

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Anton Repko

Atmosférické spršky kosmického záření

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Dalibor Nosek, Dr.

Studijní program: Fyzika, obecná fyzika

2009

Na tomto mieste by som sa rád poďakoval vedúcemu práce Daliborovi Noskovi za odborné vedenie bakalárskej práce a za cenné rady a pripomienky. Ďakujem aj pánom T. Pierogovi a D. Heckovi z Inštitútu jadrovej fyziky pri Forschungszentrum Karlsruhe za poskytnutie programu CORSIKA.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Praze dne

Anton Repko

Obsah

Úvod	5
1 Pôvod a spektrum kozmického žiarenia	6
1.1 Kozmické žiarenie	6
1.2 Vznik a šírenie kozmického žiarenia	7
1.3 Prvkové zloženie	8
2 Atmosférické spršky	10
2.1 Elektromagnetická sprška	10
2.2 Mióny	11
3 Detekcia kozmického žiarenia	13
3.1 Čerenkovské a fluorescenčné teleskopy	13
3.2 Pozemné detektory	15
4 Simulácia atmosférických spršok	17
4.1 Monte-Carlo metódy	17
4.2 Interakčné modely	18
4.3 Spúšťanie simulácií v programe CORSIKA	19
4.4 Vyhodnotenie výsledkov simulácií	21
5 Záver	27
Literatúra	28

Název práce: Atmosférické spršky kosmického záření

Autor: Anton Repko

Katedra: Ústav částicové a jaderné fyziky, MFF UK Praha

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Dalibor Nosek, Dr.

e-mail vedoucího: nosek@ipnp.troja.mff.cuni.cz

Abstrakt: V předložené práci studujeme atmosférické kaskády částic vzniklé po interakci částic kosmického záření o energii řádu 10^{19} eV. Jsou popsány metody detekce, vztahy mezi hadronovou, mionovou a elektromagnetickou komponentou a jejich využití pro popis primární částice. Byly provedeny a vyhodnoceny simulace v programu CORSIKA pro jádra ^1H , ^{12}C , ^{56}Fe s hadronovými interakčními modely QGSJET01, SIBYLL a EPOS.

Klíčová slova: kosmické záření vysokých energií, AUGER experiment, hadronové interakční modely pro vysoké energie, Monte-Carlo simulace

Title: Atmospheric showers induced by cosmic rays

Author: Anton Repko

Department: Institute of Particle and Nuclear Physics, MFF UK Praha

Supervisor: RNDr. Dalibor Nosek, Dr.

Supervisor's e-mail address: nosek@ipnp.troja.mff.cuni.cz

Abstract: In the present work we study the atmospheric cascades of particles created in interactions of the cosmic ray primaries at energy of about 10^{19} eV. We describe detection methods, relationships between hadronic, muonic and electromagnetic components and their utilization in the primary particle description. Simulations in the CORSIKA program were done and evaluated for primaries ^1H , ^{12}C , ^{56}Fe with hadronic interaction models QGSJET01, SIBYLL and EPOS.

Keywords: high energy cosmic rays, AUGER experiment, hadronic interaction models at high energies, Monte-Carlo simulations

Úvod

Kozmické žiarenie vysokých energií (rádu EeV) je v súčasnosti jedným z hlavných predmetov výskumu astrofyziky zasahujúcim aj do časticovej fyziky. Jedným z problémov zostáva mechanizmus urýchľovania častíc na tak vysoké energie, prípadne ich vznik inými, exotickými mechanizmami (rozpad superťažkých reliktných častíc a topologických defektov). Primárne častice s energiou okolo 10^{20} eV podliehajú pri šírení v galaktickom magnetickom poli dostatočne malým odchýlkam na to, aby bolo možné určiť smer ich príchodu a prípadne aj identifikovať zdroje. Ich tok je ale tak malý, že na efektívnu detekciu prostredníctvom sekundárnych častíc v atmosfére je nutné využiť zbernú plochu o desiatkách až stovkách km^2 .

Prvé rozsiahne detekčné pole scintilátorov bolo umiestnené vo Volcano Ranch, pracovalo do roku 1966 a zaznamenalo prvý prípad častice kozmického žiarenia s primárnou energiou 10^{20} eV [1]. Medzi ďalšie významné experimenty s povrchovými detektormi patria Haverah Park [2], Yakutsk [3], AGASA [4]. Fluorescenčné teleskopy boli použité v experimentoch Mušie oko (Fly's Eye [5]) a v jeho rozšírenej verzii HiRes [6]. Najnovším a najrozsiahlejším experimentom je observatórium Pierra Augera [7], ktoré kombinuje pozemné vodné Čerenkovské detektory a fluorescenčné teleskopy.

V tejto práci som sa zoznámil s problematikou kozmického žiarenia vysokých energií, so súčasnými experimentmi a skúmal som atmosférické sprišky pomocou detailných Monte-Carlo simulácií v programe CORSIKA [28]. Simulácie umožňujú odhadnúť podiel hadrónovej, miónovej a elektromagnetickej zložky v závislosti na parametroch primárnej častice (typ, energia, zenitový uhol) a poskytnúť tak základ pre vyhodnocovanie experimentálnej informácie z detektorov.

Kapitola 1

Pôvod a spektrum kozmického žiarenia

1.1 Kozmické žiarenie

V medziplanetárnom a medzihviezdnom priestore sa okrem chladného plynu a prachu nachádza aj vysokoenergetická zložka – častice, jadrá a γ kvantá. Väčšina týchto častíc, pochádzajúca z plazmatických štruktúr (napr. slnečný vietor) nemá dostatočnú energiu na prekonanie magnetického poľa Zeme a ostáva vo van Allenových pásoch. Častice s vyššími energiami majú pôvod mimo slnečnej sústavy. Kvôli elektroneutralite sa v kozmickom žiarení nachádzajú aj elektróny, ale aj tie s vyššou energiou ju rýchlo strácajú synchrotrónovým žiarením v galaktickom magnetickom poli a brzdným žiarením na medzihviezdnej látke ([8]: s.130). Častice s vyššími energiami vstupujú do atmosféry a tam interagujú so vzduchom, čím vznikajú spršky sekundárneho kozmického žiarenia. Výnimku tvoria neutrína, ktoré vďaka nízkemu účinnému prierezu väčšinou preletia zemským telesom bez interakcie.

Pozorovanie sekundárneho kozmického žiarenia bolo významné už od začiatkov jadrovej fyziky a viedlo napríklad k objavu pozitrónu a miónu. Po vybudovaní veľkých urýchľovačov bolo možné skúmať interakcie umelo urýchlených častíc, no ukazuje sa, že v primárnom kozmickom žiarení sa nachádzajú častice s energiami až 10^{20} eV, zatiaľ nedosiahnuteľnými prednešnými urýchľovačmi. Tieto častice sú veľmi zriedkavé (rádovo 1 častica na km^2 za storočie), a preto je možné ich skúmať len na základe rozsiahleho pozorovania spršok sekundárnych častíc nimi vytvorených. V súčasnosti sa na to používajú siete pozemných detektorov, fluorescenčné a Čerenkovské

teleskopy. Uvažuje sa aj o pozorovaní fluorescencie z obežnej dráhy.

1.2 Vznik a šírenie kozmického žiarenia

Okrem kozmického žiarenia s najnižšími energiami s pôvodom v hviezdnom vetre a erupciách sa najčastejšie uvádza Fermiho mechanizmus urýchľovania, ktorý je pravdepodobne zdrojom väčšiny pozorovaného kozmického žiarenia v rozsahu 1 až 100 GeV. Dochádza k nemu v rázových vlnách produkovaných napríklad pri výbuchoch supernov. Magnetické pole plazmy prítomnej v rázovej vlně obsahuje nehomogenity, na ktorých dochádza k rozptylu urýchľovanej relativistickej častice. Vo vzťažnom systéme spojenom s rázovou vlnou častica vstupuje do plazmy v protismere jej pohybu (pod istým nenulovým uhlom, inak by ju rázová vlna nemohla predbehnúť) a po rozptyle na magnetickom poli vystupuje v smere pohybu vlny. Častica môže pri takýchto stretoch aj spomaliť, ale v priemere energiu získava. Ak častica s energiou E pri jednom strete získa $\Delta E = \xi E$ (kde ξ je nejaká konštanta), je po n stretoch jej energia:

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n \quad \rightarrow \quad n = \frac{\ln \frac{E}{E_0}}{\ln(1 + \xi)} \quad (1.1)$$

Ak je pravdepodobnosť úniku častice z oblasti urýchľovania P_{esc} na jeden stret, je počet častíc, ktoré získajú energiu $E \geq E_n$ (teda častíc s pôvodnou energiou E_0 , ktoré prekonali minimálne n stretov):

$$N(E) \sim \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} = \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln(1 - P_{\text{esc}})}{\ln(1 + \xi)}} \quad (1.2)$$

Takýto výsledok je v súhlase s experimentálne pozorovaným spektrom $N \sim E^{-\gamma}$ (γ je konštanta, obr. 1.2: $\gamma = 2,65 \pm 0,05$ [9]), ale nedokáže dobre vysvetliť urýchľovanie (vo výbuchoch supernov) na energie nad 100 TeV. Ako dodatočné zdroje pre urýchľovanie možno uvažovať magnetické pole kolmé na smer pohybu rázovej vlny (indukuje elektrické pole) a rekonexia magnetických siločiar (tiež indukujúca elektrické pole), ku ktorej dochádza pri zmene geometrie plazmy a následnému preusporiadaniu jej magnetického poľa. ([8]: s.148-159)

Pri šírení kozmického žiarenia medzihviezdny priestor vznikajú sekundárne jadrá lítia, berýlia a bóru interakciou primárnych jadier uhlíka s

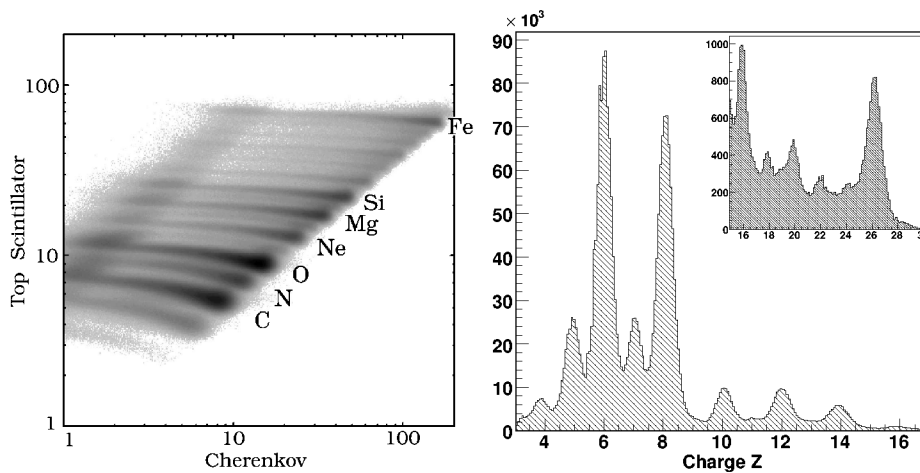
vodíkom. Analýzou zloženia a najmä obsahu rádioaktívneho ^{10}Be ($T_{1/2} = 1,51 \cdot 10^6$ y) bolo zistené, že kozmické žiarenie nižších energií (< 1 TeV) prejde priemerne 10 g.cm^{-2} vodíka počas rádovo 10^7 rokov ([8]: s.115-126). V tom čase sa pohybuje pod vplyvom galaktického magnetického poľa ($0,3$ nT), ktoré ho udržiava uväznené v rámci galaxie, a na Zemi sa preto pozoruje izotropné rozdelenie (pozorovaná anizotropia hustoty kozmického žiarenia vzhľadom k rovine galaxie je iba 10^{-3} pre $1 - 100$ TeV).

Fotóny (> 10 MeV) vznikajú ako brzdné žiarenie vysokoenergetických elektrónov a rozpadom π^0 mezónov z hadrónových interakcií. Fotóny z rozpadu π^0 majú maximum toku pri 70 MeV (v logaritmickom merítku energie – π^0 sa rozpadajú izotropne) a v tejto oblasti začínajú dominovať nad brzdným žiarením elektrónov. V hadrónových interakciách vznikajú aj antiprotony, ktorých podiel vzhľadom k protónom je $10^{-3} - 10^{-4}$. ([8]: s.127-142)

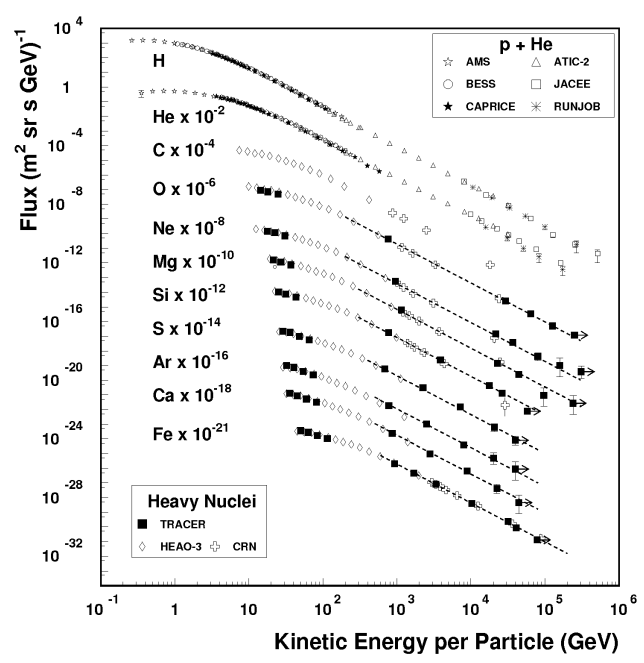
1.3 Prvkové zloženie

Jedným z dôležitých parametrov kozmického žiarenia dopadajúceho do zemskej atmosféry je zastúpenie jadier jednotlivých prvkov. Priamo sa dá určiť napríklad balónovými experimentmi vo vyšších vrstvách atmosféry. Najnovšie výsledky pochádzajú z experimentu TRACER (Transition Radiation Array for Cosmic Energetic Radiation). V troch balónových letoch bola dosiahnutá expozícia $70 \text{ m}^2.\text{sr}.\text{deň}$, pričom náboj bol určený kombináciou scintilačného a Čerenkovského detektora a energia z prechodového žiarenia a dE/dx detektora (proporcionálne komory) [9]. Výsledky z druhého balónového letu (v atmosférickej hĺbke $3,9 \text{ g.cm}^{-2}$) sú zhrnuté na obr. 1.1 a 1.2, tretí let zatiaľ nebol spracovaný. U všetkých prvkov bol pozorovaný charakteristický tvar spektra $\sim E^{-\gamma}$, kde $\gamma = 2,65 \pm 0,05$.

Tok častíc s energiami $> 10^{15}$ GeV je príliš malý na to, aby sa ich zloženie dalo merať priamo. Dá sa odvodzovať na základe parametrov atmosférických spŕšok nameraných pozemnými detektormi, ktoré však podliehajú jednak prirodzeným fluktuáciám, jednak sú závislé na modeloch hadrónových interakcií použitých na simuláciu atmosférických spŕšok. Preto je možné len hrubo rozlišovať skupiny prvkov, napr. H, CNO, skupina železa.



Obrázok 1.1: Prvkové zloženie z experimentu TRACER (trigger mal 100% účinnosť pre $Z \geq 8$). Určenie náboja kombináciou signálu zo scintilátora a Čerenkovského počítača (vľavo). Histogram všetkých udalostí podľa náboja (vpravo). Prevzaté z [10]



Obrázok 1.2: Energetické spektrum jednotlivých jadier podľa doterajších experimentov. Prevzaté z [9]

Kapitola 2

Atmosférické spršky

Po vstupe do atmosféry interaguje primárne jadro s jadrami kyslíka alebo dusíka, čím sa začne rozvíjať hadrónová sprška. V každej generácii častíc sa asi tretina energie preniesie cez rozpady π^0 a η mezónov do elektromagnetickej spršky vo forme γ fotónov. Pre vysokoenergetické častice kozmického žiarenia sa tak postupne väčšina energie preniesie do elektromagnetickej spršky. Rozpadom π^\pm a K mezónov vznikajú mióny a neutrína.

Sekundárne častice sa pohybujú rýchlosťou blízkou c vo forme tenkej, mierne zakrivenej vrstvy, kolmej na smer príchodu primárnej častice.

2.1 Elektromagnetická sprška

Elektromagnetická sprška pozostáva z častíc: γ , e^+ , e^- . Pri dostatočne vysokej energii dochádza ku kreácii párov ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$) a brzdnému žiareniu elektrónov a pozitronov ($e^- \rightarrow e^- + \gamma$, $e^+ \rightarrow e^+ + \gamma$). K prvému priblíženiu vývoja spršky možno použiť jednoduchý Heitlerov model [11], v ktorom sa počet častíc zdvojnásobí po prekonaní jednej interakčnej dĺžky λ . Energia sa medzi vznikajúce častice delí rovnomerne.

$$N(X) = 2^{X/\lambda} \quad E(X) = \frac{E_0}{N(X)} \quad (2.1)$$

Vzrast počtu častíc pokračuje dovtedy, kým majú energiu vyššiu ako kritickú ($E > E_c$). Pri jej dosiahnutí v hĺbke X_{\max} je počet častíc maximálny N_{\max} , ďalej už k tvorbe nových častíc nedochádza a energia sa stráca len ionizáciou. Maximálny počet častíc je potom úmerný energii primárnej častice E_0 a

hĺbka maxima logaritmu E_0 :

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} \quad X_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (2.2)$$

Presnejší analytický popis rozvoja atmosférickej elektromagnetickej spršky rozvinuli B. Rossi a K. Greisen [12]. Započítaním trojrozmerného vývoja spršky zaoberali Nishimura, Kamata a Greisen [13]. NKG model sa používa doteraz ako súčasť Monte-Carlo programov na simuláciu atmosférických spršok kozmického žiarenia.

Energia častíc v elektromagnetickej sprške sa postupne ukladá vo vzduchu a spôsobuje luminiscenciu molekúl dusíka, ktorú možno pozorovať z povrchu fluorescenčnými detektormi – ide o zrkadlové teleskopy s fotonásobičmi v ohniskovej rovine. Rozloženie energie pozdĺž dráhy spršky sa popisuje funkciou typu Gaisser-Hillas [14]:

$$N(X) = N_{\max} \cdot \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \cdot \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (2.3)$$

kde X_0 je hĺbka prvej interakcie a X_{\max} je hĺbka maxima. Cez fluorescenciu sa síce pozoruje ionizácia od všetkých nabitých častíc, elektromagnetická zložka je však dominantná. Energia pôvodnej častice sa získa integráciou funkcie (2.3) vrátane extrapolácie k vyšším X , k tomu ešte treba pripočítať tzv. chýbajúcu energiu, ktorú odnášajú neutrína a mióny, a tvorí približne 10% a s rasúcou energiou primárnej častice klesá.

Sekundárne EM častice sa po dosiahnutí maxima rýchlo spomaľujú a miznú, takže vo väčších atmosférických hĺbkach a v prípade sklonených spršok ich na povrch dopadne len malý počet. V pozemných detektoroch potom prevažnú časť tvoria mióny.

2.2 Mióny

Mióny s nízkou energiou sa rozpadajú v atmosfére ($c\tau = 658,65$ m [15]), na povrch dopadajú len relativistické mióny s energiou rádu GeV (s dobou života predĺženou γ faktorom), ktoré pomaly strácajú energiu ionizáciou. Môžu byť detekované meraním ionizačných strát alebo Čerenkovského žiarenia. Obidve metódy detekcie miónov sú len málo citlivé na veľkosť ich energie, a preto neumožňujú priamo určiť chýbajúcu energiu. Počet miónov je popri hĺbke maxima ionizácie X_{\max} (2.3) získanej analýzou pozdĺžneho

vývoja fluorescenčného žiarenia dôležitým parametrom spršky potenciálne umožňujúcim určiť druh primárnej častice. Primárne fotóny γ produkujú takmer čistú elektromagnetickú spršku bez miónov. V prípade protónu stúpa počet miónov s primárnou energiou zhruba ako $E^{0,85}$. V prípade jadier s n nukleónmi možno v prvom priblížení výslednú spršku považovať za superpozíciu n spršok spôsobených protónmi energie E/A ([7]: s.71). Počet miónov tak bude väčší ako u protónu a zároveň budú mať parametre spršky nižšie fluktuácie. Tento efekt sa pozoruje aj v Monte-Carlo simuláciách.

Kapitola 3

Detekcia kozmického žiarenia

3.1 Čerenkovské a fluorescenčné teleskopy

Relativistické častice (rýchlosť $v = \beta c$) pohybujúce sa rýchlejšie ako svetlo v danom prostredí (s indexom lomu n) vyžarujú Čerenkovské žiarenie vo forme kužeľa pod uhlom θ , kde

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (3.1)$$

a pre vyžiarenú energiu E na jednotku dráhy x a jednotku uhlovej frekvencie emitovaného žiarenia ω platí ([16]: s.160)

$$\frac{d^2 E}{dx d\omega} = Z^2 r_e m_e \sin^2 \theta \quad (3.2)$$

kde Ze je náboj letiacej častice, $r_e = 2,81794029 \cdot 10^{-15}$ m je klasický polomer elektrónu, $m_e = 9,109382 \cdot 10^{-31}$ kg je hmotnosť elektrónu [17]. Pre ultrarelativistické častice je možné pozorovať toto žiarenie aj pri prechode vzduchom, ale tam je vyžarované vo veľmi úzkom kuželi (pre vzduch atmosférického tlaku $n = 1,0003$: $\theta_{\max} = 1,4^\circ$), ktorý sa ale ďalej rozšíri rozptylom svetla vo vzduchu. Čerenkovské žiarenie pozorované systémom fotonásobičov možno použiť na určenie energie primárnej častice, čo bolo aplikované spolu s poľom scintilačných detektorov v experimentoch HEGRA [18] (γ fotóny a jadrá v oblasti 10^{13} až 10^{15} eV), BLANCA [19] ($3 \cdot 10^{14}$ až $3 \cdot 10^{16}$ eV) a Yakutsk [3] (10^{17} až 10^{20} eV).

Na meranie kozmického žiarenia s ešte vyššou energiou ($> 10^{17}$ eV) možno s výhodou použiť fluorescenčné teleskopy, ktoré projekciou svetla z exci-

tovaných molekúl dusíka N_2 (300 až 400 nm) na pole fotonásobičov umožňujú priamo pozorovať pozdĺžny vývoj spršky. Fluorescenčné teleskopy (s veľkosťou pixela 1°) boli úspešne použité v experimente Mušie oko (Fly's Eye [5]) a jeho rozšírených verziách HiRes-I a II ([6], energetické spektrum: [20]). V hybridnom usporiadaní s pozemnými detektormi sú použité aj v experimente AUGER. V jeho južnej vetve (Malargüe, Argentína) je na 4 stanoviskách umiestnených spolu 24 teleskopov, ktoré majú v ohniskovej rovine 20×22 fotonásobičov pokrývajúcich $30^\circ \times 30^\circ$ úsek oblohy (veľkosť pixela $1,5^\circ$) [21].

Pri prevádzke fluorescenčného detektora sa musia brať do úvahy atmosférické podmienky, preto pracovný čas zaberá len 10% (bezmesačné noci) na rozdiel od povrchových detektorov pracujúcich takmer 100% času. Neustále musí byť monitorovaný nielen výskyt oblačnosti, ale aj teplota, tlak (a to aj pravidelnými letmi balónov kvôli určeniu vertikálneho profilu) a miera rozptylu svetla pomocou laserov. Pri sprškach, ktorých os sa nachádza blízko niektorého fluorescenčného teleskopu sa musí vziať do úvahy aj rozptýlené Čerenkovské žiarenie [7]: s.93.

Rekonštrukcia dráhy (osi spršky) prebieha v experimente AUGER nasledovne [21], [22]:

1. určenie roviny os-detektor fitovaním priamky na zasiahnuté fotonásobiče.
2. určenie času zásahu jednotlivých fotonásobičov – táto informácia by už mohla byť použitá na určenie dráhy, ale v prípade, že závislosť času na uhle sa len málo líši od linearitu, je to nepresné.
3. zahrnutie časovej informácie z pozemných detektorov (prípadne aj geometrie z ďalšieho teleskopu) dôjde k značnému spresneniu určenia osi (pod $0,3^\circ$).
4. na základe určenej dráhy a náboja z fotonásobičov sa so započítaním aktuálnych atmosférických podmienok vypočíta pozdĺžny profil spršky (aproximuje sa Gaisser-Hillasovou funkciou (2.3)) a určí sa celková elektromagnetická energia.

Celková neistota v určení energie primárnej častice je nad 20%.

3.2 Pozemné detektory

Na detekciu sekundárnych častíc na povrchu sú používané scintilačné detektory, dráhové detektory, kalorimetre, Geiger-Müllerove počítače, proporciálne komory, podzemné miónové detektory a vodné Čerenkovské detektory [23]. Podobne ako v Haverah Park [2], sú v experimente AUGER použité vodné Čerenkovské detektory. Tie sú citlivé na relativistické častice – najmä mióny ale aj γ fotóny vďaka ich konvexii na relativistické elektróny a pozitrony (v experimente AUGER je nádrž hlboká 3,4 radiačných dĺžok: je to valec rozmerov $1,2 \times 10 \text{ m}^2$ [7]: s.83). V ostatných typoch detektorov sa registruje ionizačná energia uložená v scintilátore, plyne alebo polovodiči, prípadne počet častíc bez rozlíšenia energie (G-M počítače).

Pretože množstvo Čerenkovského svetla, ako je merané vo vodných nádržiach v experimente AUGER, závisí len na rýchlosti častice β (3.1), mióny zo sekundárneho kozmického žiarenia produkujú stále rovnaký signál na jednotku dĺžky ($\gamma \gtrsim 10 \rightarrow \beta \approx 1$). Z tohto dôvodu je praktické kalibrovať signál z Čerenkovského detektora vzhľadom k zvislo letiacemu miónu – signál sa potom udáva v jednotkách VEM (vertical equivalent muon). Registruje sa len signál nad istou minimálnou hodnotou (na to slúži trigger – „spúšťač“). Prvotná kalibrácia by teda mala byť vykonaná v koincidencii s detektormi miónov nad a pod nádržou, a potom na základe nej by bolo možné nájsť iné veličiny, ktoré umožňujú kalibráciu *in situ*. Vzájomné odlišnosti fotonásobičov sa zohľadnia pri prvej kalibrácii nastavením anódového napätia. V prevádzke je ďalej nutné kalibráciu neustále elektronicky doladovať vzhľadom na zmeny poveternostných podmienok (teplota a tlak). Jednak sa kalibruje trigger na základe frekvencie zásahov, ktorých maximálny prúd prekračuje istú hodnotu, potom sa vyhodnocuje histogram celkového náboja, v ktorom sa nájde vrchol odpovedajúci $1,03 \pm 0,02$ VEM. Namierané histogramy náboja a maximálneho prúdu z posledných 60 sekúnd sa odosielaajú ako príloha s každým pozitívnym zásahom. [24]

Pre systematické určovanie energie primárnej častice je potrebné poznať profil spŕšky v rovine detekcie. Kvôli veľkej rozlohe oblasti, na ktorú dopadajú sekundárne častice z vysokoenergetických primárnych častíc sa volí stratégia väčšieho počtu menších detektorov rovnomerne rozmiestnených na istej ploche. V experimente AUGER bola volená trojuholníková sieť so vzájomnými vzdialenosťami 1,5 km a celkovou plochou 3000 km². Podľa časovania signálov z jednotlivých detektorov je možné určiť smer osi spŕšky (smer príchodu primárnej častice) s presnosťou 1° až 2°. Ďalej sa aproxi-

muje horizontálne rozloženie intenzity $S(r)$ (vo VEM jednotkách) vhodnou empirickou funkciou (LDF – lateral distribution function). V prvom priblížení sa vychádza z mocninovej funkcie $S(r) = kr^{-\nu}$, kde ν závisí na uhle dopadu primárnej častice θ . Porovnávaním s experimentálnymi dátami v experimente AUGER sa ukázala ako najvhodnejšia funkcia typu NKG [25] (a, b sú fitované parametre, ďalšie čísla sú zvolené empiricky a kvôli správnej normalizácii):

$$S(r) = S(1000) \cdot \left(\frac{3,47}{(r/700) \cdot (1 + r/700)} \right)^{a+b(\sec\theta-1)} \quad (3.3)$$

kde r [m] je vzdialenosť od stredu spŕšky (kde os pretína povrch) a $S(1000)$ je signál vo vzdialenosti 1000 m, ktorý je hlavným parametrom používaným na určenie primárnej energie. Vzdialenosť 1000 m bola zvolená kvôli najmenej zmene signálu pri voľbe rôznych parametrizácií pre danú spŕšku. Táto voľba závisí od vzájomnej vzdialenosti pozemných detektorov (Haverah Park používal $S(600)$ [2]).

Kapitola 4

Simulácia atmosférických spŕšok

4.1 Monte-Carlo metódy

Pri návrhu detektorov a interpretácii nameraných dát je potrebné určiť parametre atmosférických spŕšok na základe súčasných modelov v jadrovej a časticovej fyzike. Na to sa dnes najčastejšie používajú Monte-Carlo programy, ktoré podrobne sledujú interakcie a pohyb sekundárnych častíc až po ich zabrzdenie (pokles energie pod daný prah E_{cut}) alebo prechod cez detekčnú úroveň. Ako napovedá názov „Monte-Carlo“, v týchto výpočtoch sa rozsiahlo používajú náhodné čísla, pretože samovoľný rozpad aj produkcia častíc v interakciách má štatistický charakter s danými rozdeleniami. Monte-Carlo metódy svojou podstatou zahŕňajú aj dôležitý aspekt spŕšok a to prirodzené fluktuácie parametrov spŕšok vzniknutých za rovnakých počiatočných podmienok.

Pri vysokej energii primárnej častice ($E_0 > 10^{15}$ eV) vzniká obrovské množstvo sekundárnych častíc, ktoré je jednak časovo zdĺhavé sledovať, jednak náročné na diskový priestor pre výstupný súbor. Preto sa používa „thinning“ (úženie), pri ktorom z častíc s energiou pod danou hranicou je ďalej spracovávaná len istá časť, pričom sa adekvátne zvýši ich váha. Ako vstupný parameter pre simulačný program sa udáva zlomok primárnej energie ε_{th} , pri ktorom sa začne uplatňovať thinning. Pri každej interakcii sa určí celková energia sekundárnych častíc $\sum E_j$ (okrem neutrín a častíc pod E_{cut}) a ak je väčšia ako $\varepsilon_{\text{th}}E_0$, sekundárne častice pre ďalšie spracovanie sa vyberú s pravdepodobnosťou $p_i = E_i/(\varepsilon_{\text{th}}E_0)$ pre i -tú časticu a v prípade úspechu je tejto častici priradená váha $w_i = 1/p_i$. V prípade, že $\sum E_j < \varepsilon_{\text{th}}E_0$, vyberie sa práve 1 sekundárna častica s pravdepodobnosťou $p_i = E_i/\sum E_j$ a pri-

radí sa jej váha $w_i = 1/p_i$ (zabezpečí sa tak zachovanie energie) [28]: s.14. Pri tejto procedúre je dôležitý kvalitný zdroj náhodných čísel. Pri použití thinningu je otázna pravdivosť získaných fluktuácií, ktoré sa týmto zvýšia – to sa prejaví najmä ak chceme takto vytvorenú spršku použiť pri simulácii pozemného poľa detektorov [26]. Pre primárne častice detekované v experimente AUGER ($> 10^{18}$ eV) je však nereálne simulovať spršky Monte-Carlo metódami bez použitia thinningu. Riešením by mohlo byť pokračovať po vyprodukovaní dostatočného množstva častíc numerickým integrovaním transportných rovníc, čo je základom programu CONEX [27]. Pre účely porovnania zastúpenia jednotlivých zložiek atmosférickej spršky (bez priečného rozlíšenia) thinning pravdepodobne nemá až taký negatívny vplyv.

V tejto práci bol na simuláciu spršok použitý program CORSIKA (Cosmic Ray Simulations for KASCADE) [28], ktorý bol pôvodne vyvinutý pre experiment KASCADE [29] v Karlsruhe. Ďalší popis sa preto vzťahuje len na tento program.

4.2 Interakčné modely

Elektromagnetickú spršku je možné sledovať po jednotlivých časticiach pomocou modelu EGS4 (Electron Gamma Shower system version 4) [30] alebo použitím analytických vzorcov v modeli NKG (Nishimura Kamata Greisen) [31]. Pri vysokých energiách ($> 10^{16}$ eV) dochádza k zníženiu účinného prierezu pre kreáciu e^+e^- a brzdné žiarenie oproti štandardne vypočítaným hodnotám vplyvom Landau-Pomeranchuk-Migdalovho efektu (LPM) [32]. Tento efekt je zahrnutý len v modele EGS4.

Mióny sa po vzniku šíria s malou pravdepodobnosťou ďalších nepružných interakcií s hadrónmi. Pri simulácii sa preto počíta len s rozpadom, ionizačnými stratami, brzdným žiarením a produkciou e^+e^- (pre energie pod 2 TeV prevládajú ionizačné straty a rozpad). Navyše sa počíta s rozšírením spršky v priečnom smere podľa Moliéra. [28]: s.11,17-19

Hadrónová sprška je kostrou atmosférickej spršky, z ktorej sa potom vyvíjajú elektromagnetická sprška a mióny. Preto jej adekvátna simulácia je kritická pre správnosť výsledných parametrov. CORSIKA poskytuje niekoľko hadrónových interakčných modelov, ktoré je možné použiť na simuláciu. Pre hadrónové interakcie pri nízkych energiách sú k dispozícii modely FLUKA 2006 [33], GHEISHA 2002d (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code) [34] a UrQMD 1.3cr (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) [35]. Na ďalšie simulácie bol použitý model GHEISHA, z ktoré-

ho sa počítali pružné a nepružné účinné prierezy pre hadrónové interakcie pod 80 GeV v laboratórnej sústave (v ťažisku 12 GeV). Tento model bol s úspechom používaný pri simulácii zrážok do 100 GeV v mnohých urýchľovačových experimentoch.

Pre popis vysokoenergetických hadrónových interakcií sú k dispozícii modely HDPM (jednoduchý fenomenologický generátor) [36], VENUS 4.12 (Very Energetic Nuclear Scattering) [37], QGSJET01c (Quark Gluon String) [38], QGSJET-II-03 [39], DPMJET 2.55 (Dual Parton Model) [40], SIBYLL 2.1 [41, 42], neXus 3 [43] a EPOS [44]. QGSJET, DPMJET a VENUS využívajú Gribov-Regge teóriu (popisujúcu výmenu pomerónov). QGSJET a DPMJET navyše zahŕňajú minijety. SIBYLL je založený na QCD minijet modele a je špeciálne navrhnutý na atmosférické spršky. Účinné prierezy jadro-jadro sú v týchto modeloch počítané z účinných prierezov nukleón-nukleón pomocou Glauberovej teórie [45]. Model neXus vychádza z modelov VENUS a QGSJET s doplnkami pre bezpečnú extrapoláciu k vysokým energiám. Model EPOS rieši niektoré technické problémy modelu neXus a je použitý fenomenologický prístup popisujúci výsledky z RHIC (BNL Relativistic Heavy Ion Collider). Tieto modely sa používajú pre častice s energiami nad 80 GeV. Modely HDPM a VENUS nie sú vhodné na simuláciu interakcií častíc s energiou nad 10^{17} eV. Program CORSIKA je schopný pracovať len s hadrónmi obsahujúcimi kvarky u, d, s a prípadné ďalšie hadróny vyprodukované niektorými modelmi sa nechajú hneď rozpadnúť. [28]: s.29-33

Hadróny vzniknuté v interakciách ďalej pokračujú v lete atmosférou pričom sa ďalej počíta s možnosťou rozpadu (okrem protónu a neutrónu) a interakcie so vzduchom (okrem π^0 , η a rezonancií s veľmi krátkou dobou života). Pri rozpade sú brané vetvy s podielom aspoň 1% na celkovej pravdepodobnosti rozpadu.

4.3 Spúšťanie simulácií v programe CORSIKA

Simulácie boli vykonávané na počítači s procesorom Athlon 64 1800 MHz a 512 MB RAM s operačným systémom Debian Linux 4.0, kernel 2.6.24.7 (x86_64), gcc 4.1.2. Bol nainštalovaný program ROOT 5.23/02 na spracovanie dát (voľne dostupný na <http://root.cern.ch/>). Program CORSIKA 6.735 [28] (dostupný na <http://www-ik.fzk.de/corsika/>) bol po rozbalení a konfigurácii skriptom `corsika_install` skompilovaný s parametrami:

- horizontálne detektorové pole (kvôli geometrickej efektívnosti detekcie sa

intenzita dopadajúcich častíc volí $I \sim \sin \theta \cos \theta d\theta$, kde θ je zenitový uhol)

- ROOTOUT: výstup do súboru *.root
- THIN: umožňuje používať thinning, zároveň sa aktivuje LPM efekt v EGS4 modele
- GHEISHA: hadrónový interakčný model pre nízke energie ($E_{\text{lab}} < 80$ GeV)
- QGSJET01c, SIBYLL, EPOS: hadrónové interakčné modely pre vysoké energie. Keďže pri jednej kompilácii je možné vybrať len jeden pár interakčných modelov, boli vytvorené tri spustiteľné súbory pre každý z vysokoenergetických hadrónových modelov.

Pri spustení programu bol do štandardného vstupu vložený konfiguračný súbor a štandardný výstup bol presmerovaný do informačného súboru (DATxxxxx.txt), v ktorom bol zaznamenávaný priebeh simulácie - pre prvých desať spršok podrobný popis, a potom čas a parametre primárnej častice pre každú piatu spršku. Ďalšími výstupnými súbormi boli DATxxxxx (binárny výstupný súbor), DATxxxxx.long (súbor s pozdĺžnym vývojom spršok), DATxxxxx.root (výstupný súbor vo formáte ROOT). Parametre simulácií boli:

- po 100 spršok pre primárne častice p , ^{12}C , ^{56}Fe s fixnou energiou 10^{19} eV.
- smer priletu primárnej častice z intervalov: uhol od zenitu $\theta \in (0^\circ, 60^\circ)$, azimut $\phi \in (-180^\circ, 180^\circ)$
- atmosféra Malargüe jar, magnetické pole $B_{\text{North}} = 20\mu\text{T}$, $B_{\text{down}} = -14\mu\text{T}$, pozorovacia výška 1400 m.n.m. (odpovedá vrstve vzduchu 883 g/cm²)
- elektromagnetické modely: NKG aj EGS4
- vysokoenergetický hadrónový model aj s jeho účinnými prierezmi: QGSJET/SIBYLL/EPOS
- thinning $\varepsilon_{\text{th}} = 10^{-5}$ (pre EPOS 10^{-4}) a maximálna váha 10^6 pre všetky častice

- dolná hranica pre sledovanie častíc: 0,3 GeV pre hadróny a mióny, 3 MeV pre elektróny a fotóny

4.4 Vyhodnotenie výsledkov simulácií

Na vyhodnotenie výsledkov simulácií bol použitý výstupný súbor vo formáte ROOT. Dáta sú v ňom uložené v objekte `sim` triedy `TTree`, ktorý obsahuje 100 položiek pre jednotlivé spršky. Každá položka obsahuje parametre primárnej častice, fit funkcie (4.1) typu Gaisser-Hillas na pozdĺžny vývoj spršky (pozri aj rovnicu (2.3)); T vyjadruje zvislú atmosférickú hĺbku, X je hĺbka v smere spršky (anglicky slant depth), ich vzťah je: $T = X \cos \theta$, kde θ je zenitový uhol) a parametre sekundárnych častíc dopadnutých na pozorovaciu úroveň (typ, súradnice, kartézské zložky hybnosti v GeV a váhu) uložené v poliach s premennou dĺžkou.

$$N(T) = N_{\max} \left(\frac{T - T_0}{T_{\max} - T_0} \right)^{\frac{T_{\max} - T}{a + bT + cT^2}} \quad (4.1)$$

Sekundárne častice dopadnuté na povrch boli vyhodnotené nasledovne:

- bola vypočítaná energia častice podľa $E = \sqrt{m^2 + p^2}$ (všetko v GeV).
- k celkovej energii bola pre pozitrony pričítaná, pre elektróny odčítaná hmotnosť elektrónu (dané anihiláciou s ďalším elektrónom, resp. zbrzdením) – tým sa získa energia uložená v brzdacom prostredí.
- analogicky pre baryóny bola odčítaná, pre antibaryóny pričítaná hmotnosť protónu.
- počet miónov sa získal sčítaním ich váh.

Na obr. 4.1 sú zhrnuté celkové energie jednotlivých zložiek sekundárneho kozmického žiarenia na povrchu (hadronovej E_h a elektromagnetickej E_{EM}) v závislosti na zenitovom uhle primárnej častice θ . Pre mióny bol vyneseny počet N_μ , pretože tie stratia v pozemných detektoroch len malú časť energiu, ktorá navyše nezávisí na energii miónu (energetické spektrá miónov sú na obr. 4.2 a stredná energia na 1 mión $E_{\mu,avg}$ v tabuľke 4.1). Biny pre zenitový uhol θ boli zvolené podľa $\cos 2\theta$, aby počet spršok v každom z nich bol približne 10 (lebo $4 \sin \theta \cos \theta d\theta = -d(\cos 2\theta)$).

$E_{\mu,\text{avg}}$ [GeV]	QGSJET	SIBYLL	EPOS
^1H	$8,1 \pm 1,8$	$7,8 \pm 1,4$	$7,7 \pm 1,5$
^{12}C	$8,4 \pm 1,6$	$8,5 \pm 1,8$	$7,9 \pm 1,7$
^{56}Fe	$8,6 \pm 1,6$	$8,7 \pm 1,6$	$8,3 \pm 1,8$

Tabuľka 4.1: Priemerná energia na jeden mión na povrchu. Uvedený je rozptyl medzi jednotlivými sprškami.

Zo všetkých zložiek majú najmenšiu závislosť na zenitovom uhle práve mióny, ale aj u nich dochádza k poklesu počtu pre veľký sklon spršky. Aby bolo možné použiť mióny na vyhodnotenie závislosti ich počtu N_μ od typu primárnej častice, je potrebné N_μ korigovať na zenitový uhol. Podľa obr. 4.1 je N_μ približne úmerné $\cos \theta$, preto bola použitá empirická korekcia $N_\mu / \cos \theta$ (obr. 4.3). Podľa obr. 4.3 a tabuľky 4.2 $N_\mu / \cos \theta$ stúpa s hmotnosťou primárneho jadra. Medzi jednotlivými modelmi sú v počte miónov značné odchýlky, až 60%: najnižší počet miónov predpovedá SIBYLL, najvyšší počet EPOS.

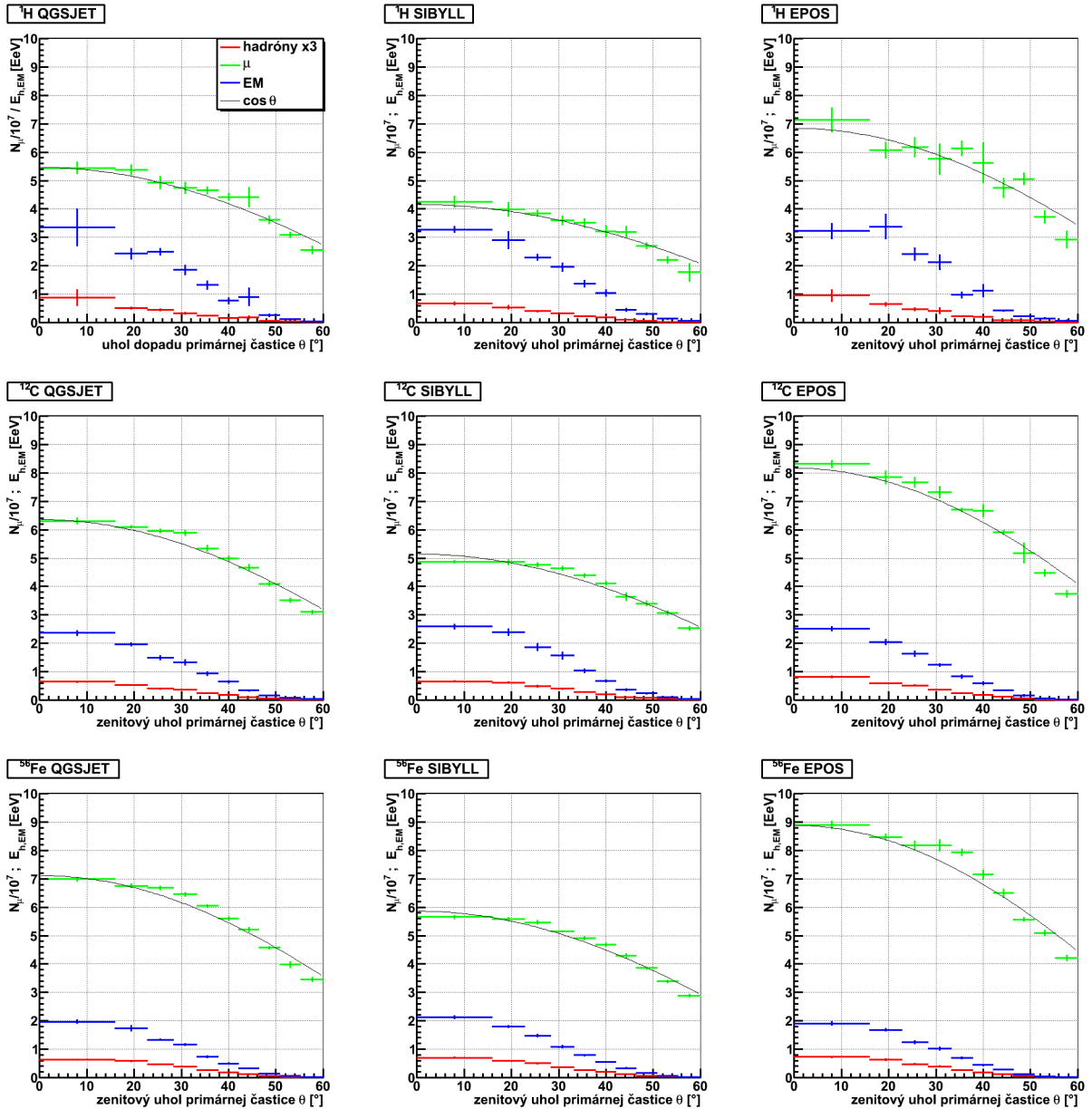
$\frac{N_\mu \cdot 10^{-6}}{\cos \theta}$	QGSJET	SIBYLL	EPOS
^1H	55 ± 8	42 ± 7	68 ± 16
^{12}C	64 ± 5	51 ± 4	82 ± 8
^{56}Fe	71 ± 5	59 ± 3	89 ± 8

Tabuľka 4.2: Korigovaný počet miónov na povrchu. Uvedený je rozptyl medzi jednotlivými sprškami.

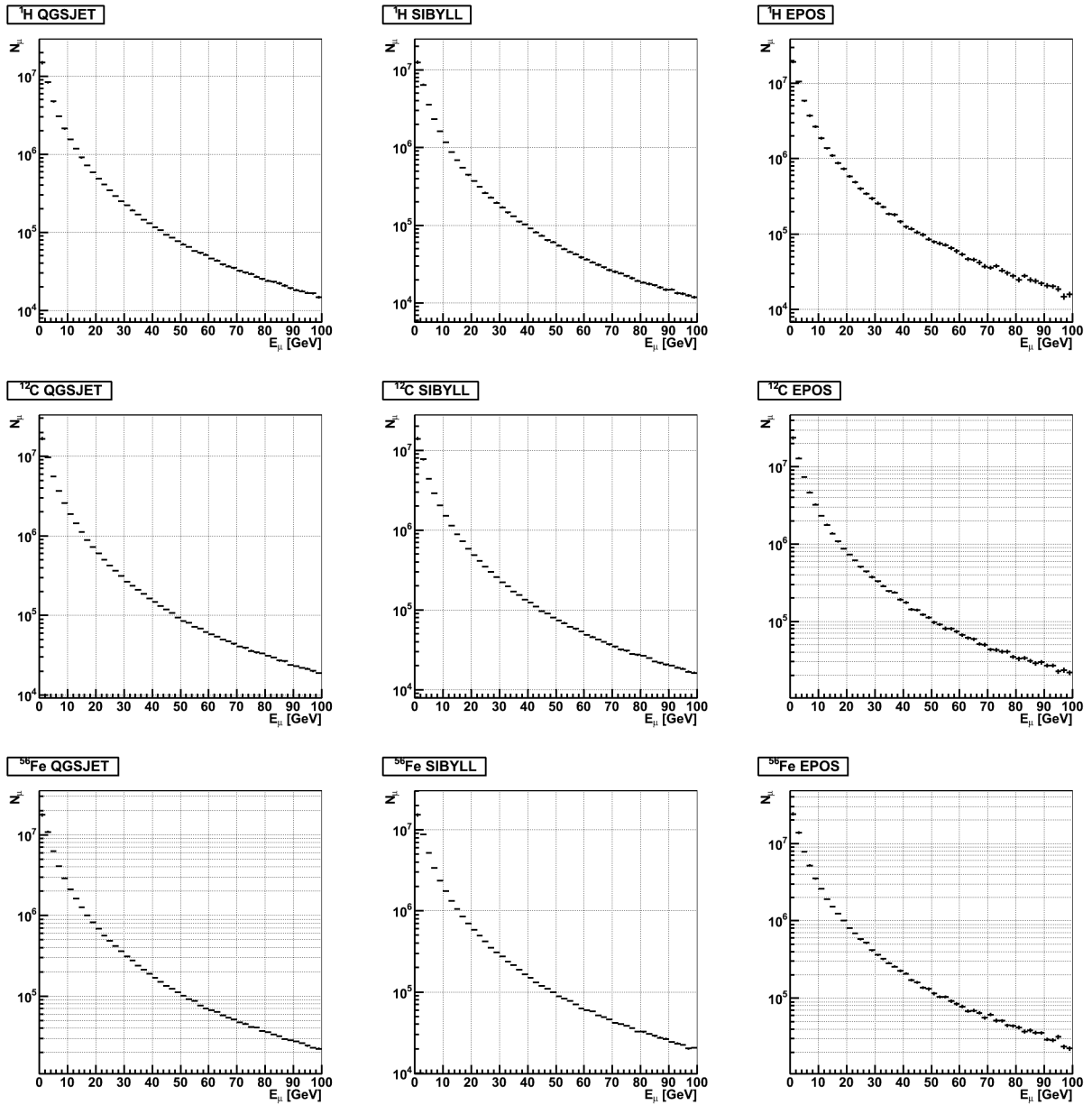
Ďalším parametrom, ktorý sa využíva na určenie primárneho jadra je hĺbka maxima ionizácie X_{max} . U každej spršky bol sledovaný pozdĺžny vývoj po kroku $20 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ zvislej hĺbky a metódou najmenších štvorcov určený parameter T_{max} v (4.1), z neho potom $X_{\text{max}} = T_{\text{max}} / \cos \theta$. Z obr. 4.4 a tabuľky 4.3 je vidieť, že hĺbka X_{max} klesá s rastúcou hmotnosťou primárneho jadra a je len málo závislá na použitom hadrónovom modeli.

X_{max} [g.cm ⁻²]	QGSJET	SIBYLL	EPOS
^1H	770 ± 62	786 ± 47	782 ± 60
^{12}C	716 ± 30	737 ± 35	721 ± 26
^{56}Fe	690 ± 26	693 ± 23	689 ± 23

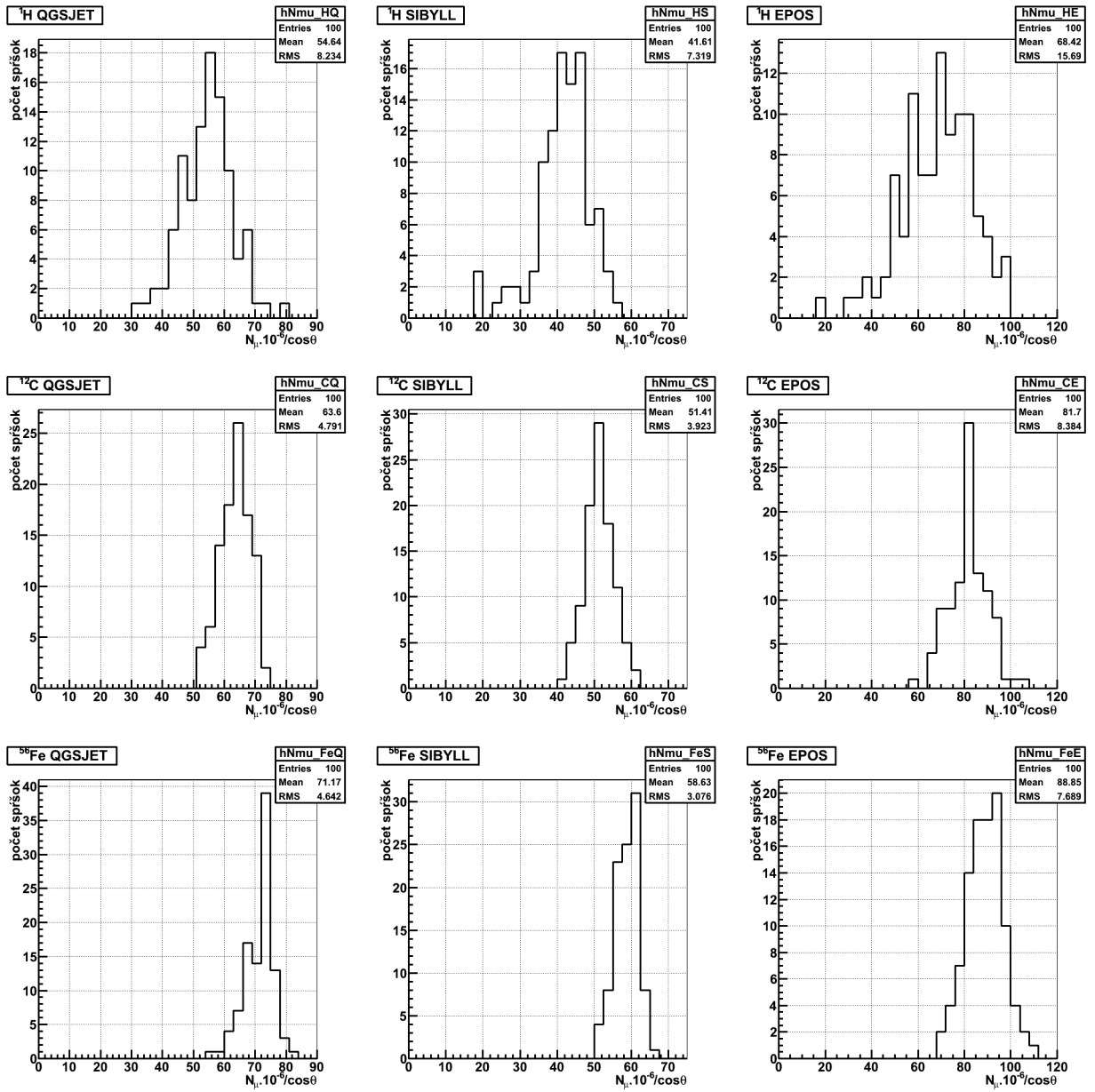
Tabuľka 4.3: Hĺbka maxima ionizácie.



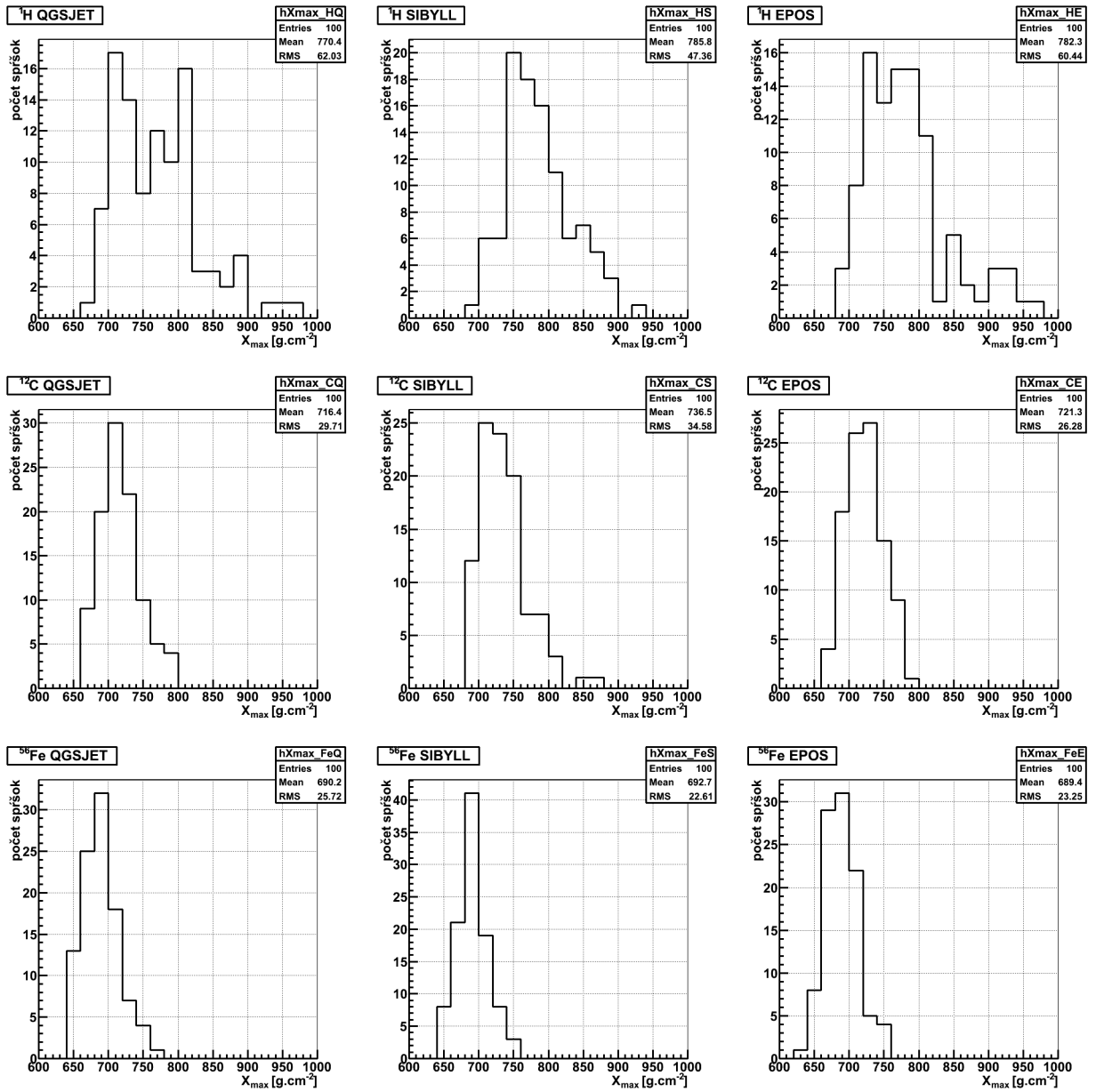
Obrázok 4.1: Obsah jednotlivých zložiek spršok na pozorovacej hladine v závislosti od zenitového uhla: celková energia pre hadróny (po vynásobení 3), EM zložku, počet miónov. Chybové úsečky vyjadrujú rozptyl veličiny na osi y (energie/počtu) pre spršky priradené do binu na osi x (θ). Pre jadrá ${}^1\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{56}\text{Fe}$ pri 10^{19} eV bolo simulovaných po 100 spršok s hadrónovými modelmi QGSJET01c, SIBYLL 2.1, EPOS 1.61.



Obrázok 4.2: Distribúcia energie miónov na povrchu – priemer a rozptyl spektier zo 100 spŕšok. Pre primárne jadrá ${}^1\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{56}\text{Fe}$ pri 10^{19} eV s použitím hadrónových modelov QGSJET01c, SIBYLL 2.1, EPOS 1.61.



Obrázok 4.3: Počet miónov dopadnutých na povrch (empiricky korigované na zenitový uhol θ) pre primárne jadrá ^1H , ^{12}C , ^{56}Fe pri 10^{19} eV. Použité hadronové modely QGSJET01c, SIBYLL 2.1, EPOS 1.61. Pre každú kombináciu bolo simulovaných 100 spršok.



Obrázok 4.4: Hĺbka najväčšej ionizácie X_{max} (v smere sprššky) pre primárne jadrá ^1H , ^{12}C , ^{56}Fe pri 10^{19} eV. Použité hadrónové modely QGSJET01c, SIBYLL 2.1, EPOS 1.61. Pre každú kombináciu bolo simulovaných 100 sprššok.

Kapitola 5

Záver

Zaoberal som sa metódami detekcie a simulácie atmosférických spŕšok vyvolaných vysokoenergetickými časticami kozmického žiarenia. Na simuláciu hadrónových interakcií pri vysokých energiách boli použité modely QGSJET, SIBYLL a EPOS (ako reprezentatívny výber rôznych prístupov k hadrónovým interakciám) a GHEISHA pre nízke energie. Ako primárne jadrá boli zvolené ^1H , ^{12}C , ^{56}Fe pri 10^{19} eV dopadajúce pod zenitovým uhlom 0° až 60° . Bol študovaný podiel jednotlivých zložiek atmosférických spŕšok na povrchu Zeme v závislosti od zenitového uhla. Ďalej bola skúmaná možnosť použitia počtu miónov N_μ a hĺbky najvyššej ionizácie X_{\max} pre určenie typu primárneho jadra. Ukázalo sa, že absolútna hodnota N_μ výrazne závisí na použitom modeli, ale pri relatívnom porovnaní vzniká pre ťažšie jadrá viac miónov. Pre presnejšie zhodnotenie typu častice je potrebné simulovať spŕšky pre každú pozorovanú časticu zvlášť na základe odmeraných parametrov (aplikované napr. v [46]).

Literatúra

- [1] Linsley J.: Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} eV. *Physical Review Letters* **10** (1963) 146–148.
- [2] Lawrence M. A., Reid R. J. O., Watson A. A.: The cosmic ray energy spectrum above 4×10^{17} eV as measured by the Haverah Park Array. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **17** (1991) 733–757.
- [3] Afanasiev N. B. *et al*: The primary spectrum of cosmic rays of energy above 10^{18} eV by the Yakutsk EAS array data. Proceedings of the 24th International Cosmic Ray Conference, Rome (Italy), **2** (1995) 756–759.
- [4] Takeda M. *et al*: Extension of the cosmic-ray energy spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff. *Physical Review Letters* **81** (1998) 1163–1166.
- [5] Baltrusaitis R. M. *et al*: The Utah Fly's Eye detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **240** (1985) 410–428.
- [6] Mathews J. N.: Description of the High Resolution Fly's Eye Detector. *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference*, Hamburg (Germany), **1** (2001) 350–353.
- [7] The Auger Collaboration: *The Pierre Auger Observatory Design Report* (1997). (URL: <http://www.auger.org/>)
- [8] Gaisser T. K.: *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [9] Boyle P. J.: The elemental composition of high-energy cosmic rays: Measurements with TRACER. *Modern Physics Letters A* **23** (2008) 2031–2045.

- [10] Ave M.: Composition of primary cosmic-ray nuclei at high energies. *Astrophysical Journal* **678** (2008) 262–273.
- [11] Heitler W.: *Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1944.
- [12] Rossi B., Greisen K.: Cosmic-Ray Theory. *Reviews of Modern Physics* **13** (1941) 240–309.
- [13] Nishimura J.: *Handbuch der Physik* XLVI/2, 1.
- [14] Gaisser T. K., Hillas A. M.: Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers. *Proceeding of the 15th International Cosmic Ray Conference*, Plovdiv (Bulgaria), **8** (1977) 353–357.
- [15] Amsler C. *et al* (Particle Data Group): Review of Particle Physics. *Physics Letters B* **667** (2008) 1–1340 (URL: <http://pdg.lbl.gov/>).
- [16] Fernow R. C.: *Introduction to experimental particle physics*. Cambridge University Press, 1986.
- [17] Mohr P. J., Taylor B. N., Newell D. B.: CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2006. *Reviews of Modern Physics* **80** (2008) 633–730 (URL: <http://physics.nist.gov/constants>).
- [18] Karle A. *et al*: Design and performance of the angle integrating Čerenkov array AIROBICC. *Astroparticle Physics* **3** (1995) 321–347.
- [19] Fowler J. W. *et al*: A measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee. *Astroparticle Physics* **15** (2001) 49–64.
- [20] Bergman D. R.: Observation of the GZK cutoff using the HiRes detector. *Nuclear Physics B (Proceeding Supplements)* **165** (2007) 19–26.
- [21] Privitera P.: The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory and hybrid performances. *Nuclear Physics B (Proceeding Supplements)* **136** (2004) 399–406.
- [22] Geenen H.: Analysis of the Pierre Auger fluorescence data. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **588** (2008) 176–180.

- [23] Haungs A., Rebel H., Roth M.: Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays. *Reports on Progress in Physics* **66** (2003) 1145–1206.
- [24] Bertou X. *et al*: Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **568** (2006) 836–846.
- [25] Barnhill D. *et al*: Measurement of the Lateral Distribution Function of UHECR air showers with the Pierre Auger Observatory. *Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Pune (India), **00** (2005) 101–106 (arXiv: astro-ph/0507590v1).
- [26] Kobal M.: A thinning method using weight limitation for air-shower simulations. *Astroparticle Physics* **15** (2001) 259–273.
- [27] Bergmann T. *et al*: One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. *Astroparticle Physics* **26** (2007) 420–432.
- [28] Heck D. *et al*: CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. *Report FZKA 6019* (1998), Forschungszentrum Karlsruhe (URL: http://www-ik.fzk.de/corsika/physics_description/corsika_phys.html).
- [29] Antoni T. *et al*: The cosmic-ray experiment KASCADE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **513** (2003) 490–510.
- [30] Nelson W. R., Hirayama H., Rogers D. W. O.: *Report SLAC 265* (1985), Stanford Linear Accelerator Center (URL: <http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r-265.html>; http://www.irs.inms.nrc.ca/egs4/get_egs4.html)
- [31] Lagutin A. A., Plyasheshnikov A. V., Uchaikin V. V.: The radial distribution of electromagnetic cascade particles in the air. *Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference*, Kyoto (Japan), **7** (1979) 18–23.
- [32] Migdal A. B.: Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high energies. *Physical Review* **103** (1956) 1811–1820.
- [33] Ferrari A. *et al*: *Fluka: a multi-particle transport code*, CERN-2005-010 (2005), INFN TC_05/11, SLAC-R-773; <http://www.fluka.org/>

- [34] Fesefeldt H.: *Report PITHA-85/02* (1985), RWTH Aachen; <http://www.harfesoft.de/geant/gheisha/>
- [35] Bleicher M. *et al*: Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **25** (1999) 1859–1896; <http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/~urqmd/>
- [36] Capdevielle J. N.: A Monte Carlo generator for cosmic-ray collisions *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **15** (1989) 909–924.
- [37] Werner K.: Strings, Pomerons and the VENUS model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies. *Physics Reports* **232** (1993) 87–299.
- [38] Kalmykov N. N., Ostapchenko S. S., Pavlov A. I.: Quark-Gluon-String Model and EAS Simulation Problems at Ultra-High Energies. *Nuclear Physics B (Proceedings Supplements)* **52B** (1997) 17–28.
- [39] Ostapchenko S.: QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronics interactions. *Nuclear Physics B (Proceedings Supplements)* **151** (2006) 143–146.
- [40] Ranft J.: Dual parton model at cosmic ray energies. *Physical Review D* **51** (1995) 64–84.
- [41] Fletcher R. S., Gaisser T. K., Lipari P., Stanev T.: SIBYLL: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. *Physical Review D* **50** (1994) 5710–5731.
- [42] Engel R., Gaisser T. K., Lipari P., Stanev T.: Air shower calculations with the new version of SIBYLL. *Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference*, Salt Lake City (USA), **1** (1999) 415–419.
- [43] Drescher H. J., Hladik M., Ostapchenko S., Pierog T., Werner K.: Parton-based Gribov-Regge theory. *Physics Reports* **350** (2001) 93–289.
- [44] Werner K., Liu F. M., Pierog T.: Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider. *Physical Review C* **74** (2006) 044902.

- [45] Glauber R. J., Matthiae G.: High-energy scattering of protons by nuclei
Nuclear Physics B **21** (1970) 135–157.
- [46] Glushkov A. V. *et al*: Muon content of ultrahigh-energy air showers:
Yakutsk data versus simulations. *JETP Letters* **87** (2008) 190–194.