupu Ginzburga a Syrovatského (1964)
[5] pro získání hodnoty maximální dosažitelnou energi
i E_{max} v poli magnetické indukceBo rozměr
uLdostaneme úpravou vztahu

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} , \qquad (2.15)$$

že velikost elektrické intenzity E je řádově rovna E=BV, kdeV je rychlost šokové vlny. Pro maximální energii pak dostaneme vztah

$$E_{max} = \int zeE \ dx = zeLUV \ . \tag{2.16}$$

Ze vzorce pro maximální energii (2.16) vycházel v článku publikovaném v roce 1968 A. M. Hillas [6]. Po dosazení maximální energie $E_{max} = 10^{20}$ eV do (2.16) a vynesením závislosti velikosti magnetické indukce B vůči velikosti oblasti L, dostaneme Hillasův diagram možných zdrojů kosmického záření s touto energií (Obr. 2.2).



Obrázek 2.2: Graf závislosti intenzity magnetického pole v oblasti urychlování na velikosti této oblasti. Barevně označené části grafu odpovídají různým vesmírným objektům. Objekty pod šedými hranicemi nejsou schopny urychlit železo nebo proton na energii $E = 10^{20}$ eV. Všimněme si, že jádra železa mají tuto hranici níže kvůli většímu náboji oproti protonu. Parametr $\beta = \frac{V}{c}$, kde V je rychlost šokové vlny a c rychlost světla, udává účinnost urychlovacího procesu. Převzato z [6].

2.3 Složení kosmického záření konce energetického spektra

2.3.1 Protony a Greisen-Zatsepin-Kuzminova hranice (GZK)

Pokud předpokládáme, že primární částice s velmi vysokou energií jsou tvořeny protony (konec energetického spektra Obr. 2.1), pak od jisté hraniční prahové energie E_p může docházet k jejich reakci s fotony reliktního záření. Toto chování, bylo nezávisle na sobě předpovězeno Greisenem [7] a Kuzminem se Zatsepinem [8] v roce 1966.

Za reliktní záření považujeme fotony, vzniklé v důsledku záření černého tělesa, vesmírného pozadí o teplotě T=2.7 K. Úpravou Wienova posunovacího zákona odpovídají této teplotě energie největšího počtu fotonů

$$E_{2.7K} \approx 6.6 \times 10^{-4} \text{eV} ,$$
 (2.17)

kde h je Planckova konstanta udaná v jednotkách [eV.s]. Hustota reliktních fotonů je dána hodnotou okolo 400 cm⁻³. Od prahové energie E_p se stává mezigalaktický prostor pro protony stále více neprůchodný a dochází k energetickým ztrátám na fotonech reliktního záření v důsledku reakcí (2.18), (2.19), (2.20).

$$p + \gamma_{2.7K} \to n + \pi^+ , \qquad (2.18)$$

$$p + \gamma_{2.7K} \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma + \gamma$$
, (2.19)

$$p + \gamma_{2.7K} \to p + e^+ + e^-$$
. (2.20)

Pro tvorbu páru (2.20) je prahová energie $Ep \approx 10^{18}$ eV a střední volná dráha pro proton okolo 1 Mpc. Pro fotopionovou produkci (2.19) je prahová energie $Ep \approx 10^{19.6}$ eV a střední volná dráha okolo 6 Mpc. Energetické ztráty protonu v důsledku tvorby páru však dosahují pouze 0.1 % oproti ztrátám u produkce pionů 20 % (hodnoty převzaty z [9]). Z tohoto důvodu je proces tvorby párů zanedbatelný. Pro přesnější určení GZK-hranice byl proveden detailní výpočet [10], který ukazuje, že tok primárních částic s energií nad 5×10^{19} eV by měl velice rychle klesat.

Je předpokládáno, že dráha protonů o energiích řádu 10^{19} eV je zakřivena magnetickým polem spirálních galaxií minimálně. Energie těchto protonů s hodnotou vetší, než je prahová energie fotopionové reakce je tedy v důsledku existence fotonů reliktního záření zmenšena. Jejich tok příspívá do oblasti energie 4×10^{18} eV – 4×10^{19} eV (Obr. 2.1). To má za následek snížení rychlosti klesání toku energetických částic v této oblasti a vznik tzv. "kotníku". Navíc lze očekávat, že příčinou vzniku kotníku je obecně nárůst podílu extragalaktické komponenty kosmického záření do výsledného energetického spektra.

2.3.2 Těžká atomová jádra

Reakce, které se uplatňují při ztrátách energie těžkých atomových jader na fotonech reliktního záření je fotodesintegrace (2.21),(2.22) a produkce páru (2.23).

$$A + \gamma_{2.7K} \to (A - 1) + N$$
, (2.21)

$$A + \gamma_{2.7K} \to (A - 2) + 2N$$
, (2.22)

$$A + \gamma_{2.7K} \to e^+ + e^-$$
, (2.23)

kde N je nukleon a A nukleonové číslo jádra primárního kosmického záření. K největším energetickým ztrátám dochází při desintegraci jádra s produkcí jednoho nukleonu. Při produkci nukleonů dvou jsou energetické ztráty o řád menší.

Při detekci spršek kosmického záření byly pozorovány události s energií primární částice přesahující hranici určenou GZK efektem. Bylo by nasnadě vysvětlit tato pozorování nahrazením protonů těžšími atomovými jádry. Pokud považujeme jádro za shluk nukleonů, měl by mít každý z nich pro uplatnění GZK efektu energii, která této hranici odpovídá. Celková hraniční energie jádra je pak součtem prahových energií všech nukleonů a platilo by [11]

$$E = A.E_{GZK}^p , \qquad (2.24)$$

kde $E = E_{GZK}^p$ je prahová hranice pro proton při fotopionové produkci a A nukleonové číslo jádra. Například pro jádro železa o A=56 by energie byla $E = 6 \times 10^{19} \text{eV} \times 56 \doteq 3.3 \times 10^{21} \text{eV}$. Vidíme, že snadno určená prahová energie je až podezřele velká. Výše popsaný myšlenkový postup, kdy považujeme těžké jádro za pouhý shluk nukleonů není přesný. Těžké jádro představující kosmické záření musíme považovat za komplexní celek, kdy se uplatňují fotodesintegrační procesy, u kterých je prahová energie nižší než, tomu je u pouhé představy shluku nukleonů.

2.3.3 Gama záření

Při propagaci vysokoenergetického gama záření je řídícím procesem produkce páru na fotonech reliktního záření

$$\gamma + \gamma_{2.7K} \to e^+ + e^- . \tag{2.25}$$

Prahová energie této reakce je pro mikrovlné fotony reliktního záření 4×10^{14} eV. Při energii gama záření nad 2×10^{19} eV začne převládat nad tvorbou páru na mikrovlných fotonech tvorba páru na fotonech radiového pozadí.

Pokud bychom chtěli brát gama záření jako možného zástupce primárních částic o velmi vysokých energiích, k jejichž urychlení dochází přímo ve zdroji, setkáme se s problémem, že střední volná dráha gama záření o energiích řádu 10¹⁹ eV ve zdrojí, je oproti protonům velice malá. Může se však stát, že vysokoenergetický foton vznikne rozpadem částic, popřípadě jader, které urychleny byly (2.19) (tzv. GZK fotony). Při experimentálním pozorování spršek kosmického záření o vysokých energiích bychom v případě fotonů pozorovali charakteristické spršky s velice malou hadronovou komponentou. Spršky tohoto typu však při velmi vysokých energiích zatím nepozorujeme.

2.4 Anizotropie

Stějně jako složení kosmického záření je další a neméně důležitou charakteristikou prostorové rozdělení směrů příletu primárních částic. Do energií 10^{18} eV je rozdělení směrů izotropní (až na oblast 10^{8} eV – 10^{11} eV, kde převládá působení Slunce) a směr příletu primární částice nemá žádnou vypovídající hodnotu.

2.4.1 Vliv galaktického magnetického pole

Izotropie do energií 10^{18} eV je způsobena magnetickým polem Mléčné dráhy. Při průletu částice magnetickým polem se dráha zakřivuje po kružnici o Larmorově poloměru $r_L[\text{kpc}]$ (2.26)

$$r_L = \frac{E}{ZeB} , \qquad (2.26)$$

kde E[EeV] je energie částice, Ze náboj a $B[\mu G]^5$ intenzita magnetického pole, které na částici při průletu působí. Mléčná dráha má vlastní magnetické pole o intenzitě kolem $B = 4\mu \text{G}$ a šířku galaktického disku $r_L = 300 \text{pc}$. Protonu (Z=1) bude odpovídat podle (2.26) energie řádu 10^{18}eV , pokud uvažujeme částici s větším nábojem, bude tato energie růst. Z tohoto důvodu zkoumáme anizotropii pouze u primárních částic s energií větší než 10^{19}eV , kde z důvodu vysoké energie téměř nedochází k ovlivnění původního směru částice v magnetickém poli naší Galaxie.

 $^{{}^{5}1\}mathrm{G} = 10^{-4}\mathrm{T}.$

2.4.2 Zkoumání anizotropie

Určování míry anizotropie je prováděno prostřednictvím pravděpodobnostní funkce P, která říká, že k eventů z celkového počtu N detekovaných primárních částic se bude nacházet v kruhové oblasti poloměru ψ okolo vhodně zvolených směrů na obloze.

$$P = \sum_{i=k}^{N} {\binom{N}{i}} p^{i} (1-p)^{N-i} , \qquad (2.27)$$

kde p je poměr plochy kruhové oblasti vůči celkové ploše. Jedná se tedy o pravděpodobnost, že v případě izotropních směrů příletu bude primární částice náležet právě do zvoleného směru příslušné oblasti. Anizotropie je pak hledána definováním vhodně zvolených směrů katalogy vesmírných těles a minimalizací funkce P.

2.4.3 Výsledky Observatoře Pierra Augera

Při zpracování prvních dat naměřených na Observatoři Pierra Augera bylo nalezeno minimum funkce P s parametry $\psi = 3.1^{\circ}$, maximální vzdáleností zdroje $D_{max} = 75$ Mpc a prahovou energií primární částice 5.6×10^{19} eV. Za zvolené směry byly brány při zpracování dat pozice aktivních galaktických jader z VCV⁶ katalogu aktivních galaxií (AGN⁷).

Od 1. ledna 2004 do 31. srpna 2007 bylo detekováno 13 událostí splňujících výběrová kritéria pro zenitový úhel $\theta < 60^{\circ}$ a energie primární částice $E = 5.5 \times 10^{19}$ eV a z toho 9 odpovídalo pozici AGN do 3.1°. Hodnota korelace příletových směrů primárních částic s pozicí AGN byla spočítána jako $(69^{+11}_{-13})\%$. Pozici příletových směrů primárních částic spolu s pozicí aktivních galaktických jader AGN najdeme na (Obr. 2.3).



Obrázek 2.3: Mapa hvězdné oblohy v galaktických souřadnicích, kde červené křížky značí pozici aktivních galaktických jader AGN a černé kružnice o poloměru ψ směry příletu kosmického záření pro události od 1. ledna 2004 do 31. srpna 2007. Plná černá čára označuje pozorovací oblast pro Observatoř Pierra Augera danou zenitovým úhlem $\theta = 60^{\circ}$ a odstíny modré barvy relativní expozici observatoře, přičemž nejtmavší barva reprezentuje největší expoziční hodnoty. Převzato z [12].

Při dalším měření do 31. prosince 2009 již bylo detekováno 55 událostí a z toho 21 odpovídalo pozoci AGN. Hodnota korelace se zmenšila na $(38^{+7}_{-6})\%$ Obr. 2.4.

Po započtení událostí do června 2011 bylo naměřeno 84 eventů a z toho 28 odpovídalo pozici AGN. Hodnota korelace je $(33^{+5}_{-5})\%$. Můžeme tedy mluvit o ustálení její míry [14].

⁶Véron-Cetty a Véron katalog.

⁷Zkratka anglického názvu Active Galactic Nuclei.



Obrázek 2.4: Mapa hvězdné oblohy v galaktických souřadnicích, kde modré oblasti představují aktivní galaktická jádra AGN, přičemž odstín barvy značí velikost expozice od světle modré (nejmenší hodnoty) do tmavě modré (největší hodnoty). Černé tečky značí směry příletu kosmického záření pro události od 1. ledna 2004 do 31. prosince 2009. Plná černá čára označuje pozorovací oblast pro Observatoř Pierra Augera danou zenitovým úhlem $\theta = 60^{\circ}$. Převzato z [13].

Hodnota korelace, pro kterou by se směr příletu považoval za izotropní, je 21%. Pokud uvažujeme možnost, že i přes vysokou energii primárních částic je jejich trajektorie zakřivena magnetickým polem Mléčné dráhy a neuvažujeme detekované primární částice do oblasti 10° od galaktické roviny, míra korelace vzroste řádově o hodnotu 10%. Hodnoty převzaty z [13].

Kapitola 3

Sekundární kosmické záření

3.1 Atmosférická hloubka

Částice tvořící primární kosmické záření jsou silně ovlivněny průchodem Zemskou atmosférou. Pro popis tohoto průchodu je zaváděna veličina zvaná atmosférická hloubka $X[g.cm^{-2}]$, formálně dána vztahem

$$X = \int_{l} \rho(s) \,\mathrm{d}s \,\,, \tag{3.1}$$

který značí hustotu atmosféry integrovanou přes dráhu l, kterou částice urazila při průchodu atmosférou. Na úrovni moře odpovídá atmosférická hloubka přibližně hodnotě 1000 g.cm⁻², kdežto v letové výšce výzkumných balónů, přibližně 35-40 km, je Zemská atmosféra již zbytková a dána hodnotami atmosférické hloubky v intervalu 1-10 g.cm⁻². Závislost atmosférické hloubky na nadmořské výšce je na Obr. 3.1.



Obrázek 3.1: Graf závislosti atmosférické hloubky $X[g.cm^{-2}]$ na nadmořské výšce, převzato z [11].

Důležitým parametrem, který silně ovlivňuje množství prošlé atmosféry, je zenitový úhel θ vyznačený na Obr. 3.2.



Obrázek 3.2: Schéma znázorňující zenitový úhel θ , který je určen zenitem v libovolném místě na zemi a směrem přilétající primární částice.

Z Obr. 3.2 je zřejmé, že při zenitovém úhlu rovnému 0° bude množství prošlé atmosféry nejmenší a při zenitovém úhlu blížícímu se 90° bude nabývat maxima. Růst funkce $X = X(\theta)$ je velice rychlý a přibližně je dán faktorem $\frac{1}{\cos(\theta)}$. Je nutno dodat, že tento vztah platí za předpokladu rovinné atmosféry. Ve skutečnosti je atmosféra podobně jako Zemský povrch kulatá. Vztah platí velmi dobře s přesností desetin procenta do úhlu $\theta = 60^{\circ}$, potom má zakřivení nezanedbatelnou roli a pro $\theta = 90^{\circ}$ není atmosférická hloubka X nekonečno, tak jak by předpovídal vztah (3.2)¹. Znalost tohoto faktoru umožňuje přibližně určit atmosférickou hloubku pro zenitový úhel v oblasti 0°-60° jako

$$X = \frac{X_{\theta=0^{\circ}}}{\cos(\theta)} , \qquad (3.2)$$

kde $X_{\theta=0^{\circ}}$ značí hodnotu atmosférické hloubky pod zenitovým úhlem o hodnotě 0°. Tato závislost je pro atmosférickou hloubku na úrovni hladiny moře vynesena na Obr. 3.3.



Obrázek 3.3: Graf závislosti atmosférické hloubky X na úrovni hladiny moře, kterou projde primární částice dopadající na Zemi, na jejím zenitovém úhlu θ .

Hodnota atmosférické hloubky je pro chování primární částice při průchodu atmosférou velice důležitá. Pokud vezmeme v úvahu druh primární částice, která může být představována hadronem nebo fotonem popř. elektronem a radiační délku ve vzduchu pro fotony popř. elektrony $X_0 =$ 36.66 g.cm^{-2} a interakční vzdálenost pro hadrony $\lambda = 90 \text{ g.cm}^{-2}$, je zřejmé, že ani jeden typ částic

¹V dalším textu budeme pracovat pouze se sprškami o maximálním zenitovém úhlu $\theta = 60^{\circ}$, proto můžeme použít výše uvedené zjednodušení.

nemá prakticky možnost projít atmosférou bez interakce s jejími atomy. Hodnota atmosferické hloubky u hladiny moře představuje přibližně 27 radiačních délek pro fotony popř. elektrony a 11 interakčních délek pro hadrony.

3.2 Rozvoj spršky kosmického záření

Při dopadu primární částice na svrchní vrstvy atmosféry dojde k interakci s jádry atomů v ní obsažených. V důsledku přibližného složení atmosféry (78 % N₂, 21 % O₂ a 1 % Ar, CO₂ a další plyny) bude nejpravděpodobnější srážka primární částice s jádrem dusíku. Produkty této srážky jsou převážně K a π -mesony, přičemž míra pravděpodobnosti, že je vytvořen K-meson je 10% oproti té, že je vytvořen π -meson. Produkty se mohou následně rozpadnout nebo opět srazit s jádry atmosferických atomů. Určující hodnotou pro pravděpodobnost těchto dvou procesů je energie produktů, která udává velikost Lorentzova faktoru. Pro π -mesony je doba života přibližne 26 ns, pro K-mesony 12.4 ns. Odtud lze říci, že pravděpodobnost rozpadu K-mesonu bude větší než pionu. Rozpady π -mesonů a K-mesonů na jednotlivé produkty spolu s pravděpodobnostmi jsou napsány v Tab. 3.1.

Rozpad	Pravděpodobnost
$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$	99%
$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu_{\mu}}$	99%
$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	98%
$e^{-} + e^{+} + \gamma$	1%
K^{0} $2\pi^{0}$	30%
$\Lambda \rightarrow \pi^- + \pi^+$	69%
$\mu^+ + \nu_\mu$	63%
$\pi^{+} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{0}$	20%
$\mu^- + \bar{\nu_{\mu}}$	63%
$\pi \rightarrow \pi^- + \pi^0$	20%

Tabulka 3.1: Tabulka rozpadů π a K-mesonů spolu s pravděpodobnostmi [15].

Lze tedy vidět, že spršku iniciovanou primární částicí budou tvořit převážně fotony, elektrony, pozitrony, miony, mionová neutrina a elektronová neutrina. První tři vyjmenované částice budou vytvářet elektromagnetickou komponentu spršky, kde se postupně za pomoci reakcí

$$e^- + A \to \gamma + e^- + A , \qquad (3.3)$$

$$e^+ + A \to \gamma + e^+ + A , \qquad (3.4)$$

$$\gamma + A \to e^- + e^+ + A , \qquad (3.5)$$

v poli jádra bude snižovat energie elektronů, pozitronů a záření gama. Z důvodu krátké radiační délky elektronů a fotonů bude tato komponenta spršky snadno vstřebána atmosférou. Rozpad mionů probíhá následovně

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \overline{\nu_\mu} , \qquad (3.6)$$

$$\mu^- \to e^- + \overline{\nu_e} + \nu_\mu \ . \tag{3.7}$$

Pokud pro ilustraci předpokládáme, že relativistické miony jsou produkovány ve svrchní vrstvě atmosféry s γ -faktorem γ =20, je doba života mionů v soustavě pevně spojené se Zemí přibližně 44 μ s, za tuto dobu překoná mion dráhu přibližně 13.8 km. Vzhledem k tomu, že sprška kosmického záření se začíná rozvíjet ve výšce okolo 10 km a energetické ztráty mionů procházejících atmosférou jsou malé (přibližně 1.8 GeV), tvoří miony téměř 80% všech nabitých částic, které dopadnou na

zemský povrch na hladině moře. Mionová komponenta spršky je také nazývána jako tvrdá. Ve spršce kosmického záření se mohou vyskytovat ve zbytkové míře také hadrony.

Dalsí rozdělení, které je používáno určuje tři komponenty spršky, a to elektromagnetickou, mionovou a hadronovou. Schéma spršky způsobené protonem spolu s jejími komponentami je na Obr. 3.4.



Obrázek 3.4: Schéma rozdělení komponent spršky na mionovou, hadronovou a elektromagnetickou (modře) spolu s vyznačenými procesy (červeně). Převzato z [16].

3.3 Geometrie spršky

V částicových reakcích probíhajících při rozvoji elektromagnetické kaskády dochází v důsledku tvorby elektron-pozitronového páru popř. gama kvanta v poli atmosférického atomu k postupnému prostorovému rozrůstání elektromagnetické komponenty. Rovněž mionová složka spršek kosmického záření je rozšiřována v prostoru v důsledku rozpadů π a K-mesonů na mionové produkty. Toto postupné rozrůstání má za následek, že sprška iniciována primární částicí dopadající pod zenitovým úhlem 0° má přibližně kapkovitou geometrii s bodem maximální šířky. Od jisté hodnoty atmosferické hloubky dále částice zabržďují důsledkem energetických ztrát v atmosfére a šířka spršky iniciované kosmickým zářením se začne rychle zmenšovat. Rychlost rozrůstání spršky do šířky je přitom menší než rychlost zmenšování její šířky za maximem spršky. To má za následek právě zmíněný tvar kapky.

3.4 Profil nabitých částic

Při dopadu primární částice na svrchní vrstvy atmosféry dochází k nárůstu počtu nabitých částic představujících spršku. S přibývající atmosférickou hloubkou X bude energie primární částice di-

stribuována nově vytvořenými rodičovskými částicemi na tvorbu dalších dceřinných částic. Tento mechanismus bude trvat do té doby, dokud stále narůstající počet dceřinných částic bude mít dostatek energie na tvorbu většího počtu částic další generace. V tomto bodě, který je označován jako X_{max} , je počet nabitých částic maximální a dále již klesá². Při překonávání stále se zvětšující atmosferické hloubky se bude počet nabitých částic (e^{\pm}, μ^{\pm}) postupně blížit nule. Stejně jako profil nabitých částic můžeme studovat profil počtu mionů v závislosti na atmosferické hloubce. Mionový profil bude taktéž nabývat svého maxima a počet mionů bude s rostoucí atmosferickou hloubkou klesat k nule (Obr. 3.5). Je ovšem nutno dodat, že v důsledku nízkých energetických ztrát mionů jejich počet reálně k nule neklesne. Potřebná atmosferická hloubka by byla v tomto případě daleko větší než je nám schopna její maximální hodnota při hladině moře nabídnout.



Obrázek 3.5: Grafy vynesených profilů počtu částic v závislosti na atmosférické hloubce $X[\text{g.cm}^{-2}]$ pro spršku iniciovanou protonem o energii $E = 10^{19}$ eV nasimulovanou prostřednictvím programu CONEX [17, 18]. Nahoře profil počtu nabitých částic N včetně mionů a dole profil počtu mionů N_{μ} .

 $^{^2}$ Tato atmosferická hloubka je dále označována veličinou $X_{max}.$

V roce 1977 byla Thomas K. Gaisserem a Anthony M. Hillasem [19] odvozena funkce popisující počet nabitých částic v závislosti na prošlé atmosférické hloubce

$$N(X) = \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X}\right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\Lambda}} exp\left(\frac{X_{max} - X}{\Lambda}\right) , \qquad (3.8)$$

kde X_{max} je již dříve zmíněná atmosférická hloubka s nastávajícím maximem v počtu nabitých částic a X_0 , Λ jsou další parametry popisující vývoj spršky. Fitováním naměřených profilů nabitých částic touto funkcí, dále jen GH funkcí, dostáváme velmi dobrý přehled o jejím vývoji, přičemž hodnota X_{max} je jednou z určujících veličin pro zjištění složení primárních částic kosmického záření.

3.5 Teoretické předpoklady chování veličiny X_{max}

3.5.1 Atmosférická hloubka X_{max}

Střední hodnota veličiny $\langle X_{max} \rangle$ souvisí s energii primární částice E a atomovým číslem jádra primární částice A vztahem [20]

$$\langle X_{max} \rangle = \alpha (\ln E - \langle \ln A \rangle) + \beta .$$
(3.9)

Toto chování bylo předpovězeno zobecněním Heitlerova modelu pro elektron-fotonovou kaskádu na hadronem iniciované spršky a použitím principu superpozice z jádra o atomovém čísle A=1 na atomové číslo A=n. Parametry $\alpha \neq \beta$ souvisí s charakterem hadronických interakcí primární částice s atomy vzduchu.

Dalším parametrem, který popisuje vývoj spršky je rychlost prodloužení ("elongation rate") D_{10} [21]

$$D_{10} = \frac{d\langle X_{max} \rangle}{d \lg E} \approx \alpha \left(1 - \frac{d\langle \ln A \rangle}{d \ln E} \right) \ln 10 , \qquad (3.10)$$

která označuje změnu X_{max} za dekádu energie E. Z důvodu výskytu derivace střední hodnoty nukleonového čísla A v přiblížení je tento parametr taktéž citlivý na složení primární částice.

3.5.2 Střední kvadratická odchylka $RMS(X_{max})$

Doplňujícím parametrem pro zkoumání složení kosmického záření může být střední kvadratická odchylka $RMS(X_{max})$. Důvod závislosti tohoto parametru na složení primárních částic je objasněn následující argumentací. Představme si jádro železa dopadající na svrchní vrstvy atmosféry. Toto jádro je složeno z 56 nuklenů, přičemž každý má energii 56krát menší, než je energie původního jádra. Z důvodu stochasticity procesu spršek bude mít každá z 56 podspršek vytvořená jedním nukleonem různou hodnotu X_{max} . Pokud tedy dáme těchto 56 spršek opět dohromady, bude platit, že podle centrální limitní věty budou hodnoty X_{max} železa fluktuovat se střední kvadratickou odchylkou $\sqrt{56}$ krát menší, než budou hodnoty $RMS(X_{max})$ jednoho nukleonu [22].

Kapitola 4

Výsledky observatoří kosmického záření extrémně vysokých energií

V roce 2010 byly publikovány dva zdánlivě protichůdné články. První informoval o výsledku získaném prostřednictvím observatoře HiRes, že kosmické záření konce energetického spektra je složeno převážně z protonů [23]. Druhý, jehož výsledky vznikly zpracováním dat z Observatoře Pierra Augera, poukazoval na narůstající dominanci těžkých atomových jader ve složení kosmického záření na konci energetického spektra [24]. V této kapitole budou oba výsledky získané měřením veličiny X_{max} ve fluorescenčních detektorech rozebrány. Závěr kapitoly poukáže na nutnost použití dalších veličin pro lepší diskriminaci složení kosmického záření.

4.1 Metoda fluorescenční detekce

Při šíření spršky kosmického záření atmosférou excitují sekundární nabité částice molekuly atmosférického dusíku. Při jejich deexcitaci jsou do prostoru izotropně emitovány fluorescenční UV fotony o vlnové délce 300-400 nm. Toto světlo zaznamenáváme pozemními fluorescenčními detektory.

Při měření je pozorovaný prostor rozdělen do mnoha segmentů, kde každý segment pokrývá typicky prostorový úhel o velikosti 1°, přičemž platí, že pro vysokou přesnost měření je vhodné rozdělit pozorovanou oblast na co největší počet segmentů. Fluorescenční světlo vzniklé při propagaci spršky atmosférou je zrcadly soustředěno do fotonásobičů. Takto získáme časovou závislost měřeného fluorescenčního světla určující geometrii spršky. Každému pozorovanému segmentu je přidělen jeden fotonásobič.

Geometrie spršky je určena úhlem ψ , pod kterým osa spršky protíná zem a impaktním parametrem R_p , který udává vzdálenost osy spršky od středu detektoru (Obr. 4.1). Tyto veličiny dostaneme fitováním časové sekvence dopadajícího světla naměřené fluorescenčními detektory. Pro i-tý fotonásobič představující jeden prostorový segment platí vztah (4.1).

$$t_i - t_0 = \frac{R_p}{c \sin \theta} - \frac{R_p}{c \tan \theta} = \frac{R_p}{c} tan\left(\frac{\theta_i}{2}\right) \qquad \qquad \theta_i = \pi - \psi - \chi_i , \qquad (4.1)$$

kde t_i je doba detekce fluorescenčního světla i-tým fotonásobičem pod pozorovacím úhlem θ_i , t_0 je čas průletu předního disku spršky kosmického záření středem detektoru, c rychlost světla a χ_i elevační úhel i-tého fotonásobiče. Parametry jsou vyznačeny pro jeden určitý segment o elevačním úhlu χ na Obr. 4.1.

Výhodou fluorescenční detekce je možnost měřit propagaci spršky kosmického záření atmosférou až do vzdálenosti několika kilometrů od detektoru. Další výhodou je, že fluorescenční detektory



Obrázek 4.1: Schéma detekce spršky o impaktním parametru R_p a úhlu dopadu ψ i-tým fotonásobičem s pozorovacím úhlem θ a elevačním úhlem χ . Šedě vyznačená plocha představuje detekční rovinu spršky kosmického záření. Převzato z [25].

příslušné jednotlivým prostorovým segmentům jsou umístěny na jednom stanovišti oproti klasické povrchové detekci vyžadující rozsáhlá pole detektorů. Značnou nevýhodou, která je způsobena nízkou intenzitou fluorescenčního světla, je fakt, že měření je prováděno za bezměsíčných nocí a pozorovací čas se rovná přibližně 10%. Při použití tzv. stereo-módu (více než jedno pozorovací stanoviště) je možno geometrii spršky určit pouhým průsečíkem detekčních rovin jednotlivých stanovišť. Nemusíme pak využívat výše uvedené časové sekvence, která je nutná pro mono-mód (jedno pozorovací stanoviště).

V případě, že máme současně k dispozici pole povrchových detektorů, můžeme využít znalosti místa dopadu středu spršky a při fitování geometrie podle vztahu (4.1) zafixovat parametr R_p . Tímto způsobem podobně jako v případě stereo-módu u fluorescenční detekce dosáhneme mnohem přesnější rekonstrukce než v případě mono-módu.

4.2 Observatoř HiRes (High Resolution Fly's eye)

Observatoř High Resolution Fly's eye se nacházela na území armádního testovacího prostoru Dugway v Utahu ve výšce 1575 m.n.m. Činnost observatoře započala v roce 1997 shromažďováním dat o sprškách kosmického záření v mono-módu, od roku 1999 ve stereo-módu. Skládala se ze dvou detekčních stanovišť HiRes-I (Five Mille Hill, Obr. 4.2) a HiRes-II (Camel's back ridge) ve vzájemné vzdálenosti 12.6 km. Každé stanoviště bylo tvořeno polem teleskopických modulů, které prostřednictvím zrcadla o ploše 3.7 m² soustřeďovaly fluorescenční fotony vzniklé propagací spršky v atmosféře do kamery tvořené 16x16 PMT¹ moduly. Každý z PMT modulů pokrýval přibližně 1° prostorového úhlu. Detektor HiRes-I shromažďoval data v azimutálním úhlu téměř 360° a elevačním úhlu v rozmezí 3° – 17°. HiRes-II dosahoval stejného azimutálního úhlu a elevační úhel byl v rozmezí 3° – 31°. Činnost observatoře byla ukončena v roce 2006.

¹Zkratka anglického názvu Photomultiplier tube.



Obrázek 4.2: Fotografie detekčního stanoviště HiRes-I. Převzato z [26].

4.2.1 Výsledky observatoře HiRes

Data byla nabírána ve stereoskopickém módu od prosince 1999 do dubna 2006. Při zpracování byla naměřená data spršek kosmického záření srovnávána s Monte Carlo simulacemi za účelem zjištění složení kosmického záření. Jako simulační program atmosférických spršek byla používána CORSIKA 6.003 [27] a hadronické interakční modely QGSJET01 [28], QGSJET-II [29] a SIBYLL [30]. Data ze simulací byla ukládána ve 205 ekvidistantních bodech atmosférické hloubky.

Pro dosažení co nejmenší chyby při porovnávání nasimulovaných a naměřených dat byla použita simulace reálného detektoru, která měla za cíl napodobit stejné podmínky pro spršky získané simulačním programem CORSIKA jako při reálné detekci. V každém z 205 bodů atmosférické hloubky nasimulované spršky je znám celkový počet nabitých částic. Tomu proporčně odpovídá počet fluorescenčních fotonů vyzářených excitovanými jádry atmosférického dusíku při propagaci spršky atmosférou. Při zpracovávání bylo vzato do úvahy zeslabení fluorescenčního světla použitím databáze naměřených hodnot chování atmosféry. Protože je při simulaci znám zenitový a azimutální úhel spršky, je možno nechat dopadnout fluorescenční fotony na detektor stejně jako v reálném případě. Nasimulovaná data pak projdou přes hypotetickou elektroniku a jsou v konečné fázi uložena se stejnou informační hodnotou, jako kdybychom měřili spršku reálnou. U spršek získaných simulacemi však složení kosmického záření známe. Výhodou tohoto postupu je následné zpracování reálných a nasimulovaných dat stejným způsobem.

Po uplatnění výběrových podmínek [23] byl celkový počet naměřených vyhovujících spršek 815. Na Obr. 4.3 vidíme, že po vynesení histogramu veličiny X_{max} pro detekované spršky a histogramů veličiny X_{max} pro Monte Carlo metodou nasimulované spršky s modelem hadronických interakcí QGSJET-II, indukované protonem nebo železem, dochází pro protony ke znatelné shodě, kdežto v případě spršek iniciovaných jádry železa k překryvu nedochází.



Obrázek 4.3: Srovnání histogramu naměřené veličiny X_{max} (body) s histogramy veličiny X_{max} dat pocházejících ze simulací použitím modelu hadronických interakcí QGSJET-II pro protony (nahoře) a jádra železa (dole) po průchodu hypotetickým detektorem HiRes. Energie kosmického záření je z intervalu 10^{18} eV – 10^{20} eV. Převzato z [23].

Dále byla srovnávána závislost střední hodnoty veličiny $\langle X_{max} \rangle$ na energii kosmického záření E pro naměřené hodnoty spršek kosmického záření a simulace po průchodu hypotetickým detektorem. Srovnání bylo provedeno pro modely hadronických interakcí QGSJET01, QGSJET-II a SIBYLL s primární částicí představovanou protonem a jádrem železa (Obr. 4.4).



Obrázek 4.4: Graf vynesené závislosti střední hodnoty veličiny $\langle X_{max} \rangle$ na energii kosmického záření *E.* Body představují střední hodnoty veličiny X_{max} získané fluorescenčními detektory experimentu HiRes v jednotlivých energetických binech a čáry hadronické modely QGSJET01, QGSJET-II a SIBYLL pro jádra železa a protony. Čísla pod body znamenají počet naměřených spršek kosmického záření v jednotlivých energetických binech. Převzato z [23].

Naměřená data závislosti $\langle X_{max} \rangle = \langle X_{max} \rangle (E)$ jsou v největší shodě při použití modelu hadronických interakcí QGSJET-II pro protony ($\chi^2 = 6.9/8$ df). Po proložení naměřených dat přímkou ($\chi^2 = 5.2/6$ df), byla získána hodnota elongation rate (3.10) $D_{10} = 47.9 \pm 6.0$ (stat) g/cm²/dekádu.

Další měřenou veličinou byla střední kvadratická odchylka $RMS(X_{max})$ veličiny X_{max} . Z Obr. 4.3 vidíme, že histogram X_{max} spršek kosmického záření má asymetrický charakter s pomalým klesáním směrem k vyšším hodnotám atmosférické hloubky. Z tohoto důvodu by nebylo zjišťování hodnoty $RMS(X_{max})$ pouhým fitováním Gaussovy funkce zcela korektní a docházelo by k nepřesným výsledkům. Při zpracování dat bylo voleno fitování tzv. useknutým Gaussiánem, jehož definiční obor byl omezen na interval ($\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma$), kde μ je střední hodnota a σ střední kvadratická odchylka. Stejná analýza byla pro srovnání provedena u simulace s použitím modelu QGSJET-II pro jádra železa a protony (Obr. 4.5).



Obrázek 4.5: Graf vynesených hodnot střední kvadratické odchylky $RMS(X_{max})$ veličiny X_{max} spršek kosmického záření měřených experimentem HiRes (černé body) a simulací po průchodu hypotetickým detektorem za použití modelu hadronických interakcí QGSJET-II pro protony (čtverec) a jádra železa (trojúhelník). Převzato z [23].

Naměřená data jsou tedy nejvíce v souladu se simulací za použití modelu hadronických interakcí QGSJET-II pro protony. Hodnota naměřeného parametru D_{10} se jeví jako konstantní, z toho důvodu bylo usuzováno na neměnné složení kosmického záření v oblasti kotníku. Výsledky experimentu HiRes ukazují protonovou dominanci v energetickém spektru od $10^{18} \text{eV} - 10^{20} \text{eV}$. Zmíněné naměřené výsledky jsou převzaty z [23].

4.3 Observatoř Pierra Augera

Observatoř Pierra Augera je mezinárodní observatoří kosmického záření, která je navržena pro sledování atmosferických spršek o energiích větších než 10¹⁸eV. Nachází se na území Argentiny v provincii Mendoza poblíž města Malargüe. Z důvodu co největšího počtu bezmračných nocí byla vybrána oblast Amarillské pampy.

S nápadem na vybudování observatoře, která by měla být schopna velmi přesných měření přišel v roce 1992 Jim Cronin a Alan Watson. Realizace jejich nápadu se podařila a o 13 let později (2005) započaly první sběry dat. Výstavba observatoře byla oficiálně dokončena v roce

2008. Jedná se o největší observatoř spršek kosmického záření na světě s enormní rozlohou přes 3000 km². Detekce kosmického záření probíhá v hybridním módu, což znamená, že jsou současně používány fluorecenční detektory a pole povrchových detektorů. Metoda nám umožňuje určit směr spršky a pozici dopadu jejího jádra s chybou $\psi \sim 0.6^\circ$ a $R_p \sim 50$ m.

Povrchové detektory jsou představovány speciálními tanky (Obr. 4.6), které jsou rozmístěny



Obrázek 4.6: Fotografie jednoho Čerenkovova detektoru tvořícího pole povrchových detektorů Observatoře Pierra Augera v Argentině. Na obrázku jsou modrou barvou vyznačeny jednotlive komponenty. Převzato z [31].

v pravidelné trojúhelníkové síti po již zmíněné ploše (3000 km²) se vzájemnou vzdálenosti 1.5 km (Obr. 4.7). Počet pozemních detektorů je více než 1650. Každý detektor obsahuje válcovou nádrž o průměru 3.6 m a výšce 1.5 m, která je naplněna 12 000 litry vysoce čisté vody. Jedná se vlastně o Čerenkovský detektor, kdy průletem sekundárních částic spršky kosmického záření vodou detekčního objemu dochází k emisi Čerenkovových fotonů. Fotony jsou pak sbírány třemi fotonásobiči umístěnými ve stropní části nádrže. Přesné výsledky měření kladou nárok na vysokou čistotu použité vody. Ta je uzavřena do speciálního vaku (liner), který zajišťuje uchování naprosté čistoty až po dobu 20 let. Dalšími komponentami je baterie napájená solarním panelem, GPS a radioanténa pro přesné měření časů incidence a komunikaci a elektronika. Každý povrchový detektor tak tvoří samostatnou jednotku.

Fluorescenční detektory sledují prostor rozkládající se nad pozemními detektory. Celkový počet těchto detektorů je 27, přičemž jsou rozmístěny na čtyřech hlavních stanovištích vždy po šesti, tři patří modulu HEAT². Jména stanovišť jsou Loma Amarilla, Morados, Coihueco a Leones (Obr. 4.7). Každý fluorescenční detektor pokrývá 30° azimutálního úhlu a skoro 30° elevačního úhlu. Toto nastavení umožňuje, aby každé ze stanovišť pokrývalo azimutální úhel rovný 180°. Fluorescenční fotony vzniklé při propagaci spršky kosmického záření atmosférou jsou stějne jako v případě experimentu HiRes fokusovány zrcadly o ploše $3.5 \times 3.5 \text{ m}^2$ do kamery (440 pixelů) s fotonásobiči.

²Zkratka z anglického názvu High Elevation Auger Telescopes. Modul slouží k posunutí pozorovatelných spršek kosmického záření k energii10¹⁷eV.



Obrázek 4.7: Mapa Observatoře Pierra Augera v Argentině s vyznačeným polem povrchových detektorů, kde červená tečka značí jeden Čerenkovský detektor. Nápisy se žlutým pozadím označují stanoviště fluorescenční detekce. Na mapě jsou zelenými úsečkami odděleny hranice azimutálního pozorovacího úhlu 30° jednoho fluorescenčního detektoru. Převzato z [32].

4.3.1 Výsledky Observatoře Pierra Augera

Data spršek kosmického záření byla nabírána od prosince 2004 do března 2009. Byly uvažovány pouze spršky kosmického záření detekované jak fluorecenčními detektory, tak pozemními detektory (hybridní mód). Při zpracování dat bylo bráno do úvahy zeslabení fluorescenčního světla atmosférou. Profil počtu nabitých částic v závislosti na atmosferické hloubce byl zjištěn měřením fluorescenčních a Čerenkovových fotonů. Veličina X_{max} pak byla určena fitováním spršky kosmického záření Gaisser-Hillasovou funkcí (2.2). Po uplatnění všech podmínek [24] bylo 3754 spršek označeno jako vyhovujících. Na rozdíl od analýzy dat z experimentu HiRes byly výběrové podmínky voleny tak, aby ve finálním souboru nebyly upřednostňovány spršky v závislosti na typu primární částice (tzv. "antibias" výběr). Za účelem interpretace naměřených výsledků kosmického záření byla data porovnávána s Monte Carlo simulacemi za použití interakčních modelů QGSJET01, QGSJET-II, SIBYLL a EPOS [33] pro jádro železa a proton.

Na Obr. 4.8 je vynesena závislost střední hodnoty naměřené veličiny $\langle X_{max} \rangle$ Observatoří Pierra Augera na energii kosmického záření *E*. Protože je zkoumáno složení, byla závislost prokládána lineární funkcí, kde směrnice určovala parametr elongation rate D_{10} (3.10). Konstantní parametr D_{10} však nepopisoval data s dostatečnou přesností ($\chi^2 = 34.9/11 \ Ndf$). Proto byla použita lineární funkce s hodnotou $D_{10} = 106^{+35}_{-21} \text{ g.cm}^{-2}$ pro spršky o energii do $10^{18.24\pm0.05}$ eV a $D_{10} = 24^{+3}_{-3} \text{ g.cm}^{-2}$ pro spršky nad energií $10^{18.24\pm0.05}$ eV. Pro takto definovnou funkci souhlasí fit s naměřenými daty velice dobře ($\chi^2 = 9.7/9 \ Ndf$).



Obrázek 4.8: Graf vynesené závislosti střední hodnoty veličiny $\langle X_{max} \rangle$ na energii kosmického záření *E*. Body představují střední hodnoty veličiny X_{max} získané detektory experimentu Observatoře Pierra Augera v jednotlivých energetických binech a čáry hadronické modely QGSJET01, QGSJET-II, EPOS a SIBYLL pro jádra železa a protony. Čísla pod body znamenají počet naměřených spršek kosmického záření v jednotlivých energetických binech a černá čára značí lineární fit naměřených dat se směrnicí rovnou parametru D_{10} . Je nutno dodat, že graf je navíc obohacen o data od března 2009 do září 2010. Převzato z [34].

Pokud bychom vynášeli naměřenou závislost $\langle X_{max} \rangle = \langle X_{max} \rangle \langle E \rangle$ a porovnávali s daty pocházejících ze simulací pro jádro železa a proton stejně jako u experimentu HiRes, dostali bychom graf z oficiální publikace observatoře, který je na Obr. 4.9. Ten ukazuje oproti výsledkům experimentu HiRes, že střední hodnota veličiny $\langle X_{max} \rangle$ se s rostoucí energií pozorovné spršky stále více blíží hodnotě, která je charakteristická spíše pro jádra železa.

Další měřenou veličinou byla hodnota střední kvadratické odchylky $RMS(X_{max})$ veličiny X_{max} . Ta byla získána odečtením čtverce chyby způsobené detektory σ_{det} od čtverce šířky distribuce σ_{obs} pozorované veličiny X_{max} (4.2).

$$RMS(X_{max}) = \sqrt{\sigma_{obs}^2 - \sigma_{det}^2} .$$
(4.2)

Abychom mohli vyhodnotit naměřenou závislost $RMS(X_{max})$ na energii kosmického záření *E*, je nutno srovnání se střední kvadratickou odchylkou určenou ze simulací, kde primární částici známe. Srovnání bylo provedeno pro interakční modely QGSJET01, QGSJET-II, SIBYLL a EPOS s protonem a železem jako primární částicí. Z Obr. 4.10 lze vidět, že předpovědi pro jednotlivé modely se značně liší. Můžeme však poměrně jasně říci, že typická hmotnost primárních částic má růstovou tendenci se zvětšující se energií.

Z výsledků Observatoře Pierra Augera za období prosinec 2004 až březen 2009 tedy vyplývá, že složení kosmického záření o energii vyšší než 10^{18} eV není konstantní, ale v okolí hodnoty $10^{18.24\pm0.05}$ eV dochází ke změně a nárůstu zastoupení částic těžších. Je zajímavé si všimnout, že tato hodnota odpovídá oblasti kotníku v energetickém spektru kosmického záření na Obr. 2.1. Spektrum kosmického záření bylo pozorováno až do energie 59 EeV, kde byl indikován jasný nárůst průměrné hmotnosti primárních částic. Tento fakt je v rozporu s výsledky observatoře HiRes, kde byla pozorována dominance protonů. Zmíněné výsledky Observatoře Pierra Augera jsou převzaty z [24].



Obrázek 4.9: Graf vynesené závislosti střední hodnoty veličiny $\langle X_{max} \rangle$ na energii kosmického záření *E*. Body představují střední hodnoty veličiny získané detektory experimentu Observatoře Pierra Augera v jednotlivých energetických binech a čáry hadronické modely QGSJET01, QGSJET-II, EPOS a SIBYLL pro jádro železa a proton. Převzato z [24].



Obrázek 4.10: Graf vynesené závislosti střední kvadratické odchylky $\text{RMS}(X_{max})$ veličiny X_{max} na energii kosmického záření E. Body představují hodnoty veličiny získané detektory experimentu Observatoře Pierra Augera v jednotlivých energetických binech a čáry hadronické modely QGSJET01, QGSJET-II, EPOS a SIBYLL pro jádro železa a proton. Převzato z [34].

4.4 Diskriminační potenciál veličiny X_{max}

Z interpretace výsledků HiRes a Observatoře Pierra Augera lze jasně vidět, jak enormní důležitosti nabývají simulace spršek kosmického záření při určování typu primárních částic. Nevhodně zvolená metodika porovnávání naměřených dat a dat získaných ze simulací pak může vést k naprosto odlišným výsledkům. Hlavní rozdíl při zpracování naměřených dat experimentu HiRes a Observatoře Pierra Augera byl v tom, že v případě experimentu HiRes byly systematické chyby při výběru spršek kosmického záření odstíněny porovnáváním naměřených dat se simulacemi, které prošly hypotetickým detektorem a podléhaly stejným výběrovým podmínkám. Na Observatoři Pierra Augera byla však naměřená data vybírána tak, aby v souboru hodnot X_{max} nebyl favorizován určitý typ primární částice. Naměřené výsledky byly srovnány se simulacemi neprošlými hypotetickým detektorem a nepodléhajícími výběrovým podmínkám. Z důvodu odlišnosti obou přístupů není možné mezi oběma observatořemi přímo pozorovat naměřené hodnoty $\langle X_{max} \rangle$ a $RMS(X_{max})$. Veškeré úvahy o rozporech mezi oběma pozorováními tak zůstavají pouze na kvalitativní úrovni. O jasném kvantitativním rozporu nemůže být zatím řeči.

V obou dvou případech je tak závěrem pouze kvalitativní výpověď o tendenci změny (Observatoř Pierra Augera) či zachování (HiRes) složení kosmického záření s rostoucí energií. Tato znalost nám však nepomáhá při určení složení kosmického záření u jedné konkrétní pozorované spršky, což, jak bylo uvedeno například na začátku bakalářské práce, by pro nás byla velice hodnotná informace. Použitím simulačního programu CONEX s modelem hadronických interakcí QGSJET01 se prostřednictvím nasimulovaných souborů 500 atmosferických spršek iniciovaných protonem a 500 atmosferických spršek iniciovaných jádry železa pro energie 10^{14} eV, 10^{18} eV, 10^{19} eV, 10^{20} eV pokusíme určit diskriminační vlastnosti veličiny X_{max} .

Budeme tedy vynášet do histogramů o dané energii primárních částic hodnoty veličiny X_{max} pro atmosférické spršky iniciované protonem a jádrem železa (Obr. 4.11).



Obrázek 4.11: Histogramy veličiny X_{max} pro spršky iniciováné protonem a jádrem železem získané prostřednictvím simulačního programu CONEX s modelem hadronických interakcí QGSJET01 pro energie 10^{14} eV, 10^{18} eV, 10^{19} eV, 10^{20} eV. Celkový počet spršek je 1000, přičemž 500 spršek je iniciováno protonem a 500 jádry železa.

Histogram veličiny X_{max} pro energii kosmického záření 10¹⁴ eV je zde zobrazen za účelem ukázání nežádoucí vlastnosti závisející na energii. Jak lze z (Obr. 4.11) vidět, histogramy odpovídající jadrům železa a protonům se se zvyšující energií stále více překrývají a diskriminační potenciál veličiny X_{max} pro energie kosmického záření oblasti kotníku se snižuje.

Veličina X_{max} je ze své definice úzce spojena s maximálním početem nabitých částic N (e^{\pm}, μ^{\pm}) spršky kosmického záření. Elektrony a pozitrony v maximu spršky však pozorovat nemůžeme. Nabízí se tak alternativa zkoumat mionový profil spršky kosmického záření, kde dlouhá doba žívota mionů zaručuje schopnost jejich detekce. Prostřednictvím stejných souborů nasimulovaných spršek jako u hodnoty X_{max} je zkoumána hodnota maximálního počtu mionů při propagaci spršky atmosférou $N_{\mu_{max}}$ (Obr. 4.12).



Obrázek 4.12: Histogramy veličiny $N_{\mu_{max}}$ pro spršky iniciováné protonem a jádrem železa získané prostřednictvím simulačního programu CONEX s modelem hadronických interakcí QGSJET01 pro energie 10^{19} eV a 10^{20} eV. Celkový počet spršek je 1000, přičemž 500 spršek je iniciováno protonem a 500 jádry železa.

Jak vidíme, veličina $N_{\mu_{max}}$ má oproti veličině X_{max} při vysokých energiích daleko větší diskriminační potenciál. V reálném případě je však počet mionů v maximu spršky také těžko měřitelný. Budeme se tedy spíše zabývat použitím informace, kterou nesou všechny miony dopadající na zem a jejichž počet by v principu šel změřit pomocí mionových detektorů instalovaných na observatořích.

Kapitola 5

Citlivost mionové komponenty na složení kosmického záření

5.1 Úvod

Z důvodu nejasné souhrné interpretace výsledků observatoře HiRes a Observatoře Pierra Augera je evidentní potřeba použítí dalších veličin popisujících spršky kosmického záření pro přesnější určení jeho složení.

5.2 Mionová komponenta

Jiným možným způsobem určení složení kosmického záření je měření počtu mionů, které jako jedna ze složek sekundárního kosmického záření dopadly na zem v místě detektorů. Miony obsažené ve spršce kosmického záření vznikají zejména rozpadem nabitých π a K-mesonů. Při prováděných simulacích budeme uvažovat primární kosmické záření o energii 10^{19} eV, které je složeno buď z jader železa nebo vodíku, čili protonu. Z důvodu většího počtu nukleonů v jádře železa oproti jednomu protonu představující jádro vodíku se očekává, že bude při interakci železa se svrchní vrstvou atmosféry vytvořen větší počet nabitých π a K-mesonů a po následném rozpadu bude prostřednictvím detektorů zaznamenán větší počet mionů, než-li v případě vodíkového jádra.

5.2.1 Simulace spršek kosmického záření pod konstantním zenitovým úhlem θ

Spršky kosmického záření byly generovány simulačním programem CONEX za použití interakčního modelu QGSJET01. Pro účely zpracování bylo nasimulováno 500 spršek kosmického záření iniciovaných jádrem železa o energii 10¹⁹ eV a 500 spršek kosmického záření iniciovaných protonem o stejné energii. Všechny spršky byly nasimulovány pod zenitovým úhlem $\theta = 60^{\circ}$. Počet mionů na zemi¹ byl stanoven jako počet mionů procházející atmosférickou hloubkou odpovídající umístění Observatoře Pierra Augera. Atmosférická hloubka v této výšce činí 880 [g.cm⁻²] při dopadu pod zenitovým úhlem $\theta = 0^{\circ}$. Pro obecný zenitový úhel je atmosferická hloubka dána vztahem (3.2). Pokud budeme vyžadovat její hodnotu příslušející zenitovému úhlu $\theta = 60^{\circ}$ v místě Observatoře Pierra Augera, je $X_{ground} = 1760$ [g.cm⁻²]. Následující histogram na Obr. 5.1 ukazuje rozložení $N_{\mu_{ground}}$ jednotlivých spršek pro železa a protony.

¹Dále jen $N_{\mu_{ground}}$.



Obrázek 5.1: Histogram počtu mionů dopadajících na zemi $N_{\mu_{ground}}$ pod zenitovým úhlem $\theta = 60^{\circ}$, celkový počet eventů o energii 10^{19}eV je 1000, přičemž 500 spršek je iniciováno protonem a 500 jádry železa.

5.2.2 Simulace spršek kosmického záření pod zenitovým úhlem $0^{\circ} - 60^{\circ}$

V reálném případě dopadají spršky kosmického záření pod libovolným zenitovým úhlem. Za tímto účelem byly nasimulovány spršky iniciované v atmosféře primárními částicemi o zenitovém úhlu z intervalu $0^{\circ} - 60^{\circ}$. Výběr jeho velikosti probíhal náhodně a splňoval rovnoměrné rozdělení.



Obrázek 5.2: Histogram počtu mionů dopadajících na zemi $N_{\mu_{ground}}$ pod zenitovým úhlem $\theta = 0^{\circ} - 60^{\circ}$, celkový počet eventu o energii 10^{19} eV je 1000, přičemž 500 spršek je iniciováno protonem a 500 jádry železa.

Atmosferická hloubka, kterou prochází sprška kosmického záření, je závislá na zenitovém úhlu θ . Proto je $N_{\mu_{ground}}$ dopadající na zemi v místě detektoru rozdílný pro spršky s různým zenitovým

úhlem. Spršky kosmického záření tedy v tomto případě dopadají na zem s odlišným stupněm rozvoje a histogram $N_{\mu_{ground}}$ pro různé zenitové úhly se nám jeví jako širší (Obr. 5.2) oproti histogramu s konstantním θ (Obr. 5.1), kde jsou histogramy počtu mionů pro primární protony a železa takřka oddělené.

Pro opětovné odlišení nasimulovaných spršek je nutno použít hodnotu zenitového úhlu pod kterým dopadají. V této fázi budou do grafu vynášeny hodnoty $N_{\mu_{ground}}$ vůči kvadrátu velikosti atmosferické hloubky, kterou sprška prošla pod svým zenitovým úhlem než dopadla na místo observatoře². Druhá mocnina je zvolena z důvodu lepšího grafického odlišení.



Obrázek 5.3: Graf počtu mionů na zemi $N_{\mu_{ground}}$ v závislosti na hodnotě X_{ground}^2 pro spršky iniciované železem a protonem s funkcí $e^{ax+b} + c$ proloženou body odpovídající simulacím jader železa.

Nyní již lze vidět, že železem a protonem iniciované spršky jsou odděleny, přičemž počet mionů pro spršky iniciované jádry železa v závislosti na X^2_{around} splňují přibližně exponenciální závislost. Funkcí

$$f(x) = e^{ax+b} + c \tag{5.1}$$

jsou fitovány body představující simulace průchodu jader železa atmosférou. Protože chceme touto funkcí co nejlépe oddělit body představující jádra železa a protony, je poté měněno posunutí c funkce f(x). Parametr c je požadován takové hodnoty, aby výsledná funkce f'(x) byla v takové pozici, kdy hodnota N_z součtu³ počtu eventů představujících železo pod funkcí f'(x) a počtu eventů představujících protony nad funkcí (5.2) byla minimální (Obr. 5.4).

$$N_{z} = \sum_{i} X_{proton}^{(i)} [N_{\mu_{ground}}^{(i)}; X_{ground}^{2(i)}] + \sum_{i} X_{zelezo}^{(i)} [N_{\mu_{ground}}^{(i)}; X_{ground}^{2(i)}], \qquad (5.2)$$

$$\forall i \qquad \begin{cases} X_{proton}^{(i)} : & N_{\mu_{ground}}^{(i)} > f(X_{ground}^{2(i)}) \\ X_{zelezo}^{(i)} : & N_{\mu_{ground}}^{(i)} < f(X_{ground}^{2(i)}) \end{cases}.$$

Po dosazení hodnoty c minimálního N_z do funkce f(x) s již nafitovanými zbylými koeficienty dojde k oddělení bodů představující železo a protony funkcí f'(x) tak, že data odpovídající jádrům

 $^{^2{\}rm V}$ dalším textu označováno jako $X^2_{ground}.$
 $^3{\rm V}$ dalším textu je tento součet označován jako znečištění a značen
 $N_z.$



Obrázek 5.4: Graf funkce znečištění N_z v závislosti na změně parametru c funkce f(x), minimum znečištění nastává při hodnotě $c = -2.2 \times 10^6$.

železa leží takřka vždy nad funkcí f'(x) a data odpovídající protonu takřka vždy pod funkcí f'(x) (Obr. 5.5).



Obrázek 5.5: Graf počtu mionů na zemi $N_{\mu_{ground}}$ v závislosti na hodnotě X^2_{ground} pro spršky iniciovány železem a protonem s funkcí $e^{ax+b}+c$ proloženou body železa a následném dosazení hodnoty -2.2×10^6 do parametru c.

Poloha bodů vynesených do grafu (Obr. 5.5) je charakterizována dvojicí souřednic $[X_{ground}^2; N_{\mu_{ground}}]$. Pro každý bod v grafu je vypočítán relativní počet mionů⁴ (5.3).

$$N_{\mu_{rel}} = N_{\mu} - f'(X_{ground}^2) .$$
 (5.3)

 $^{{}^{4}}$ V dalším textu označován jako $N_{\mu_{rel}}$.

Pro spršky iniciováné jádry železa dostaneme spíše kladné hodnoty $N_{\mu_{rel}}$ a pro spršky iniciované protony spíše záporné. Po vynesení těchto hodnot do histogramu (Obr. 5.6) zjistíme, že spršky iniciované protonem a jádry železa jsou opět takřka odděleny, podobně jako tomu bylo při simulacích s konstantním zenitovým úhlem.



Obrázek 5.6: Histogram hodnoty $N_{\mu_{rel}}$ pro železo a proton jako primární částici.

5.3 Měření počtu mionů zatížené chybou

V reálném případě nejsou mionové detektory absolutně přesné, ale je zde vnášena chyba v přesnosti měření závislá na jejich typu. Pokud tedy chceme použít detektory mionové komponenty k rozlišení primárních částic, je třeba znát minimální přesnost, kterou od detektoru požadujeme.

Z tohoto důvodu byla do každé nasimulované spršky uměle vnášena chyba v počtu zrekonstruovaných mionů použitím Gaussova rozdělení se střední hodnotou v bodě nula a střední kvadratickou odchylkou odpovídající i-té spršce o hodnotě

$$\sigma^{(i)} = \frac{\text{chyba}[\%]}{100} \cdot N^{(i)}_{\mu_{ground}} .$$
 (5.4)

Gaussova funkce s danými parametry byla přičítána k hodnotě $N^{(i)}_{\mu_{ground}}$ (5.5)⁵, což značí hodnotu počtu mionů dopadlých na zem i-té spršky z celkového počtu 500 spršek iniciovaných jádry železa a 500 spršek iniciovaných protonem.

$$N_{\mu_{ground}}^{(i)chyba} = N_{\mu_{ground}}^{(i)} + Gauss(0, \sigma^{(i)})$$
(5.5)

Z Obr. 5.7 je vidět, že při zvětšující se nepřesnosti počítání mionů v hypotetickém detektoru se zvětšuje šířka histogramů představující železo a protony. Při nepřesnosti nad 20 % již histogramy nemají prakticky žádný diskriminační potenciál.

 $^{{}^{5}}$ Součet generovaný vztahem (5.5) je s velkou mírou pravděpodobnosti kladný, pokud by se stalo, že získáme zápornou hodnotu, je hodnota chyby z Gaussovy funkce generována znovu do té doby, kdy dostaneme hodnotu kladnou.



Obrázek 5.7: Histogramy hodnoty $N_{\mu_{rel}}$ pro spršky iniciováné protonem a železem po započítání chyby mionových detektorů o hodnotě v uvedeném pořadí: 1, 3, 6, 12, 15, 20, 25 a 30 %.

Kapitola 6

Závěr

Bakalářská práce se nejprve snaží přiblížit čtenáři obecné vlastnosti vysokoenergetického kosmického záření. Problematika je vybírána tak, aby kladla důraz na ty charakteristiky, u kterých je složení kosmického záření řídícím parametrem při vytváření fyzikálních modelů a předpovědí. Dozvěděli jsme se, že pro urychlování kosmického záření na extrémně vysoké energie může existovat mnoho modelů, ale ani o jednom nemůžeme s jistotou tvrdit, že by byl správný. Znalost složení kosmického záření by zcela jistě napomohla osvětlit, který z modelů vzniku kosmického záření extrémně vysokých energií má šanci pozorování vysvětlit. Stejný případ také nastává u maximální energie, na kterou je možné částici urychlit. Zde se předpokládá, že je omezena fotony reliktního záření. Dalším cílem úvodních kapitol práce bylo připravit čtenáři podklady pro porozumění pozorovatelných parametrů citlivých na složení kosmického záření.

V části bakalářské práce věnující se naměřeným výsledkům observatoře HiRes a Observatoře Pierra Augera lze vidět, že interpretace výsledků enormně závisí na simulátorech a interakčních modelech. Tyto modely vycházejí z výsledků na urychlovačích pro relativně nízké energie oproti energiím pozorovaného kosmického záření a následně jsou extrapolovány do vysokých hodnot. Extrapolace způsobuje jejich rozdílné chování a odlišnosti při popisu naměřených výsledků a vede k nepřesnostem. Je proto nutností volit v případě složení kosmického záření měřené veličiny takových vlastností, aby v případě simulací a následném porovnávání naměřených výsledků se simulacemi měly hodnotný diskriminační potenciál, který nám pomůže určit typ primární částice. V experimentech používaná veličina X_{max} je sice poměrně snadno měřitelná prostřednictvím fluorescenční detekce a použitím hybridní metody u Observatoře Pierra Augera dosahujeme malé chyby měření, ale jediné co jsme schopni ze získaných výsledků odvodit jsou tendenční (nárůst, pokles) změny chování typické hmotnosti primárních částic s rostoucí energií. V tomto případě se jedná o dobrý výsledek, pokud chceme zjistit, jestli je složení kosmického záření v oblasti kotníku tvořeno spíše lehkými nebo těžkými jádry. V případě určení typu primární částice u jedné konkrétní spršky nám v odhadech brání samotné chování veličiny X_{max} , kdy s rostoucí energií dochází k překryvu histogramů tvořených sprškami kosmického záření jader železa a protonu jakožto reprezentativních zástupců lehkých a těžkých jader.

Výsledky bakalářské práce proto nabízí jako řešení tohoto problému kromě zkoumání veličiny X_{max} také studium mionové komponenty spršek kosmického záření, která je na typ primární částice dokonce citlivější než uvedená veličina X_{max} . V ideálním případě by bylo nejlepším řešením zkoumání hodnoty maximálního počtu mionů $N_{\mu_{max}}$ při propagaci spršky kosmického záření atmosférou. Za reálných podmínek je hodnota $N_{\mu_{max}}$ velice těžko měřitelná a je nutno vyjít vstříc skutečným pozorovacím možnostem dnešních a budoucích observatoří.

Bakalářská práce proto nabízí jako řešení pozorovat místo hodnoty maximálního počtu mionů $N_{\mu_{max}}$ počet mionů, které dopadly na pozemní detektory $N_{\mu_{ground}}$. Protože tato pozorovatelná

veličina je závislá na zenitovém úhlu spršky kosmického záření θ , je navržen algoritmus na transformaci hodnot $N_{\mu_{ground}}$ na tzv. relativní počet mionů $N_{\mu_{rel}}$. Takto dostáváme histogramy pro spršky kosmického záření iniciované jádry železa a protony, kde dochází k menšímu překryvu než u veličiny X_{max} . Pro nulovou chybu povrchových detektorů mionů je překryv naprosto minimální a zjištění hodnoty $N_{\mu_{rel}}$ pro pozorovanou atmosferickou spršku dává hodnotnou informaci o typu primární částice. V reálném případě je ovšem nutné počítat s chybou detektoru při měření počtu mionů dopadlých na zemi. Také tuto možnost bere práce v úvahu. Vezmeme-li například typickou chybu fluorescenčních detektorů v určení veličiny X_{max} 20 g.cm⁻² a chybu zjištění počtu mionů v příslušných detektorech 6%¹, získáme na detektorové úrovni histogramy X_{max} a $N_{\mu_{rel}}$ zachycené na Obr. 6.1. Ze zobrazených histogramů je vidět, že diskriminační potenciál veličiny $N_{\mu_{rel}}$ (na úrovni rekonstrukce v detektoru) je vyšší, než je tomu u veličiny X_{max} .



Obrázek 6.1: Histogram veličiny X_{max} s obvyklou chybou měření na Observatoři Pierra Augera 20 g.cm⁻² a histogram $N_{\mu_{rel}}$ s chybou povrchových detektorů mionů 6% pro spršky iniciováné protonem a železem získané prostřednictvím simulačního programu CONEX s modelem hadronických interakcí QGSJET01 pro energii 10¹⁹eV. Celkový počet spršek je 1000, přičemž 500 spršek je iniciováno protonem a 500 jádry železa.

 $^{^1}$ Nové navrhované způsoby detekce počtu mionův v RPC (Resistive Plate Chamber) takovou přesnost pravdě-podobně umožňují.

Literatura

- Swordy S.P., 2001, The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays. Space Science Rev. Vol. 99, Num. 1-4, 85-94.
- [2] Perkins D., 2009, Particle Astrophysics. Oxford Univ. Press.
- Blandford R.D., Ostriker J.P., Apr. 1978, Particle acceleration by astrophysical shocks. Astron. J., Vol. 221, L29-L32.
- [4] Lagage P.O., Cesarsky C.J., 1983, The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. Astron. and Astrophys. Vol 125, 249-257.
- [5] Ginzburg C.J., Lagage P.O., 1964, Origin of Cosmic Rays. Pergamon Press, New York.
- [6] Hillas A.M., 1968, Cosmic rays in an evolving universe. Can. J. Phys. Vol. 46, No. 10, S623-S626.
- [7] Greisen K., 1966, End to the Cosmic-Ray Spectrum ?. Phys. Rev. Lett. Vol. 16, 748-750.
- [8] Zatsepin G.T., Kuz'min V.A., Aug. 1966, Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. Zh. Eksperim. Teor. Fiz., Pis'ma Redakt., 4: 114-17.
- [9] Nagano M. and Watson A. A., 2000, Observation and implication of the ultrahighenergy cosmic rays. Rev. Mod. Phys., Vol. 72, 689.
- [10] Fryer C.L., Dermer C., Jan. 2008, Gamma ray bursts and the Fermi space telescope: notes to the La Plata lectures. First La Plata Summer School on Astronomy and Geophysics; March 10, 2008; La Plata, Argentina.
- [11] Grupen Claus, 2005, Astroparticle physics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [12] The Pierre Auger Collaboration, Nov. 2007, Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects. Science Vol 318, 938-943.
- [13] Abreu P. et al., 2010, Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. arXiv:10009.1855v2.
- [14] Macolino C. et al., 2011, Anisotropy studies with the Pierre Auger Observatory. Munich TAUP 2011.
- [15] Particle data group, July 2006, Particle Physics Booklet. Institute of Physics Publishing.
- [16] Haungs A., Rebel H., Roth M., 2003, Energy spectrum and mass composition of high energy cosmic rays. Rept. Prog. Phys. 66: 1145-1206.

- [17] Bergmann, T. and others, 2007, One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. Astropart. Phys., Vol. 26, 420-432.
- [18] Pierog, T. and others, 2006, First Results of Fast One-dimensional Hybrid Simulation of EAS Using CONEX. Nucl. Phys. Proc. Suppl., Vol. 151, 159-162.
- [19] Gaisser T. K., Hillas A. M., 1977, Proceeding of the 15th International Cosmic Ray Conference 13-26 Aug. Vol. 8. Plovdiv, Bulgaria. pp. 353.
- [20] Heitler W., 1954, Quantum Theory of Radiation. Oxford University Press, New York; Matthews J., 2005, Astropart. Phys. 22, 387.
- [21] Linsley J., 1977, Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference. Vol. 12, p. 89. Gaisser T.K. et al., 1979, Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference. Vol. 9, p. 275. Linsley J., Watson A. A., 1981, Phys. Rev. Lett. 46, 459.
- [22] Engel J., Gaisser T. K., Lipari P., Stanev T., 1992, Nucleus-nucleus collisions and interpretation of cosmic-ray cascades. Phys. Rev. D Vol. 46, 11.
- [23] Abbasi R.U., Abu-Zayyad T. et al., 2010, Indication of Proton-Dominated Cosmic Ray Composition above 1.6 EeV. Phys. Rev. Lett. PRL 104, 161101.
- [24] Abraham J. et al., 2010, Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10¹⁸ eV. Phys. Rev. Lett. PRL 104, 091101.
- [25] Stokes B.T., Jui C.C.H., Matthews J.N., 2004, Using fractal dimensionality in the search for source models of ultra-high energy cosmic rays. Astropart. Phys. 21, 95-109.
- [26] University of Utah, 2004, The HiRes Detector. http://www.cosmic-ray.org/users/atmos/index.html.
- [27] Heck D. and Knapp J., 2001, Tech. Report. Forschungszentrum Karlsruhe.
- [28] Kalmykov N.N. and Ostopchenko S.S., Pavlov A.I, 1997, Quark-gluon-string model and EAS simulation problems at ultra-high energies. Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.) 52B 17.
- [29] Ostapchenko S., 2004, QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions. arXiv:hep-ph/0412332.
- [30] Engel R. et al., 1999, Air Shower Calculations With the New Version of SIBYLL. Proc. 26th ICRC, 1, 415.
- [31] The Pierre Auger Collaboration, 2012, *Pierre Auger Observatory*. http://www.auger.org/features/inside surface detector.html.
- [32] Cronin J.W. et al., 1995, *Pierre Auger Design Report*. http://www.auger.org/technical_info/design_report.html.
- [33] Werner K., Pierog T., 2007, Extenden Air Shower Simulation Based on EPOS. ar-Xiv:0707.3330.
- [34] Facal P., Luis S., 2011, The distribution of shower maxima of UHECR air showers. 32ND International Cosmic Ray Conference, Beijing.