

Универзитет у Београду
Физички факултет



Михаило Р. Савић

**Моделовање утицаја атмосфере на
мионску компоненту секундарног
космичког зрачења**

Докторска дисертација

Београд, 2019. године

University of Belgrade
Faculty of Physics



Mihailo R. Savic

Modeling of atmospheric effect on muon component of secondary cosmic rays

Doctoral Disertation

Belgrade, 2019

Ментор:

Виши научни сарадник

Др Димитрије Малетић

Институт за физику, Универзитет у Београду

Чланови комисије:

Редовни професор

др Миодраг Крмар

Департман за физику, Природно-математички факултет,

Универзитет у Новом Саду

Ванредни професор

др Марија Димитријевић-Ћирић

Физички факултет, Универзитет у Београду

Доцент

др Душко Латас

Физички факултет, Универзитет у Београду

. . 2019. године

Моделовање утицаја атмосфере на мионску компоненту секундарног космичког зрачења

Резиме

Моделовање утицаја метеоролошких ефеката на флукс космичких миона осим фундаменталног има и практичан значај. Корекцијом датих ефеката повећава се осетљивост мионских монитора на варијације неатмосферског порекла.

У раду се уводе два нова метода за анализу и корекцију флукса космичких миона. Оба су у потпуности емпиријска и захтевају познавање атмосферског притиска и температурског профила атмосфере. Први метод заснива се на техници декомпозиције на основне компоненте. Други метод се базира на примени алгоритама за мултиваријантну регресију.

Корекција метеоролошких ефеката на основу уведених метода значајно смањују варијансу и амплитуду годишње варијације флукса миона. Методи су универзално применљиви и омогућавају екстензију на већи број улазних варијабли.

Кључне речи: космичко зрачење, миони, метеоролошки ефекти, декомпозиција на основне компоненте, мултиваријантна анализа

Научна област: Физичке науке

Ужа научна област: Физика језгара и честица

Modeling of atmospheric effects on cosmic ray muons

Abstract

Varying conditions in the atmosphere affect the propagation of cosmic ray muons. Adequate description of variations induced by meteorological effects is necessary for understanding the variations of non-atmospheric origin.

Two novel methods for analysis of meteorological effects are introduced. Both are fully empirical and require knowledge about atmospheric pressure and temperature profile of the atmosphere. First method is based on principal component analysis, while second is based on multivariate regression algorithms.

Muon count time series thusly corrected for meteorological effects have significantly smaller variance and reduced amplitude of annual variation. Methods are universally applicable and allow for easy extension of the set of input variables.

Key words: cosmic rays, muons, meteorological effects, principal component decomposition, multivariate analysis

Scientific field: Physics

Narrow scientific field: Nuclear and particle physics

Садржај

Увод	1
Космичко зрачење	5
2.1 Примарно космичко зрачење	5
2.1.1 Порекло и енергетски спектар	5
2.1.2 Временска варијација и ефекти модулације	10
2.2 Секундарно космичко зрачење	20
2.2.1 Процеси значајни за интеракцију космичког зрачења са атомима атмосфере	21
2.2.2 Пљускови секундарног космичког зрачења	32
2.2.3 Мионска компонента секундарног космичког зрачења	39
Метеоролошки ефекти на мионску компоненту секундарног кос-	
мичког зрачења	51
3.1 Историјат открића метеоролошких ефеката	52
3.2 Теорија метеоролошких ефеката	55
3.2.1 Увод и рани резултати	55
3.2.2 Теорија метеоролошких ефеката у једнодимензионалној апрокс-	
симацији	62
3.3 Методи за корекцију метеоролошких ефеката	70
3.3.1 Метод ефективног нивоа продукције	71
3.3.2 Интегрални метод	72
3.3.3 Метод усредњене температуре	73
3.3.4 Метод ефективне температуре	74

3.4	Корекција барометарског и температурског ефекта постојећим методима	75
3.4.1	Корекција методом ефективног нивоа продукције	76
3.4.2	Корекција интегралним методом	81
3.4.3	Корекција методом усредњене температуре	86
3.4.4	Корекција барометарског ефекта	89
Експериментални подаци		91
4.1	Нискофонска лабораторија за нуклеарну физику	92
4.1.1	Експериментална поставка, спектри и временске серије мионске компоненте	93
4.1.2	Корекција и нормализација података	97
4.2	Метеоролошки подаци	102
4.2.1	Моделовани метеоролошки подаци	104
4.2.2	Локално мерени метеоролошки подаци	105
Анализа и корекција метеоролошких ефеката применом декомпозиције на основне компоненте		108
5.1	Основе декомпозиције на основне компоненте	110
5.2	Декомпозиција метеоролошких параметара	113
5.2.1	Процедура декомпозиције	113
5.2.2	Селекција сигнификантних компоненти	116
5.3	Анализа и корекција метеоролошких ефеката	121
Мултиваријантна анализа и корекција метеоролошких ефеката применом пакета TMVA		126
6.1	Преглед метода за мултиваријантну регресију	128
6.1.1	Методи на основу максималне вредности "лајклихуд" функције	128
6.1.2	Методи на основу линеарних и нелинеарних дискриминантних функција	129
6.1.3	Методи на основу вештачких неуронских мрежа	130

6.1.4	Методи на основу бинарног гранања	131
6.2	Тренирање метода и селекција оптималних параметара	132
6.3	Анализа и корекција метеоролошких ефеката	139
	Закључак	146
	Литература	149
	Слике	161
	Табеле	168
	Биографија	169

Увод

Историјат физике космичког зрачења почиње чувеним експериментима Виктора Хеса (*Victor Francis Hess*) из 1912. године. Он је тада, у серији летова балоном, показао да интензитет непознатог извора јонизације ваздуха расте са висином, те да исти не може бити земаљског порекла. Након што је тако утврђено да је ово зрачење неатмосферског порекла, названо је ”космичким”. Вишегодишња дебата о природи космичког зрачења разрешена је на основу неколицине експеримената изведених током друге половине тридесетих година прошлог века. Мерењем интензитета космичког зрачења на различитим географским ширинама, Комптон (*Compton*) и други недвосмислено су показали да постоји зависност. То је значило да се космичко зрачење мора у највећој мери састојати од наелектрисаних честица и да није електромагнетне природе, мада се име до тада већ уврежило.

У својој најранијој фази, физика космичког зрачења се пре свега бавила природом и особинама детектованих честица, па је најближе била повезана са честичном физиком. Међутим, када су честична физика и теорија поља већ биле у стању да адекватно опишу већину интеракција честица космичког зрачења, централна питања дисциплине постала су порекло и природа модулације. Да би одговорила на ова питања, физика космичког зрачења морала је да изађе изван оквира честичне физике. Питање порекла честица космичког зрачења залази у домен астрофизике, док питање модулација залази у домен физике плазме и геомагнетизма. Стога се физика космичког зрачења данас налази на размеђи свих ових дисциплина.

Данас, више од једног века након првих експеримената, истраживања у оквиру физике космичког зрачења не само да не посустају, већ чак добијају

и нови замах. Иако су углавном познати механизми и развијени пратећи модели који адекватно описују већину феномена, постоји и даље велики број питања на која модерна физика космичког зрачења покушава да да што прецизнији одговор. Нека од њих су: порекло и механизми убрзања и пропагације примарних честица, састав и природа примарног космичког зрачења, интеракција космичког зрачења са магнетним пољима (галактичким, хелиомагнетним, геомагнетним) и атмосфером, интеракција космичког зрачења са живим организмима и друга.

Већина поменутих феномена тиче се примарног космичког зрачења, односно високоенергетских честица пореклом ван нашег соларног система. Интензитет ових честица модулисан је варијацијама магнетних поља кроз која пролазе, те је на основу мерења истог могуће индиректно проучавати феномене у хелиосфери и магнетносфери.

У интеракцији примарног космичког зрачења са језгрима атома атмосфере долази до продукције већег броја секундарних честица, односно секундарног космичког зрачења. Ово секундарно космичко зрачење се, након проласка кроз атмосферу, детектује земаљским детекторима. Променљиви услови у атмосфери утичу на пропагацију секундарног космичког зрачења, па тиме и на варијацију детектованог интензитета. Стога, што боље познавање ових метеоролошких ефеката је, осим од директног интереса, значајно и за уклањање варијација атмосферског порекла, како би се олакшало проучавање варијација неатмосферског порекла земаљским детекторима.

У последње време, све више експеримената је засновано на детекторима инсталираним на сателитима, како би се што директније мериле карактеристике примарног космичког зрачења. Међутим, ограничена величина и комплексност ових детектора условљавају максималне енергије које се тако могу детектовати. Због тога земаљски детектори и даље имају велики значај. Иако најпознатије експерименте представљају велике мреже детектора, и даље два најбројнија типа земаљских детектора су неутронски и мионски монитори. Ови други се базирају на детекцији мионске компоненте секундарног космичког зрачења и за њих су нарочито значајни метеоролошки ефекти, пре свега барометарски и

температурски.

У Нискофонској лабораторији за нуклеарну физику Института за физику у Београду, између осталог мери се и интензитет мионске компоненте секундарног космичког зрачења. Актуелна експериментална поставка састоји се од два идентична мионска монитора, од којих се један налази у надземном делу лабораторије (на нивоу тла), док се други налази у подземној лабораторији (на дубини од $12m$) и континуално мери флуks миона од 2009. године.

Ова докторска дисертација се бави проучавањем и моделирањем метеоролошких ефеката на мионску компоненту секундарног космичког зрачења, као и применом корекција на дате ефекте на основу различитих модела. Анализа се базира на подацима мереним мионским мониторима у оквиру Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику, као и моделованим и мереним метеоролошким параметрима. Полази се од описа и примене постојећих, да би се затим демонстрирала два потпуно нова модела и асоцирани методи корекције метеоролошких ефеката.

Текст дисертације је подељен на седам поглавља, од којих прво представља овај увод.

У другом поглављу представљени су извори и механизми убрзања, неке основне карактеристике (хемијски састав, енергетски спектар и др.), главни механизми модулације и асоциране варијације интензитета примарног космичког зрачења. Такође, описани су неки основни процеси у оквиру честичне физике значајни за формирање и пропагацију каскада секундарног космичког зрачења, дат преглед главних карактеристика пропагације ових каскада, као и неке особине мионске компоненте.

У трећој глави су представљени различити емпиријски и теоријски модели метеоролошких ефеката на мионску компоненту секундарног космичког зрачења, методи за корекцију развијени на основу датих модела, као и резултати примене ових метода на подацима мереним у Нискофонској лабораторији.

У четвртом поглављу је описана експериментална поставка, формат и основне технике процесирања мерених података, као и извори и обрада метеоролошких параметара неопходних за анализу.

У петом поглављу се уводи емпиријска анализа метеоролошких ефеката применом технике декомпозиције на основне компоненте и демонстрира ефикасност одговарајуће корекције.

У шестом поглављу се уводи емпиријска анализа метеоролошких ефеката применом метода за мултиваријантну регресију имплементираних у TMVA пакету, у оквиру ROOT окружења за анализу.

Седмо поглавље представља закључак који сумира и пореди уведене методе.

Резултати представљени у овој дисертацији објављени су у три рада у референтним међународним часописима и презентовани на две међународне конференције.

Космичко зрачење

Космичко зрачење у ужем смислу се најчешће дефинише као флукс честица које из свемира долазе до Земљине атмосфере [1]. Некада се користи и строжија дефиниција која подразумева само наелектрисане честице пореклом ван сунчевог система [2]. Ипак, често се под космичким зрачењем (КЗ) у ширем смислу подразумева сво зрачење које долази до Земље, као и честице које настају у интеракцији горе поменутог космичког зрачења са језгрима атома атмосфере. Тада се уводи подела на *примарно космичко зрачење (ПКЗ)*, које се односи на компоненту присутну изнад атмосфере и *секундарно космичко зрачење (СКЗ)*, које се односи на компоненту присутну у атмосфери [3].

2.1 Примарно космичко зрачење

Примарно космичко зрачење можемо дакле најшире дефинисати као честице и фотоне са енергијом бар неколико редова величине вишом од термалне енергије позадинске плазме дате средине [4]. По пореклу и врсти најзначајнијих интеракција, проблематика ПКЗ се може поделити у две одвојене групе питања. Прва се бави процесима настанка и транспорта ПКЗ, као и структуром енергетског спектра ПКЗ у близини Земље, где главну улогу имају процеси који се одвијају ван соларног система. Друга се бави варијацијама и процесима који модулишу интензитет ПКЗ, где доминирају процеси унутар соларног система.

2.1.1 Порекло и енергетски спектар

Примарно космичко зрачење се углавном састоји од протона, у мањој мери од језгара хелијума и у малом проценту тежих језгара, електрона, позитрона и

осталог зрачења. Иако су извори и процеси настанка примарног космичког зрачења још увек непотпуно познати, једна од могућих подела на основу порекла била би подела примарног космичког зрачења на [4]:

Екстрагалактичко, обично врло високих енергија (до 10^{21} eV), пореклом из различитих објеката ван наше галаксије, као што су радио галаксије, квазари и други извори интензивног зрачења у васиони.

Галактичко, енергија већих од $10^{15} - 10^{15}$ eV, које углавном потиче из експлозија и остатака експлозија супернових, магнетосфера пулсара и система двоструких звезда, ударних таласа у међузвезданом простору и сл.

Соларно, са енергијама до 15-30 GeV, које настаје у соларној корони током интензивних соларних бакљи.

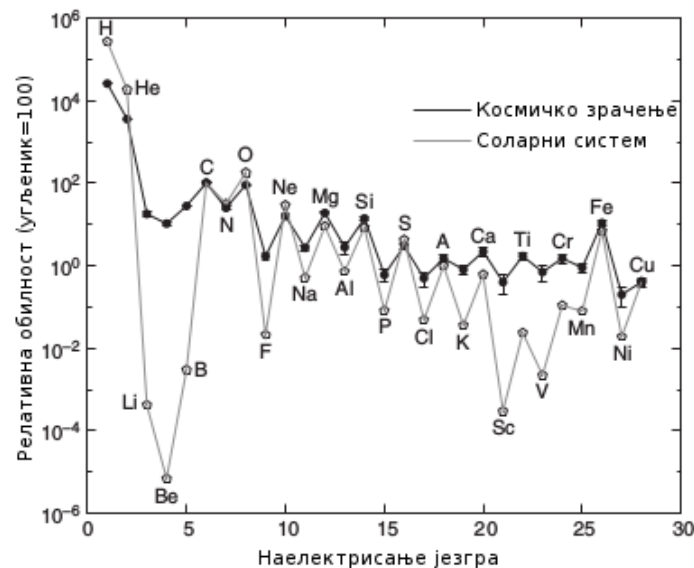
Интерпланетарно, са енергијама 10-100 MeV, генерисано интензивним интерпланетарним и рубним ударним таласима у хелиосфери.

Магнетосферно, са енергијом до 30 keV, које настаје у Земљиној магнетосфери.

Иако је знање о могућим изворима, механизмима убрзања и пропагације примарног космичког зрачења и данас у одређеној мери непотпуно, рад на дубљем познавању ових процеса се наставља и општа слика постаје све комплетнија. Детаљни подаци о хемијској обилности елемената који сачињавају примарно космичко зрачење, изотропност, студија временских варијација, развој магнетне хидродинамике и оптичке и радио-астроније већ је почетком друге половине двадесетог века показао да је примарно космичко зрачење најмање галактичког порекла. Тада су развијени и основни модели који су описивали процесе инјекције, убрзања и интеракције са међузвезданим гасом [5].

Прецизнија мерења обилности језгара појединих елемената у примарном космичком зрачењу, јаснија слика њихових интеракција са међузвезданим гасом као и одсуство антијезгара показала су да су највероватнији процеси у којима настаје ПКЗ експлозије супернових и убрзавање честица међузвезданог гаса, пре свега унутар наше галаксије, уз могуће изворе ван-галактичког порекла [6]. Поред тога, указала су на различите транспортне процесе у којима учествује ПКЗ, као што су: јонизациони губици (углавном значајни за протоне и тежа

језгра), спалациони процеси, радиоактивни распади, синхротронско зрачење и инверзни Комптонов ефекат (значајни за електроне и позитроне), интеракције са нехомогеним магнетним пољима и слично, а такође укључила и додатне могуће изворе као што су црне рупе и активна галактичка језгра [7].



Слика 2.1: Релативна обилност језгара у примарном космичком зрачењу, мерена у околини Земље (пуни кругови), у поређењу са обилношћу језгара у Сунчевом систему (празни кругови), у односу на претпостављену обилност за угљеник 100 [8]

Савремена истраживања су потврдила већи део поменутих претпоставки и дала кохерентнију општу слику, иако нека питања и даље остају отворена. Питање порекла примарног космичког зрачења се стога састоји од три повезана али донекле посебна питања: питање порекла честица ПКЗ, питање извора енергија убрзања и питање области у којој до убрзања долази [9].

На основу посматрања дифузног гама зрачења енергија виших од 100 MeV, које углавном потиче из распада неутралних пиона произведених у интеракцији ПКЗ са међузвезданим гасом, закључује се да је највећи део умерено-релативистичких честица ПКЗ галактичког порекла, док структура енергетског спектра и жиро-радијус који би одговарао високоенергетским честицама указују на њихово вангалактичко порекло. Релативна обилност језгара ПКЗ се

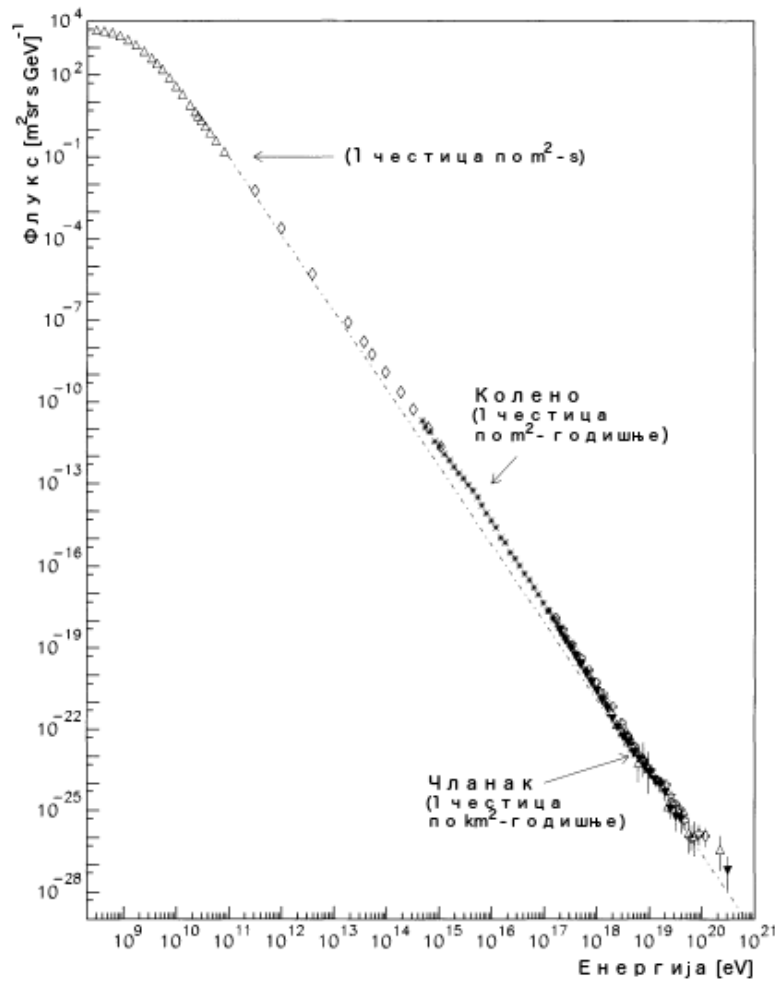
поклапа са обилношћу језгара међузвезданог гаса, односно обилношћу језгара у нашем Сунчевом систему (слика 2.1), а одступања се у највећој мери могу објаснити добро познатим процесима у којима ПКЗ учествује у току пропагације кроз међузвездани простор. На основу тога се закључује да практично све честице ПКЗ потичу из међузвезданог гаса, а не из неких егзотичних процеса.

Процењено је да се снага која одговара опаженој луминозности ПКЗ у нашој галаксији налази у интервалу од 6×10^{33} W до 3×10^{34} W. Једини извори енергије унутар галаксије способни да произведу такву снагу, а који се такође могу асоцирати са процесима убрзања наелектрисаних честица, представљају експлозије супернових. Што се вангалактичких извора тиче, најбоље кандидате представљају активна галактичка језгра, мада постоји и низ других претпостављених извора као што су: експлозије гама зрака (*gamma bursts*), акрециони ударни таласи црних рупа [7] и група галаксија [10] и други. Као највероватнији процес убрзања честица ПКЗ издваја се модел убрзања путем дифузије унутар ударног таласа (*diffusion shock acceleration* - *DSA*), који представља један облик Фермијевог модела убрзања. Ударни таласи унутар којих би такав процес био могућ типично прате експлозије супернових. Механизам је најефикаснији када остаци експлозије супернове уђу у Тејлор-Седов фазу, односно неколико стотина година након експлозије. Слични процеси су могући и код ударних таласа који прате поменуте вангалактичке могуће изворе ПКЗ.

Енергетски спектар свих честица ПКЗ, независно од масе или наелектрисања, покрива распон енергија већи од десет редова величине, почев од енергија испод 1 GeV до енергија већих од 10^{11} GeV. Интензитет зрачења се обично изражава у јединицама GeV по језгру.

На слици 2.2 приказан је енергетски спектар свих честица примарног космичког зрачења у интервалу енергија од 1 MeV до преко 100 EeV (10^{20} eV). Нискоенергетски део спектра, енергија до 10 GeV, са израженим седлом и гробом, јако варира услед интеракције са сунчевим ветром (о чему ће бити више речи касније). Зато неки аутори сматрају да је практично немогуће знати нешто поузданије о спектру галактичког ПКЗ на енергијама нижим од 300 MeV [7].

На енергијама изнад 10 GeV, приказан на логаритамско-логаритамској ска-



Слика 2.2: Диференцијални енергетски спектар свих честица примарног космичког зрачења [11].

ли, спектар ПКЗ је малтене константног нагиба, осим благе промене до које долази на енергији блиској 3×10^{15} eV, где се формира такозвано *колена*. Спектар је у том интервалу добро описан експоненцијалном зависношћу облика:

$$j(E) \sim E^{-\gamma_{1,2}}, \quad (2.1)$$

где се експонент $\gamma_1 = 2.68$ (≈ 2.7) односи на интервал лево од колена, а експонент $\gamma_2 = 3.15$ (≈ 3.1) на интервал десно од колена [1]. Природа колена и даље није сасвим разјашњена. Иако на енергијама блиским енергији колена долази до промене експерименталних техника које се користе, односно преласка са непосредних мерења на мерења помоћу мреже земаљских детектора, искључена

је могућност да је узрок опажене промене нагиба систематска експериментална грешка [12]. Релативне обилности појединих језгара зависе од енергије те самим тим и хемијски састав интегралног спектра ПКЗ није исти на различитим енергијама. Стога је једно могуће објашњење да је колено последица сумирања парцијалних спектра, донекле различитих нагиба (повећан допринос језгара хелијума [13] или других тежих елемената, као што су угљеник, азот, кисеоник или гвожђе [1]). Друга објашњења претпостављају вишестепенне механизме убрзања или већи допринос вангалактичких извора ПКЗ [12].

Сличне идеје се користе да би објасниле поновну промену нагиба до које долази на енергији реда величине 10^{19} eV, када се вредност нагиба смањује и поново бива $\gamma \approx 2.7$. Део спектра на коме долази до ове промене назива се *чланак*. Примарно космичко зрачење енергија значајно изнад чланка било би у супротности са очекиваним Грајзен-Зацепин-Кузмин (ГЗК) ефектом, који предвиђа да, услед интеракције са позадинским макроталасним зрачењем, енергија примарног космичког зрачења мора бити ограничена и процењује вредност ове границе на $(3 - 5) \times 10^{19}$ eV. Упркос ранијим негативним резултатима, најновији подаци Пјер Оже (Pierre Auger) опсерваторије у Аргентини потврђују да на ултрависоким енергијама заиста долази до очекиваног пада интензитета [9].

2.1.2 Временска варијација и ефекти модулације

Интензитет примарног космичког зрачења у близини Земље није стаалан већ је временски и просторно зависан. Ово се нарочито односи на честице енергија у интервалу од 10^8 eV до 10^{11} eV [14]. Временске варијације су углавном везане за ефекте у области у којој је доминантно интерпланетарно магнетно поље - *хелиосфери*, чија динамика зависи од интензитета сунчеве активности и различитих догађаја на Сунцу. Просторне варијације су пре свега последица ефеката у области у којој доминира Земљино магнетно поље - *магнетносфери*. Интензитет интерпланетарног магнетног поља на растојању од Сунца које одговара орбити Земље је око 5 nT ($50 \mu\text{G}$), док на површини Земље интензитет магнетног поља варира између 30 μT (0.3 G) и 60 μT (0.6 G). За потпуније разумевање порекла варијација ПКЗ је пре свега непоходно што боље познавање ове две групе

ефеката, као и асоцираних процеса.

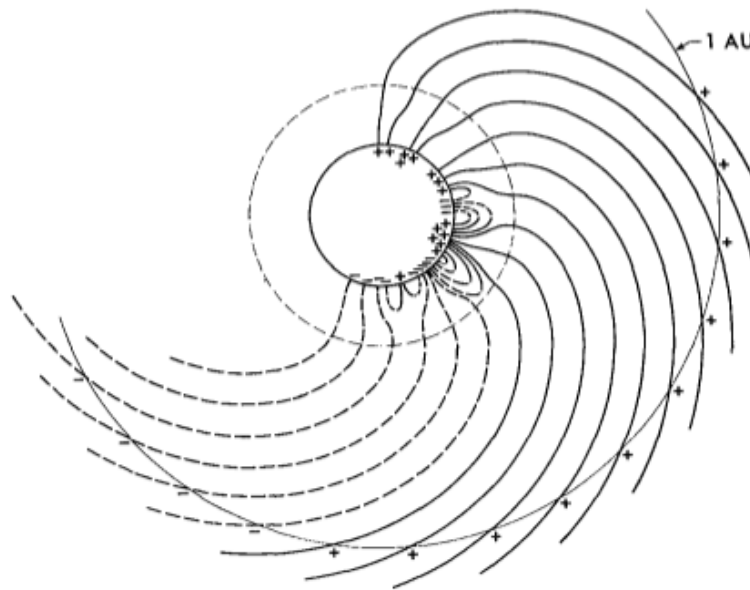
Ефекти у хелиосфери

Хелиосфера представља сфероидну област у интерпланетарном простору, пречника процењеног на око 200 астрономских јединица ($1 \text{ AJ} =$ удаљеност Земље од Сунца), у којој је притисак соларног ветра доминантан у односу на притисак плазме међузвезданог простора. Постоје бар два ефекта у хелиосфери која су значајна за космичко зрачење: ефекат модулације КЗ енергија мањих од 10^{12} eV и чињеница да у самој хелиосфери настају честице енергија реда GeV [15].

Соларни ветар представља ток плазме који настаје у горњим слојевима Сунчеве короне и креће се радијално у смеру од Сунца, брзинама између 300 и 600 km/s . Настаје услед хидродинамичког ширења короне, загревање нижим слојевима. Корона, која се загрева до температура реда 10^6 K (око 100 пута веће него у фотосфери), под дејством јаке Сунчеве гравитације губи стабилност и шири се у околни простор [16]. Каже се да је коронално магнетно поље ”замрзнуто” у овој плазми која га повлачи са собом. Поље је са друге стране везано за Сунце које ротира и услед поменутог ширења обликује структуру сличну Архимедовој спирали, а која се назива *ПаркEROва спирала* (слика 2.3). На довољно великом растојању од Сунца радијална компонента магнетног поља постаје занемарљива, док је азимутална доминантна и постаје приближно кружна [2]. Магнетно поље у хелиосфери се историјски назива *интерпланетарно магнетно поље*.

Особине соларног ветра варирају због променљиве природе Сунчевог магнетног поља. Ове промене могу бити дугорочне, као оне везане за 11-годишњи циклус Сунчевих пега, односно 22-годишњи циклус инверзије полова Сунчевог магнетног поља, или краткорочне, које се огледају у појавама као што су соларне бакље и короналне експлозије.

Сунчеве пеге представљају области на Сунцу које су тамније и хладније од околине, што је последица интеракције концентрисаних соларних магнетних поља и соларне плазме [18]. Број Сунчевих пега варира са периодом од 11 година, прати интензитет Сунчеве активности и највећи је у периоду соларног максимума. Ова периодика је последица инверзије поларитета Сунчевог маг-



Слика 2.3: Структура Паркерове спирале према једном од модела короналног магнетног поља [17].

нетног поља, које се у периоду соларног минимума може апроксимирати магнетним диполом, док у периоду соларног максимума, када долази до инверзије, има комплекснију структуру услед значајнијег доприноса магнетних момената виших редова [19]. Према томе, пун циклус Сунчевог магнетног поља траје два соларна циклуса, односно 22 године.

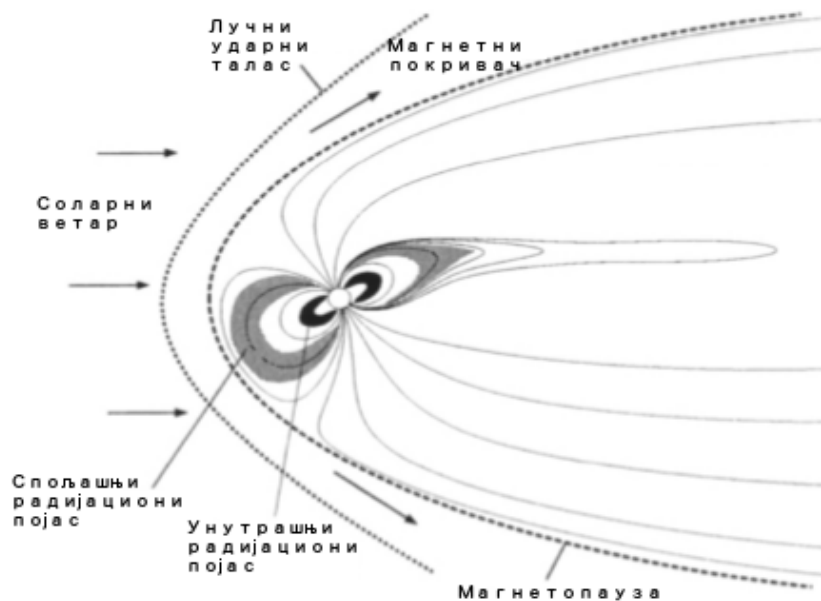
Соларне бакље и короналне експлозије (Coronal Mass Ejection - CME) су блиско повезани, али у бити различити феномени. Обе појаве представљају ерупције које прате деформације Сунчевог магнетног поља и често су асоциране са Сунчевим пегима. Насупрот ранијем мишљењу, данас преовладава становиште да соларне бакље представљају ерупцију претежно X и γ зрачења, док при короналним експлозијама долази до избацивања и убрзавања плазме из Сунчеве короне. Иако су короналне експлозије често праћене соларним бакљама, 30%-50% се јавља независно [20]. Мада то питање и даље донекле остаје отворено [21], следи да само у ударним таласима који прате короналне експлозије долази до убрзавања неких честица до енергија реда 10 до 30 GeV (*соларни космички зраци*), као и да је утицај соларних бакљи, иако и даље битан за многе процесе у Земљиној атмосфери, за модулацију КЗ много мање значајан.

И данас актуелну теорију транспорта ПКЗ кроз соларни ветар први је предложио Паркер 1965. године узимајући у обзир неколико различитих ефеката. Услед релативно ниске густине честица које чине соларни ветар, сматра да се честичне интеракције могу занемарити и да ПКЗ превасходно интерагује са магнетним пољем соларног ветра. Честице ПКЗ се крећу двојачко: прецесирају око спиралних линија магнетног поља, док се у исто време крећу паралелно са њима. Неправилности у магнетном пољу могу насумично расејати ове честице и оне дифундују релативно у односу на соларни ветар. Такође, плазма соларног ветра се или шири, док се удаљава од Сунца, или сажима, у ударним таласима. Услед тога се релативна растојања међу нехомогеним структурама у магнетном пољу повећавају или смањују, због чега честице ПКЗ подлежу ”адијабатском” загревању или хлађењу. Коначно, обзиром да је механизам прецесије око спиралних линија магнетног поља најчешће бржи од механизма расејања, честице дрефтују услед просторних варијација спиралног магнетног поља. Паркерова теорија је и даље основа за највећи број интерпретација транспорта наелектрираних честица у току космичке плазме [15]

Ефекти у магнетосфери

Земљина магнетосфера (слика 2.4) настаје као резултат интеракције Земљиног магнетног поља са соларним ветром. Земљино магнетно поље се, у првој апроксимацији, може представити као магнетни дипол чија се оса грубо поклапа са осом ротације Земље. Кључну улогу у овој интеракцији има интерпланетарно магнетно поље чија структура је заробљена у соларном ветру. Трећа компонента значајна за ову интеракцију је Земљина јоносфера. *Јоносфера* је горњи слој атмосфере који се налази приближно на висини од 100 km. Делимично је јонизован X и високоенергетским UV зрачењем и представља секундарни извор плазме у магнетосфери [22].

Мерења која је двадесетих година прошлог века холандски физичар Клеј спроводио на свом путу бродом од Јаве до Холандије показала су да је у близини полутара интензитет космичког зрачења мањи за више од 10% [23]. Овај резултат је пре свега показао да се космичко зрачење бар у некој мери састоји од



Слика 2.4: Оријентација магнетосфере у односу на соларни ветар. Као резултат интеракције јављају се области лучног ударног таласа, магнетног покривача и магнетопаузе, као и радијациони појасеви [1].

наелектрисаних честица (а не од високоенергетских гама зрака као што је тада било преовлађујуће мишљење), а затим и да су неопходна прецизнија мерења као и теоријска интерпретација кретања честица ПКЗ у Земљиним магнетном пољу.

Експерименти који су уследили потврдили су постојање геомагнетног ширинског ефекта, али такође указали и на додатна два: дужински геомагнетни ефекат, који представља мање интензивну варијацију флукса КЗ дуж геомагнетног полутара, а такође и на ефекат асиметрије интензитета у односу на правац исток-запад. Први је последица измештености Земљиног магнетног дипола у односу на центар Земље (у 2015. години ова раздаљина је износила приближно 577 km [24]), као и локалних магнетних аномалија [1]. Други ефекат је последица чињенице да је наелектрисање честица примарног космичког зрачења скоро искључиво позитивног знака.

У то време већ је постојала основа теорије кретања наелектрисаних честица

у Земљином магнетном пољу, коју је развио Стермер како би објаснио феномен поларне светлости, а која се без губитка општости могла применити на пропагацију ПКЗ. Стермер полази од претпоставке да се Земљино магнетно поље у првој апроксимацији може представити као дипол, магнетног момента $M_E = 8. \times 10^{22} \text{ Am}^2$, нагнут у односу на Земљину осу ротације под углом од 11.5° и померен у односу на центар Земље (претходни пасус). Иако су касније уведене додатне поправке, ова теорија је и даље релевантна јер, са нешто мањом тачношћу, описује велики број ефеката утицаја геомагнетног поља на ПКЗ који постоје и у реалном магнетном пољу (ширински и ефекат исток-запад асиметрије, израчунавање граничних чврстоћа, области полусенке, настанак радијационих појасева и сл.) [23].

Стермер је пре свега покушавао да утврди које трајекторије честица су дозвољене, а које забрањене за дату географску локацију. Погодна величина за описивање датог критеријума је магнетна чврстоћа, која представља однос импулса и наелектрисања честице и типично се изражава у гигаволтима (GV). За сваку тачку на Земљи се може одредити вредност граничне магнетне чврстоће за честицу која долази под одређеним зенитним, односно азимуталним углом, испод које честица неће стићи до Земље. Стермер је извео следећи интеграл кретања који описује могуће трајекторије наелектрисане честице у диполном магнетном пољу [14]:

$$2\gamma = R \cos \lambda \sin \theta + \frac{\cos^2 \lambda}{R}, \quad (2.2)$$

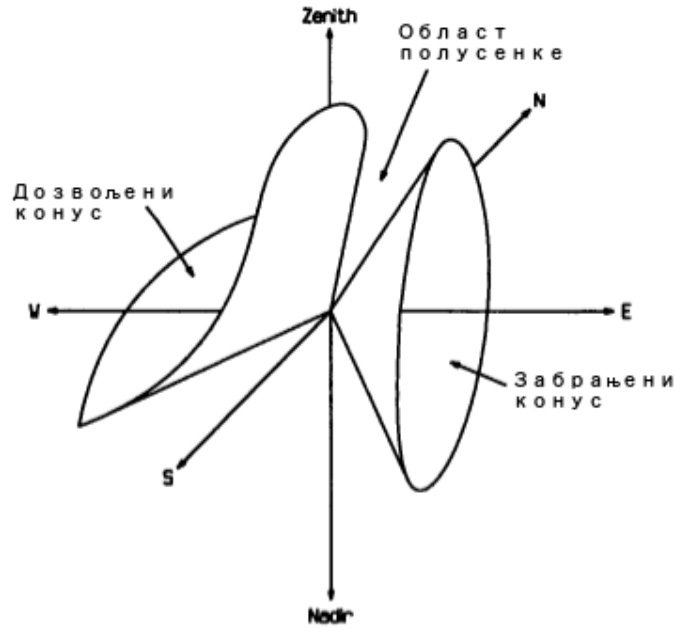
где је γ константа пропорционална параметру судара за честицу која се налази у бесконачности, λ је геомагнетна ширина, θ је угао између правца вектора брзине честице и меридијалне равни, док R представља радијално растојање од дипола. R се изражава у Стермеровим јединицама, где је једна Стермерова јединица једнака $\sqrt{\frac{M}{P}}$. M је диполни момент, а $P = \frac{pc}{Ze}$ представља магнетну чврстоћу.

За честицу која долази вертикално у односу на магнетни дипол тада се може израчунати минимална чврстоћа која омогућава да честица стигне до Земље - *вертикална гранична чврстоћа*:

$$P = \frac{M}{4r_e^2} \cos^4 \lambda = 14.9 \cos^4 \lambda GV, \quad (2.3)$$

где је r_e полупречник Земље.

Леметр и Валарта уводе прву поправку Стермерове теорије, узимајући у обзир да Земља као тело може да се нађе на путу честица ПКЗ [25], док Квенби и Вебер урачунавају и недиполне чланове Земљиног магнетног потенцијала [14]. Резултат ових поправки је да се у простору може дефинисати више класа конуса унутар којих леже различите трајекторије честица: дозвољени конус - одређен углом унутар кога леже све дозвољене трајекторије које не пресецају Земљу, забрањени конус - одговара углу у коме се налазе све забрањене путање, и област полусенке (*пенумбра*) - садржи комплексну структуру дозвољених и забрањених трајекторија. На слици 2.5 приказане су ове области за произвољну вредност магнетне чврстоће и произвољну локацију честице у магнетном пољу дипола.



Слика 2.5: Дозвољени и забрањени конус и област полусенке у простору, приказани за произвољне вредности магнетне чврстоће и координате наелектрисане честице у пољу магнетног дипола [1].

Модерна израчунавања користе методу "рачуна уназад" (*backtracking*) и реалистичније моделе Земљиног магнетног поља. Овај приступ прати трајекторију

честице супротног наелектрисања која полази са датих координата и под датим угловима са Земље. Уколико се трајекторија завршава у области у којој више није могуће заробљавање честице у Земљином магнетном пољу, сматра се да је у питању дозвољена путања [2]. Један такав модел је IGRF [26].

Варијације примарног космичког зрачења

Иако приближно константан, интензитет примарног космичког зрачења у непосредној близини Земље варира услед здруженог утицаја ефеката у хелиосфери и магнетосфери. Варијације могу бити просторне или временске.

Просторне варијације су углавном везане за геомагнетне, односно ефекте у магнетосфери, и најзначајнији су:

Ширински ефекат који представља смањење интензитета од полова ка екватору и директно је повезан са граничном магнетном чврстоћом асоцираним са честицама ПКЗ у Земљином магнетном пољу. У случају енергија до 15 GeV, за честице које долазе из вертикалног правца, на средњим ширинама, ове варијације могу износити и до 20% интензитета [1]. Важно је напоменути да се овај ефекат односи на геомагнетну, а не на географску ширину.

Дужински ефекат који се огледа у промени интензитета са променом геомагнетне дужине и објашњава се измештеношћу центра Земљиног магнетног дипола у односу на центар Земље, у правцу Индијског океана. Релативно у односу на географску дужину интензитет космике може варирати и до 15% [1].

Асиметрија исток-запад се односи на разлику интензитета у датом правцу и последица је чињенице да је наелектрисање честица ПКЗ углавном позитивног знака. Интензитет је већи из правца запада и ефекат расте од полова ка екватору, а такође и са порастом надморске висине [23].

Временске варијације највише зависе од ефеката у хелиосфери, односно Сунчеве активности. Могу бити периодичне и аперидичне и најзначајније су:

Соларна дневна варијација се односи на промене интензитета са периодом од једног соларног дана. Соларни дан представља време од поднева до поднева, односно време једне пуне ротације Земље релативно у односу на Сунце. Варијација је последица интеракције соларног ветра, односно магнетног поља

које носи са собом, са примарним космичким зрачењем. Поменуто магнетно поље ротира заједно са Сунцем, а ту ротацију прате и нискоенергетске честице ПКЗ које прецесирају око линија магнетног поља. Стога је флуks честица које се крећу у истом правцу као и Земља на својој орбити за око 0.4% већи од флуksа честица које се крећу у супротном смеру.

Блиска по периоду је сидерална варијација, чији период је један сидерални дан или временски интервал који одговара једној ротацији Земље од 360° , односно пуној ротацији релативно у односу на центар галаксије. Постојање овакве варијације би указало на анизотропију и евентуално открило могуће изворе ПКЗ. Неки савременији експерименти су имали позитивне резултате, али је слагање са теоријским предвиђањима и даље недовољно за јасну интерпретацију [27].

27-одневна варијација је последица комбинованог ефекта ротације Сунца (са периодом ротације од 27 дана) и различитих процеса на Сунцу као што су активне регије, Сунчеве пеге, коротирајући брзи млазеви и сл. Како ове структуре обично трају неколико Сунчевих ротација, долази до квазипериодичне модулације физичких параметара интерпланетарног простора, са приближним периодом од 27 дана, а која даље утиче на интензитет ПКЗ. Модулација је квазипериодична услед стохастичне природе соларне активности и параметара као што су брзина соларног ветра, структура магнетних поља и сл. У међупланетарном простору варијација интензитета ПКЗ може достићи 10% [16].

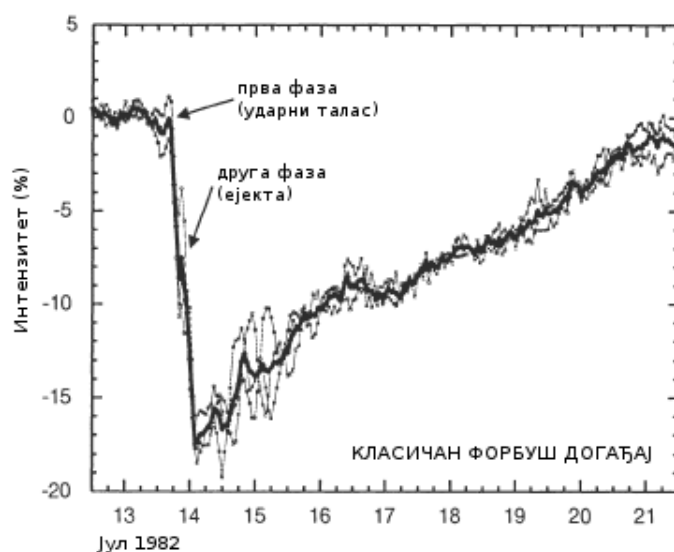
11-огодишња варијација је повезана са 11-огодишњим циклусом Сунчевих пеге, односно соларне активности. Интензитет ПКЗ је антикорелисан са соларном активношћу тако да максимуму соларне активности одговара минимум интензитета примарног космичког зрачења. Постоји више модела који задовољавајуће описују ову корелацију и пратеће ефекте. Једна од основних претпоставки је да је варијација интензитета пропорционална релативној учестаности аномалних догађаја на Сунцу, односно пропагацији пратећих ударних таласа у равни еклиптике. Други значајан фактор представља утицај коротирајућих интерагујућих области на ПКЗ. *Коротирајуће интерагујуће области (Corotating Interacting Regions - CIR)* су структуре у интерпланетарном маг-

нетном пољу које настају у интеракцији бржег са споријим соларним ветром, док први пристиже други. Како се удаљавају од Сунца, ови токови се стапају и на већим растојањима стварају концентричне љуске сабијеног магнетног поља, са израженијим флуктуацијама, које се простиру радијално [28].

22-огодишња варијација је ефекат вишег реда у односу на једанаестогодишњу варијацију и прати периодичку 22-огодишњег Сунчевог магнетног циклуса. Већ је поменуто да је интензитет примарног космичког зрачења антикорелисан са интензитетом соларне активности. Један од ефеката 22-огодишње варијације се видљив у промени облика сукцесивних максимума ПКЗ, односно наизменичној смени оштријих и мање оштрих профила. Такође, и релативни интензитет ових максимума се мења на сличан начин, наизменичном сменом профила мање и веће амплитуде. Сматра се да, будући да су честице ПКЗ скоро искључиво позитивног наелектрисања, Сунчево магнетно поље другачије утиче на дрифт ових честица у интерпланетарном магнетном пољу у зависности од конкретне оријентације [28].

Форбушев ефекат (Forbush decrease) се односи на класу догађаја који представљају аperiodичне краткотрајне падове детектованог интензитета космичког зрачења, где се најчешће подразумева да се детектор налази на Земљи. Само смањење интензитета се дешава брзо и типично траје неколико сати, док је време потребно да се интензитет врати на релативну вредност пре пада најчешће неколико дана. Промена интензитета варира од неколико до 20 процената [1]. Форбушеви догађаји су последица короналних експлозија, односно интеракције примарног космичког зрачења са структурама у интерпланетарном простору које прате овакве експлозије.

До смањења интензитета долази или у простору турбулентног поља који прати линију ударног таласа, уколико избачени материјал (*ејекта*) има довољну брзину да креира ударни талас, или унутар самог избаченог материјала услед затворене структуре поља [20]. У случају да су оба механизма присутна, догађај се назива класичним и већина интензивнијих догађаја је овог типа. Структура ових догађаја у временским серијама космике је карактеристична и јасно се виде обе фазе. Један такав догађај приказан је на слици 2.6.



Слика 2.6: Процентуално смањење одброја три, приближно једнако лонгитудинално удаљена, неутронска монитора (Deep River, Mt. Wellington, Kerguelen). Тамнија линија приказује средњу вредност одброја и представља приближну меру изотропног интензитета [20].

Потпун скуп варијација ПКЗ је шири и обухвата ефекте као што су сидералне варијације (значајне за детекцију анизотропија ПКЗ), дугорочне варијације (везане за споре промене Сунчеве активности и геомагнетног поља) и други, али су ти ефекти од мањег значаја за остатак излагања у овој дисертацији и стога су изостављени.

2.2 Секундарно космичко зрачење

Честице примарног космичког зрачења које долазе до Земље интерагују са језгрима и електронима атома ваздуха у највишим слојевима атмосфере. У случају да поседују довољну енергију, резултат ове интеракције ће бити креација каскаде, односно *пљуска* честица која пропагира даље ка површини Земље и који се назива *секундарно космичко зрачење*. За тему ове дисертације нарочито је значајна мионска компонента оваквих пљускова. Да би се потпуније разумели ефекти везани за пропацију ове компоненте неопходно је најпре нешто изложити о основним процесима који доводе до формирања оваквих каскада, као и главним карактеристикама пљускова секундарних честица.

2.2.1 Процеси значајни за интеракцију космичког зрачења са атомима атмосфере

Процеси који доминирају у формирању плъускова секундарног космичког зрачења по својој природи могу се поделити у три главне категорије: хадронске интеракције, распади честица и електромагнетне интеракције. Иако је потпун скуп процеса бројан, овде ћемо представити само најзначајније.

Хадронске интеракције

Честица примарног космичког зрачења са језгрима атома атмосфере интерагује путем јаке интеракције. Већ са енергијом већом од неколико GeV , ови судари могу бити нееластични и иницирати развој плъуска секундарних честица [1]. Да би креација неке честице била могућа, неопходно је да енергија у систему центра масе (CM) буде већа од збира маса мировања дате честице и маса честица пројектила и мете. Енергија у систему центра масе се изражава преко Манделштамове варијабле s , која је Лоренц-инваријантна величина дефинисана као:

$$s = (\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b)^2 = [(E_a + E_b)^2 - (\mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b)^2], \quad (2.4)$$

па је $\sqrt{s} = E_{CM}$. У случају да је мета масе m_b фиксна, а пројектил масе m_a у лабораторијском систему има енергију E_a , енергија у систему центра масе биће:

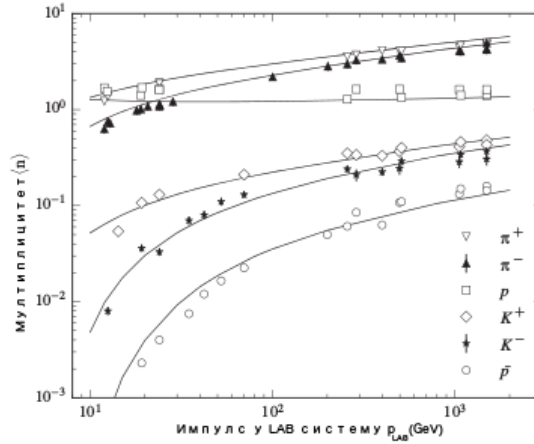
$$\sqrt{s} = (m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a)^{1/2}. \quad (2.5)$$

Када је енергија честице пројектила значајно већа у односу на масе честица пројектила и мете, може се сматрати да је $\sqrt{s} \approx \sqrt{2m_b E_a}$.

На високим енергијама процеси креације честица, у нееластичним сударима путем јаке интеракције, добро су описани теоријом квантне хромодинамике. Међутим, на нижим енергијама то није случај и тада се прибегава феноменолошком приступу [2]. Такође, различити механизми креације честица доминирају у зависности од енергије.

На најнижим енергијама, у интервалу од прага за креацију честица до $\sqrt{s} = 1 - 2\text{GeV}$, преовлађују процеси креације и распада хадронских резонанци, те се овај интервал енергија зове *област резонанци*. У овој области мултиплицитет честица у финалном стању је познат, са обзиром да резонанце имају јасно дефинисане канале распада. Пресеци за интеракцију и дистрибуција секундарних честица из распада резонанци се могу описати *изобар* моделима, који се базирају на одржању изоспина и ангуларног момента [8].

На вишим енергијама, до $\sqrt{s} \sim 100\text{GeV}$, се налази *област скалирања*, у којој типично долази до креације већег броја секундарних честица. Средњи мултиплицитет секундарних честица у овој области приказан је на слици 2.7.



Слика 2.7: Средњи мултиплицитет секундарних честица. Подаци са експеримента са фиксном метом ISR у CERN-у и протон синхротрона у FERMILAB-у. Израчунате вредности добијене су на основу DPMJET III модела [8].

Име за овај интервал енергије потиче од претпоставке да, на енергијама довољно већим од маса честица које учествују у интеракцији, пресек за нееластичну интеракцију постаје приближно константан. Такође, претпоставка је да расподеле физичких величина од значаја (нпр. лонгитудиналне или трансверзалне компоненте импулса) не зависе од енергије доступне у систему центра масе, већ се скалирају у зависности од бездимензионих кинематичких величина (као што је x_F у случају Фајнмановог скалирања).

На енергијама изнад $\sqrt{s} \sim 100\text{GeV}$ хипотеза скалирања престаје да важи. Наиме, не само да је средња вредност трансверзалне компоненте импулса секун-

дарних честица ($p_{\perp}$) већа од оне предвиђене хипотезом скалирања, већ и дистрибуције трансверзалног импулса на нижим и вишим енергијама имају различите расподеле. Ово је у складу са чињеницом да се хадрони састоје од кваркова. У случају малих вредности $p_{\perp}$ интеракције су периферне и конституентни кваркови колективно учествују у њима. У случају дубоке нееластичног расејања на партонима, у интеракцији учествују појединачни конституентни кваркови и долази до продукције секундарних честица високог $p_{\perp}$, које су груписане у хадронске *млазове* (*jets*). Ово представља основу *minijet* (миниџет) модела, а самим тим и овај интервал енергија назива се *област minijet-ова*. У оквиру овог модела пресек за интеракцију на ниским енергијама се рачуна одвојено од пресека за креацију *minijet*-ова, за чије израчунавање се може применити формализам пертурбативне квантне хромодинамике.

Будући да су у примарним интеракцијама ПКЗ честице мете свакако језгра атома, а да то у мањем проценту случајева могу бити и честице пројектила, један део хадронских интеракција може представљати *нуклеарна фрагментација*. То је процес у коме се језгро дели на два или више фрагмената. Енергија неопходна да до сепарације дође, у најједноставнијој интерпретацији, једнака је разлици енергија везе иницијалног језгра и енергија везе језгара продуката фрагментације, уз урачунавање разлике у Кулоновој интеракцији [2].

Највећи број хадрона креираних у свим поменутих интеракцијама представљају π мезони (*пиони*) који су врло значајни за развој различитих компоненти пљуска секундарних честица, о чему ће више речи бити у одељку 2.2.2.

Распади честица

Распади нестабилних честица су изузетно значајни за развој пљуска секундарног космичког зрачења. То се пре свега односи на распад неутралних пиона, одговоран за развој електромагнетне компоненте пљуска, као и распад наелектрисаних пиона који је одговоран за развој мионске компоненте пљуска.

Распад наелектрисаних пиона. Наелектрисани π мезони спадају у категорију лаких мезона. Кварковска структура π^+ мезона је $u\bar{d}$, док је структура π^- $\bar{u}d$, и стога немају *flavor* ($S = C = B = 0$). Масе су једнаке и износе

$m = 139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}$. Спин је 0, а парност је негативна и спадају у класу *псеудоскаларних мезона*.

Наелектрисани пиони су нестабилне честице са средњим временом живота $\tau = (2.6033 \pm 0.0005) \times 10^{-8} \text{ s}$. Доминантан канал распада, са вероватноћом од $(99.98770 \pm 0.00004)\%$ [29], је:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (2.6)$$

Вероватноћа за распад у електронски канал, шематски приказан испод, је далеко мања и експериментално утврђена вредност релативно у односу на вероватноћу за мионски канал износи $(1.230 \pm 0.004) \times 10^{-4}$:

$$\pi^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e \quad \pi^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.7)$$

Теоријски је однос ових вероватноћа добро описан и може се свести на израз [30]:

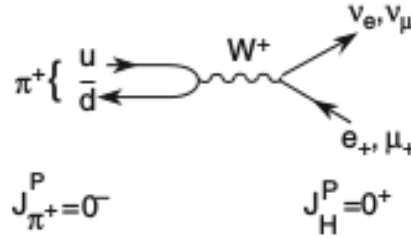
$$\frac{\Gamma(\pi^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu)} = \frac{m_e^2 \left(1 - \frac{m_e^2}{m_\pi^2}\right)^2}{m_{\mu}^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2} = 1.28 \times 10^{-4} \quad (2.8)$$

Према закону одржања ангуларног момента, лептон у распадима описаним изразима 2.6 и 2.7 морао би да има позитиван хелицитет. Вероватноћа да лептон буде у таквом стању зависи од масе и мања је за лакше честице, што објашњава однос вероватноћа распада у различите лептонске канале [31].

Наелектрисани пиони се распадају путем слабе интеракције и на слици 2.8 приказан је Фајнманов дијаграм за распад позитивног пиона на антимион и мионски неутрино. Већина миона у плусковима космичког зрачења потиче из распада наелектрисаних пиона.

Распад неутралних пиона. Неутрални π мезон такође спада у лаке мезоне и са наелектрисаним пионима чини изоспински триплет. Кварковска структура је $|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle)$, те такође немају *flavor*. Маса је нешто мања него масе наелектрисаних пиона и износи $m = 134.9766 \pm 0.0006 \text{ MeV}$.

Средње време живота неутралног пиона је $\tau = (8.52 \pm 0.18) \times 10^{-17} \text{ s}$ и пре-



Слика 2.8: Фајнманов дијаграм за распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ [32].

васходно се распада на два гама зрака са вероватноћом од $(98.823 \pm 0.034)\%$. Неки мање вероватнији канали распада су Далицов ($\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$) и двоструки Далицов ($\pi^0 \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$) распад.

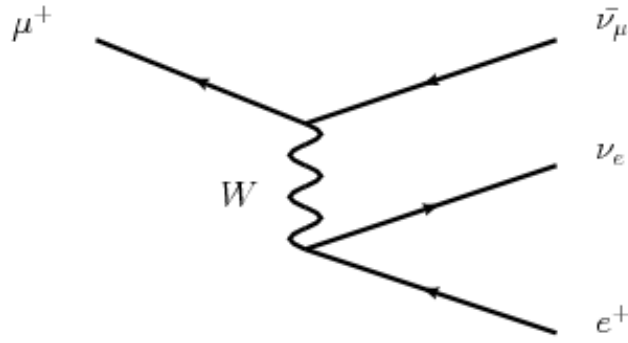
Неутрални пиони су веома значајни за развој електромагнетне компоненте пљуска секундарног космичког зрачења, јер већина високоенергетских гама зрака који иницирају електромагнетну каскаду потиче из распада π^0 .

Распад миона. Миони су наелектрисани лептони друге генерације и самим тим су у питању фермиони спина $\frac{1}{2}$. Маса миона је $m = 105.6583745 \pm 0.0000024 \text{ MeV}$. Нестабилна је честица са средњим временом живота $\tau = (2.1969811 \pm 0.0000022) \times 10^{-6} \text{ s}$. Ово релативно дугачко средње време живота значи да ултарелативистички космички миони, настали у атмосфери, стижу до површине Земље пре него што се распадну.

Негативни миони се распадају скоро искључиво на електроне. Закон одржања лептонског броја налаже да се у распаду креирају мионски неутрино и електронски антинутрино (односно одговарајуће коњуговане честице у случају распада позитивног антимиона). Распад се одвија путем слабе интеракције и на слици 2.9 приказан је Фајнманов дијаграм распада позитивног миона.

Више детаља о особинама миона и развоју мионске компоненте секундарног космичког зрачења биће наведено у одељку 2.2.3.

У пљусковима секундарног космичког зрачења долази до креације многих других нестабилних честица, чији распад у принципу могу допринети развоју пљуска, али будући да су у питању честице са релативно мањим пресецима за продукцију (K^+ , K^- , резонанце, ...) или честице дужег средњег живота



Слика 2.9: Фајнманов дијаграм за распад $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$ [33].

(неутрони), имају мање значајну улогу и стога их нећемо детаљније помињати.

Електромагнетне интеракције

Електромагнетне интеракције су значајне за развој електромагнетне компоненте плуска секундарног космичког зрачења, односно развој електромагнетне каскаде. Овде ћемо поменути најбитније.

Кулоново расејање. Једну од најосновнијих електромагнетних интеракција представља еластично расејање наелектрисане честица у спољашњем, стационарном електромагнетном пољу, односно Кулоново расејање. Сила којом два наелектрисане честице делују једна на другу је дата изразом [2]:

$$F = \frac{q_1 q_2}{R^2} \mathbf{n}, \quad (2.9)$$

где су q_1 и q_2 респективна наелектрисања честица, R је њихово међусобно растојање, а $\mathbf{n}$ јединични вектор истог правца као и растојање.

У нерелативистичком случају, диференцијални ефикасни пресек за расејање честице пројектила наелектрисања ze , на честици мети наелектрисања Ze , под углом θ , описан је Радерфордовом формулом [34]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_R(\Theta) = \frac{\alpha^2 z^2 Z^2}{16T^2 \sin^4 \frac{\Theta}{2}}, \quad (2.10)$$

где је T кинетичка енергија честице пројектила.

У случају релативистичких честица неопходна је поправка, па је диференцијални ефикасни пресек за расејање електрона, у пољу тачкастог наелектрисања

Ze , описан Мотовом формулом:

$$\sigma_R(\Theta) = \frac{Z^2 \alpha^2}{4p^2 \beta^2 \sin^4 \frac{\Theta}{2}} (1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}), \quad (2.11)$$

која се у нерелативистичкој апроксимацији своди на Радерфордову формулу.

Наелектрисана честица ће се при проласку кроз материју углавном расејавати радерфордовски, што подразумева велики број расејања под малим угловима који ће имати Гаусову расподелу. Међутим, повремено ће се расејати и под утицајем јаке интеракције, а расподела углова таквих расејања није Гаусова. Теоријску интерпретацију која успешно уједињује ове ефекте дао је Молијер, а касније допунио Бете [29]. Накнадно је Молијерова теорија успешно примењена на расејање електрона у плазми [35]. На основу ове теорије је могуће израчунати *Молијеров полупречник* који је значајан параметар апсорбера и представља меру трансверзалног ширења електромагнетног плјуска.

Јонизациони губитак енергије. При проласку кроз материју тешке наелектрисане честице пре свега губе енергију у нееластичним интеракцијама са електронским омотачем атома средине, односно у процесима ексцитације или јонизације.

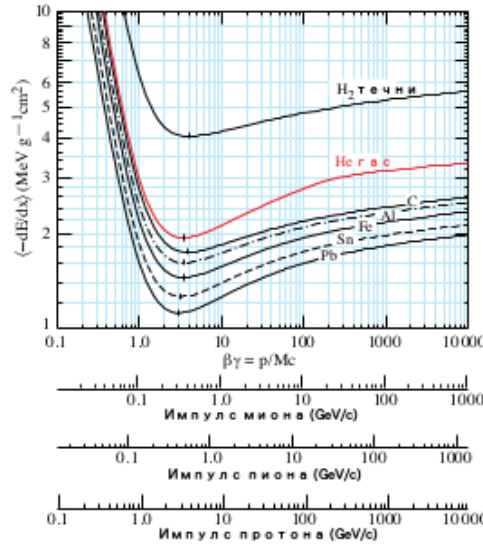
Класичну теоријску формулу за губитак енергије дао је Бор, док је квантно-механичку интерпретацију развио Бете, примењујући Борнову апроксимацију (у првом реду) на процесе судара тешких наелектрисаних честица са електронима у атомском омотачу. Блох је увео поправку која је усагласила класичну и квантномеханичку слику и дала коректне изразе у респективним апроксимацијама [36]. Касније су уследиле додатне поправке које укључују више редове у Борновој апроксимацији (објашњава различит губитак енергије позитивних и негативних наелектрисања или *Баркасов ефекат*) [37], ефекат екранирања захваћених електрона (на нижим енергијама) [38], густински ефекат услед поларизације [39] и друге. Стога се, у зависности од тога који од поменутих ефеката се узимају у обзир, у литератури израз за јонизациони губитак енергије појављује у различитим облицима.

Јонизациони губитак енергије се најчешће изражава помоћу величине $\frac{dE}{dx}$, односно *масене зауставне моћи*. Један често навођен облик формуле за масену

зауоставну моћ представља израз за средњи губитак енергије умерено релативистичке тешке наелектрисане честице [29]:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \quad (2.12)$$

где је N_A Авогадров број, m_e маса електрона, $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ класични полупречник електрона, z наелектрисање честице пројектила, Z атомски број мете, A масени број мете, I средња енергија екситације, W_{max} максималан трансфер енергије на електрон у једном судару и $\delta(\beta\gamma)$ поправка услед густинског ефекта.



Слика 2.10: Средњи губитак енергије у течном водонику, гасовитом хелијуму, угљенику, алуминијуму, гвожђу, калају и олову. Приказана је такозвана ”Бетеова” област и нису укључени радијациони губици, значајни за мионе и пионе. Радијациони губици за мионе у гвожђу престају да буду занемарљиви за вредност $\beta\gamma > 1000$, а за апсорбере већег атомског броја на још нижим вредностима импулса [29].

Вредност овако дефинисане масене зауоставне моћи се мало мења за различите апсорбере и полако опада са растућим атомским бројем (слика 2.10).

У случају великог трансфера енергије, расејање електрона на електронима назива се Мелеровим расејањем. Пошто се ради о неразличивим честицама, зауоставна моћ се по конвенцији рачуна за бржи од два електрона, и дата је

изразом [29]:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{1}{2} K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \{m_e c^2 (\gamma - 1)/2\}}{I^2} + (1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \delta \right]. \quad (2.13)$$

Израз за зауставну моћ у процесу расејања електрона на позитрону, односно Баба расејање, је нешто компликованији, са обзиром на чињеницу да честице које се расејавају нису идентичне:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{1}{2} K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \{m_e c^2 (\gamma - 1)\}}{2I^2} + 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{\gamma + 1}^2 + \frac{4}{\gamma + 1}^3 \right) - \delta \right]. \quad (2.14)$$

Закочно зрачење. Емисије фотона при расејању електрона на атому назива се закочним зрачењем (нем. bremsstrahlung). До емисије долази пре свега због интеракције електрона са Кулоновим пољем језгра атома на коме долази до расејања. Електронски омотач атома такође доприноси ефекту и има двојаку улогу: у случају расејања на језгру, електронски омотач екранира поље језгра, што ефективно смањује пресек за емисију фотона, док се у процесу расејања на електронском омотачу електрони понашају као индивидуалне честице и тада говоримо о електрон-електрон ефекту [40].

Процес је у принципу могућ за било коју наелектрисану честицу. За честицу масе M и наелектрисања ze , која интерагује са пољем језгра атомског броја Z , убрзање је пропорционално zZ/M . Према класичној електродинамици, интензитет емитованог зрачења биће пропорционалан $z^2 Z^2 / M^2$. Стога је закочно зрачење много мање значајан ефекат за мезоне, а нарочито протоне, него за електроне, за које представља значајан механизам губитка енергије већ на енергијама од неколико MeV , посебно у апсорберима високог Z [41].

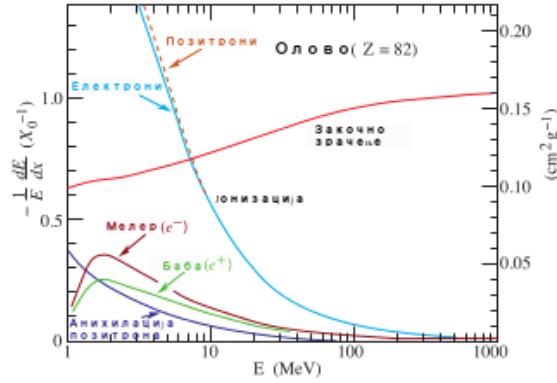
За високоенергетске електроне закочно зрачење представља доминантан ме-

ханизам губитка енергије и диференцијални ефикасни пресек за овај процес (у случају урачунавања потпуног ефекта екранирања) дат је изразом [29]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dk} = & (1/k)4\alpha r_e^2 \left\{ \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 [Z^2(L_{rad} - f(Z)) + ZL'_{rad}] \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{9}(1-y)(Z^2 + Z) \right\}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

где је $y = k/E$ део енергије електрона који односи израчи фотон.

Губитак енергије услед закочног зрачења за електроне је директно пропорционалан енергији електрона, док губици услед јонизације зависе логаритамски од енергије. Вредност енергија за коју се губици услед ових процеса изједначавају назива се *критична енергија*.



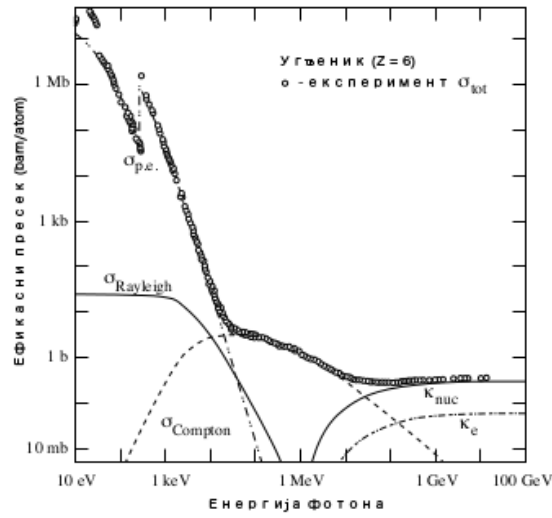
Слика 2.11: Парцијални губитак енергије по радијационој дужини у олову као функција енергије електрона (позитрона). Нелеастично расејање електрона (позитрона) карактеришемо као јонизацију ако је губитак енергије по судару мањи од 0.255 MeV. У случају већег трансфера енергије сматрамо да је у питању Мелерово (Баба) расејање [29].

На слици 2.11 приказани су парцијални губици енергије у олову за различите процесе, у функцији енергије електрона, односно позитрона. Губици су изражени по радијационој дужини, која карактерише апсорбер и представља средњу дужину (изражену у $g\ cm^{-2}$) након које енергија високоенергетског електрона износи $1/e$ његове првобитне енергије, док је остала енергија израчена путем закочног зрачења.

За мионе, пресек за емисију закочног зрачења занемарљив је на енергијама

до 2 TeV , али постаје значајан са порастом енергије [42].

Креација парова и Комптоново расејање. На слици 2.12 приказани су ефикасни пресеци, у зависности од енергије, за различите облике интеракције фотона са материјом. На нижим енергијама фотони доминатно губе енергију у процесу атомског фотоефекта (емисија електрона из атомског омотача услед апсорпције фотона). Одређен допринос имају и Рејлијево расејање (еластично расејање фотона) и Комптоново расејање (нееластично расејање фотона на електрону).



Слика 2.12: Укупни диференцијални ефикасни пресек фотона у функцији енергије за угљеник. Приказани су доприноси различитих процеса [29]:

σ_{tot} - укупни ефикасни пресек, $\sigma_{p.e.}$ - атомски фотоефекат, $\sigma_{Rayleigh}$ - Рејлијево расејање, $\sigma_{Compton}$ - Комптоново расејање, κ_{nuc} - креација парова (поље језгра), κ_e - креација парова (поље електрона).

На вишим енергијама, које су значајније за формирање пљускова секундарног космичког зрачења, доминира процес креације парова (где фотон у Кулоновом пољу креира пар честица-анти честица, најчешће пар електрон-позитрон), али Комптоново расејање и даље може да има значајан допринос.

Ефикасни пресек за креацију електрон-позитрон пара, у случају урачунавања свих ефеката екранирања, дат је изразом [2]:

$$\sigma_{pp}(k, E) = \frac{4Z^2\alpha r_e^2}{k} [1 + 4y(y-1)/3] \ln(191Z^{-1/3}) - y(1-y)/9, \quad (2.16)$$

где је $y = k/E$ однос енергије упадног фотона и енергије једне честице креираног пара.

Ефикасни пресек за Комптоново расејање фотона енергије k описан је изразом:

$$\sigma_C(k) = \frac{\pi r_e^2}{q} \times \left[\left(1 - \frac{2(q+1)}{q^2} \right) \ln(2q+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{q} - \frac{1}{2(2q+1)^2} \right], \quad (2.17)$$

где је q енергија упадног фотона, изражена у јединицама масе електрона ($q \equiv k/m_e c^2$).

Наведени скуп електромагнетних интеракција свакако није потпун, и детаљнији опис неких процеса (као нпр. Черенковљевог зрачења, анихилације позитрона и др.) је изостављен, са обзиром да имају мање значајан допринос развоју плускова секундарног космичког зрачења.

2.2.2 Плускови секундарног космичког зрачења

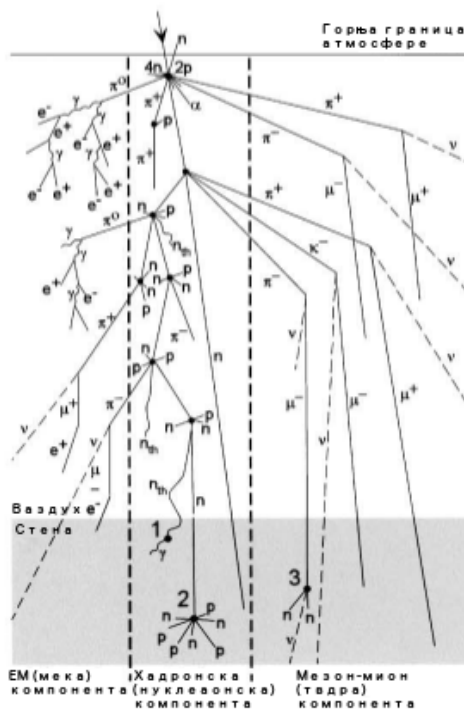
Већ је поменуто да интеракција честице ПКЗ са атомима атмосфере може довести до развоја каскаде (плуска) секундарних честица, нарочито ако честица има енергију већу од неколико GeV . До примарне интеракције обично долази у горњим слојевима атмосфере, типично на висинама изнад $20km$. Будући да је у питању јака интеракција, највећи број креираних честица представљаће мезони, док ће примарна честица наставити да пропaгира ка површини Земље. Високоенергетска примарна честица (протон или фрагмент језгра) наставиће да интерагује са језгрима атома атмосфере, производећи нове секундарне хадроне и тиме доприносити развоју хадронске каскаде, која се често назива *нуклеонска компонента*.

Највећи број овако креираних секундарних честица представљаће π мезони, а у мањем броју и други хадрони. Високоенергетски наелектрисани пиони ће са великом вероватноћом интераговати са језгрима атома атмосфере и доприносити даљем развоју хадронске каскаде, док на нижим енергијама расте вероватноћа за распад на мионе и одговарајућа неутрина. За мезон-мион кас-

каду се користи назив *тврда компонента*.

Неутрални пиони се скоро одмах распадају на два гама зрака и иницирају развој електромагнетне каскаде кроз процесе креације парова и заочног зрачења - *мека компонента*.

У случају да примарна честица има довољно велику енергију, велики број секундарних честица може скоро истовремено доћи на раван која се налази у близини површине Земље и нормална је на правац кретања примарне честице, покривајући велику површину која може бити реда величине хиљада квадратних метара. У том случају говоримо о *широком (екстензивном) атмосферском пљуску (extensive air shower)* секундарног космичког зрачења. На слици 2.13 шематски су приказани неки од поменутих процеса за један такав пљусак.



Слика 2.13: Главне компоненте и основни процеси у развоју и пропагацији екстензивног атмосферског пљуска секундарног космичког зрачења кроз атмосферу и стену [43].

У наредна два одељка биће описане најзначајније карактеристике хадронске и електромагнетне каскаде, док је мионска компонента секундарног космичког зрачења од ужег значаја за тему дисертације и биће детаљније описана у одељку 2.2.3. Неутринска компонента се због изузетно малих пресека за интеракцију

и специфичности неутринских експеримената типично не разматра у анализи развоја плускова СКЗ.

Хадронска каскада

Средњи слободни пут за интеракцију честице се дефинише као [1]:

$$\lambda_i = \left[\frac{N_A}{A} \sigma_i \right]^{-1}, \quad (2.18)$$

где је N_A Авогадров број, A масени број језгра мете, σ_i ефикасни пресек за одговарајућу интеракцију, а изражава се у јединицама g/cm^2 .

Ефикасни пресек за интеракцију примарног протона, енергије $10^{14}eV$, са језгром атома ваздуха, средњег масеног броја $A = 14.5$ је приближно $290mb$ ($b = 10^{-24}cm^2$), што одговара средњем слободном путу од приближно $80g/cm^2$ [44]. Према томе, на путу до површине Земље, такав протон у средњем може доживети 12 интеракција. У случају да је примарна честица језгро масеног броја $A = 25$, вредност за средњи слободни пут интеракције била би приближно једнака $23g/cm^2$, што би значило да би таква честица доживела 50 интеракција на путу до површине Земље. На основу тога је јасно да је вероватноћа да таква примарна честица буде детектована на нивоу мора практично занемарљива [1].

Већ је поменуто да највећи број секундарних хадрона у хадронској каскади представљају пиони. Вероватноћа за продукцију различитих пиона је једнака, па је однос наелектрисаних према неутралним пионима приближно 2 : 1.

Средњи слободни пут за распад неутралног пиона може се изразити као $l_d = \gamma_{\pi^0} \times 2.51 \times 10^{-6}cm$, што значи да се сви, осим изузетно високоенергетских неутралних пиона, распадају у вертексу примарне интеракције и иницирају електромагнетну каскаду [2].

Средњи слободни пут за распад наелектрисаних пиона је значајно већи и дат је изразом $l_d = \gamma_{\pi^\pm} \times 780cm$. Секундарни наелектрисани пиони могу даље интераговати са језгрима атома ваздуха или се могу распасти. Однос вероватноћа за ова два процеса обрнуто је пропорционалан односу одговарајућих средњих путева, односно дат је изразом $\frac{\beta\gamma_{\pi^\pm}}{\lambda_i/\bar{\rho}}$, где је $\bar{\rho}$ средња густина ваздуха

[45]. Знајући да је средњи слободни пут за интеракцију наелектрисаних пиона приближно $120g/cm^2$ и да је средња густина ваздуха на висинама на којима типично долази до креације миона реда величине $10^{-4}g/cm^3$, може се закључити да за вредности $\gamma > 10^4$ ($E_{\pi^\pm} > 100GeV$) процеси интеракције почињу да бивају доминантни.

Хадронска каскада ће се развијати док год енергија хадрона не падне испод прага за креацију пиона. Уколико користимо GeV као јединице за енергију, средњи број честица креираних у свакој хадронској интеракцији честице пројектила енергије E дат је са $n = \ln E$. Ако уведемо скалирану варијаблу $\nu = x/\lambda_i$, за енергију прага узмемо $E_{prag} \approx 2m_\pi \approx 0.28GeV$ и претпоставимо да се каскада развија све док енергија хадрона не падне испод енергије прага (односно престане продукција пиона), енергију e и број честица у ν -тој генерацији можемо описати као [46]:

$$e(\nu) = \frac{E}{n^\nu} \quad e(\nu_{max}) = E_{prag}, \quad (2.19)$$

одакле се добија:

$$n^{\nu_{max}} = \frac{E}{E_{prag}} \implies \nu_{max} = \frac{\ln\left(\frac{E}{E_{prag}}\right)}{\ln n}. \quad (2.20)$$

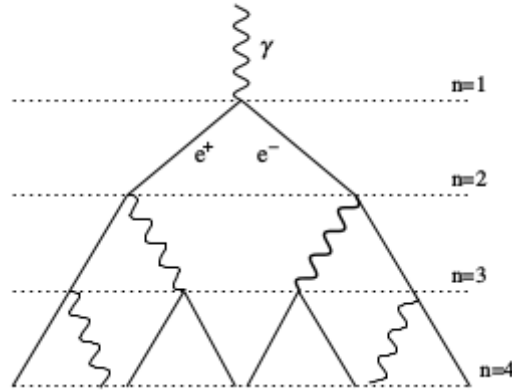
Најчешће, о структури хадронске компоненте пљуска секундарног космичког зрачења закључујемо посредно, углавном преко мионске компоненте. То је последица чињенице да иако одређен број мезона и нуклеона стиже на опсервациону раван, укупан број хадрона ће скоро увек бити значајно мањи него број секундарних миона, електрона и гама зрака [2].

Електромагнетна каскада

Већ је поменуто да је електромагнетна каскада иницирана високоенергетским фотонима који потичу из распада неутралних пиона. Они односе приближно трећину енергије хадронске каскаде у сваком степену развоја. Фотони учествују у развоју каскаде кроз процесе креације парова и Комптоновог расејања (на нижим енергијама), док тако креирани електрони и позитрони доприносе про-

дукцији следеће генерације фотона у интеракцији са језгрима атома ваздуха путем закочног зрачења. У доста мањој мери фотони могу учествовати у хадронским интеракцијама у ком случају се део енергије враћа из електромагнетне у хадронску каскаду.

Са сваком следећом генерацијом електромагнетне каскаде укупан број честица се повећава а њихова енергија опада. Продукција честица ће се наставити докле год њихова енергија не падне испод критичне енергије ϵ , када почиње да опада пресек за креацију парова а расту пресеци за јонизацију и ексцитацију. Једноставан модел развоја електромагнетне каскаде предложио је Хајтлер. Модел се заснива на претпоставци да свака честица, након што пређе неко константно растојање пропорционално радијационој дужини, продукује пар честица [47] (слика 2.14).



Слика 2.14: Електромагнетна каскада иницирана фотоном, према поједностављеном Хајтлеровом моделу [47].

Зависност од природе апсорбера може се уклонити ако се дефинишу скалиране варијабле [46]:

$$t = x/X_0 \quad y = E/\epsilon, \quad (2.21)$$

где је E енергија фотона или електрона (позитрона) који иницира каскаду а X_0 је дужина која одговара једној генерацији мултипликације електромагнетне каскаде. Након t генерација број и енергија честица t -те генерације биће:

$$n(t) = 2^t \quad e(t) = E/2^t. \quad (2.22)$$

Каскада достиже максималан развој када је $e \approx \epsilon$, и тада ће број и енергија честица бити:

$$n(t_{max}) = E/\epsilon = y \quad t_{max} \sim \ln(E/\epsilon) = \ln y. \quad (2.23)$$

У даљем развоју каскаде електрони критичне енергије прелазе пут мањи од X_0 . Каскада се стога практично састоји само од фотона чији интензитет (а тиме и енергија каскаде) опада по експоненцијалном закону.

Иако представља врло упрошћену слику релевантних процеса, овај модел је у стању да успешно предвиди најбитније карактеристике електромагнетне каскаде. Једна од значајнијих мана је прецењен број електрона у односу на фотоне, пре свега због чињенице да се у процесу закочног зрачења често израчује више од једног фотона.

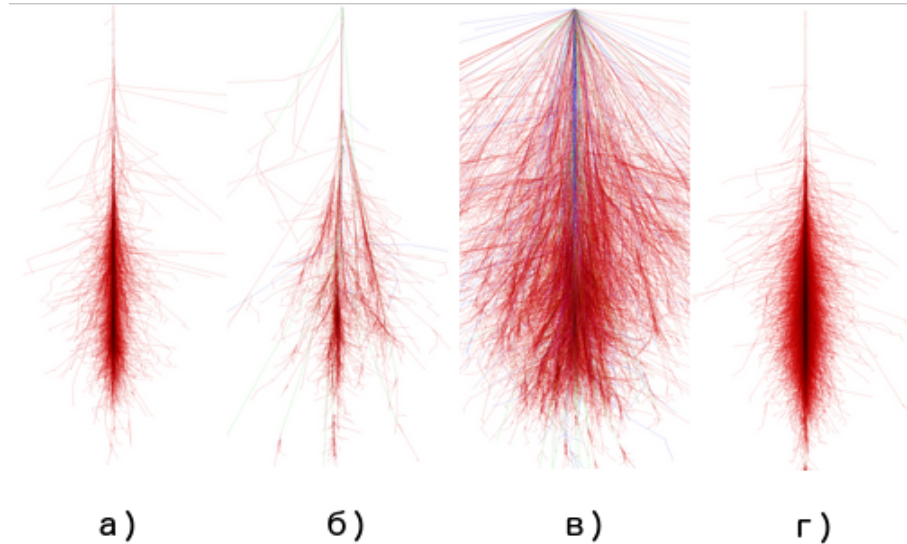
Високоенергетске секундарне честице су релативно уско колимисане око основне осе дуж које се простире електромагнетна каскада. 90% енергије је локализовано унутар цилиндра око основне осе, одређеног Молијеровим радијусом, који се назива ”језгром” каскаде. За типичан плусак вредност Молијеровог радијуса је $R_M \approx 60t$. Ипак, нискоенергетски фотони и електрони се могу расејати и неколико километара далеко од основне осе и чине облак нискоенергетских честица који наставља да се шири докле год ”језгро” остаје активно [48].

Симулација атмосферских плускова секундарних честица

Иако једноставнији модели имају одређену применљивост, за прецизнију анализу су неопходни детаљни модели имплементирани у симулационе пакете.

Вероватно најпознатији и најупотребљаванији симулациони пакет у физици космичког зрачења је CORSIKA (COsmic (R)ay SIMulation for KAskade) [49], развијен за потребе KASKADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETector) [50] експеримента. У питању је Монте Карло (Monte Carlo) код за детаљну симулацију екстензивних атмосферских плускова секундарног космичког зрачења.

На слици 2.15 приказан је CORSIKA симулација развоја атмосферског пљуска секундарних честица, иницираног различитим честицама примарног космичког зрачења.



Слика 2.15: Симулирани атмосферски пљусак секундарних честица, инициран а) фотоном, б) протоном, в) језгром гвожђа и г) мионом (симулациони пакет CORSIKA) [49].

У симулацији, примарне честице које иницирају пљусак могу бити лака језгра (закључно са гвожђем), фотони и друге честице. Честице се прате кроз атмосферу до интеракције или евентуалног распада у случају нестабилних честица.

Пет различитих модела се користи како би се описале хадронске интеракције на високим енергијама. VENUS, QGSJET и DPMJET су засновани на Грибов-Реге теорији, SIBYLL је миницет модел, док је HDPM генератор који користи феноменолошки приступ и непрекидно се унапређује на основу најновијих експерименталних резултата. На нижим енергијама хадронске интеракције су описане GHEISHA моделом, у случају да је неопходна детаљна симулација, или ISOBAR моделом за случај да је довољан једноставнији приступ.

За описивање распада честица, урачунавају се сви канали распада са вероватноћом већом од 1% . За симулацију електромагнетних интеракција користи се пакет EGS4, а такође је могуће укључити и NKG опцију која користи аналитички приступ за праћење развоја електромагнетне компоненте, што уз нешто

мању тачност смањује захтеве за ресурсима . Постоје опције и за симулацију Черенковљевог зрачења и пропагације и интеракције неутрина [42].

Укључен је реалистичан опис атмосфере са дефинисаних 5 слојева, како би се описала варијација густине у зависности од висине, а такође је имплементиран и модел геомагнетног поља и асоцираних ефеката. Могуће је урачунати и ефекте нуклеарне фрагментације (иако се показало да то мало утиче на крајњи резултат).

CORSIKA адекватно описује атмосферске плускове космичког зрачења до енергија примара од 100EeV . Користи се на већем броју експеримената у области физике космичког зрачења (AUGER и KASCADE међу значајнијима), а са великим успехом се примењује у оквиру Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику.

2.2.3 Мионска компонента секундарног космичког зрачења

1937. године, мерећи губитак енергије честица у електромагнетним плусковима космичког зрачења, Андерсен и Недермајер открили су класу честица чији се губитак енергије није понашао у складу са предвиђањима на основу Бете-Хајтлерове теорије за електроне или позитроне. Чинило се да ове новооткривене честице једва губе енергију при проласку кроз плочу од платине, као и да нису асоциране са електромагнетним плусковима. Стога је ова класа названа ”продорном” компонентом космичког зрачења.

На основу резултата ових експеримената претпостављено је да се ради о честицама тежим од електрона. Накнадна мерење су показала да је то заиста случај и да је њихова маса већа од масе електрона за два реда величине (односно ред величине мања од масе протона). Након периода у коме се сматрало да су ове честице кандидат за тада предвиђени Јукавин преносилац нуклеарне интеракције, на основу чињенице да је у лаким апсорберима долазило до распада негативних честица (уместо предвиђене нуклеарне интеракције са језгрима), постало је јасно да то никако не могу бити Јукавине честице већ да се ради о новој класи честица које су назване *миони* [51].

Данас знамо да су миони лептони друге генерације, односно да су у питању

фермиони спина $\frac{1}{2}$. Маса износи $m = 105.6583745 \pm 0.0000024 \text{ MeV}$ а средње време живота је $\tau = (2.1969811 \pm 0.0000022) \times 10^{-6} \text{ s}$. Главни канал распада, са вероватноћом од приближно 100%, је $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (са коњугованим честицама у случају распада позитивног антимиона) [29].

Интеракција космичких миона са материјом

Миони (и антимиони) у секундарном космичком зрачењу углавном потичу из распада наелектрисаних пиона, а у мањој мери и распада наелектрисаних K мезона и других мање вероватних процеса. Како је у питању двочестични распад, а једна продукована честица је неутрино (односно антинейтрино), следи да су продуковани миони поларизовани.

Са језгрима атома ваздуха интерагују путем слабе интеракције због чега су пресеци за интеракцију мали, што донекле објашњава продорност мионске компоненте секундарног космичког зрачења [52]. Енергију углавном губе јонизујући атоме средине, а могу се распасти, према раније описаној шеми, било у лету или након што се зауставе. Нискоенергетски антимиони се распадају док нискоенергетски миони могу заменити један од електрона у атому и формирати такозвани ”мионски атом”. Када се мион нађе у $1s$ стању, може се распасти или бити захваћен од стране једног од протона везаног у језгру [53]. Шема овакве реакције захвата је:



Осим за веома лака јазгра вероватноћа за захват је већа од вероватноће за распад (приближно је једнака за $Z = 11$) [52].

Главни процеси у којима миони губе енергију у интеракцији са материјом су процеси јонизације и ексцитације, продукција парова, заочно зрачење и нуклеарне интеракције [54].

Губитак енергије миона се пре свега одвија кроз процесе јонизације и ексцитације. Јонизација је добро описана Бетеовом формулом, на основу које се закључује, са обзиром на масу упадне честице, да миони занемарљиво мало

дивергирају у односу на оригинални правац. Избачени електрони се називају δ електронима (у случају да се њихове енергије налазе у интервалу $10 - 100\text{keV}$), односно *knock-on* електронима (у случају енергија реда MeV).

На вишим енергијама расту ефикасни пресеци за остале процесе. Директна продукција парова представља процес у коме мион губи енергију тако што долази до креације електронско-позитронског пара у интеракцији са Кулоновим пољем. Такође, у интеракцији са Кулоновим пољем језгра мион може емитовати заочно зрачење. Ефикасни пресек за овај процес је значајно мањи него у случају електрона (услед веће масе миона) али није занемарљив за мионе високих енергија. Електромагнетне каскаде, детектоване под великим упадним угловима у плусковима секундарног космичког зрачења, су инициране фотонима који потичу из ових процеса [55].

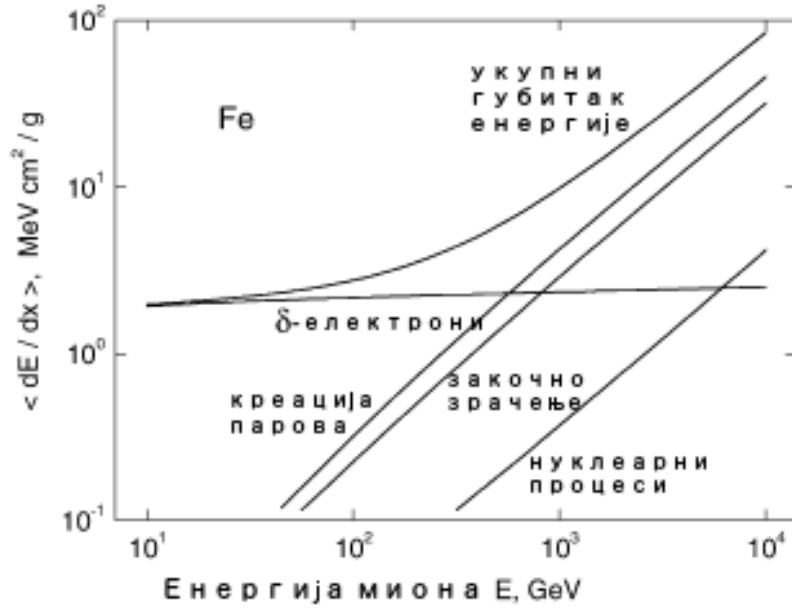
Осим тога, високоенергетски миони имају незанемарљив пресек за нееластичне сударе са језгрима. Сматра се да је у питању процес апсорпције виртуелних фотона (асоцираних са мионом) од стране језгра и зато се често назива "фотонуклеарном" интеракцијом миона. На слици 2.16 приказан је допринос поменутих процеса укупном губитку енергије миона у гвожђу, у зависности од енергије упадне честице, а на основу симулације у програму Geant4.

Већина миона који стижу до нивоа мора имају енергија реда GeV . Доминантни процес кроз који ови миони губе енергију је јонизација. Губитак енергије путем јонизације слабо зависи од енергије миона. У првој апроксимацији се може сматрати да је константан и износи приближно 2MeV по g/cm^2 [2].

Мионска компонента у атмосфери

Да би се адекватно описао очекивани флукс миона на различитим атмосферским дубинама, неопходно је урачунати горе поменуте процесе. Више аутора је дало изразе који, иако се донекле разликују, адекватно описују флукс миона у атмосфери. У наредној глави ће бити представљено формално извођење Дормановог резултата, од кога полази теорија метеоролошких ефеката, док ћемо овде, без детаљнијег извођења, навести Гајзеров крајњи резултат.

Гајзер претпоставља да је енергетски спектар продуктованих секундарних че-



Слика 2.16: Допринос различитих процеса укупном губитку енергије миона у гвожђу на основу симулације у пакету Geant4 [56].

стица типа i , на некој дубини атмосфере, одређен сумом која укључује распаде свих честица типа j који могу продуковати честице типа i :

$$\mathcal{P}_i(E, X) = \sum_j \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dn_i(E, E')}{dE} \mathcal{D}_j(E', X) dE', \quad (2.25)$$

где су $dn_i(E, E')/dE$ инклузивни спектар секундарних честица типа i продукованих у распадима честица типа j , $E_{min} \geq E$ и E_{max} минимална и максимална енергија честице типа j , док $\mathcal{D}_j(E', X)$ представља диференцијални спектар честица типа j .

На основу горњег израза, за спектар атмосферских миона добија се:

$$\begin{aligned} \frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx S_\mu(E_\mu) \frac{N_0(E_\mu)}{1 - Z_{NN}} & \left[\mathcal{A}_{\pi\mu} \frac{1}{1 + \mathcal{B}_{\pi\mu} \cos \theta E_\mu / \epsilon_\pi} \right. \\ & \left. + 0.635 \mathcal{A}_{K\mu} \frac{1}{1 + \mathcal{B}_{K\mu} \cos \theta E_\mu / \epsilon_K} \right], \end{aligned} \quad (2.26)$$

где су:

$$\mathcal{A}_{\pi\mu} \equiv Z_{N\pi} [1 - (r_\pi)^{\gamma+1}] (1 - r_\pi)^{-1} (\gamma + 1)^{-1} \quad (2.27)$$

и

$$\mathcal{B}_{\pi\mu} \equiv \frac{\gamma + 2}{\gamma + 1} \frac{1 - (r_\pi)^{\gamma+1}}{1 - (r_\pi)^{\gamma+2}} \frac{\Lambda_\pi - \Lambda_N}{\Lambda_\pi \ln(\Lambda_\pi/\Lambda_N)}, \quad (2.28)$$

док је:

$$S_\mu = \int_0^{X_0/\cos\theta} \frac{dX}{\Lambda_N} \left(\frac{X \cos\theta}{X_0} \right)^{p_1} \times \left(\frac{E_\mu}{E_\mu + \alpha(X_0/\cos\theta - X)} \right)^{p_1+\gamma+1} \exp \left[-\frac{X}{\Lambda_N} \right] \quad (2.29)$$

такозвани фактор супресије [8]. Изрази за K_μ и $\mathcal{B}_{K\mu}$ се добијају ако се у горњим једначинама маса пиона замени масом каона.

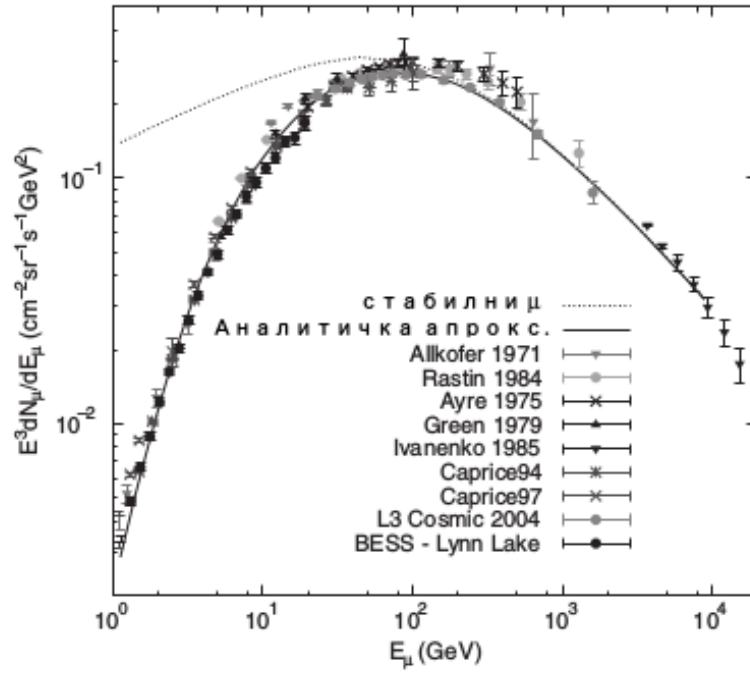
Величине у горњим изразима су: E_μ енергија миона, $N_0(E)$ флукс примара у зависности од енергије, Z_{ij} отежињени моменти који карактеришу продукцију честица типа j у распадима честица типа i , Λ_i атенуационе дужине, $\epsilon_\pi = \frac{m_\pi c^2}{\tau_\pi} \frac{RT}{Mg}$ (M - моларна маса ваздуха), r_i однос квадрата масе честице типа i и квадрата масе миона, док је X дубина атмосфере у g/cm^2 . За експонент γ се обично подразумева вредност од 1.7.

Ако се коефицијенти у горњем изразу израчунају за случај високих енергија, када такође важи да је $S_\mu \rightarrow 1$, добија се израз:

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx 0.14 E_\mu^{-2.7} \left[\frac{1}{1 + \frac{1.11 E_\mu \cos\theta}{115 GeV}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.11 E_{mu} \cos\theta}{850 GeV}} \right]. \quad (2.30)$$

Експериментално добијени спектри су резултат комбинованих мерења земаљским детекторима (на различитим надморским висинама) и мерења високо у атмосфери (помоћу балона или авиона). Један такав комбинован резултат приказан је на слици 2.17.

На ниским енергијама (где важи $E_\mu \ll \epsilon_\pi$) спектар миона прати облик спектра честица примарног космичког зрачења, док на вишим енергијама постаје



Слика 2.17: Поређење експериментално мереног флукса миона и флукса израчунатог на основу једначине. Испрекидана линија описује флукс у случају претпоставке да су миони стабилне честице 2.26 [8].

стрмији са обзиром да високоенергетски наелектрисани пиони не стижу да се распадну у атмосфери [2].

Однос броја позитивно и негативно наелектрисаних миона, енергија реда GeV , у горњим слојевима атмосфере је већи од јединице и одсликава састав примарних честица. Међутим, већина миона ових енергија који стижу на ниво мора је произукована на мањим висинама, где се у каснијој фази каскаде веза са примарним честицама губи а поменути однос смањује.

Мионска компонента на нивоу мора

Миони, уз фотоне и неутрина, представљају најбројније честице секундарног космичког зрачења на нивоу мора. То је последица чињенице да је вредност $\sigma\tau = 658.6384m$ [29], односно да већ миони енергија већих од $2.5GeV$, произуковани у атмосфери на висини од $15km$, могу бити детектовани на нивоу мора.

Вредност експериментално мереног интензитета миона разумљиво зависи од различитих ефеката, које ћемо поменути касније, али за референцу можемо

навести Алкоферов резултат за интегрални вертикални интензитет тврде компоненте (односно за космичке мионе импулса већег од $0.35\text{GeV}/c$), који износи [1]:

$$I_v = (0.94 \pm 0.05) \times 10^{-2} [\text{cm}^2 \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}]. \quad (2.31)$$

Енергетски спектар је већ приказан на слици 2.17, где су узета у обзир и мерења земаљским детекторима. Вреди напоменути да је детекција миона највиших енергија могућа само у случају да је правац миона скоро хоризонталан, због чега је неопходно да земаљски детектор буде дирекционо осетљив. Услов је последица чињенице да је средњи слободни пут за распад наелектрисаних пиона, енергија довољно високих да продукују високоенергетске мионе, већи од дебљине атмосфере у вертикалном правцу, те је неопходно да пиони пређу већи пут како би се распали.

Такође, вероватноће за интеракцију односно распад пиона и каона зависе од упадног угла. Градијент промене густине атмосфере је мањи за веће упадне углове и као последица тога вероватноћа за распад пиона расте у односу на вероватноћу за интеракцију, резултујући сразмерно већим детектованим интензитетом високоенергетских миона [1].

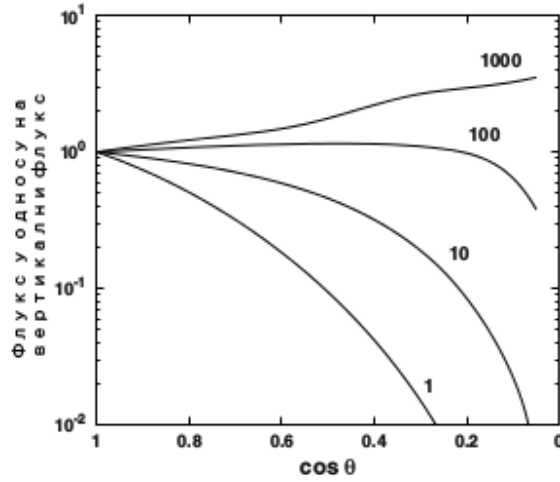
Зависност интензитета од зенитног угла се за нискоенергетске мионе може описати изразом:

$$I(\theta) = I(0^\circ) \cos^n(\theta), \quad (2.32)$$

где n зависи од импулса. За мионе импулса 1GeV , $n = 1.85 \pm 0.10$. Међутим, на енергијама реда 100GeV ова угаона расподела постаје практично константна [57].

На слици 2.18 приказана је зависност од зенитног угла за мионе различитог импулса, нумерички израчуната на основу Монте Карло симулације.

Раније поменути ширински ефекат, који је последица различите вредности граничне магнетне чврстоће на различитим геомагнетним ширинама, утиче на нискоенергетске секундарне мионе са енергијама до 5GeV , а самим тим и на



Слика 2.18: Однос флуksа честица, које долазе под углом у односу на вертикални флуks, у зависности од зенитног угла θ . Уз сваку криву је наведен одговарајући импулс честица у јединицама GeV/c (на основу Монте Карло симулације) [2].

интегрални флуks. Величина која описује овај ефекат је дефинисана као:

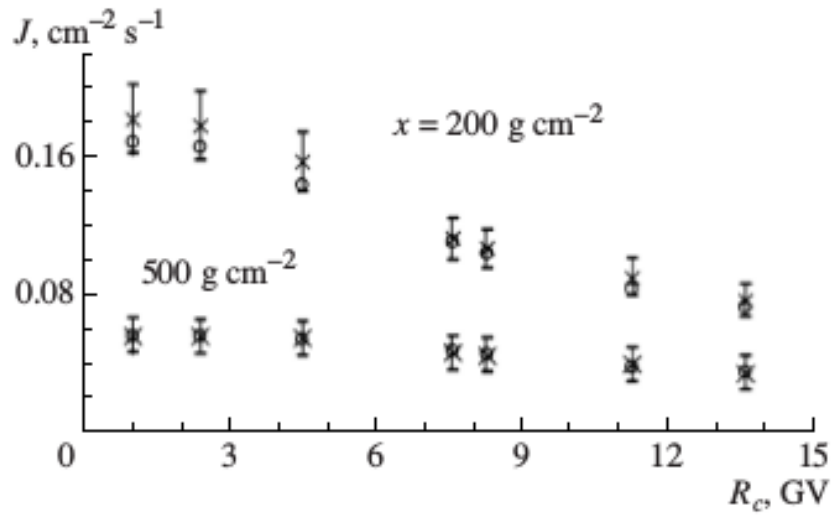
$$L = I(\lambda_1, p)/I(\lambda_2, p), \quad (2.33)$$

где су $I(\lambda_i, p)$ интензитети на i -тој, односно j -тој геомагнетној ширини.

На слици 2.19 ширински ефекат илустрован је променом детектованог флуksа миона (енергија већих од $70 MeV$) за различите вредности граничне магнетне чврстоће. Експериментално мерене вредности су упоређене са вредностима израчунатим на основу Монте Карло симулације.

Флуksу миона на нивоу мора такође доприноси део миона који се расејава уназад од тла. Ова компонента може имати незанемарљив допринос фону у нискофонским експериментима, нарочито уколико су у питању експерименти у плитком подземљу.

Још увек отворено питање представља вишак секундарних миона детектованих у пљусковима индукованим честицама ПКЗ ултрависоких енергија. Наиме, у таквим пљусковима експериментално је детковано 30 – 60% миона више него што се може очекивати на основу продукције хадрона чијим распадом настају, како то предвиђају савремени генератори хадронских догађаја. Ови генератори су усаглашени са експериментима на великом хадронском сударачу (Large



Слика 2.19: Зависност флукса космичких миона од граничне магнетне чврстоће, приказана за две дубине атмосфере: 200 g/cm^2 и 500 g/cm^2 . Експериментално мерене вредности су приказане крстовима ($\times$) а израчунате вредности круговима ($\circ$) [58].

Hadron Collider) у CERN-у. Примећено неслагање, на енергијама које су за ред величине веће од највећих тренутно доступних на акцелераторским експериментима, може указати на наше непотпуно познавање хадронских интеракција [59].

Мионска компонента испод земље

Секундарно космичко зрачење је могуће детектовати и испод земље. Међутим, док се највећи део електромагнетне и хадронске компоненте брзо апсорбује, миони (а нарочито неутрина) могу проћи кроз релативно дебеле слојеве земљишта и бити детектовани дубоко под земљом.

Уколико се претпостави вредност густине Земљине коре од 2.65 g/cm^3 (стандардна стена), дубини целе атмосфере одговара дубина стене тек нешто мања од 4 метра. Стога, вероватноћа за нуклеарне интеракције нестабилних хадрона је много већа од вероватноће за распад, док стабилни хадрони или интерагују или брзо губе енергију услед великих пресека за јонизацију. Електромагнетна каскада се такође врло брзо развија и апсорбује на малим дубинама у стени.

Како састав земљишта и стена варира у зависности од локације, дубина стене

се често изражава у еквивалентној дебљини воде. Јединице које се користе су *метар воденог еквивалента* ($1m.w.e = 100g/cm^2$), односно *километар воденог еквивалента* ($1km.w.e = 10^5g/cm^2$).

За мионе енергија реда GeV -а главни механизам путем кога губе енергију у атмосфери је јонизација. У подземљу други, раније поменути, процеси почињу да имају значајнију улогу. Јонизациони губици слабо зависе од енергије и у првој апроксимацији се може сматрати да су приближно константни и износе $\approx 2MeV$ по g/cm^2 . Са друге стране, радијациони губици су пропорционални енергији миона, те се укупни губитак енергије миона може изразити као:

$$\frac{dE_\mu}{dx} = -a - bE_\mu, \quad (2.34)$$

где је a пропорционалан јонизационим губицима енергије, а $b = b_{br} + b_{pp} + b_{ph}$ представља збирни губитак енергије кроз радијационе процесе заочног зрачења, продукције парова и фотонуклеарне интеракције. За вредност $\epsilon = a/b \approx 500GeV$ јонизациони и радијациони губици енергије миона су приближно једнаки, па је јасно да у лимиту $E_\mu \gg \epsilon$ доминирају јонизациони, а у уколико важи $E_\mu \ll \epsilon$ доминирају радијациони губици енергије. Решавањем горње једначине добијамо израз за енергију миона, почетне енергије E_μ^0 , у зависности од пута X (у јединицама g/cm^2) у стени:

$$E_\mu = (E_\mu^0 + \epsilon) \times \exp(-bX) - \epsilon, \quad (2.35)$$

односно израза за енергију миона на површини у зависности од дубине стене:

$$E_\mu^0 = (E_\mu + \epsilon) \times \exp(bX) - \epsilon. \quad (2.36)$$

Уз услов $E_\mu = 0$ добија се израз за минималну енергију коју треба да има мион на површини како би дошао до дубине стене X :

$$E_\mu^{min} = \epsilon[\exp(bX) - 1]. \quad (2.37)$$

На малим дубинама, за које важи $bX \ll 1$ односно $X \ll 1/bg/cm^2$ миони

доминантно губе енергију кроз процес јонизације и може се рећи да је $E_\mu^{min} \approx aX$. Према томе енергетски спектар миона у подземљу је пропорционалан спектру миона на површини, осим за вредности енергије испод $E_\mu^{min} \approx aX$ где постаје приближно једнак нули. На великим дубинама, где је $X \gg 1/bg/cm^2$, спектар је скоро константан до вредности енергије $E_\mu \approx \epsilon$, да би на вишим енергијама постајао стрмији [2].

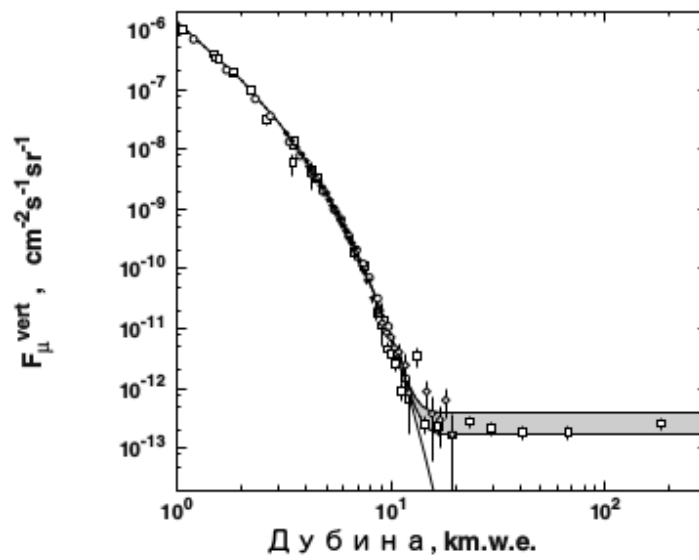
Спектар миона у подземљу се типично описује зависношћу интегралног вертикалног интензитета од дубине. Ако се за интензитет миона на површини претпостави облик AE_μ^γ , а минимална енергија миона који може да стигне на дубину X је одређена једначином 2.37, интегрални вертикални интензитет у зависности од дубине биће дат изразом:

$$F_\mu^{vert} = \frac{A\epsilon^{-(\gamma-1)}}{\gamma-1} e^{-(\gamma-1)bX} (1 - e^{-bX})^{-(\gamma-1)} \quad (2.38)$$

Први терм је константа и одсликава спектар миона на површини Земље. Трећи терм је увек већи од један и на великим дубинама постаје приближно једнак јединици. Други терм се може представити у облику $\exp(-X/X_0)$, где је $X_0 = [b(\gamma-1)]^{-1}$, и одређује облик зависности интензитета од дубине на великим дубинама.

На слици 2.20 приказана је ова зависност, као и референтни резултати неких експеримената.

За боље слагање са експерименталним резултатима неопходно је узети у обзир да јонизациони и радијациони губици зависе од енергије, као и урачунати флукуације у губитку енергије миона.



Слика 2.20: Зависност интегралног вертикалног интензитета миона од дубине - упоређење предвиђеног и експериментално мереног. Неке од тачака су добијене тако што је флуks миона мерен под различитим угловима прерачунат у одговарајући вертикални [2].

Метеоролошки ефекти на мионску компоненту секундарног космичког зрачења

Секундарно космичког зрачење на путу до површине Земље простире се кроз апсорбер - атмосферу. Атмосфера је динамичан систем, те је неопходно проучити да ли и како метеоролошки параметри и њихове варијације утичу на пропагацију различитих компоненти СКЗ. Нарочито је значајан утицај метеоролошких параметара на неутронску и мионску компоненту будући да већина детектора КЗ спада у категорију неутронских, односно мионских монитора. За неутронске мониторе се показало да постоји корелација детектованог флукса са атмосферским притиском - *барометарски ефекат*, док за мионску компоненту постоји и значајна корелација са температуром атмосфере - *температурски ефекат*.

Педесетих година 20. века развијена је и теорија метеоролошких ефеката која, полазећи од основних интеракција честица СКЗ у атмосфери, даје изразе за варијацију интензитета мионске компоненте у зависности од атмосферских параметара.

Будући да за проучавање модулација примарног космичког зрачења неатмосферског порекла ови секундарни ефекти представљају фонски процес, развијено је неколико метода за корекцију метеоролошких ефеката. Неки су базирани на емпиријском док се други ослањају на теоријски приступ.

3.1 Историјат открића метеоролошких ефеката

Најранији експерименти у физици космичког зрачења указали су на постојање флукуација интензитета космичког зрачење. Мерења интензитета космике, која је Гокел (Gockel) 1915. године спроводио у Алпима на висини од 2200 метара, показала су да је интензитет флукуација видно већи него у случају мерења при сличним условима у низији. Флукуације су биле неправилне и релативни интензитет видно се мењао из дана у дан.

Колхорстер (Kolhörster) је, у мерењима које је 1923. и 1924. године вршио на глечеру на Јунгфраујоху (Jungfrauјoch), поред постојања периодичних, уочио и аperiodичне флукуације. Периодичне флукуације су имале период од једног дана и амплитуду која је износила 15 процената средњег интензитета космике и претпоставка је била да су последица Земљине ротације и неједнаке дистрибуције космичког зрачења у свемиру. Са друге стране Колхорстер је аperiodичне флукуације приписао инструменталним грешкама.

Мисковски (Мысовский) и Тувим су 1927. године, мерећи интензитет космичког зрачења у делти Неве, приметили да постоји веза између аperiodичних флукуација космике и атмосферског притиска. Показало се да промене детектованог интензитета космичког зрачења линеарно зависе од флукуација атмосферског притиска, односно да је ефекат последица варијације у апсорпцији космичког зрачења у атмосфери [60]. Накнадна мерења су потврдила ове резултате [61] и ефекат је назван *барометарским*.

Једну од првих анализа опаженог смањења интензитета продорне компоненте секундарног космичког зрачења, при порасту атмосферске температуре, дао је Блекет (Blackett) 1938. године. За ту компоненту се тада сматрало да се превасходно састоји од *баритрона*, честица који настају на висини од приближно 16 километара ($\sim 8cmHg$). Те честице су заиста били миони, тада још увек погрешно идентификовани као претпостављени Јукавини (Yukawa) преносиоци јаке интеракције (уствари 10 година касније откривени пиони). Блекет је претпоставио да се детектовани ефекат може објаснити ширењем атмосфере при повећању температуре, услед чега се повећава пут који баритрони (миони)

морају да пређу од нивоа на коме настају до нивоа на коме се детектују.

1947. године, мерећи интензитет космичког зрачења у руднику на дубини од 470m (око 1000m.w.e), Форо (Forró) је утврдила да се детектована варијација интензитета услед температуре не може објаснити само постојањем већ уоченог *негативног* температурског ефекта (поменутог у претходном пасусу), већ да мора постојати и *позитивни* температурски ефекат који постаје нарочито значајан на дубинама већим од 300m.w.e [62].

Дуперијер (Duperier) је 1944. године израчунао висину нивоа атмосфере за који је претпостављено да представља ниво генерације миона [63] и [64]. Затим је 1949. године показао да модификована формула за варијацију интензитета миона, која претпоставља зависност само од атмосферског притиска (барометарски ефекат) и висине нивоа генерације (негативни температурски ефекат), не може коректно да опише експерименталне резултате, те да мора постојати најмање још један фактор. Дуперијерова анализа показује да миони доминантно настају у области атмосфере који налази између изобарних нивоа са вредностима 100mb, односно 200mb, и док је интензитет миона негативно корелисан са висином овог слоја, корелација са температуром овог слоја је позитивна. Тиме Дупериер квантитативно утврђује постојање позитивног температурског ефекта [65].

Такође, 1947. године идентификовани су наелектрисани пиони, као и да миони настају у распадима ових честица [66]. Стога је Дуперијер предложио да је позитивни температурски ефекат последица смањене вероватноће пиона за нуклеарне интеракције, односно веће вероватноће за распад на мионе. До овог смањења вероватноће долази услед локалног смањења густине атмосфере у околини нивоа генерације, а које је последица локалног повећања температуре. Две године касније утврђује да, осим варијације температуре слоја који се налази између изобарних нивоа 100mb и 200mb, значајан допринос за позитивни температурски ефекат има и варијација температуре виших нивоа (између 50mb и 100mb) [67].

1953. Олберт (Olbert) даје теоријску интерпретацију која узима у обзир чињеницу да се миони континуално продукују у слоју атмосфере ширем од оног

који Дуперијер узима у обзир. Такође, његова анализа узима у обзир јонизационе губитке миона у атмосфери, који нису били третирани у емпиријском моделу. У једначини која описује варијацију интензитета миона услед променљивих услова у атмосфери добија термове који зависе од атмосферског притиска и висине једног нивоа атмосфере (претпостављени доминантни ниво генерације миона), а који одговарају барометарском односно негативном температурском ефекту. Трећи терм, који одговара позитивном температурском ефекту, зависи од средње температуре целе тропосфере, за разлику од Дуперијеровог који зависи само од температуре слоја ниске стратосфере [68].

1956. Мурајама (Murauma) и сарадници користе теоријски приступ сличан Олбертовом али посматрају негативни температурски ефекат засебно у вишим и нишим слојевима атмосфере. Добијају једначину са четири терма чији облик је једноставнији за упоређење са Дуперијеровим експерименталним резултатима [69].

Настављајући рад који је започео Фајнберг (Фейнберг), Дорман је током педесетих година двадесетог века, паралелно са неколицином других аутора, развио теорију метеоролошких ефеката, коју је у интегралном облику објавио у својој монографији о космичког зрачењу 1972. године [4]. Иако су други аутори у каснијем периоду модификовали или допуњавали ову теорију, Дорманова интерпретација и данас представља једну од најчешће цитираних. Представља свеобухватну анализу, третира све значајне ефекте, применљива је на различите компоненте секундарног космичког зрачења, добро се слаже са експерименталним подацима и чини основу интегралног метода за корекцију флукса миона на метеоролошке ефекте.

Други аутори, као на пример Маеда (Maeda) и Вада (Wada), су у овом периоду и каснијим годинама дали свој допринос теорији метеоролошких ефеката. Поправке су се односиле на коришћење реалистичнијег средњег температурског профила атмосфере, узимање у обзир доприноса K мезона и друге. Међутим, главни резултати се тиме нису битно променили и за овај рад није неопходно детаљно навођење ових доприноса.

3.2 Теорија метеоролошких ефеката

3.2.1 Увод и рани резултати

Теорија метеоролошких ефеката свој приближни данашњи облик добила је средином педесетих година 20. века. У периоду од открића појединих ефеката до формулације теорије у зрелој форми развијено је више емпиријских и теоријских модела. Овде ћемо представити неке од најважнијих корака у овом развоју.

Као што је поменуто у претходном одељку, Мисовски и Тувим су открили корелацију атмосферског притиска са интензитетом продорне компоненте космичког зрачења. Сматрали су да је та корелација (барометарски ефекат) последица апсорпције продорне компоненте у атмосфери и да сходно томе мора зависити од укупне дебљине апсорбера, односно од атмосферског притиска мерењег на опсервационом нивоу. Зависност интензитета зрачења од апсорпције у атмосфери описали су једначином:

$$J_{\theta=90^\circ} = \frac{1}{2} J f(\mu_{air} H) \quad (3.1)$$

где висина H варира пропорционално атмосферском притиску израженом у милиметрима живиног стуба. Мисовски и Тувим нашли су да варијацији притиска од 1 mm одговара варијација интензитета космичког зрачења од $0.47 \pm 0.03\%$ [60].

Проучавајући негативну корелацију интензитета продорне (претежно мионске) компоненте космичког зрачења, Блекет је претпоставио да је детектовани негативни температурски ефекат последица ширења атмосфере при повећању температуре, односно повећања ефективне висине на којој миони настају. Предложио је следећи израз за температурски коефицијент којим се може описати дато смањење интензитета:

$$\alpha = -\delta z / L \delta \theta. \quad (3.2)$$

У горњем изразу δz представља повећање висине нивоа генерације баритро-

на а до кога долази услед повећања средње температуре атмосфере $\delta\theta$, док је L средњи слободни пут за распад баритрона који је, рачунат на основу тадашње процена средњег времена живота ових честица ($\tau_0 = 2.7 \times 10^{-6}s$), износио $32km$. Температурски коефицијент који је Блекет израчунао ($\alpha = -0.16\%$) доста добро се слагао са тада актуелним експерименталним резултатима ($\alpha = (0.180 \pm 0.011)\%$) [70].

Каснији аутори су ова два ефекта обично обједињавали у следећем изразу:

$$\delta I = \mu \delta B + \mu' \delta H, \quad (3.3)$$

где су I релативни интензитет (изражен у процентима), B вредност притиска, μ вредност апсорпционог коефицијента, H висина референтног изобарног нивоа атмосфере и μ' вероватноћа за распад миона по јединици пређеног пута. Референтни изобарни ниво представља ниво атмосфере у околини кога се доминантно креирају секундарни миони.

Пажљивом статистичком анализом Дуперијер је утврдио да овај модел није у сагласности са експерименталним подацима. У то време већ је постојала индикација о позитивном температурском ефекту ([62]) и Дуперијер је сматрао да је неопходно узети у обзир додатни фактор. Претпоставио је да је овај додатни фактор густина атмосфере у околини нивоа генерације миона, односно да на варијацију интензитета миона утиче варијација густине атмосфере у слоју између референтног нивоа P и нивоа $P + 100mb$. Будући да је температура инверзно пропорционална густини, а ради се о величини која је директно мерљива, предлага следећи израз којим би се описала варијација интензитета миона услед метеоролошких ефеката:

$$\delta I = \mu \delta B + \mu' \delta H + \alpha \delta T, \quad (3.4)$$

где додатни члан у односу на једначину 3.3 описује допринос варијације средње температуре слоја између P и $P + 100mb$.

На основу анализе парцијалних корелационих коефицијената Дуперијер идентификује изобарни ниво од $100mb$ као референтни ниво генерације. Према томе,

осим варијације атмосферског притиска, на варијацију интензитета миона утичу варијација висине нивоа P као и варијације температуре слоја који се налази између P и $P + 100mb$. За вредности одговарајућих коефицијената добија [65]:

$$\begin{aligned}\mu &= -(0.77 \pm 0.12) \times 10^{-3} cm^2/g \\ \mu' &= -(3.90 \pm 1.10)\%/km \\ \alpha &= (0.123 \pm 0.024)\%/^{\circ}C\end{aligned}\tag{3.5}$$

Касније, на основу прецизнијих метеоролошких сондирања, утврђује да је за позитиван температурски ефекат значајна варијација температуре у слоју који се налази између изобарних нивоа од $50mb$ и $200mb$ [67].

Један од раних покушаја да се дâ теоријска интерпретација метеоролошких ефеката потиче од Олберта [68]. Он полази од израза за вероватноћу да мион (у даљем тексту се подразумева да се то односи и на антимионе) креиран на висини z и који се брзином $\beta\gamma$ креће вертикално наниже стигне на опсервациони ниво који се налази на висини z_0 :

$$w = \exp \left[- \int_{z_0}^z \frac{(1 - \beta)^{1/2}}{c\tau\beta} dz' \right], \tag{3.6}$$

где је τ средње време живота миона.

Релевантне варијабле могу се изразити у зависности од атмосферске дубине x' , односно резидуалног домета, дефинисаног као $R' = R + x_0 - x'$, где се приковане величине односе на ниво продукције, а величине са индексом нула на ниво опсервације. Тада се израз 3.6 трансформише у:

$$w(x, R) = \exp \left[- \frac{\mathcal{R}}{c\tau Mg} \int_x^{x_0} \frac{T(x')}{x'} \left(\frac{B}{x_e - x'} - \kappa \right) dx' \right], \tag{3.7}$$

где је $\mathcal{R}$ универзална гасна константа, M моларна маса ваздуха, g гравитационо убрзање, а $x_e = x_0 + R + b$. Константе у изразу имају следеће вредности: $B = 53.5 gcm^{-2}$, $b = 56 gcm^{-2}$ и $\kappa = 2.07 \times 10^{-3}$.

Варијација вероватноће услед варијације температуре може се даље изрази-

ти као:

$$\delta_T w(x, R) = w_{Av}(x, R) [\alpha_H \delta H(x) + \alpha_K \delta K(x, R)], \quad (3.8)$$

где су:

$$\alpha_H(R) = -\frac{1}{c\tau} \left(\frac{B}{x_e - \kappa} \right) = -\frac{\mu}{\tau p(x_0 + R)'} \quad (3.9)$$

и

$$\alpha_K(R) = -\mathcal{R}B/Mgc\tau x_e^2, \quad (3.10)$$

док су:

$$\delta H(x) = \frac{\mathcal{R}}{Mg} \int_x^{x_0} \frac{\delta T(x')}{x'} dx' \quad (3.11)$$

и

$$\delta K(x, R) = x_e \int_x^{x_0} \frac{\delta T(x')}{x_e - x'} dx', \quad (3.12)$$

а w_{Av} представља средњу вероватноћу да мион стигне до опсервационог нивоа.

Варијација диференцијалног интензитета миона услед температурског ефекта се стога може представити као:

$$\delta_T i_v(R) = \int_0^{x_0} [\alpha_H \delta H(x) + \alpha_K \delta K(x, R)] \Phi(x, R) dx, \quad (3.13)$$

где је $\Phi(x, R) = G(R_s) e^{-x/L(w)_{Av}}(x, R)$, односно:

$$G(R_s) = \frac{7.31 \times 10^4}{(520 + R_s)^{3.58}} (g^{-2} cm^2 sec^{-1} sterad^{-1}). \quad (3.14)$$

Сличним поступком добија израз за варијацију диференцијалног интензитета миона услед варијације атмосферског притиска:

$$\delta_P i_v / i_v = a_p(R) \delta x_0. \quad (3.15)$$

У горњој једначини коефицијент a_p представља барометарски коефицијент и дат је изразом:

$$a_P(R) = \frac{3.58}{x_0 + R - x_2 + 520} + \gamma \frac{\partial \alpha_H}{\partial x_0} H(x_1) + \alpha_H \frac{\mathcal{R}T}{Mg x_0} + \frac{\partial}{\partial x_0} [\alpha_K K(x_2), R], \quad (3.16)$$

где су:

$$x_1 = \int_0^{x_0} x \ln(x_0/x) \Phi(x, R) dx / \int_0^{x_0} \ln(x_0/x) \Phi(x, R) dx, \quad (3.17)$$

$$x_2 = \int_0^{x_0} x \Phi(x, R) dx / \int_0^{x_0} \Phi(x, R) dx \quad (3.18)$$

и

$$\gamma = \left[\int_0^{x_0} \ln(x_0/x) \Phi(x, R) dx \right] / \left[\ln(x_0/x_1) \int_0^{x_0} \Phi(x, R) dx \right]. \quad (3.19)$$

Увећењем горња три израза у 3.13, једначина за диференцијални интензитет миона се може представити као:

$$\delta i_v / i_v = a_H \delta H(x_1) + a_K(R) [\delta T(x_2)]_{Av}, \quad (3.20)$$

где су:

$$\begin{aligned} a_H(R) &= \alpha_H(R) \gamma(R), \\ a_K(R) &= \frac{\mathcal{R}B}{Mg \sigma \tau x_e} \ln(x_e - x_2 x_e - x_0), \\ [\delta T(x_2)]_{Av} &= \frac{1}{x_0 - x_2} \int_{x_2}^{x_0} \delta T(x') dx'. \end{aligned} \quad (3.21)$$

За варијацију интегралног интензитета миона I_v услед метеоролошких ефеката Олберт добија израз:

$$\delta I_v / I_v = A_H \delta H(\bar{x}_1) + A_K [\delta T(\bar{x}_2)]_{Av} + A_P \delta X_0, \quad (3.22)$$

где су:

$$\begin{aligned}
A_{H,K}(R_0) &= \frac{1}{I_v(R_0)} \int_{R_0}^{\infty} a_{H,K}(R) i_v(R) dR, \\
\bar{x}_1 &= x_1(R_1), \quad \bar{x}_2 = x_2(R_2), \\
R_{1,2} &= \int_0^{\infty} a_{H,K} i_v dR = \int_{R_0}^{\infty} R a_{H,K} i_v dR, \\
A_P(R_0) &= \frac{1}{I_v(R_0)} \int_{R_0}^{\infty} a_P(R) i_v(R) dR.
\end{aligned} \tag{3.23}$$

Олбертова једначина 3.22 упоредива је са изразом 3.4 који је дао Дуперијер. Први и други терм у Дуперијеровој једначини односе се на варијацију интензитета миона услед варијације атмосферског притиска и висине ефективног нивоа генерације миона (негативни температурски ефекат) и одговарају трећем и првом терму у Олбертовој једначини. Преостали члан се код Дуперијера односи на варијацију температуре нивоа генерације (позитивни температурски ефекат), док је Олберт показао да је због јонизационих губитака неопходно узети у обзир и варијацију температуре нижих слојева атмосфере.

Израчунате вредности коефицијената у једначини 3.22 су:

$$\begin{aligned}
A_H &= -3.15\%/km \\
A_K &= -0.059\%/^{\circ}C \\
A_P &= -1.79\%/cmHg.
\end{aligned} \tag{3.24}$$

Вредности коефицијената који се односе на барометарски ефекат и висину негативни температурски ефекат добро се слажу са експериментално утврђеним вредностима. Вредност коефицијента који се односи на позитивни температурски ефекат је нешто теже упоредити будући да не постоји директна кореспонденција. Такође, теоријски израчуната вредност ефективне вредности притиска нивоа генерације од $115 gcm^{-2}$ је сагласна са експериментално утврђеном вредношћу од приближно $100 gcm^{-2}$.

Мурајама и сарадници полазе од сличних претпоставки као Олберт али уводе неколико новина [69]. Негативни температурски ефекат третирају одвојено у горњем и доњем делу атмосфере. За границу ова два дела узимају изобарни ниво од $300mb$. Негативни температурски ефекат у горњем делу атмосфере корелишу са варијацијом температуре овог слоја а не са висином нивоа генерације. Негативни температурски ефекат у доњем делу атмосфере се, као и код Олберта, односи на јонизационе губитке миона, али је јасно издвојен. Позитивни температурски ефекат је везан за варијацију изобарног нивоа од $20mb$ и директније упоредив са Дуперијеровим резултатима.

Према томе, варијација интегралног интензитета миона услед варијације атмосферских параметара дата је изразом:

$$\delta I/I = A_1 \delta T_1 + A_2 \delta T_2 + A_3 \delta T_3 + A_p \delta p, \quad (3.25)$$

где су T_1 температура слоја у коме се доминира пионизација, док δT_2 и δT_3 представљају варијацију температуре горњег односно доњег дела атмосфере.

За вредности одговарајућих коефицијената израчунате су следеће вредности:

$$\begin{aligned} A_1 &= +.0568\%/^{\circ}C \\ A_2 &= -0.305\%/^{\circ}C \\ A_3 &= -0.157\%/^{\circ}C \\ A_p &= -0.072\%/mb. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Вредност коефицијента за негативни температурски ефекат се добро слаже са Дуперијеровим резултатима док је вредност коефицијента који описује позитивни температурски ефекат мања него експериментално утврђена.

Резултати Олберта и Мурајама не само да су помогли у квантитативној интерпретацији емпиријски утврђених корелација интензитета космичких миона са атмосферским параметрима, већ представљају значајне кораке у развоју пот-

пуније теорије метеоролошких ефеката. Зрелој форми те теорије је допринело више аутора који су раније већ поменути. Свакако један од најзначајнијих и најутицајнијих је био Дорман те ће у следећем одељку у главним цртама бити представљена теорија метеоролошких ефеката у форми коју је он објавио 1972. године, те цитирао у каснијим публикацијама [4]. Посебна пажња ће бити посвећена температурском ефекту на мионску компоненту, где Дорман демонстрира да он зависи не само од распада миона већ и од распада пиона, као и функције дистрибуције продукције пиона у нуклеарним интеракцијама честица ПКЗ са атомима атмосфере.

3.2.2 Теорија метеоролошких ефеката у једнодимензионалној апроксимацији

Нека је $f_\pi(E_\pi, h_1, Z)$ функција која описује продукцију $\pi^\pm$ мезона у зависности од дубине атмосфере која одговара притиску h_1 , укупне енергије E_π и зенитног угла Z (егзактан облик функције ће бити наведен касније). Део наелектрисаних пиона ће бити захваћен од стране језгара атома ваздуха, што ће резултовати продукцијом већег броја секундарних честица. Међутим, миони продуковани у оваквим интеракцијама неће имати довољну енергију да стигну до површине Земље. Наелектрисани пиони који нису интераговали се распадају и продукују мионе.

Ако је l средњи слободни пут пиона за нуклеарне интеракције, тада ће $dh/(l \cos Z)$ представљати део пиона захваћених у слоју атмосфере дебљине dh . Ако са m_π и τ_π означимо масу и средње време живота пиона у миру, део пиона који се распада у слоју дебљине dh биће $d\tau/\tau$, где је $d\tau = dh(c\rho(h)\cos Z)^{-1}$ време потребно да пион прође кроз слој dh , $\rho(h)$ густина ваздуха на нивоу h , c брзина светлости (којом се у овом случају може апроксимирати брзина пиона), док $\tau = \tau_\pi E_\pi/(m_\pi c^2)$ представља средње време живота наелектрисаних пиона у референтном систему везаном за Земљу.

Према томе вероватноћа да наелектрисани пиони неће бити захваћени, односно да се неће распасти у слоју између h_1 и h_2 дата је изразом:

$$\phi_\pi(E_\pi, h_1, h_2, Z) = \exp\left(-\frac{h_2 - h_1}{l \cos Z}\right) \exp\left(-\frac{m_\pi c}{\tau_\pi E_\pi \cos Z} \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{\rho(h)}\right). \quad (3.27)$$

Како продукција пиона почиње од највиших слојева атмосфере ($h_1 = 0$), интензитет пиона на висини h_2 биће:

$$N_\pi(E_\pi, h_2, Z) = \int_0^{h_2} f_\pi(E_\pi, h_1, Z) \phi_\pi(E_\pi, h_1, h_2, Z) dh_1. \quad (3.28)$$

Може се сматрати да миони настају скоро искључиво у распадима наелектрисаних пиона. Правац простирања продукованих миона је практично исти као и пиона у чијим распадима настају. У том случају број миона креираних распадом пиона енергије E_π у слоју између h_2 и $h_2 + dh_2$ биће:

$$f_\mu(E_\pi, h_2, Z) dh_2 = \frac{d\tau}{\tau} N_\pi(E_\pi, h_2, Z) = \frac{m_\pi c}{\tau_\pi E_\pi} \frac{N_\pi(E_\pi, h_2, Z) dh_2}{\rho(h_2) \cos Z} df. \quad (3.29)$$

Може се показати да је апроксимативни однос енергија миона и пиона у чијем распаду је настао дат као $\langle E_\pi \rangle \approx E_\mu \alpha$, где је $\alpha = m_\mu/m_\pi$. Тада ће мион енергије $E_\mu = \alpha E_\pi$, продукован на нивоу h_2 у распаду пиона енергије E_π , на нивоу h имати енергију $\alpha E_\pi - a(h - h_2)/\cos Z$, где је a енергију коју мион изгуби пролазећи кроз $1g/cm^2$ ваздуха ($a = 2MeV/(g/cm^2)$ за релативистичке честице јединичног наелектрисања).

Са обзиром да миони скоро да не интерагују са језгрима атома ваздуха, интензитет миона се смањује само путем њихових распада на електроне и одговарајућа неутрина, па се вероватноћа да мион продукован на нивоу h_2 стигне на опсервациони ниво h_0 може изразити као:

$$\phi_\mu(E_\pi, h_2, h_0, Z) = \exp\left(-\frac{m_\mu c}{\tau_\mu} \int_{h_2}^{h_0} \frac{dh}{\rho(h)} (\alpha E_\pi \cos Z) - a(h - h_2)^{-1}\right). \quad (3.30)$$

Како се миони продукују од највишег слоја атмосфере ($h_2 = 0$), за интензитет миона на опсервационом нивоу h_0 добија се израз:

$$N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}}) = \int_{E_{\pi_{min}}}^{\infty} dE \int_0^{h_0} f_\mu(E_\pi, h_2, Z) \phi_\mu(E_\pi, h_2, h_0, Z) dh_2, \quad (3.31)$$

где је $E_{\pi_{min}}$ минимална енергија пиона чијим распадом настаје мион који у тренутку продукције има енергију $E_{\mu_{min}}$. За план-паралелни детектор релација ове две енергије је $E_{\pi_{min}} = (a(h_0 - h_2) + E_{\mu_{min}})/\alpha \cos Z$.

Коначно, за интензитет миона на опсервационом нивоу h_0 добија се израз:

$$N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}}) = \int_{E_{\pi_{min}}}^{\infty} dE_\pi \int_0^{h_0} dh_2 \int_0^{h_2} dh_1 F(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z), \quad (3.32)$$

где је

$$F(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z) = \frac{m_\pi c f_\pi(E_\pi, h_1, Z)}{\tau_\pi E_\pi \rho(h_2) \cos Z} \exp\left(-\frac{m_\pi c}{\tau_\pi E_\pi \cos Z} \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{\rho(h)}\right) \\ \times \exp\left(-\frac{h_2 - h_1}{l \cos Z}\right) \exp\left(-\frac{m_\mu c}{\tau_\mu} \int_{h_2}^{h_0} \frac{dh}{\rho(h)} (\alpha E_\pi \cos Z - a(h - h_2))^{-1}\right). \quad (3.33)$$

Ако једначину 3.32 варирамо по свим варијаблама које зависе од метеоролошких параметара $(E_{\pi_{min}}, h_0, \rho(h))$, за варијацију интензитета миона услед метеоролошких ефеката добијамо:

$$\begin{aligned}
\delta N_\mu(h_0, Z, E_{\pi_{min}}) = & -\delta E_{\pi_{min}} \int_0^{h_0} dh_2 \int_0^{h_2} dh_1 F(E_{\pi_{min}}, h_1, h_2, h_0, Z) \\
& + \delta h_0 \int_{E_{\pi_{min}}}^\infty dE_\pi \exp\left(-\frac{h_2 - h_1}{l \cos Z}\right) \left\{ \int_0^{h_0} dh_1 F(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z) \right. \\
& - \frac{m_\mu c}{\tau_\mu \rho(h_0)} \int_0^{h_0} dh_2 \int_0^{h_2} dh_1 \frac{F(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z)}{\alpha E_\pi} \cos Z - a(h_0 - h_2) \Big\} \\
& - \int_{E_{\pi_{min}}}^\infty dE_\pi \int_0^{h_0} dh_2 \frac{\delta \rho(h_2)}{\rho(h_2)} \int_0^{h_0} dh_1 F(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z) \\
& + \int_{E_{\pi_{min}}}^\infty dE_\pi \int_0^{h_0} dh_2 \int_0^{h_2} dh_1 F(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z) \\
& \times \left\{ \frac{m_\pi c}{\tau_\pi E_\pi \cos Z} \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh \delta \rho(h)}{\rho^2(h)} + \frac{m_\mu c}{\tau_\mu} \int_{h_2}^{h_0} \frac{dh}{\rho^2(h)} \frac{\delta \rho(h)}{\alpha E_\pi \cos Z - a(h_0 - h_2)} \right\}. \quad (3.34)
\end{aligned}$$

Први члан у једначини 3.34 односи се на апсорпциони ефекат услед варијације $E_{\pi_{min}}$. Други терм има два члана. Први је позитиван и одражава додатну продукцију пиона услед повећања укупне дебљине атмосфере (овај члан је доминантан на великим висинама где је барометарски ефекат позитиван, али је занемарљиво мали на нивоу мора). Други члан је негативан због повећања броја миона који се распадају. Ово повећање је последица веће висине нивоа на коме се продукују миони а до кога долази због веће дебљине атмосфере h_0 . Трећи четврти члан су последица локалне варијације густине атмосфере која утиче на вероватноћу распада наелектрисаних пиона и миона произведених у њиховим распадима.

Густина се може изразити на следећи начин:

$$\rho(h) = \frac{g \bar{h}}{R(h)T(h)}, \quad (3.35)$$

где су g Земљино гравитационо убрзање, $\bar{h}$ је маса ваздуха у вертикалном цилиндру попречног пресека 1cm^2 , $R(h)$ гасна константа ваздуха (која је у првој апроксимацији једнака гасној константи сувог ваздуха R_0 али у општем случају зависи од влажности ваздуха), а $T(h)$ апсолутна температура ваздуха. Тада варијације везане за густину ваздуха можемо изразити као:

$$\frac{\delta\rho(h)}{\rho(h)} = \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta R(h)}{R(h)} - \frac{\delta T(h)}{T(h)}; \quad \frac{\delta\rho(h)}{\rho^2(h)} = \frac{\delta g}{\rho(h)g} - \frac{T(h)}{gh}\delta R(h) - \frac{R(h)}{gh}\delta T(h). \quad (3.36)$$

Да бисмо се израчунала варијација интензитета миона на основу једначине 3.34 неопходно је познавање функције продукције пиона у атмосфери, $f_\pi(E_\pi, h_1, Z)$. Ова функција се апроксимативно може изразити као:

$$f_\pi(E_\pi, h_1, Z) = AE_\pi^{-(2+\gamma)} \exp\left(-\frac{h_1}{L \cos Z}\right), \quad (3.37)$$

где је A константа, $0 < \gamma < 1$, а L је средњи слободни пут за апсорпцију нуклеонске компоненте примарног космичког зрачења у чијим интеракцијама долази до продукције наелектрисаних пиона.

Израз који се добија за варијацију интензитета миона услед метеоролошких ефеката је доста комплексан али се може раздвојити на основу различитих типове метеоролошких ефеката. То су: такозвани *снежни* ефекат (везан за варијацију минималне енергије миона услед апсорпције), барометарски ефекат, температурски ефекат, ефекат влажности и гравитациони ефекат (везан за апсорпцију и распад пиона и миона).

У овом раду се превасходно бавимо температурским и барометарским ефектом те није неопходно цитирати теорију метеоролошких ефеката у пуном обиму. Штавише, барометарски ефекат се типично третира емпиријски па ће овде аналитички облик бити наведен само у најопштијој форми. Међутим, за примену интегралног метода корекције интензитета космичких миона на метеоролошке ефекте (о коме ће бити више речи у одељку 3.4.2) неопходно је температурски ефекат навести у потпунијој аналитичкој форми.

Пре него што наведемо изразе за ова два ефекта увешћемо функцију:

$$\Phi(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z, E_{\mu_{min}}) = F(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z)/N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}}), \quad (3.38)$$

где је израз за $N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}})$ дат у једначини 3.32 а за $F(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z)$

у једначини 3.33.

Барометарски ефекат се сада може изразити као:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\delta N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}})}{N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}})} \right|_{bar} = & \\ & \delta h_0 \times \left\{ -a\alpha^{-1} \int_0^{h_0} dh_2 \int_0^{h_2} dh_1 \Phi(E_{\pi_{min}}, h_1, h_2, h_0, Z, E_{\mu_{min}}) \right. \\ & - \frac{m_\mu c}{\tau_\mu \rho(h_0)} \int_{E_{\pi_{min}}}^\infty dE_\pi \int_0^{h_0} dh_2 \int_0^{h_2} dh_1 \frac{\Phi(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z, E_{\mu_{min}})}{\alpha E_\pi \cos Z - a(h_0 - h_2)} \\ & \left. + \int_{E_{\pi_{min}}}^\infty dE_\pi \int_0^{h_2} dh_1 \Phi(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z, E_{\mu_{min}}) \right\}. \end{aligned} \quad (3.39)$$

Три члана у једначини 3.39 везани су за процесе апсорпције, распада и продукције миона респективно.

Температурски ефекат, који је последица процеса распада и нуклеарних интеракција пиона, као и распада и губитака енергије миона услед јонизације, има облик:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\delta N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}})}{N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}})} \right|_{temp} = & \int_{E_{\pi_{min}}}^\infty dE_\pi \int_0^{h_0} dh_2 \int_0^{h_2} dh_1 \Phi(E_\pi, h_1, h_2, h_0, Z, E_{\mu_{min}}) \times \\ & \left\{ \frac{\delta T(h_2)}{T(h_2)} - \frac{R_0 m_\pi c}{g E_\pi \tau_\pi \cos Z} \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh \delta T(h)}{h} - \frac{R_0 m_\mu c}{g \tau_\mu} \int_{h_2}^{h_0} \frac{dh}{h} \frac{\delta T(h)}{\alpha E_\pi \cos Z - a(h - h_2)} \right\}. \end{aligned} \quad (3.40)$$

Параметар a се односи на јонизациони губитак енергије миона у атмосфери. У горњим једначинама се претпоставља да је a константа, што је тачно за мионе енергија $\alpha E_\pi < 10^{10} eV$. У том интервалу енергија приближно важи $a = 2 \times 10^6 eV/(gcm^{-2})$. На енергијама већим од $10^{11} eV$ овај параметар није константан, али тада и јонизациони губици енергије постају занемарљиви у односу на укупну енергију миона.

Уколико енергију пиона и миона изразимо у јединицама $2GeV$, а дубину атмосфере у јединицама atm , где је $1atm = 1000gcm^{-2}$, параметар a има вредност $a = 1$.

Да би се израчунале очекиване вредности величина које фигуришу у изрази-
ма за коефицијенте који се односе на различите метеоролошке ефекте, користи
се приближни температурски профил атмосфере дефинисан као:

$$T(h) = \begin{cases} 220, & h \leq 0.2 \text{ atm}, \\ 204 + 80h, & h > 0.2 \text{ atm}. \end{cases} \quad (3.41)$$

Сада се очекивани интензитет миона на опсервационом нивоу, као и његова
релативна варијација услед варијације температуре, могу изразити као:

$$N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}}) = A(\alpha \cos Z)^{1+\gamma} N_\gamma(h_0, Z, E_{\mu_{min}}), \quad (3.42)$$

$$\left. \frac{\delta N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}})}{N_\mu(h_0, Z, E_{\mu_{min}})} \right|_{temp} = \int_0^{h_0} W_T(h, h_0, E_{\mu_{min}}, Z) \delta T(h) dh, \quad (3.43)$$

где је

$$W_T(h, h_0, E_{\mu_{min}}, Z) = W_T^\pi(h, h_0, E_{\mu_{min}}, Z) + W_T^\mu(h, h_0, E_{\mu_{min}}, Z) \quad (3.44)$$

и

$$N_\gamma(h_0, Z, E_{\mu_{min}}) = \int_0^{h_0} \frac{\exp(-h_2/L \cos Z) \phi_\gamma(s, \nu) dh_2}{(h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}})^{1+\gamma}}, \quad (3.45)$$

$$W_T^\pi(h, h_0, E_{\mu_{min}}, Z) = \frac{h \exp(-h/L \cos Z) \chi_\gamma(s, \nu)}{\alpha \lambda b_\pi(h) T(h) (h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}})^\gamma N_\gamma \cos Z}, \quad (3.46)$$

$$W_T^\mu(h, h_0, E_{\mu_{min}}, Z) = \frac{m_\mu c R_0}{\tau h N_\gamma} \int_0^h \frac{\exp(-h_2/L \cos Z) f_\gamma(s, k, \nu) dh_2}{(h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}})^{2+\gamma}}. \quad (3.47)$$

У једначинама 3.45 - 3.47 коришћене су следеће помоћне функције:

$$\begin{aligned}
\phi(s, \nu) &= \int_0^1 t^{1+\gamma} (t+s)^{-1} e^{\nu t} dt, \\
\chi(s, \nu) &= \int_0^1 t^{1+\gamma} (t+s)^{-2} e^{\nu t} dt, \\
f_\gamma(s, k, \nu) &= \int_0^1 k t^{2+\gamma} (t+s)^{-1} (k-t)^{-1} e^{\nu t} dt,
\end{aligned} \tag{3.48}$$

где су

$$\begin{aligned}
s &= \frac{h_2(h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}})}{\alpha \lambda b_\pi(h_2) \cos Z}, \quad t = \frac{E_{\pi_{min}}}{E_\pi} = \frac{E_{\mu_{min}} + h_0 - h_2}{\alpha E_{pi} \cos \theta} \\
k &= \frac{h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}}}{h - h_2}, \quad \lambda = lL(L-l)^{-1}
\end{aligned} \tag{3.49}$$

$$\nu = \begin{cases} \frac{\eta_{\mu_1} \ln \left[\frac{h_2}{h_0} \left(1 - \frac{t(h_0 - h_2)}{h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}}} \right) \right]}{h_0 - h_2(1-t) + E_{\mu_{min}}}, & \text{за } h_0 \leq 0.2atm \\ \frac{\eta_{\mu_1} \ln \left[\frac{0.2}{h_2} \left(1 - \frac{t(h_0 - h_2)}{h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}}} \right) \right]}{h_0 - h_2(1-t) + E_{\mu_{min}}} + \frac{\eta_{\mu_3}}{t} \ln \left(\frac{1 - \frac{t(h_0 - h_2)}{h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}}}}{1 - \frac{t(0.2 - h_2)}{h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}}}} \right), \\ + \frac{\eta_{\mu_2} \ln \left[\frac{0.2}{h_0} \left(1 - \frac{t(h_0 - h_2)}{h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}}} \right) \left(1 - \frac{t(0.2 - h_2)}{h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}}} \right)^{-1} \right]}{h_0 - h_2(1-t) + E_{\mu_{min}}}, \\ \frac{\eta_{\mu_2} \ln \left[\frac{h_2}{h_0} \left(1 - \frac{t(h_0 - h_2)}{h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}}} \right) \right]}{h_0 - h_2(1-t) + E_{\mu_{min}}} + \frac{\eta_{\mu_3}}{t} \left(\frac{t(h_0 - h_2)}{h_0 - h_2 + E_{\mu_{min}}} \right), \\ \end{cases} \tag{3.50}$$

У горњим једначинама коришћени су следећи помоћни изрази:

$$b(\pi) = \begin{cases} \eta_{\pi_1}, \text{ за } h \leq 0.2 \text{ atm}, \\ \eta_{\pi_2} + h\eta_{\pi_3}, \text{ за } h > 0.2 \text{ atm}, \end{cases} \quad (3.51)$$

где су:

$$\begin{aligned} \eta_{\pi_1} &= 220 R_0 m_\pi c \tau_\pi^{-1} g^{-1}, \eta_{\pi_2} = 204 R_0 m_\pi c \tau_\pi^{-1} g^{-1}, \eta_{\pi_3} = 80 R_0 m_\pi c \tau_\pi^{-1} g^{-1} \\ \eta_{\mu_1} &= 220 R_0 m_\mu c \tau_\mu^{-1} g^{-1}, \eta_{\mu_2} = 204 R_0 m_\mu c \tau_\mu^{-1} g^{-1}, \eta_{\mu_3} = 80 R_0 m_\mu c \tau_\mu^{-1} g^{-1}. \end{aligned} \quad (3.52)$$

Овим завршавамо преглед теорије метеоролошких ефеката на мионску компоненту СКЗ, са обзиром да постоји неопходна основа за разумевање метода за корекцију детектованог флуksа.

3.3 Методи за корекцију метеоролошких ефеката

Већ је поменуто да се модулација примарног космичког зрачења различитим процесима у хелиосфери и друге варијације ПКЗ огледају и у промени флуksа секундарног космичког зрачења. За проучавање ових процеса земаљским детекторима, као што су неутронски и мионски монитори, варијације СКЗ услед променљивих услова у атмосфери представљају фонски процес. Стога је развијено неколико метода за корекцију флуksа неутрона и миона на метеоролошке ефекте. Будући да се у Нискофонској лабораторији за нуклеарну физику мери мионски флуks (поставка експеримента је детаљније описана у секцији 4.1), описаћемо методе који се односе на корекцију овог флуksа на атмосферске ефекте. Наведени методи базирају се на емпиријским и теоријским моделима представљеним у претходној секцији и то су: метод ефективног нивоа продукције, интегрални метод, метод усредњене температуре и метод ефективне температуре.

Метод ефективног нивоа продукције и метод средње температуре истовремено третирају температурски и барометарски ефекат. Остали наведени методи се односе само на корекцију температурског ефекта, док се коефицијент за

барометарски ефекат утврђује накнадно линеарном регресијом зависности мионског флуksа од атмосферског притиска. Мерени флуks се претходно коригује на температурски ефекат.

3.3.1 Метод ефективног нивоа продукције

Метод ефективног нивоа продукције заснива се на Дуперијеровом моделу метеоролошких ефеката на флуks космичких миона. Као што је раније поменуто, Дуперијер варијацију мионског флуksа описује помоћу једначине:

$$\delta I = \mu \delta B + \mu' \delta H + \alpha \delta T. \quad (3.53)$$

Висина H представља висину референтног нивоа који одговара слоју атмосфере у коме долази до продукције највећег броја миона. Највећи број аутора који користе ову методу сматра да је то слој приближно између $100mb$ и $200mb$, те се за висину H узима висина нивоа од $100mb$ (приближне вредности су условљене доступним метеоролошким подацима који се мере за стандардно утврђене изобарне нивое). Такође, будући да се у стратосфери температура слабо мења са променом висине, сматра се да је температура тог слоја добро апроксимирана температуром која одговара нивоу од $100mb$.

Температура референтног нивоа се мери метеоролошким балонима. За неке локације, нарочито у урбанијим срединама, ова мерења стандардно врше локалне или јавне метеоролошке службе. Међутим, за удаљеније локације то често није случај и тада се морају вршити наменска мерења метеоролошким балонима или користити моделоване температуре (о чему ће детаљније бити речено у одељку 4.2.1). Вредности атмосферског притиска за дату локацију су лако доступне, *in situ* мерењима или на основу података јавних метеоролошких сервиса. Висина референтног нивоа се може израчунати на основу формула као што су хипсометријска или барометарска.

Одговарајући коефицијенти у изразу 3.53 утврђују се на основу вишеструке линеарне регресије, односно представљају коефицијенте линеарне регресије ре-азидуалних вредности две варијабле од интереса, након корекције на зависност

од осталих варијабли у вишеструкој регресији.

Компаративне предности овог метода су једноставност примене, мали скуп независних варијабли које је неопходно мерити, доста добра ефикасност и једноставна интерпретација резултата. Са друге стране, чињеница да се не узима у обзир целокупни температурски профил атмосфере ограничава ефикасност метода и смањује применљивост, нарочито када је у питању проучавање ефеката мањег интензитета.

3.3.2 Интегрални метод

Интегрални метод се заснива на теоријски добијеном изразу за варијацију мионског флукса услед варијације температуре атмосфере. Ова варијација је дата следећом једначином:

$$\delta I_T = \int_0^{h_0} \alpha_T(h) \delta T(h) dh, \quad (3.54)$$

где δI_T релативна варијација флукса космичких миона, $W_T(h)$ температурски коефицијент а $\delta T(h) = T_B(h) - T(h)$, односно варијација температуре $T(h)$ у односу на неку базну температуру $T_B(h)$ за дати изобарни ниво h . $W_T(h)$ је интегрални температурски коефицијент и представља директан збир позитивног ($W_T^\pi(h)$) и негативног ($W_T^\mu(h)$) температурског коефицијента.

За примену овог метода неопходно је потпуно познавање температурског профила атмосфере што је у пракси немогуће. Међутим, метеоролошка сондирања атмосфере, односно подаци добијени на основу модела, дају вредности температуре за довољан број нивоа да се у пракси за израчунавање варијације мионског флукса услед температурског ефекта може применити модификована једначина 3.54:

$$\Delta I_T = \sum_{i=0}^n \alpha_T(h_i) \Delta T(h_i) \Delta h_i, \quad (3.55)$$

где су h_i нивои за које су доступна мерења. Типично n се креће од 10 до 30 а температурски коефицијент умерено до слабо варира у зависности од висине, те прелазак на суму представља добру апроксимацију.

Више аутора је вршило упоређења интегралног и Дуперијеровог метода и већина се слаже да је интегрални метод ефикаснији у корекцији флуksа космичких миона [71, 72, 73], мада има и аутора који су сматрали да разлика није значајна [74]. Због тога се интегрални метод често узима као референтни, а чињеница да се теоријски температурски коефицијент одеређује независно представља највећу компаративну предност овог метода у односу на Дуперијеров метод.

Ипак, примена је нешто компликованија јер захтева израчунавање температурског коефицијента и нужно детаљније познавање температурског профила атмосфере. Овај други захтев је дуго био разлог за мање раширену примену интегралног метода, међутим у последњих пар деценија доступни су модели атмосфере који доста коректно описују велики скуп атмосферских параметара, као што је температура, и у многоме олакшавају примену интегралног метода.

3.3.3 Метод усредњене температуре

Метод усредњене температуре заснива се на апроксимацији интегралног метода. Наиме, температурски коефицијент не варира много у зависности од дубине атмосфере па су неки аутори [75] сматрали да се без већег губитка ефикасности може претпоставити да је вредност температурског коефицијента константна.

У том случају једначина 3.54 се своди на облик:

$$\delta I_T = \bar{\alpha}_T \int_0^{h_0} \delta T(h) dh = \bar{\alpha}_T^* \sum_{i=0}^n \frac{h_i - h_{i+1}}{h_0} \bar{T}_i = \bar{\alpha}_T^* \delta T_m, \quad (3.56)$$

где су $\bar{\alpha}$ средња вредност температурског коефицијента у интервалу $(0, h_0)$, $\bar{\alpha}_T^*$ вредност коефицијента помножена дубином целокупне атмосфере, а δT_m температура атмосфере усредњена по маси.

Овај метод је нешто једноставнији за примену јер не захтева израчунавање температурског коефицијента. За израчунавање отежињене температуре довољно је само познавање температурског профила атмосфере а температурски коефицијент се затим добија линеарном регресијом зависности детектованог флуksа миона од отежињене температуре.

Упоређења са другим методима су показала да је овај метод приметно ефикаснији од метода ефективног нивоа продукције а тек нешто мало мање ефикасан од интегралног метода [76]. Стога, у случају да су доступни неопходни атмосферски подаци, овај метод има значајну практичну примену.

3.3.4 Метод ефективне температуре

Последњи метод ћемо описати само у најопштијим цртама. Обично се примењује за корекцију флуksа миона високих енергија детектованих на већим дубинама ($\approx 1000 m.w.e$), те је од мањег значаја за примену на податке Београдске мионске станице и овде је поменут пре свега због комплетности.

Претпоставка на којој се овај метод базира је да је негативни температурски ефекат на мионе који имају довољно велике енергије да стигну у дубоко подземље занемарљив, односно да је за такве мионе значајан пре свега позитивни температурски ефекат [77]. Будући да је варијација интензитета миона услед варијације температуре атмосфере мала, детаљан температурски профил атмосфере се може заменити ефективном температуром. Ефективна температура представља температуру изотермалне атмосфере која би продуковала исти интензитет миона као и у случају атмосфере чија температуру има дистрибуцију у зависности од висине.

Тако је релативна варијација интензитета космичких миона услед релативне варијације ефективне температуре дата изразом:

$$\delta I_T = \alpha_T \Delta T_{eff}, \quad (3.57)$$

где је α_T температурски коефицијент, а T_{eff} ефективне температуре која се може изразити као [78]:

$$T_{eff} = \frac{\int_0^{h_0} T(h) \frac{dh}{h} \left(e^{-\frac{h}{\lambda_\pi}} - e^{-\frac{h}{\lambda_n}} \right)}{\int_0^{h_0} \frac{dh}{h} \left(e^{-\frac{h}{\lambda_\pi}} - e^{-\frac{h}{\lambda_n}} \right)} \quad (3.58)$$

где су λ_π средњи слободни пут за интеракцију наелектрисаних пиона, а λ_n средњи слободни пут за интеракцију нуклеона у чијим интеракцијама настају

пиони.

Показано је [79] да је примена овог метода на земаљске детекторе ограничена са обзиром да се у изразу за ефективну температуру већа тежина даје температурама виших слоја атмосфере.

3.4 Корекција барометарског и температурског ефекта постојећим методима

У овој секцији ће бити представљени резултати корекције флуksа мионске компоненте секундарног космичког зрачења на барометарски и температурски ефекат претходно представљеним методима. Резултати корекције ће представљати референцу за нове методе које ће бити уведене у каснијим поглављима.

Експериментални подаци на којима ће корекције бити примењене су мерени у оквиру Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику (НИЛНФ) Института за физику у Земуну. Детаљан опис лабораторије, детектора, система за аквизицију и складиштење података, као и карактеристике мереног мионског флуksа ће бити дати у одељку 4.1, док ће експериментални подаци овде бити представљени као интегрални одброј мерен у надземној и подземној лабораторији НИЛНФ.

Као што је раније поменуто, за анализу метеоролошких ефеката и примену одговарајућих корекција, поред мионског флуksа неопходно је познавање метеоролошких параметара. Метеоролошки подаци коришћени у овој анализи представљају комбинацију моделованих и директно мерених података. Референтни временски интервал изабран за анализу представља период од годину дана, почев од 01.06.2010. а завршно са 31.05.2011. године. У следећим одељцима ће бити дате само најнужније референце, док ће о доступним изворима, избору, обради метеоролошких података као и аргументацији за избор овог интервала бити детаљније изложено у секцији 4.2.

Метод ефективног нивоа продукције и метод средње температуре симултано третирају температурски и барометарски ефекат. Интегрални метод коригује само температурски ефекат, те ће корекција барометарског ефекта за овај метод

бити представљена на крају.

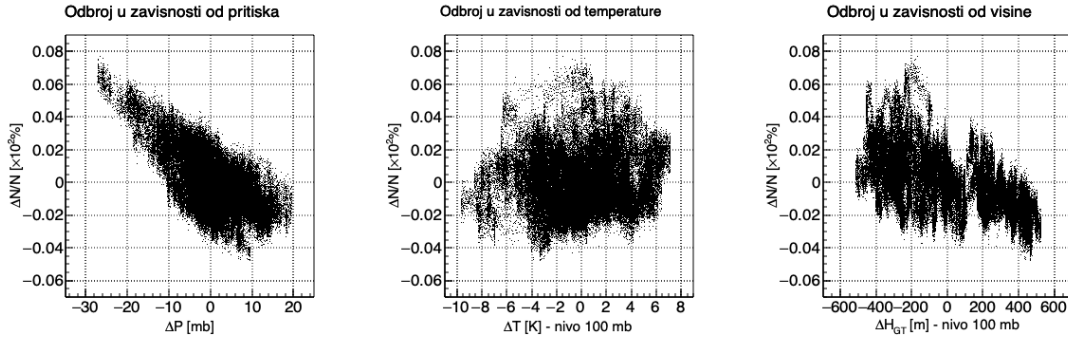
3.4.1 Корекција методом ефективног нивоа продукције

Метод ефективног нивоа продукције заснива се на Дуперијеровој једначини 3.53, коју ћемо овде представити у следећој нотацији:

$$\delta I = a_P \Delta P + a_T \Delta T_{100} + a_H \Delta H_{100}, \quad (3.59)$$

где су δI релативна варијација интензитета космичких миона (рачуната на основу детектованог оброја), ΔP варијација атмосферског притиска, ΔT_{100} и ΔH_{100} варијације температуре, односно геопотенцијалне висине атмосферског нивоа који одговара притиску од $100mb$, док су a_i одговарајући коефицијенти. Варијације су рачунате у односу на средње годишње вредности варијабли.

На слици 3.1 приказана је зависност одброја космичких миона од атмосферског притиска, као и температуре и висине референтног изобарног нивоа за надземну лабораторију НИЛНФ.



Слика 3.1: Зависност одброја космичких миона детектованог у надземној лабораторији од атмосферског притиска, односно температуре и геопотенцијалне висине изобарног нивоа од $100mb$.

Табела 3.1 приказује елементе корелационе матрице за горе поменуте варијабле.

Анализа коефицијената показује да постоји незанемарљива корелација између метеоролошких параметара, где је нарочито значајна корелација атмосферског притиска и висине нивоа продукције. Стога су за оцену значаја зависности одброја од појединих атмосферских варијабли индикативнији парцијални

Табела 3.1: Корелациона матрица за одброј космичких миона у надземној лабораторији.

	$\delta I[\%]$	$\Delta P[mb]$	$\Delta T_{100}[^{\circ}C]$	$\Delta H_{100}[m]$
$\delta I[\%]$	1.0000000	-0.8901752	0.2549857	-0.8846057
$\Delta P[mb]$	-0.8901752	1.0000000	0.1773757	-0.8151721
$\Delta T_{100}[^{\circ}C]$	0.2549857	0.1773757	1.0000000	0.2718952
$\Delta H_{100}[m]$	-0.8846057	-0.8151721	0.2718952	1.0000000

Табела 3.2: Парцијални корелациони коефицијенти за одброј космичких миона у надземној лабораторији.

	$\Delta P[mb]$	$\Delta T_{100}[^{\circ}C]$	$\Delta H_{100}[m]$
$\delta I[\%]$	-0.8901752	0.216529	-0.5821504

корелациони коефицијенти. Ови коефицијенти описују корелацију одброја са изабраним метеоролошким варијаблама у случају да је међусобна корелација метеоролошких варијабли уклоњена. Вредности одговарајућих коефицијената приказане су у табели 3.2.

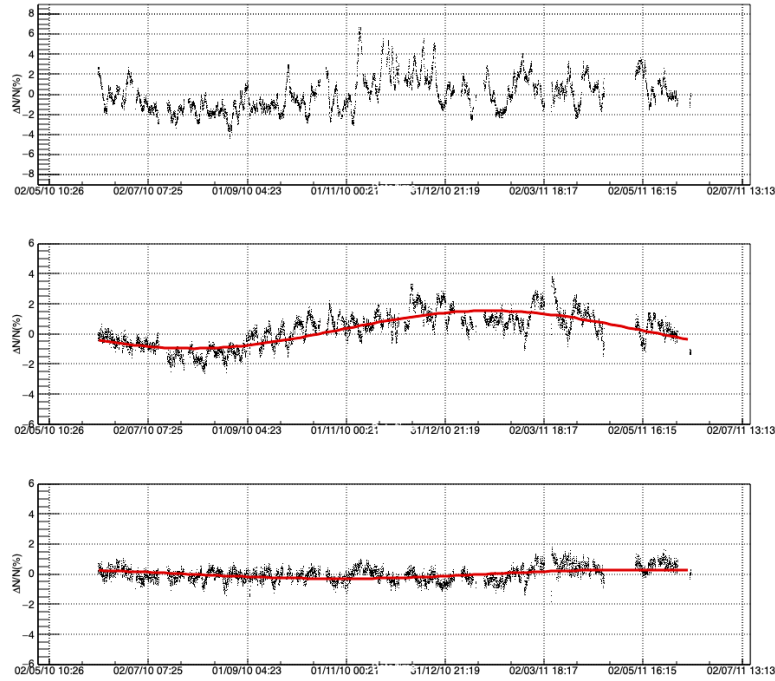
Са обзиром да атмосферске варијабле нису линеарно независне, коефицијенти зависности детектованог одброја од ових варијабли одређени су помоћу вишеструке линеарне регресије и добијене су следеће вредности:

$$\begin{aligned}
 a_P &= (-1.782e - 03 \pm 4e - 06)[\%/mb], \\
 a_T &= (5.45e - 04 \pm 8e - 06)[\%/^{\circ}C], \\
 a_H &= (-4.403e - 05 \pm 8e - 08)[\%/m].
 \end{aligned} \tag{3.60}$$

За израчунавање корелационих коефицијената и вишеструку линеарну регресију коришћене су процедуре имплементирание у програмском језику *R* [80]. На основу овако одређених коефицијената, помоћу следеће формуле може се одредити одброј миона коригован на метеоролошке ефекте:

$$I_{corr} = \frac{I}{1 + a_P \Delta P + a_T \Delta T_{100} + a_H \Delta H_{100}}. \tag{3.61}$$

На слици 3.2 приказане су некоригована временска серија одброја космичких миона детектованог у надземној лабораторији и временске серија одброја коригованог на барометарски, односно барометарски и температурски ефекат.



Слика 3.2: Метод ефективног нивоа продукције: временске серије одброја космичких миона за надземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).

Процедура за корекцију барометарског ефекта на основу које је продуктована временска серија коригована на притисак биће детаљније описана у одељку 3.4.4. Након корекције на барометарски ефекат у временским серијама космике долази до изражаја годишња варијација којој највише доприноси температурски ефекат. Један начин за упоређење различитих метода корекције је управо ефикасност са којом поједини методи уклањају годишњу варијацију. Стога се временска серија коригована на притисак и временска серија коригована на притисак и температуру фитују функцијом облика:

$$f(t) = a + b * \sin(c + d * t), \quad (3.62)$$

где параметар t представља време. Коефицијент d је фиксиран и одговара

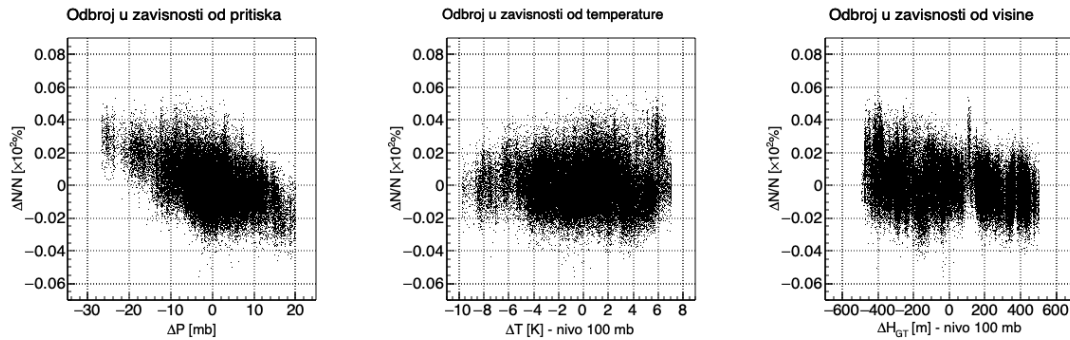
Табела 3.3: Корелациона матрица за одброј космичких миона у подземној лабораторији.

	$\delta I[\%]$	$\Delta P[mb]$	$\Delta T_{100}[^{\circ}C]$	$\Delta H_{100}[m]$
$\delta I[\%]$	1.00000000	-0.47733573	-0.03239227	-0.35519850
$\Delta P[mb]$	-0.47733573	1.00000000	-0.08880243	-0.22632853
$\Delta T_{100}[^{\circ}C]$	-0.03239227	-0.08880243	1.00000000	0.06873177
$\Delta H_{100}[m]$	-0.35519850	-0.22632853	0.06873177	1.00000000

периоду од годину дана, док коефицијент b представља амплитуду годишње варијације.

Амплитуда годишње варијације након корекције на барометарски ефекат, а одређена на основу фита приказаног на слици 3.2, износи $(1.25 \pm 0.02)\%$. Након корекције на оба метеоролошка ефекта вредност амплитуде износи $(-0.298 \pm 0.008)\%$. На основу ових вредности јасно је да корекција уклања велики део годишње варијације. Како се један од главних фокуса овог рада тиче упоређивања различитих метода за корекцију метео ефеката, овде нећемо улазити у анализу природе и евентуалних извора резидуалне годишње варијације.

Слика 3.3 приказује зависност одброја космичких миона од атмосферског притиска као и температуре и висине референтног изобарног нивоа за надземну лабораторију НИЛНФ.



Слика 3.3: Зависност одброја космичких миона детектованог у подземној лабораторији од атмосферског притиска, односно температуре и геопотенцијалне висине изобарног нивоа од $100mb$.

Табела 3.3 приказује корелациону матрицу за подземну лабораторију док су у табели 3.3 дати одговарајући парцијални корелациони коефицијенти.

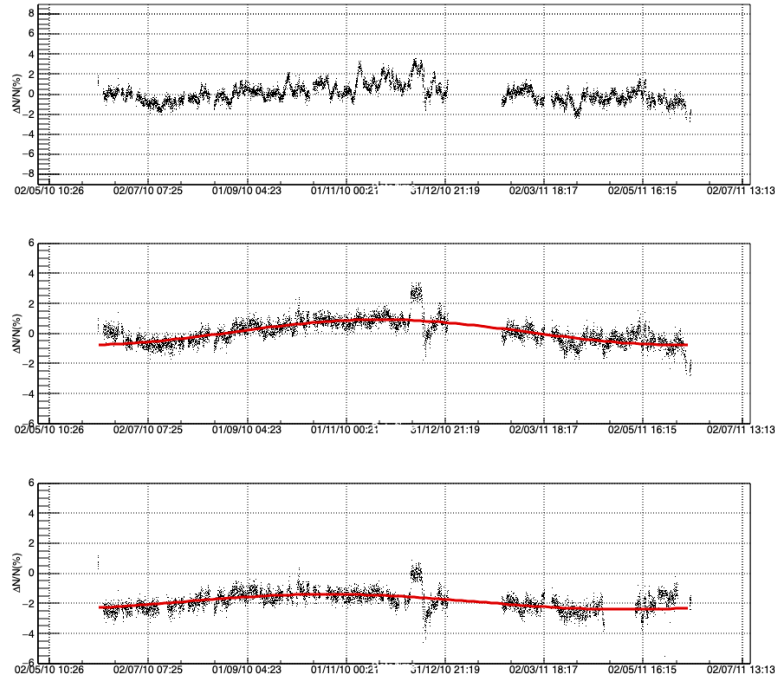
Вишеструком линеарном регресијом добијени су следећи коефицијенти:

Табела 3.4: Парцијални корелациони коефицијенти за одброј космичких миона у подземној лабораторији.

	$\Delta P[mb]$	$\Delta T_{100}[^{\circ}C]$	$\Delta H_{100}[m]$
$\delta I[\%]$	-0.4773357	0.0114211	-0.2889568

$$\begin{aligned}
 a_P &= (-8.27e - 04 \pm 6e - 06)[\%/mb], \\
 a_T &= (-1.1e - 04 \pm 2e - 05)[\%/^{\circ}C], \\
 a_H &= (-1.51e - 05 \pm 2e - 07)[\%/m],
 \end{aligned} \tag{3.63}$$

на основу којих је одређена временска серија коригованог одброја за подземну лабораторију приказана на слици 3.4.



Слика 3.4: Метод ефективног нивоа продукције: временске серије одброја космичких миона за подземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).

Амплитуда годишње варијације након корекције на притисак је $(0.84 \pm 0.02)\%$, док након корекције и на температуру вредност амплитуде износи $(0.51 \pm 0.03)\%$.

На основу ових резултата можемо да закључимо да овај метод доста добро описује метеоролошке ефекте и ефикасно уклања њихов допринос. Корекција очекивано има већи ефекат на одброј у надземној лабораторији. Поред тога, једноставност анализе и примене и мали скуп метеоролошких варијабли на коме се заснива показују зашто се и даље користи упркос чињеници да су од његовог увођења развијени софистициранији методи.

3.4.2 Корекција интегралним методом

Интегрални метод полази од једначине 3.55. Као што је већ изложено у одељку 3.2.2, температурски коефицијент α_T представља збир позитивног и негативног температурског ефекта који су описани једначинама 3.46 и 3.47 респективно.

Да би се избегле додатне апроксимације, интеграција ових израза је рачуната нумерички, Монте Карло методом. Коришћен је Марсен Твистер (*Marsenne Twister*) генератор псеудослучајних бројева у оквиру ROOT пакета за анализу података [81].

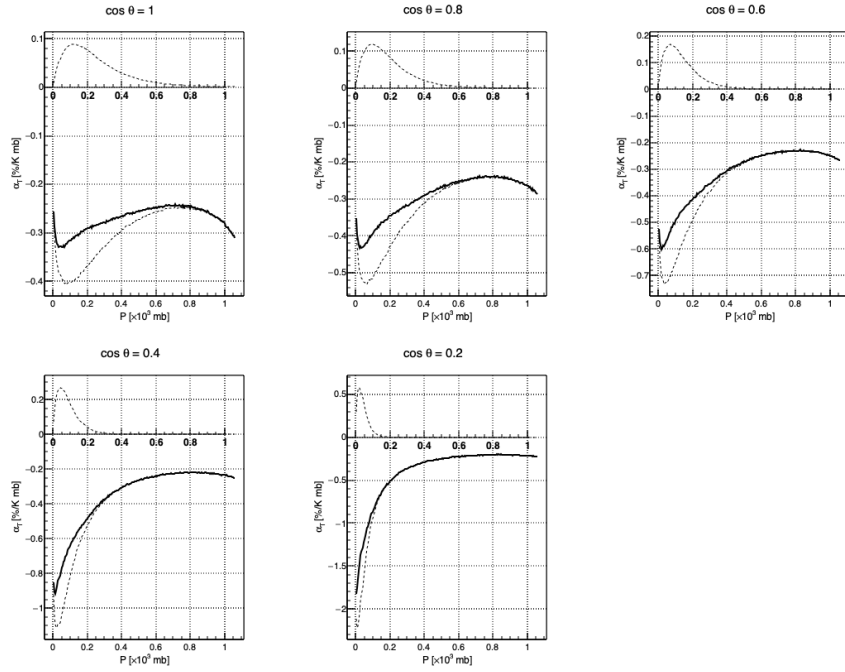
Вредности различитих параметара у интеграцији су: $\gamma = 0.7$, $L = 0.12g/cm^2$, $l = 0.06g/cm^2$, $h_0 = 1.0208g/cm^2$. Минимална енергија миона износи $E_{min} = 0.4GeV$ за надземну, односно $E_{min} = 6.4GeV$ за подземну лабораторију.

На сликама 3.5 и 3.6 приказане су функције позитивног, негативног и збирног диференцијалног температурског коефицијента у зависности од упадног угла миона за надземну, односно подземну лабораторију.

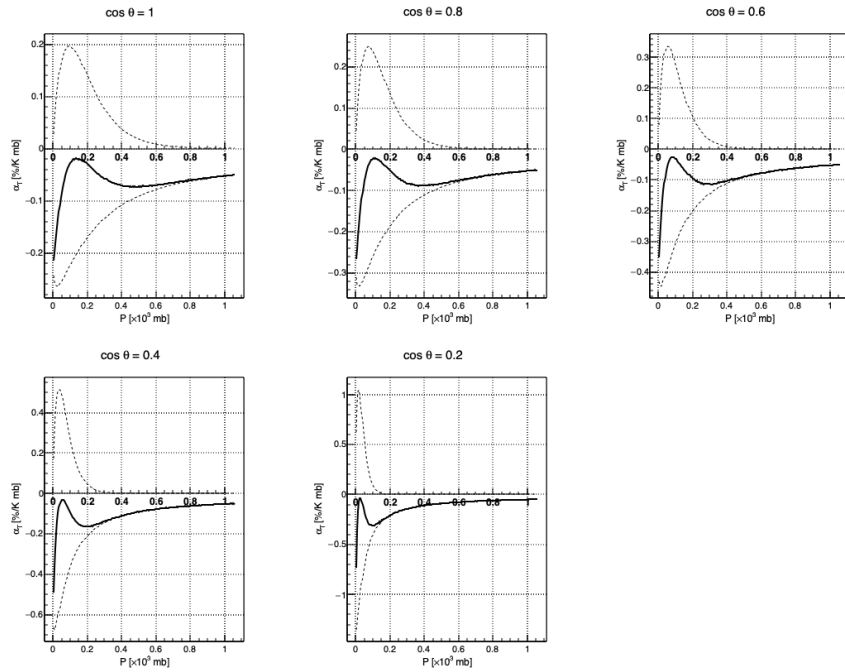
Интегрални температурски коефицијент за мионе на површини земље приказан је на слици 3.7, док је за мионе на дубини од $25m.w.e.$ приказан на слици 3.8.

Помоћу добијених функција густине температурског коефицијента израчунате су одговарајуће варијације одброја миона према једначини 3.55. На основу израчунатих варијација одређене су временске серије одброја миона кориговане на температурски ефекат. Одброј овако коригован на температурски ефекат је потом коришћен за одређивање барометарског коефицијента, што је детаљније описано у одељку 3.4.4.

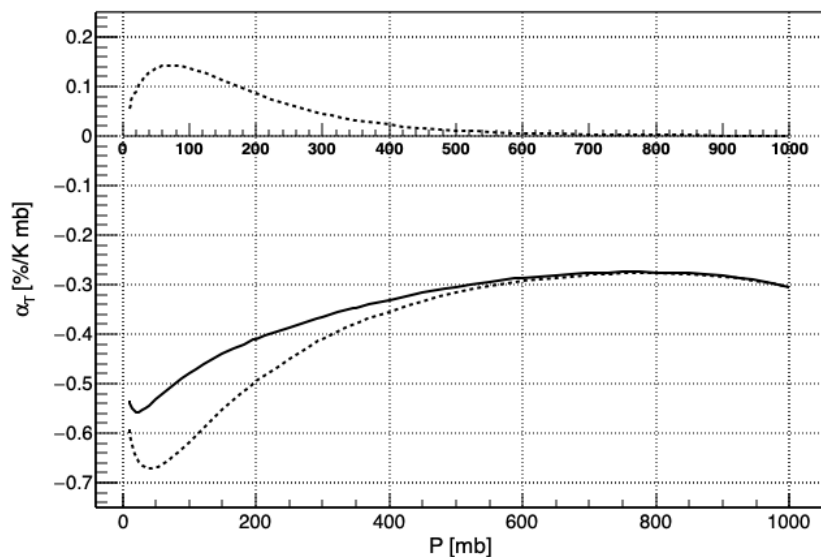
На сликама 3.9 и 3.10 упоредно су приказане временске серије некориго-



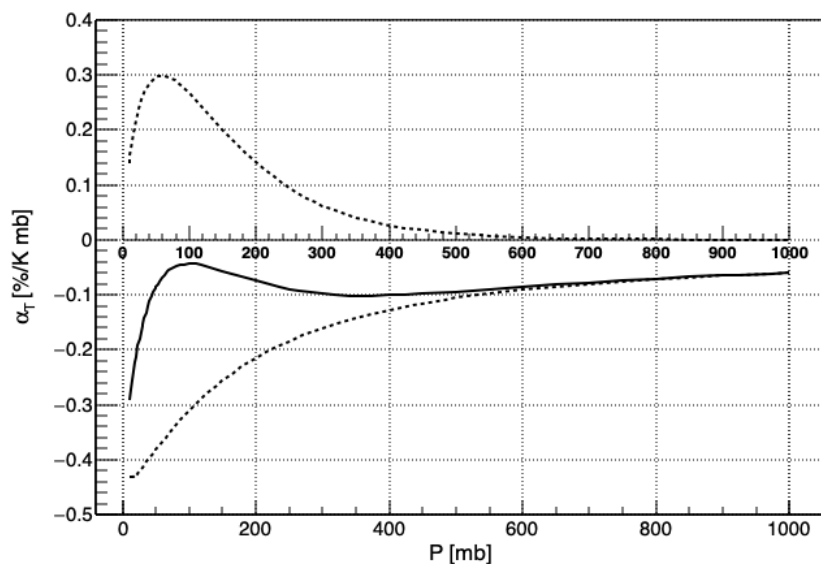
Слика 3.5: Позитивни, негативни и укупни диференцијални температурски коефицијент за различите вредности азимуталног угла за мионе који стижу на површину земље (надземна лабораторија).



Слика 3.6: Позитивни, негативни и укупни диференцијални температурски коефицијент за различите вредности азимуталног угла за мионе који стижу на дубину од $25m.w.e.$ (подземна лабораторија).



Слика 3.7: Позитивни, негативни и укупни температурски коефицијент за мионе који стижу на површину земље (надземна лабораторија).



Слика 3.8: Позитивни, негативни и укупни температурски коефицијент за мионе који стижу на дубину од 25 m.w.e. (подземна лабораторија).

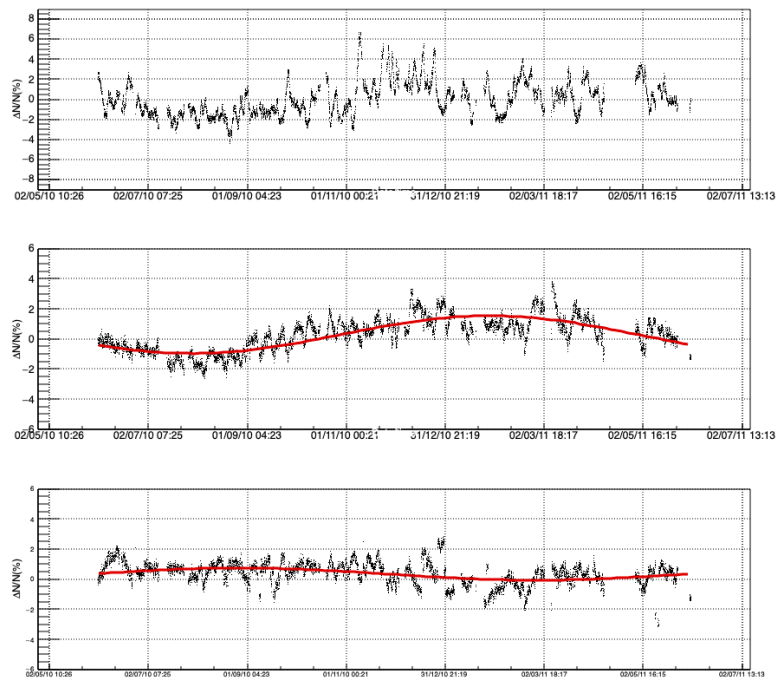
ваног, коригованог на барометарски и одброја коригованог на барометарски и температурски ефекат интегралним методом.

Амплитуда годишње варијације након корекције на барометарски и температурски ефекат износи $(-0.40 \pm 0.04)\%$ за надземну и $(0.576 \pm 0.009)\%$ за подземну лабораторију.

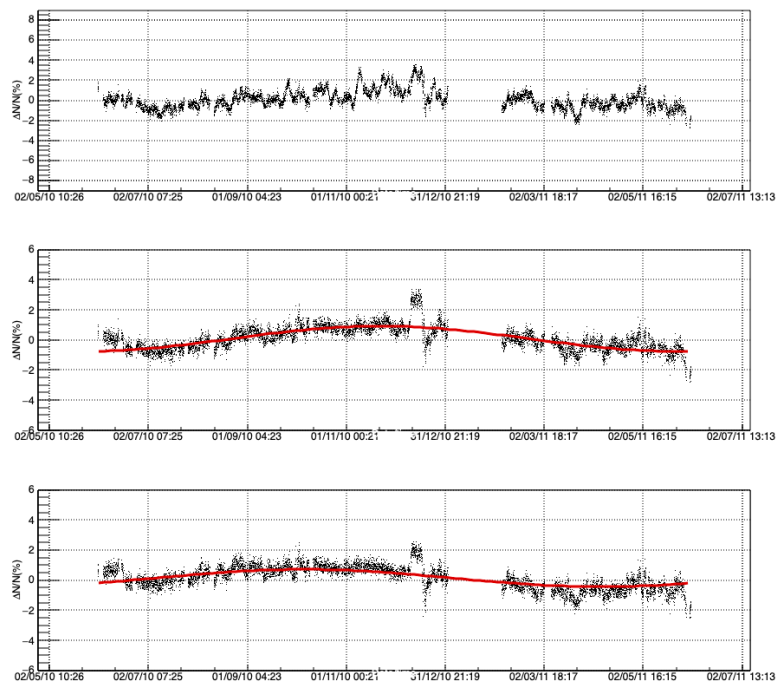
Упоређењем са резултатима метода ефективног нивоа продукције, чини се да је за дати период интегрални метод приближне, али ипак нешто мање, ефикасности у отклањању метеоролошких ефеката када су и питању подаци из надземне лабораторије, док је упоредиве ефикасности када су у питању подаци из подземне лабораторије. Међутим, будући да је метод ефективног нивоа продукције у основи статистичке природе, коефицијенти који описују допринос појединих ефеката могу да варирају у зависности од временског периода који се посматра. Ове варијације могу бити сезонске или везане за дуже временске периоде и повећавају неодређеност резултата [65, 82].

Већина аутора се због конзистентности и једноставније интерпретације одлучује за интегрални метод као референти. До развоја нових метода које ће бити представљене касније, већина анализа и публикованих резултата Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику у домену физике космичког зрачења ослањала се на податке кориговане на метеоролошке ефекте интегралним методом [83, 84, 85]. Овако кориговани подаци омогућили су јаснији увид у различите трендове временских серија космике (као што је промена интензитета), анализу резидуалних периодичних ефеката неатмосферског порекла, значајно повећали осетљивост на апериодичне ефекте као што су Форбушева смањења и повећали прецизност одређивања величина као што су медијана и гранична вредност магнетне чврстоће [86, 87].

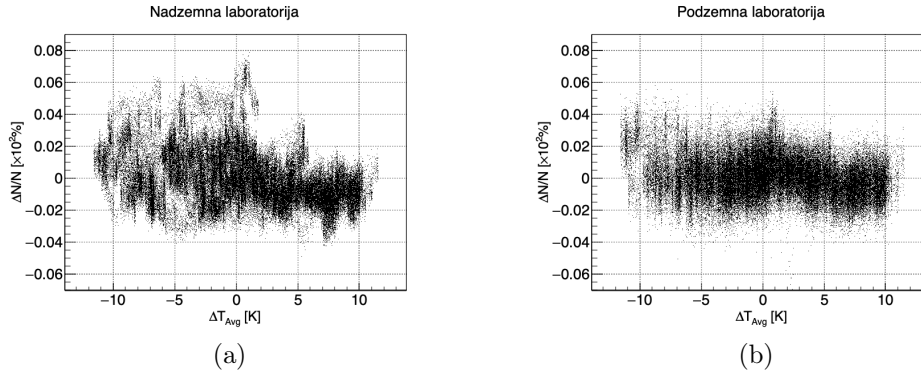
Додатну предност интегралног метода представља могућност корекције временских серија космике у реалном времену [76] где би употреба било ког емпиријског метода представљала екстраполацију и самим тим уносила додатну неодређеност.



Слика 3.9: Интегрални метод: временске серије одброја космичких миона за надземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).



Слика 3.10: Интегрални метод: временске серије одброја космичких миона за подземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).



Слика 3.11: Зависност релативне варијације интензитета космичких миона од атмосферске температуре усредњене по маси за: а) надземну б) подземну лабораторију.

3.4.3 Корекција методом усредњене температуре

Као што је раније поменуто, метод усредњене температуре представља апроксимацију интегралног метода, где се претпоставља да је температурски коефицијент приближно константан. Тада се зависност релативне варијације интензитета космичких миона може представити као производ температурског коефицијента и температуре атмосфере усредњене по дебљини апсорпције, односно како је неки аутори називају, усредњене по маси.

Температурски коефицијент се утврђује емпиријски, међутим као и у случају осталих емпиријских метода, не може се третирати одвојено од осталих метеоролошких варијабли, односно пре свега притиска. Стога се релативна варијација интензитета космичких миона може представити једначином:

$$\delta I = a_P \Delta P + a_T \Delta T_m, \quad (3.64)$$

где су P и T_m атмосферски притисак и атмосферска температура усредњена по маси, а a_i одговарајући коефицијенти.

Зависност релативног одброја од усредњене температуре за надземну и подземну лабораторију приказана је на слици 3.11.

Коефицијенти у једначини 3.64 одређују се вишеструком линеарном регресијом на сличан начин како је описано у одељку 3.4.1. За надземну лабораторију добијене су следеће вредности коефицијената:

$$\begin{aligned}
a_P &= (-2.165e - 03 \pm 4e - 06)[\%/mb], \\
a_T &= (-1.967e - 03 \pm 4e - 06)[\%/^\circ C],
\end{aligned}
\tag{3.65}$$

док су за подземну лабораторију добијене следеће вредности:

$$\begin{aligned}
a_P &= (-9.5e - 04 \pm 1e - 05)[\%/mb], \\
a_T &= (-8.2e - 04 \pm 2e - 05)[\%/^\circ C].
\end{aligned}
\tag{3.66}$$

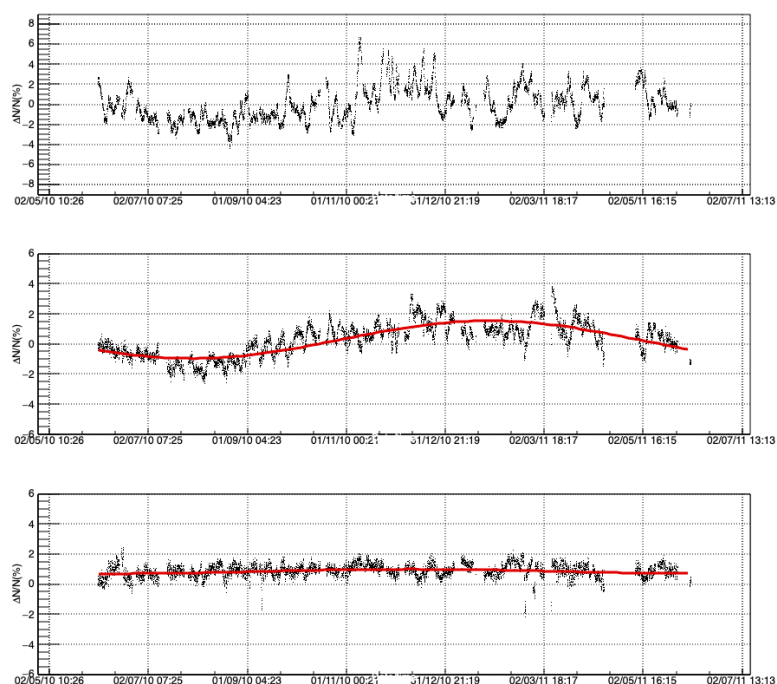
На основу ових коефицијената, а помоћу једначине:

$$I_{corr} = \frac{I}{1 + a_P \Delta P + a_T \Delta T_m}, \tag{3.67}$$

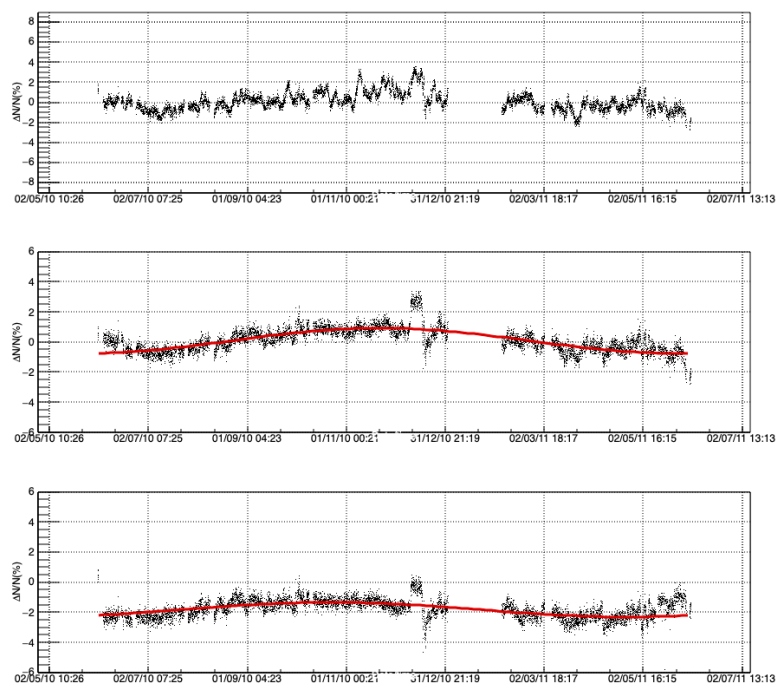
израчунат је коригован интензитет космичких миона. Временске серије коригованог одброја за обе лабораторије приказане су на сликама 3.12 и 3.13.

Амплитуда годишње варијације након корекције на барометарски и температурски ефекат износи $(0.15 \pm 0.05)\%$ за надземну и $(0.48 \pm 0.02)\%$ за подземну лабораторију.

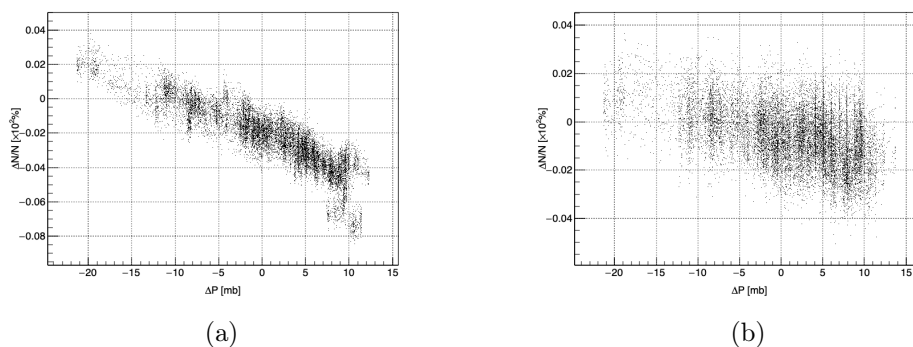
Упоређењем са осталим представљеним методама, ако се као критеријум ефикасности узме редукција амплитуде годишње варијације детектованог одброја, за дати период у надземној лабораторији може се чинити да је овај метод најефикаснији. Међутим, исте замерке које се односе на остале емпиријске методе важе и у овом случају, те интерпретација резултата није тривијална. Ефекат корекције у доњој лабораторији није значајно већи него кад су у питању остале методе.



Слика 3.12: Метод усредњене температуре: временске серије одброја космичких миона за надземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).



Слика 3.13: Метод усредњене температуре: временске серије одброја космичких миона за подземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).



Слика 3.14: Зависност релативне варијације интензитета космичких миона од атмосферског притиска за: а) надземну б) подземну лабораторију.

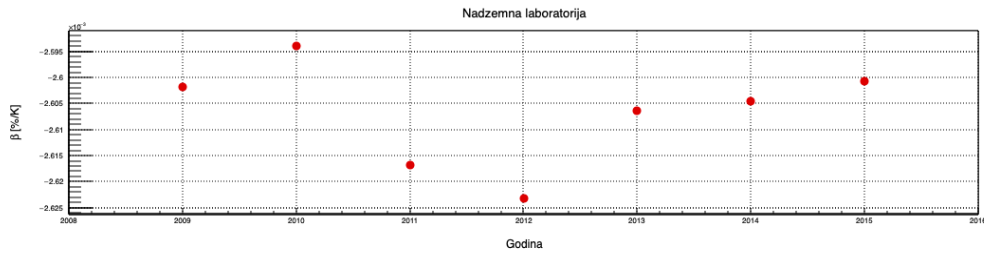
3.4.4 Корекција барометарског ефекта

Метод ефективног нивоа продукције и метод усредњене температуре истовремено третирају барометарски и температурски ефекат. Када је интегрални метод у питању, корекције су независне. Иако је барометарски коефицијент у принципу могуће израчунати теоријски, у пракси се најчешће одређује на основу линеарне регресије одброја претходно коригованог на температурски ефекат.

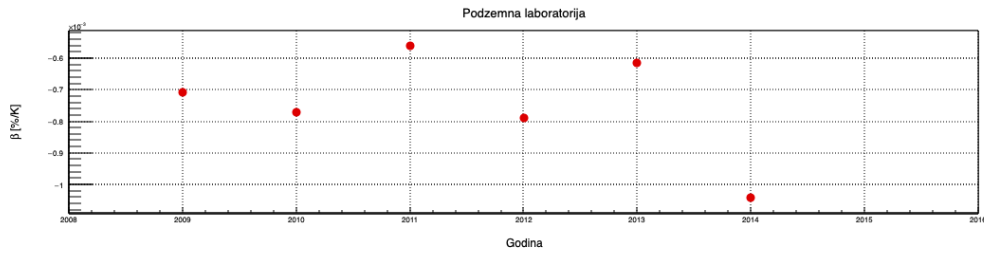
Одброј космичких миона је коригован на температурски ефекат, као што је описано у одељку 3.4.2. Затим се барометарски коефицијент одређује на основу линеарне регресије зависности релативног одброја космичких миона од варијације атмосферског притиска. Како би се смањила статистичка грешка услед варијације одброја космике, у обзир се узимају само геомагнетно мирни данни. Геомагнетно мирне дане представља десет дана са најнижим Kp индексом у сваком месецу. Kp индекс мери пертурбацију геомагнетног поља соларним ветром. Листа геомагнетно мирних дана преузета је од Немачког центра за геонауке (*GeoForschungsZentrum* - *GFZ*) у Потсдаму [88].

Како се средња вредност интензитета миона мења током соларног циклуса услед промене Сунчеве активности, барометарски коефицијент се одређује за сваку календарску годину. На слици 3.14 приказана је зависност релативне варијације одброја космичких миона од варијације притиска, за податке обе лабораторије из 2010. године.

На слици 3.15 приказане су вредности барометарског коефицијента у пери-



(a)



(b)

Слика 3.15: Вредности барометарског коефицијента за период 2009-2015. године за: а) надземну б) подземну лабораторију.

оду 2009 – 2015. године, покривајући највећи део 24. соларног циклуса.

Резултати корекција одброја космичких миона постојећим методама презентовани у овом одељку немају за циљ квантитативно упоређење ефикасности ових метода, са обзиром да је неколицина аутора је већ презентовала такве компарације [74, 71, 76, 72, 73]. Радије, циљ је да се представи какав ефекат постојеће методе имају примењене на одброј детектован специфичном експерименталном поставком у Нискофонској лабораторији за нуклеарну физику и да се успостави што општија и прегледнија референца за нове методе које ће бити уведене у каснијим поглављима.

Експериментални подаци

Основни задатак физике космичког зрачења представља проучавање карактеристика примарног космичког зрачења. Најнепосреднију експерименталну слику са минималним пертурбацијама би дали детектори који би се налазили ван хелиосфере, или макар ван Земљине атмосфере. Због објективних тешкоћа искључиво директан начин проучавања ПКЗ није остварив, те индиректна детекција земаљским детекторима и даље има значајну улогу. Тако ова два комплементарна приступа дају пуну експерименталну слику.

ПКЗ се директно проучава помоћу сателита који орбитирају око Земље или помоћу балона (који ипак подразумевају минималну пертурбацију у највишим слојевима атмосфере). Очигледна предност оваквог приступа је директна детекција честица ПКЗ, односно минимална потреба за корекцијом услед интеракције ПКЗ са атмосфером. Ману представљају ограничене димензије, односно маса детектора, што ограничава највише енергије ПКЗ које се могу детектовати. Осим тога, ове експерименте прате различити технолошки проблеми (потреба за редундантним системима, отежана измена топлоте, специфичност неопходне опреме), што се посебно односи на детекторе инсталиране на сателитима [89]. Примери детектора у орбити су PAMELA (*Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*) и FGST (*Fermi Gamma-ray Space Telescope*), док су примери експеримената који користе балоне у високим слојевима атмосфере JACEE (*Japanese American Collaborative Emulsion Experiment*) и RUNJOB (*Russian-Nippon Joint Balloon*).

Земаљски експерименти детектују секундарно космичко зрачење и нужно формирају посредну слику о ПКЗ. За ове експерименте је стога битно да у што већој мери елиминишу ефекте пропагације СКЗ кроз атмосферу, како би што

тачније рекреирали карактеристике примарних честица. Са друге стране, земаљски детектори могу у принципу бити произвољно велики или комплексни, па је немају ограничења поменута у претходном пасусу. За посредну детекцију ПКЗ највиших енергија неопходно је да детектори покривају велику површину и стога су често у облику мреже мањих детектора. Примери оваквих експеримената су AUGER у оквиру Pierre Auger опсерваторије и ICECUBE.

За посредну детекцију ПКЗ средњих енергија и даље значај имају земаљски детектори мањих димензија, као што су неутронски и мионски монитори. Експеримент у оквиру Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику спада у ову другу категорију.

У овом поглављу представимо експерименталну поставку за детекцију мионске компоненте секундарног космичког зрачења у оквиру НИЛНФ, неке технике анализе и обраде које повећавају употребљивост сирових података, као и изворе и процедуре процесирања метеоролошких података неопходних за анализу метеоролошких ефеката на космичке мионе.

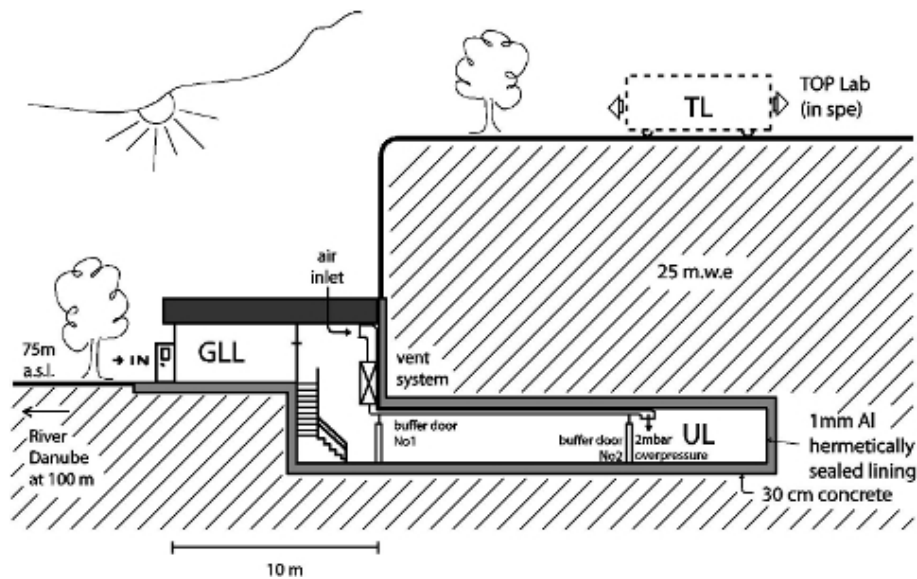
4.1 Нискофонска лабораторија за нуклеарну физику

Нискофонска лабораторија за нуклеарну физику у оквиру Института за физику у Београду пројектована је и изведена пре свега за потребе мерења процеса ниске активности. Осим тога, једну од значајних активности представља и континуално мерење мионске компоненте секундарног космичког зрачења. Мерење космике је двоструко значајно и то због праћења и редукције фонских процеса индукованих космичким мионима (нарочито значајних за мерења у подземљу), као и различитих процеса у оквиру физике космичког зрачења на које је конкретна експериментална поставка осетљива.

Лабораторија се налази на око 100m од обале Дунава у Земуну. Географске координате су $44^{\circ}51'N$ за ширину, односно $20^{\circ}23'E$ за географску дужину, док је вредност граничне вертикалне геомагнетне чврстоће 5,3GV.

Састоји се од надземног и подземног дела (шематски приказано на слици

4.1). Надземна лабораторија се налази на $75m$ надморске висине у подножју лесне литице, док је подземна лабораторија укопана у подножје литице и налази се на крају ходника дугачког приближно $10m$, а на дубини од $12m$. Пасивну заштиту од продора радона из околног земљишта представља алуминијумски лим којим је лабораторија обложена изнутра. Поред поменутог слоја леса и $30cm$ армираног бетона, ефективна дебљина вертикалног апсорбера износи приближно $25m.w.e.$.

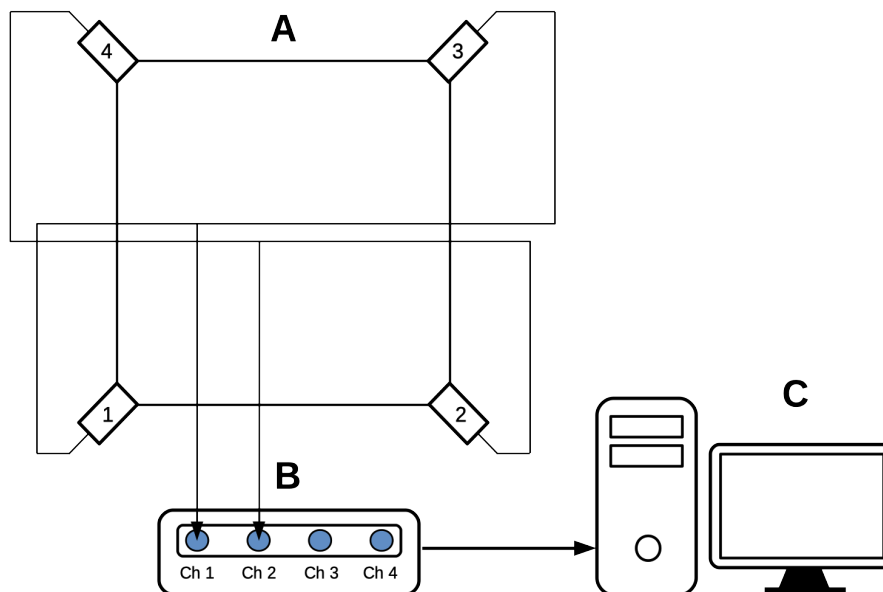


Слика 4.1: Шематски приказ попречног пресека Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику [90].

Овде ћемо изоставити остале спецификације лабораторије, са обзиром да се директно тичу постизања што нижег фона, те нису од непосредног значаја за мерење космике.

4.1.1 Експериментална поставка, спектри и временске серије мионске компоненте

Експериментална поставка намењена мерењу флукса мионске компоненте СКЗ у обе лабораторије је практично идентична. Састоји се од пластичног сцинтилационог детектора димензија $100cm \times 100cm \times 5cm$ са четири фотомултипликатора, директно постављена на ћошкове зарубљене под углом од 45° . Сцинтилациони детектор је произведен од стране украјинске фирме *Amcrys* – *H*



Слика 4.2: Шематски приказ експерименталне поставке: А) сцинтилациони детектор (пластик), Б) брзи аналого-дигитални конвертер, Ц) рачунар.

из Харкова. Након првог степена појачања у предпојачавачима, сигнали фотомултипликатора који се налазе на истој дијагонали (парни, односно непарни фотомултипликатори у оквиру компоненте А на слици 4.2) директно се сумирају и прослеђују систему за аквизицију.

Систем за аквизицију се састоји од брзог аналого-дигиталног конвертера и рачунара за обраду и складиштење података (компоненте Б и Ц на слици 4.2). Брзи аналого-дигитални конвертери (FADC - *Flash Analog to Digital Converter*) модел *N1728B* произведени су од стране италијанске фирме CAEN. Ови уређаји имају четири улаза, 2^{14} канала и узоркују сигнал сваких $10ns$. Могуће је селекувати мод у коме уређаји раде као дигитални спектрометри. За сваки догађај се снимају амплитуда и време детекције, па је могуће накнадно (*offline*) комбиновање и анализа догађаја снимљених у различитим каналима, са временском резолуцијом од $10ns$.

Сумирани сигнал две дијагонале се води на један од улаза аналого-дигиталног конвертера и независно складишти. Тако је могуће формирати спектре и временске серије појединачних дијагонала. Такође је могуће формирати спектре и временске серије коинцидентних догађаја, односно догађаја које су забележили

Табела 4.1: Својства флуksа примарног космичког зрачења у Нискофонској лабораторији за нуклеарну физику.

	Минимална енергија [GeV]	Енергија максимума [GeV]	Медијана енергије [GeV]
Надземна лабораторија	5 ± 2	17	59 ± 2
Подземна лабораторија	12 ± 3	42	137 ± 5

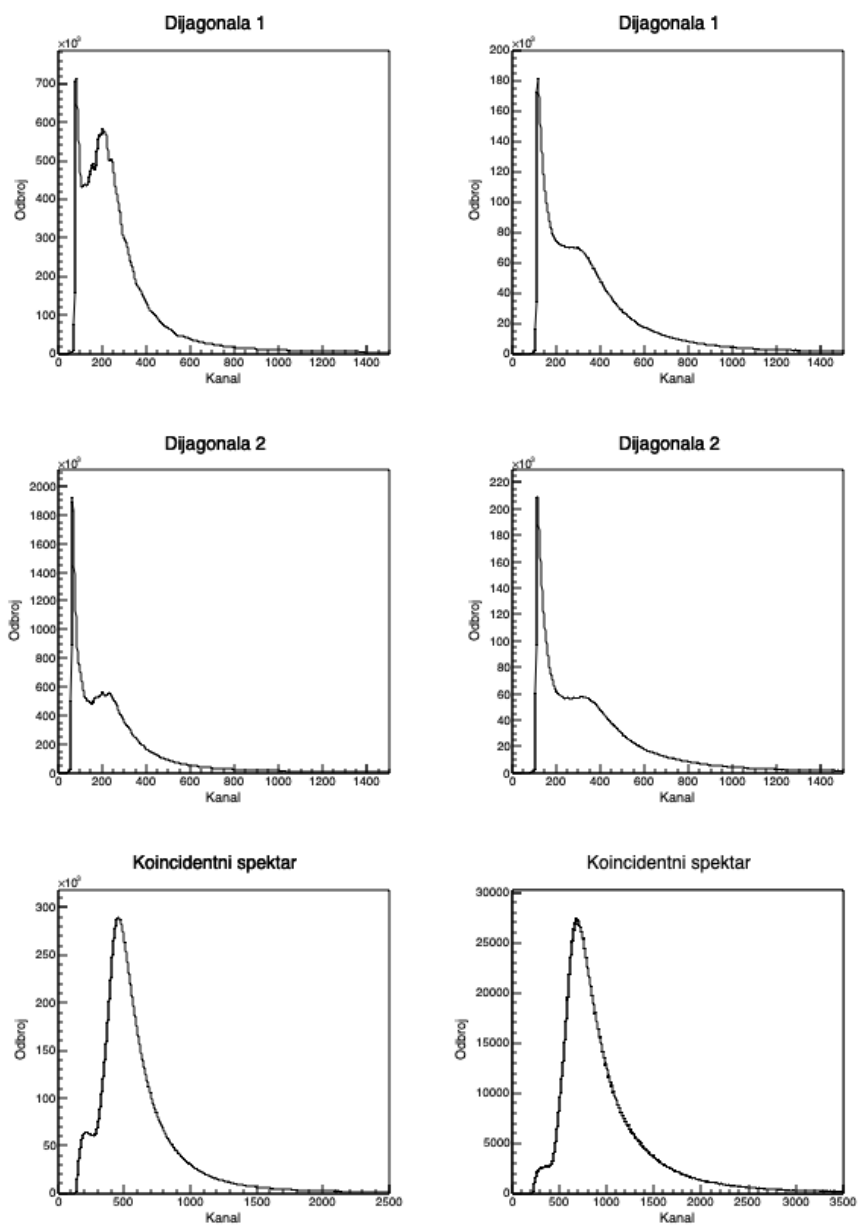
фотомултипликатори на обе дијагонале. Коинцидирање сигнала две дијагонале уклања практично сав нискоенергетски део у спектрима (до $3MeV$) који углавном потиче од амбијенталног зрачења. Тако у спектрима остају само догађаји са високим губитком енергије, индуковани космичким мионима или електромагнетним пљусковима [90]. Овакви коинцидентни спектри имају максимум на енергији од приближно $10MeV$ за надземну лабораторију и $10.9MeV$ за подземну. За ове потребе, као и за друге неопходне процедуре припреме података, користи се софтвер наменски развијен у оквиру лабораторије.

На слици 4.3 приказани су спектри појединачних дијагонала и коинцидентни спектар за надземну, односно подземну лабораторију.

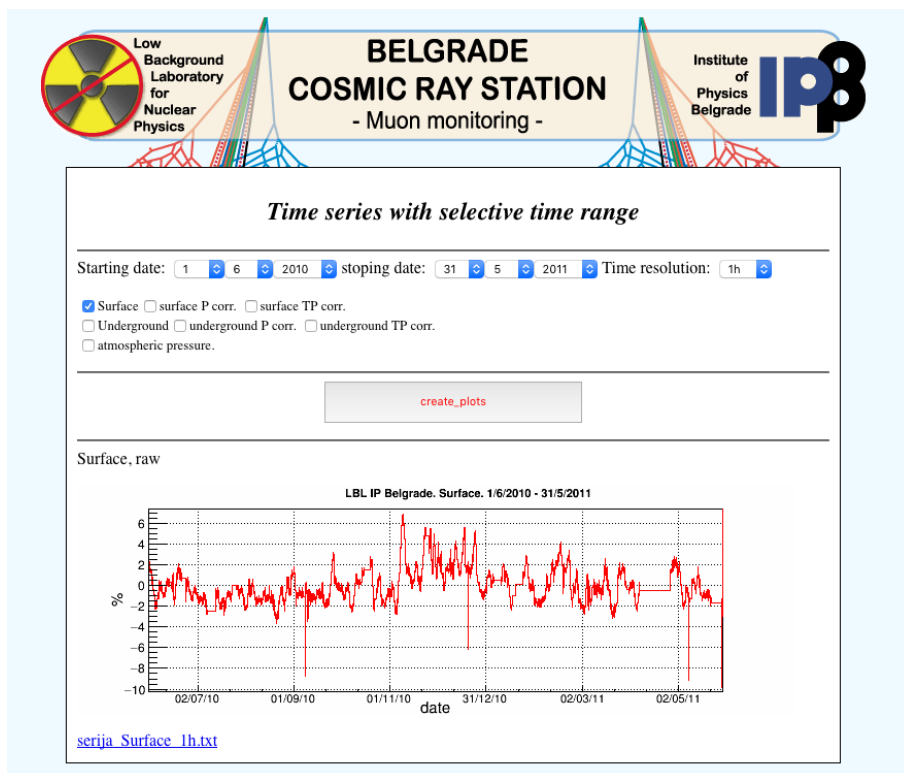
На основу поређења симулација и мерених података утврђено је да су коинцидентни догађаји у надземној лабораторији углавном изазвани космичким мионима, уз контаминацију електромагнетном компонентом (углавном електронима) од око 30%. Након елиминације ЕМ компоненте, измерени флуks миона износи $(1,37 \pm 0,06) \times 10^{-2} cm^{-2} s^{-1}$. У подземној лабораторији коинцидентни спектри представљају практично чисте мионске спектре, а флуks износи $(4,46 \pm 0,04) \times 10^{-3} cm^{-2} s^{-1}$ [91].

Такође, позната је функција одзива детекторског система на примарно космичко зрачење у обе лабораторије. На основу те функције могуће је одредити спектар енергија ПКЗ на које су одговарајући детектори осетљиви. У табели 4.1 приказане су вредности минималне, енергије максимума расподеле и медијане за надземну и подземну лабораторију [92].

Континуална мерења космике у Нискофонској лабораторији постојећом експерименталном поставком врше се од 2008. године. Временске серије јавно су доступе и могу се наћи на страници Београдске мионске станице (*Belgrade Cosmic*



Слика 4.3: Спектри појединачних дијагонала и коинцидентни спектри за надземну (лево) и подземну лабораторију (десно).



Слика 4.4: Кориснички интерфејс на страници Београдске мионске станице.

Ray Station [93]). Кориснику је омогућено да креира плотове временских серија и преузме одговарајуће податке у жељеном интервалу и временској резолуцији (5 минута или сат времена). Такође, доступни су подаци кориговани на барометарски или барометарски и температурски ефекат. За корекцију температурског ефекта користи се интегрална метода. На слици 4.4 приказан је кориснички интерфејс странице.

4.1.2 Корекција и нормализација података

Одржати стабилан рад апаратуре при дуготрајним континуалним мерењима је нетривијалан задатак. Постоји читав низ параметара који утичу на стабилност мерења и пре свега могу бити амбијенталне или инструменталне природе.

Амбијентални услови у Нискофонској лабораторији су релативно стабилни. Познато је да ефикасност фотомултипликатора може да зависи од варијације температуре, те је стога посебна пажња посвећена постизању стабилне радне температуре. Надземна лабораторија је климатизована док је у подземној ла-

бораторији варијација температура условљена фреквенцијом измене ваздуха вентилационог система. У обе лабораторије постоје грејна тела неопходна у зимском периоду. Са друге стране, у подземној лабораторији повећана влажност има значајнију улогу, због чега је инсталиран одвлаживач који ради у садејству са вентилационим системом.

Температура и влажност се континуално мере и прате специјализованим уређајем. Резултат је да је варијације температуре у надземној лабораторији око 2°C , док је у подземној 4°C [94], а влажност у подземној лабораторији не прелази 70% у летњем, односно 30% зимском периоду.

Инструменталне нестабилности могу бити узроковане различитим ефектима: нестанцима у напајању електричном енергијом, нестабилностима и отказима високонапонских система за напајање фотомултипликатора, променама радних карактеристика опреме током дужих временских периода, променом вредности хардверских прагова система за аквизицију. Овакве нестабилности се директно огледају у дискретним променама одброја детектоване космике, односно скоковима у временским серијама.

Како у великом броју ових случајева, или није у потпуности могуће одредити тачан разлог који је довео до нестабилности система, или је немогуће егзактно квантификовати везу истог са променом одброја, један начин да се промене коригују је детекција и корекција скокова на основу статистичке анализе.

За процедуру детекције скокова одабрана је адаптација Кени (*Canny*) алгоритма, који се превасходно користи за детекцију контура на дигиталним сликама. Контуре се детектују на основу области у којима постоји велики локални градијент интензитета. У општем случају ивице контура нису јасно дефинисане, већ постоји дисторзија слике, односно шум. Алгоритам стога треба да задовољи два донекле опречна захтева: (1) да ублажи ефекат шума, и да (2) одреди ивицу са што већом прецизношћу. Елиминисање шума (*smoothing*) типично смањује осетљивост детекције ивице, те се мора наћи равнотежа ова два процеса [95].

Кени алгоритам се заснива на првом изводу гаусијана и лоцирању великог локалног градијента у равни. За детекцију скока у временским серијама космике коришћена је врло упрошћена једнодимензионална адаптација, која подра-

зумева конволуцију података гаус филтером (*gaussian smoothing filter*), одређивања првог извода резултујуће временске серије и локализацију екстремних вредности градијента.

Овако изоловани скокови у временским серијама су затим кориговани. За референтни део временске серије узет је део након скока средњег одброја, а одброј у делу временске серије пре скока се коригује за неку вредност. Ова вредност (*shift*) се одређује на основу разлике средњег одброја за неки број тачака пре и после скока:

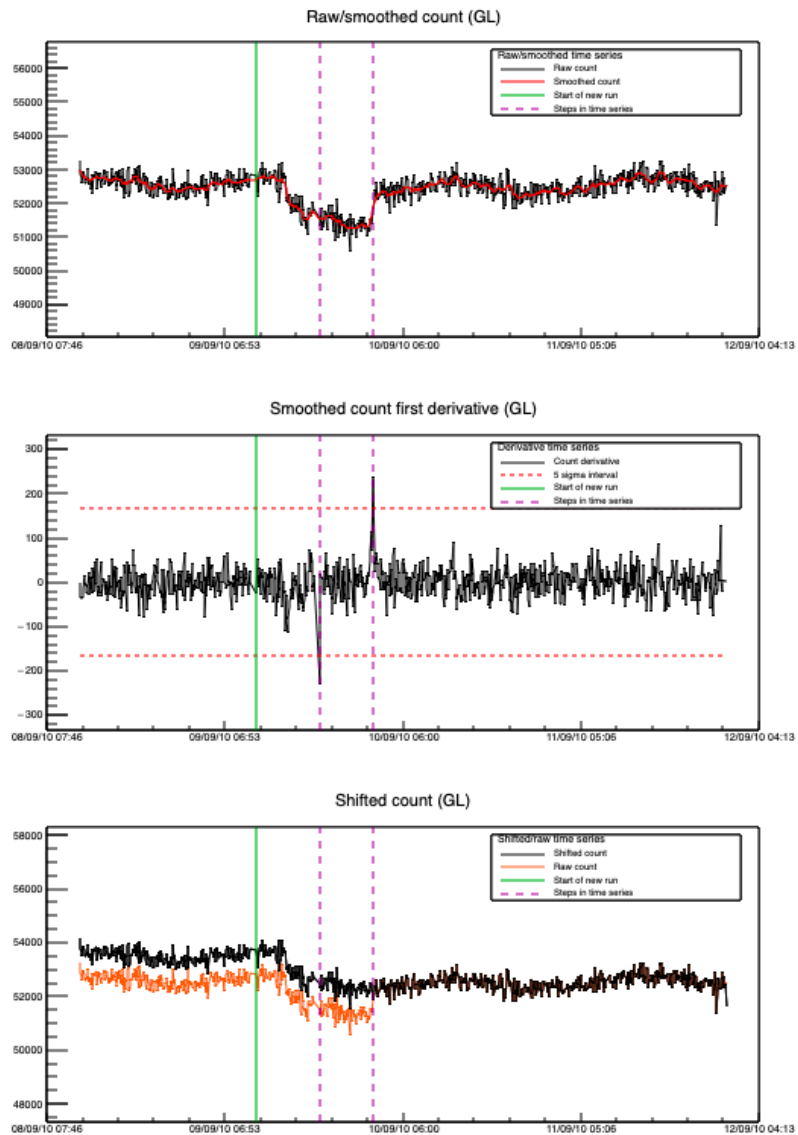
$$\Delta N = \bar{N}_> - \bar{N}_<. \quad (4.1)$$

Затим се одброј у делу временске серије пре скока коригује на ову вредност. На слици 4.5 приказан је један пример рада алгорита.

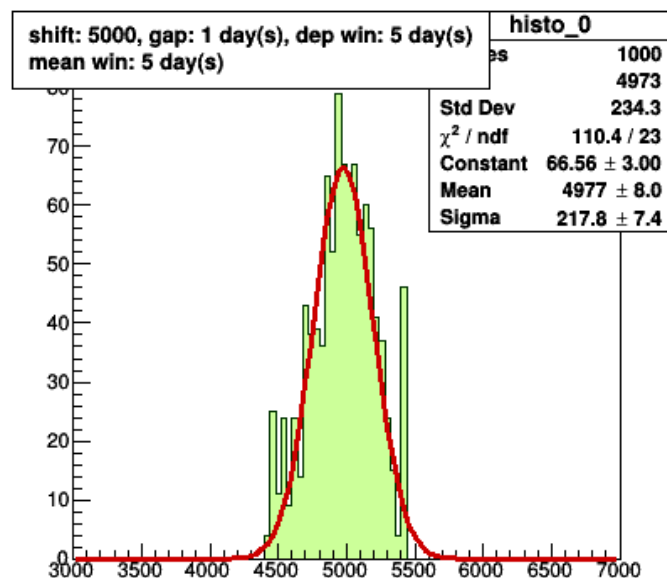
Да би се проценила грешка ове процедуре, урађена је једноставна симулација. У временским серијама реалних података коригованих на притисак и температуру вештачки је креиран скок одређене вредности. Затим је на основу горе описаног алгорита одређена вредност за коју је потребно кориговати податке. Поступак је понављан довољан број пута да се формира расподела израчунатих вредности. На слици 4.6 приказана је ова расподела за симулирану вредност скока одброја у горњој лабораторији од 5000 и прекид у подацима од једног дана. Корекција је рачуната на основу разлика средњих вредности пре и после скока у временском прозору од 5 дана.

Може се видети да је разлика средње вредности расподеле и симулиране вредности скока врло мала. Како у случају реалних корекција не знамо праве вредности скокова, апроксимативно можемо сматрати да се семплују из дистрибуција сличних приказаној, па за процену статистичке грешке узети ширину дате расподеле. Са обзиром да је систематска грешка занемарљива, укупна грешка коју процедура корекције уноси је одређена стандардном девијацијом расподеле израчунатих корекција одброја.

На слици 4.7 приказана је временска серија детектованог одброја космике у надземној лабораторији, коригована на барометарски и температурски ефекат, са интервалом од једне стандардне девијације расподеле израчунатих скокова

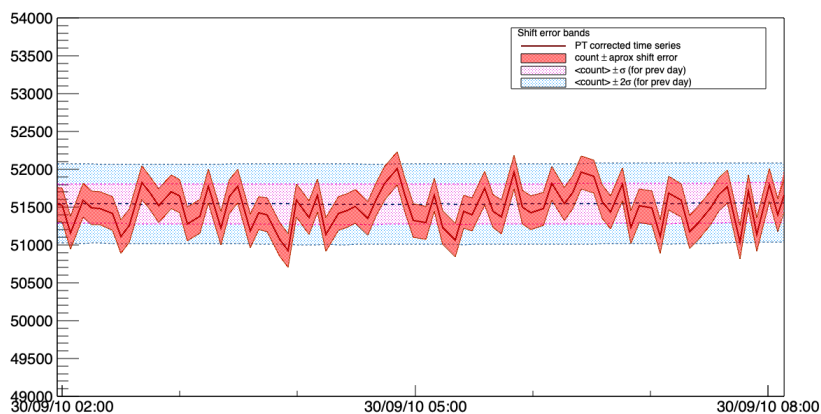


Слика 4.5: Пример рада адаптираног Кени алгоритма за корекцију скокова одброја у временским серијама космике: некоригована и ”смутована” временска серија (горе), временска серија првог извода (у средини) и коригована временска серија (доле).



Слика 4.6: Расподела разлика симулиране и израчунате вредности скока одброја.

одброја. Због упоређења, приказани су интервали од једне, односно две стандардне девијације средњег одброја рачунаог у периоду од једног дана који претходи свакој тачки.



Слика 4.7: Временска серија одброја у надземној лабораторији, коригована на притисак и температуру, са интервалом процењене грешке алгорита за одређивање скокова одброја

У случају када постоје дужи прекиди у мерењима, систематска грешка алгорита за одређивање скока почиње да расте. Тада је коришћен нешто другачији приступ за одређивање вредности скока одброја. Тај приступ се ослања на ре-

ферентни одброј неког другог детектора (мионски детектор у комплементарној лабораторији или неутронски монитор са приближном вредношћу географске ширине и граничне вертикалне геомагнетне чврстоће). Резултати су нешто бољи али је процена грешке и дискусија резултата нешто сложенија.

Још једна нестабилност у раду апаратуре која може утицати на детектовани одброј представља засићење система за аквизицију. Обично до засићења долази због презаузетости рачунара који прихвата податке. Ефекат је краткотрајан и огледа се у смањеном забележеном петоминутном одброју. У анализи која користи петоминутне одброје овакве тачке нису узимане у обзир. У случају да су у анализи коришћене сатне суме, одређен је минималан број (најчешће 10) коректних вредности сумираних на 5 минута који мора постојати да би се формирао сатни одброј. Таква умањена сума је затим нормирана на пун сатни одброј. Грешка која се тиме уноси је занемарљива у односу на већ поменуте статистичке грешке процењене у анализи која користи сатне одброје космике.

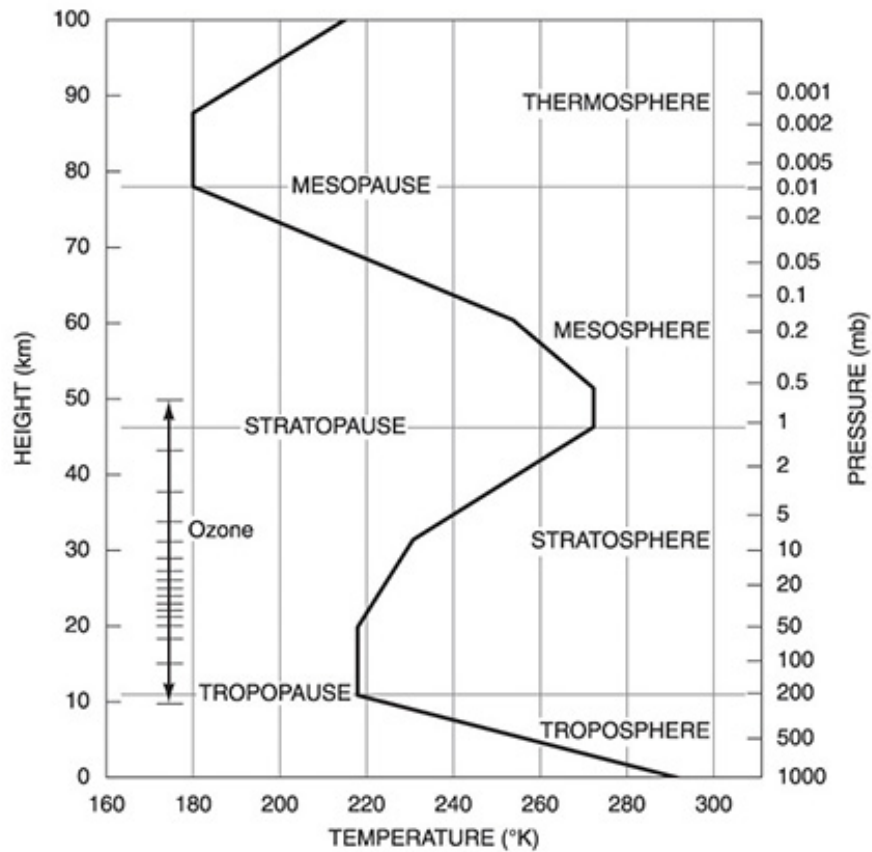
За анализу представљену у овом раду биран је временски интервал са што мање прекида у мерењима и што већом стабилношћу података. Да би се избегла сезонска зависност, референтни интервал такође треба да представља пун умножак периода од годину дана.

Интервал који најбоље задовољава ова два захтева и који је на крају изабран за анализу је период од 01.06.2010. године до 31.05.2011. године. Основна временска резолуција података је 5 минута. Поред петоминутних одброја (одређивање различитих зависности, корекције и сл.) у анализи су такође коришћени и сатни одброји (временске серије, одређивање периодичности и сл.).

4.2 Метеоролошки подаци

За анализу и корекцију метеоролошких ефеката неопходно је познавање атмосферских параметара. У овом раду третирамо барометарски и температурски ефекат, па минимални скуп метеоролошких података подразумева познавање атмосферског притиска и температуре на нивоу тла, као и температурског профила атмосфере (слика 4.8) за географске координате које одговарају локацији

лабораторије. За температурски ефекат су нарочито значајне температуре у тропосфери, тропопаузи и ниској стратосфери.



Слика 4.8: Температурски профил атмосфере.

Иако не постоје *in situ* мерења атмосферског притиска и температуре ваздуха, на територији Београда и у околини постоји већи број аутоматских метеоролошких станица чији подаци су јавно доступни. Апсолутне вредности се могу нешто разликовати од станице до станице, али варијација мерених параметара која је од главног интереса за анализу је приближно иста.

Подаци о температурском профилу атмосфере у принципу су доступни од стране Републичког хидрометеоролошког завода Србије (РХМЗ) [96], који врши мерења метеоролошким балонима. Међутим, фреквенција и континуитет мерења нису довољни за потребе корекције метеоролошких ефеката и стога се анализа у овом раду ослања на моделоване температуре.

4.2.1 Моделовани метеоролошки подаци

У свету је развијен већи број атмосферских модела способних да са великом прецизношћу симулирају кретања ваздушних маса. Сложени нумерички модели узимају у обзир велики број параметара којима се описује атмосфера и дају поуздана предвиђања њихових вредности.

Један од најпознатијих модела је Глобални прогностички модел (*Global Forecast System - GFS*) [97] развијен од стране Америчке националне агенције за атмосферска и океанографска истраживања (*National Oceanic and Atmospheric Administration - NOAA*) [98].

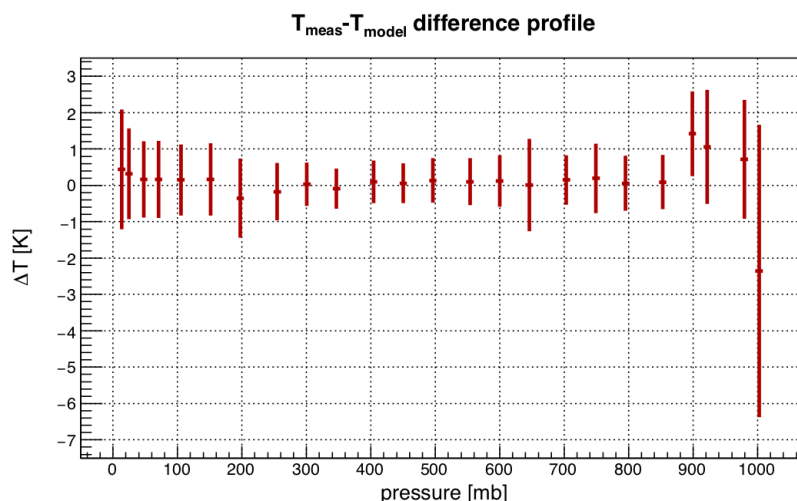
У Нискофонској лабораторији за нуклеарну физику смо се одлучили за овај модел као извор атмосферских температура и других атмосферских параметара. Као што ће бити показано, GFS добро моделује атмосферске температуре за локацију лабораторије. Такође, други аутори су већ успешно користили овај модел [99] за сличне анализе, што је значајно због евентуалних компарација.

GFS даје прогнозу вредности великог броја атмосферских параметара до 16 дана унапред. Осим прогностичких података, доступни су и резултати настали накнадним укључивањем реалних података (мерених у оквиру светске мреже метеоролошких станица) у модел. Ови подаци се продукују дан касније у односу на мерења. Доступни су за четири различита времена у току дана: 00 : 00, 06 : 00, 12 : 00 и 18 : 00 часова, са просторном резолуцијом од 0.5° географске ширине, односно дужине.

Атмосферска температура је израчунава за следеће изобарне нивое: 10, 20, 30, 50, 70, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550, 600, 650, 700, 750, 800, 850, 900, 925, 950, 975 и 1000mb.

Моделоване вредности, селектоване за координате најближе координатама лабораторије, упоређене су са мерењима које је РХМЗ спроводио метеоролошким балонима. На слици 4.9 приказан је профил разлика мерених и моделованих температура за различите нивое, у периоду од јануара 2009. године до августа 2015..

Са слике се види да је слагање моделованих и мерених вредности углавном добро и да значајно одступа само за ниво 1000mb. Стога је за слој између 975 –



Слика 4.9: Профил разлика мерених и моделованих вредности температуре за различите нивое.

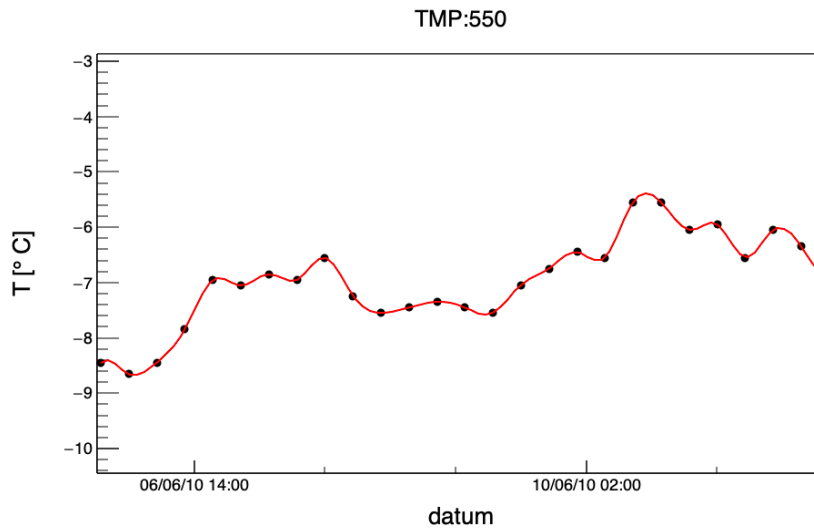
1000mb у анализи коришћена локално мерена температура на нивоу тла.

Како би се добила финија временска резолуција, основни сет података је интерполиран. Упоредно је више алгоритама за интерполацију (кубни, квинтни и акима сплајнови) и најбоље се показала интерполација кубним сплајном, што се слаже са резултатима других аутора [99]. На слици 4.10 приказан је резултат интерполације за температуру једног изобарног нивоа на одабраном интервалу. Сплајн функција је евалуирана на сваких 5 минута, на основу чега је формиран коначан скуп података.

4.2.2 Локално мерени метеоролошки подаци

Подаци о атмосферском притиску и температури на нивоу тла употпуњују скуп метеоролошких варијабли. Превасходно се преузимају од мануелних и аутоматских мерних станица РХМЗ у Београду и околини (Карађорђев парк, Кошутњак, Панчево), мада су коришћени и други доступни извори (мерне станице београдског аеродрома, АМС на Трошарини и лабораторије за физику животне средине ИФ).

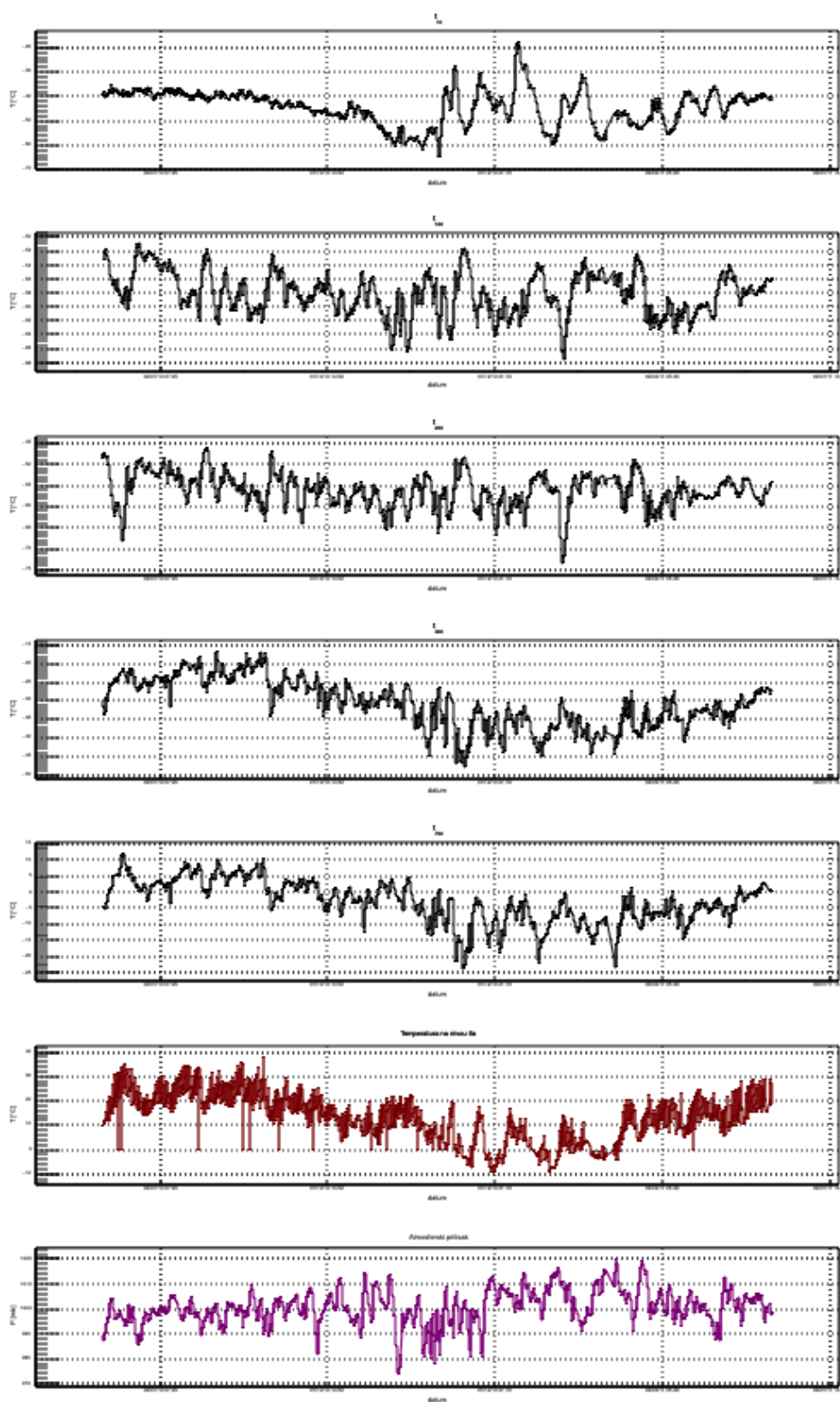
Метеоролошке станице су уређене по поузданости и доступности података. Затим је формирана јединствена временска серија, узимајући увек податак најпоузданије доступне станице. Подаци су нормирани на вредности референтне



Слика 4.10: Температура нивоа од $550mb$: вредности GFS модела (тачке) и интерполација (црвена линија).

мерне станице - Карађорђевог парка. Због веће густине података, интерполација сплајном је давала слабије резултате, па су подаци интеполирани линеарном функцијом.

На слици 4.11 приказане су временске серије изабраних метеоролошких параметара након интерполације: атмосферских температура за изобарне нивое од 10, 100, 200, 400 и $700mb$, температуре на нивоу тла и атмосферског притиска.



Слика 4.11: Временске серије изабраних метеоролошких параметара. Одозго на доле: температуре нивоа од 10, 100, 200, 400 и 700mb, температура на нивоу тла и атмосферски притисак.

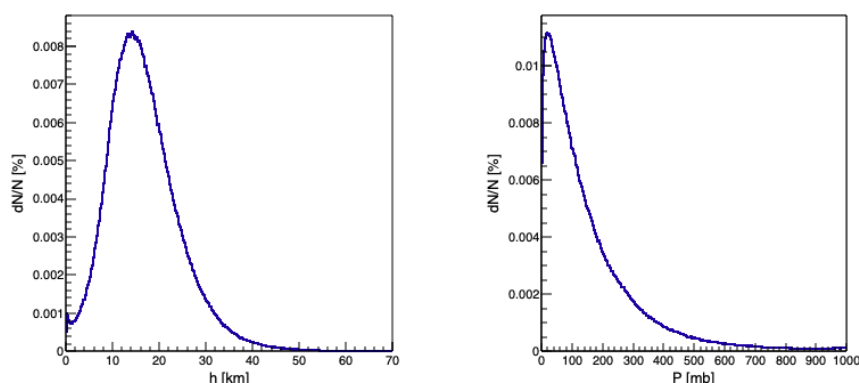
Анализа и корекција метеоролошких ефеката применом декомпозиције на основне КОМПОНЕНТЕ

До сада представљене методи за корекцију метеоролошких ефеката на мионску компоненту космичког зрачења имају нека ограничења. Теоријски методи су донекле апроксимативног карактера, док емпиријски методи не узимају обавезно у обзир потпун скуп метеоролошких варијабли. За унапређење теоријског приступа нема превише простора, међутим то није случај са емпиријским приступом. Такође, предност емпиријских метода је једноставност примене и универзалност приступа.

Дуперијеров метод, односно метод ефективног нивоа продукције (представљен у одељку 3.3.1), је један од најпознатијих и најчешће коришћених емпиријских метода. Овај приступ претпоставља да се миони доминантно продукују у једном слоју атмосфере (типично се узима $100 - 200mb$), па се у примени узима у обзир само утицај температуре овог слоја. Главна замерка овом методу је превелика неодређеност коју оваква апроксимација уноси, као и чињеница да се не узимају у обзир јонизациони губици при пропагацији миона кроз атмосферу.

На слици 5.1 приказана је расподела броја генерисаних миона у зависности од висине, односно дубине атмосфере. Расподела је продуктована применом пакета за симулацију космичких пљускова CORSIKA.

Види се да се миони продукују континуално на свим висинама, односно ду-



Слика 5.1: Расподела броја произведених миона у зависности од геопотенцијалне висине (лево) и датог нивоа притиска (десно) (симулација пакетом CORSIKA).

бинама атмосфере, те да се у анализи метеоролошких ефеката мора узети у обзир целокупни температурски профил атмосфере.

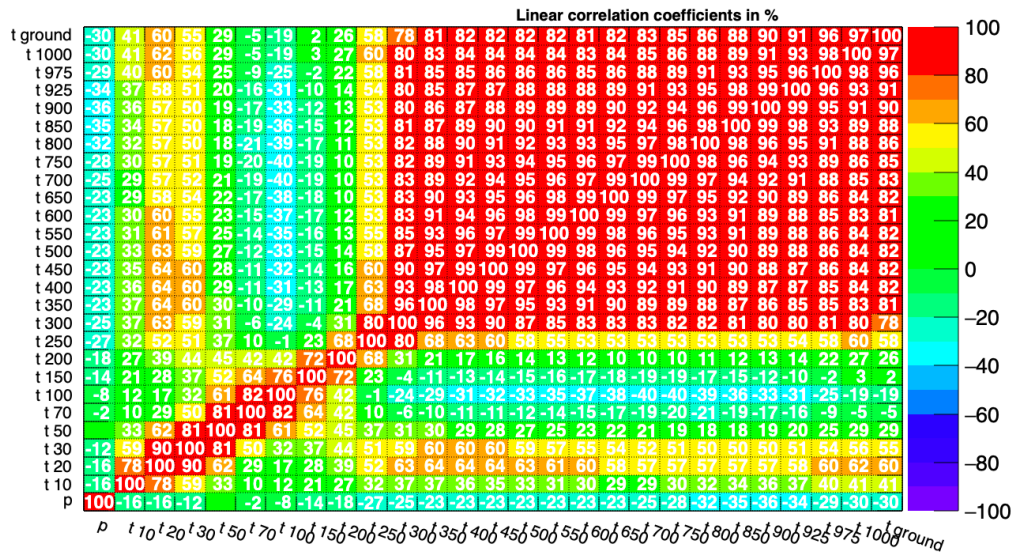
Како су доступне моделоване температуре за довољан број нивоа атмосфере (одељак 4.2.1), у принципу је могуће наћи зависност детектованог одброја од температуре за различите нивое и одредити коефицијенте зависности на основу регресије. Помоћу тако одређених коефицијената затим је могуће кориговати одброј и уклонити допринос температурског ефекта.

Препреку оваквом приступу представља чињеница да температуре различитих слојева атмосфере нису независне, већ могу бити значајно корелисане у ком случају коефицијенти одређени на горе описан начин нису линеарно независни.

На слици 5.2 приказана је корелациона матрица за атмосферски притисак и температуре различитих нивоа атмосфере. Атмосферски притисак и температура на нивоу тла су мерене, док су температуре преосталих нивоа атмосфере моделоване (одељак 4.2.1). Види се висока корелација температура у тропосфери као и нешто мања корелација температура у тропопаузи и стратосфери. Такође, постоји незанемарљива корелација температуре неких нивоа са атмосферским притиском.

Овај проблем може да се превазиђе преласком са скупа корелисаних варијабли на скуп некорелисаних варијабли, а погодан начин да се то оствари представља декомпозиција на основне компоненте (*Principal Component Analysis* -

Correlation Matrix



Слика 5.2: Корелациона матрица метеоролошких параметара на основу података за 2010. и 2011. годину.

PCA). Додатно, нови скуп би тако био одређен да првих неколико компоненти садржи највећи део варијације основног скупа варијабли. Тако је могуће смањити димензионалност скупа података а очувати највећи део варијације. Метода декомпозиције на основне компоненте је стога добар кандидат за моделовање и анализу метеоролошких ефеката на мионску компоненту космичког зрачења.

Потенцијална мана оваквог приступа је да се губи директна веза са почетним скупом варијабли, па физичка интерпретација резултата није увек једноставна.

5.1 Основе декомпозиције на основне компоненте

Основни задатак декомпозиције на основне компоненте (ДОК) је двојак: (1) са основног скупа корелисаних варијабли прећи на нови скуп некорелисаних варијабли (основне компоненте) и (2) у новом скупу издвојити што мањи подскуп варијабли које су статистички сигнификантне. Додатни услов да нове варијабле представљају линеарну комбинацију основних у мноме поједностављује овај задатак. Овде ћемо у главним цртама изложити формалну основу методе.

Нека је $\mathbf{x}$ вектор који репрезентује вредности m варијабли. Први корак у

одређивању скупа основних компоненти представља налажење решења једначине:

$$\mathbf{p}_1^T \mathbf{x} = p_{11}x_1 + p_{12}x_2 + \cdots + p_{1m}x_m = \sum_{i=1}^m p_{1i}x_i, \quad (5.1)$$

по $\mathbf{p}_1$, тако да функција $\mathbf{p}_1^T \mathbf{x}$ има максималну варијансу [100].

Ова варијанса се може изразити као $var[\mathbf{p}_1^T \mathbf{x}] = \mathbf{p}_1^T \Sigma \mathbf{p}_1$, где Σ представља корелациону матрицу за полазни скуп варијабли $\mathbf{x}$. У пракси корелациона матрица за популацију (Σ) углавном није позната, али се може заменити корелационом матрицом за узорак (S). Да би се варијанса ограничила мора се увести додатни услов $\mathbf{p}_1^T \mathbf{p}_1 = 1$.

Горњи израз се може максимизирати применом Лангражевих множитеља, односно максимизацијом израза:

$$\mathbf{p}_1^T \Sigma \mathbf{p}_1 - \lambda_1 (\mathbf{p}_1^T \mathbf{p}_1 - 1), \quad (5.2)$$

где је λ_1 Лагранжев множитељ. Диференцијација овог израза по p_1 даје:

$$\Sigma \mathbf{p}_1 - \lambda_1 \mathbf{p}_1 = 0, \quad (5.3)$$

односно

$$(\Sigma - \lambda_1 I_m) \mathbf{p}_1 = 0, \quad (5.4)$$

где I_m представља јединичну матрицу димензије m . Види се да је λ_1 својствена вредност, а $\mathbf{p}_1$ својствени вектор за матрицу Σ . На основу следеће релације можемо да одредимо ком од својствених вектора одговара максимална вредност варијансе:

$$\mathbf{p}_1^T \Sigma \mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_1^T \lambda_1 \mathbf{p}_1 = \lambda_1 \mathbf{p}_1^T \mathbf{p}_1 = \lambda_1. \quad (5.5)$$

Видимо да се проблем максимизације варијансе $var[\mathbf{p}_1^T \mathbf{x}]$ своди на налажење највеће својствене вредности и одговарајућег својственог вектора корелационе матрице Σ . Тиме је одређена прва основна компонента.

За одређивање следеће компоненте неопходно је максимизирати $var[\mathbf{p}_2^T \mathbf{x}]$, уз услов да је функција $\mathbf{p}_2^T \mathbf{x}$ некорелисана са $\mathbf{p}_1^T \mathbf{x}$. Захтев је еквивалентан услову да је коваријанса $cov[\mathbf{p}_1^T \mathbf{x}, \mathbf{p}_2^T \mathbf{x}]$ једнака нули. На основу:

$$cov[\mathbf{p}_1^T \mathbf{x}, \mathbf{p}_2^T \mathbf{x}] = \mathbf{p}_1^T \Sigma \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_2^T \Sigma \mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2^T \lambda_1 \mathbf{p}_1 = \lambda_1 \mathbf{p}_2^T \mathbf{p}_1 = \lambda_1 \mathbf{p}_1^T \mathbf{p}_2, \quad (5.6)$$

види се да је то еквивалентно услову $\mathbf{p}_1^T \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_2^T \mathbf{p}_1 = 0$. Према томе, одређивање следеће компоненте се своди на максимизацију израза:

$$\mathbf{p}_2^T \Sigma \mathbf{p}_2 - \lambda_2 (\mathbf{p}_2^T \mathbf{p}_2 - 1) - \phi_2 \mathbf{p}_2^T \mathbf{p}_1, \quad (5.7)$$

где су λ_2 и ϕ_2 Лагранжеви множитељи. Диференцијација по $\mathbf{p}_2$ и множење са $\mathbf{p}_1^T$ са леве стране дају:

$$\mathbf{p}_1^T \Sigma \mathbf{p}_2 - \lambda_2 \mathbf{p}_1^T \mathbf{p}_2 - \phi_2 \mathbf{p}_1^T \mathbf{p}_1 = 0. \quad (5.8)$$

Уз претпостављену ортогоналност и $\phi = 0$, максимизација за другу компоненту се своди на $\Sigma \mathbf{p}_2 - \lambda_2 \mathbf{p}_2 = 0$, односно $(\Sigma - \lambda_2 I_m) \mathbf{p}_2 = 0$, уз услов да је у питању следећа највећа својствена вредност.

Другим речима, основне компоненте су редови ортогоналне матрице која дијагонализује корелациону матрицу полазних варијабли, односно представљају својствене векторе корелационе матрице. Одговарајуће својствене вредности представљају њихове варијансе на основу чијих опадајућих вредности је скуп основних компоненти уређен.

Проблем одређивања скупа основних компоненти се стога своди на решавање својственог проблема корелационе матрице скупа полазних варијабли и уређивање скупа својствених вектора на основу опадајуће вредности одговарајућих својствених вредности. Општији приступ одређивања скупа основних компоненти ослања се на сингуларну декомпозицију матрица (*Singular Value Decomposition - SVD*), али овде нећемо улазити у детаље те процедуре.

5.2 Декомпозиција метеоролошких параметара

У наредна два одељка представимо резултате декомпозиције на основне компоненте полазног скупа метеоролошких параметара, као и критеријуме за селекцију подскупа значајних компоненти.

5.2.1 Процедура декомпозиције

Први корак у анализи методом ДОК подразумева одређивање скупа основних компоненти. За декомпозицију је коришћена рутина у програмском језику *R* [80].

Полазни скуп варијабли су представљале моделоване температуре 24 нивоа атмосфере и локално мерени температура на нивоу тла и атмосферски притисак. Пре декомпозиције полазне варијабле су центриране и нормиране.

Резултат је новодобијени скуп од 26 компоненти. Декомпозиција није једнозначна јер зависи од корелационе матрице, па према томе и од интервала у ком су мерени подаци. Из разлога наведених у одељку 4.1.1, интервал коришћен за анализу је 01.06.2010. – 31.05.2011. године.

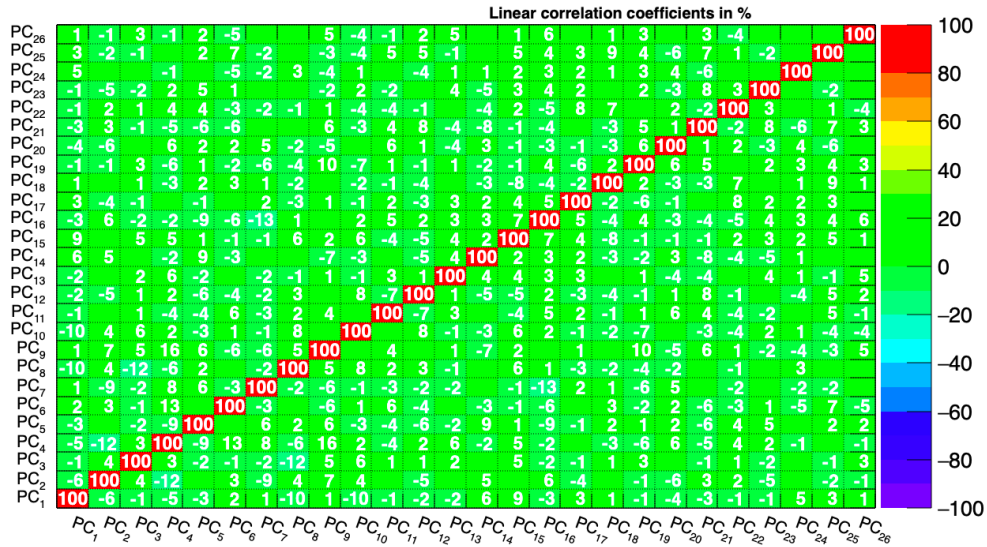
На слици 5.3 приказана је корелациона матрица добијених основних компоненти на основу које се види да након декомпозиције не постоји значајна корелација између појединих компоненти.

На слици 5.4 графички је приказана композиција, док су у табели 5.1 дати параметри ротација за првих 9 основних компоненти које садрже 98% варијансе полазног скупа метеоролошких варијабли.

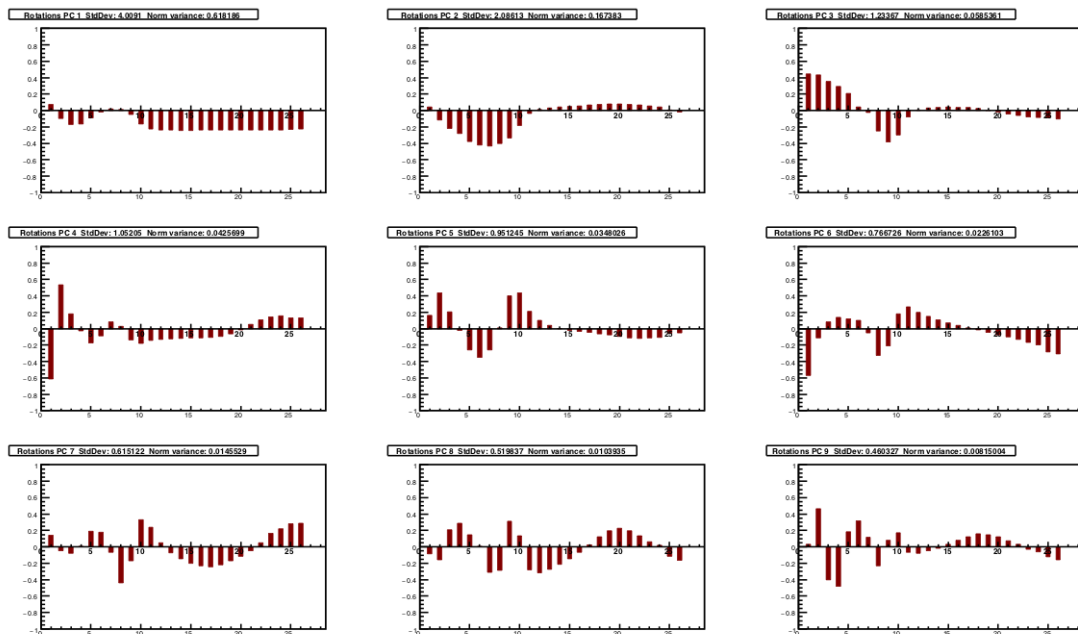
Може се видети да прве две компоненте зависе скоро сасвим од температуре. Прва компонента највећим делом представља комбинацију температура у тропосфери (нивои 250 – 1000 mb), које учествују са скоро једнаким тежинама. Друга компонента је највећим делом линеарна комбинација температура нивоа 10 – 250 mb , где доминантан допринос дају температуре у тропопаузи.

Компоненте 3-6 представљају комбинацију атмосферског притиска и температура различитих нивоа атмосфере. Притисак нарочито значајно доприноси компонентама 3, 4 и 6. Ово указује на корелацију атмосферског притиска и тем-

Correlation Matrix



Слика 5.3: Корелациона матрица основних компоненти добијених декомпозицијом метеоролошких података за 2010. и 2011. годину.



Слика 5.4: Композиција првих девет основних компоненти уређених на основу опадајућих вредности варијансе. На X-оси су приказане метеоролошке варијабле и то: притисак (1), моделоване атмосферске температуре почев од нивоа 10mb (2) до нивоа 975mb (25) и температура на нивоу тла (26). На Y-оси су одговарајуће ротације.

Табела 5.1: Композиција првих девет основних компоненти.

Meteo varijable	Osnovne komponente								
	PC1	PC2	PC3	PC4	PC5	PC6	PC7	PC8	PC9
p	0.07699	0.04117	0.44694	-0.61285	0.16301	-0.57121	0.14028	-0.08106	0.03443
t ₁₀	-0.0947	-0.11603	0.43488	0.5344	0.43741	-0.11036	-0.04499	-0.15825	0.46469
t ₂₀	-0.16947	-0.21766	0.35754	0.18029	0.20527	0.08546	-0.07719	0.20635	-0.40309
t ₃₀	0.16476	-0.27825	0.29593	-0.02505	-0.02204	0.14134	0.00634	0.28574	-0.47812
t ₅₀	-0.09124	-0.37682	0.20969	-0.17322	-0.25798	0.12084	0.19349	0.14645	0.18493
t ₇₀	-0.01483	-0.42304	0.04507	-0.08651	-0.3472	0.09965	0.18155	0.01024	0.31886
t ₁₀₀	0.02192	-0.43132	-0.02451	0.08228	-0.25692	-0.04937	-0.06464	-0.3103	0.1183
t ₁₅₀	0.01487	-0.40127	-0.24673	0.03037	0.012	-0.32566	-0.43658	-0.28393	-0.23316
t ₂₀₀	-0.04737	-0.33404	-0.38636	-0.13563	0.40141	-0.2069	-0.16852	0.31181	0.07995
t ₂₅₀	-0.16218	-0.17984	-0.29739	-0.18123	0.43708	0.18013	0.32866	0.13662	0.17389
t ₃₀₀	-0.22473	-0.03266	-0.07561	-0.14073	0.21179	0.26504	0.23807	-0.27931	-0.06785
t ₃₅₀	-0.2369	0.01439	0.00488	-0.12991	0.0998	0.1988	0.05306	-0.31612	-0.0771
t ₄₀₀	-0.23956	0.03362	0.02958	-0.12159	0.04075	0.14932	-0.06959	-0.27189	-0.04852
t ₄₅₀	-0.24028	0.04271	0.0402	-0.11503	0.00384	0.10744	-0.14772	-0.21165	-0.01823
t ₅₀₀	-0.24005	0.04935	0.0428	-0.11304	-0.02187	0.07218	-0.19893	-0.14512	0.03068
t ₅₅₀	-0.23958	0.05695	0.03965	-0.11295	-0.03254	0.0388	-0.23263	-0.06843	0.08056
t ₆₀₀	-0.23881	0.06549	0.03681	-0.10649	-0.04369	0.01102	-0.24562	0.02401	0.12499
t ₆₅₀	-0.23854	0.07279	0.0236	-0.09184	-0.06132	-0.01542	-0.21788	0.12597	0.15977
t ₇₀₀	-0.23835	0.0801	0.00429	-0.06052	-0.07601	-0.04668	-0.16785	0.19559	0.14932
t ₇₅₀	-0.23842	0.08071	-0.01837	-0.01332	-0.09245	-0.07308	-0.11295	0.22563	0.12401
t ₈₀₀	-0.23814	0.07557	-0.03907	0.05036	-0.10989	-0.09943	-0.04696	0.19596	0.07735
t ₈₅₀	-0.23701	0.0675	-0.06202	0.1081	-0.11988	-0.12745	0.04989	0.13672	0.0304
t ₉₀₀	-0.23535	0.05462	-0.07977	0.14776	-0.11454	-0.16955	0.16551	0.06204	-0.02952
t ₉₂₅	-0.23414	0.04606	-0.08313	0.15641	-0.10257	-0.19925	0.21877	0.01715	-0.05804
t ₉₇₅	-0.23108	0.00789	-0.08827	0.13022	-0.05888	-0.28046	0.284	-0.11523	-0.12249
t _{ground}	-0.22494	-0.01582	-0.10092	0.13401	-0.04977	-0.30749	0.28553	-0.16516	-0.15908

пературе атмосфере, што је у складу са претпоставком да се дневна и полудневна варијација атмосферског притиска могу објаснити као последица загревања горњих слојева атмосфере под утицајем Сунчевог зрачења [101].

Такође, ова корелација може да објасни зашто није могуће издвојити једну компоненту којом доминира атмосферски притисак. Можда је значајна паралела са теоријским изразом за барометарски ефекат, који је представљен као сума три независна ефекта: ефекта апсорпције, распада и продукције (једначина 3.39). Коначно, ова корелација указује на то да емпиријски методи који независно третирају барометарски и температурски ефекат могу продуковати прецењене вредности корекционих коефицијената.

5.2.2 Селекција сигнификантних компоненти

Други задатак декомпозиције на основне компоненте представља редукција добијеног скупа како би се у анализи задржале само статистички сигнификантне компоненте. Не постоји један општи критеријум на основу ког се скуп редукује, већ избор варира у зависности од карактеристика декомпозиције или нахођења аутора. Представимо овде неколико различитих, који се могу поделити у две категорије: критеријуми на основу варијансе и критеријуми на основу функције аутокорељације и спектралне анализе.

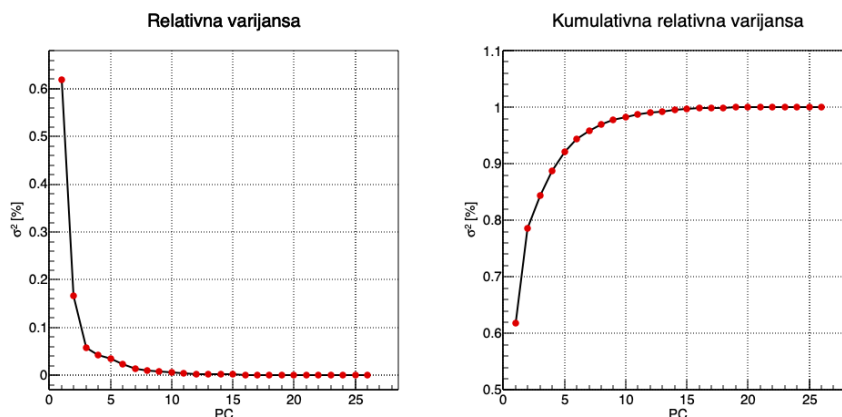
Критеријуми на основу варијансе

Идеја овог приступа је да се у даљој анализи користе само компоненте које су сачувале значајну варијацију почетног скупа варијабли. Основни и често коришћени критеријум за редукцију броја компоненти се ослања на анализу релативне кумулативне варијансе. Наиме, задржава се најмањи број компоненти такав да њихова кумулативна варијанса није мања од неког унапред одређеног прага. Праг се дефинише преко процента укупне варијансе и обично варира између 70% и 90%. Вредност прага може бити и ван овог интервала, у зависности од конкретног случаја. Уколико су једна или две компоненте доминантне, вредност прага може бити и већа од 90%. Са друге стране, ако се на основу критеријума добија превелик подскуп, непрактичан за анализу, праг се може спустити.

На слици 5.5 приказане су релативна варијанса и кумулативна релативна варијанса за добијене основне компоненте (*Principal Components - PC*).

Видимо да варијанса прве две компоненте чини скоро 80% укупне (где прва компонента доминантно учествује). Ако се на основу горњег критеријума за праг за кумулативну варијансу узме вредност од 95%, скуп основних компоненти се редукује на 6 компоненти са највећом варијансом.

Други начин за одређивање редукваног скупа компоненти поставља постављање прага на апсолутну вредност варијансе. Према Кајзеровом (*Kaiser*) правилу, из анализе треба изоставити све компоненте чија варијанса је мања од 1, јер садрже мање информација него почетне варијабле (чија варијанса је



Слика 5.5: Релативна варијанса (лево) и кумулативна релативна варијанса (десно) за скуп основних компоненти.

нормирана). Неки аутори [100] сматрају да је овако одређен праг превисок, јер постоји могућност изостављања доприноса варијабле која је слабо корелисана са осталим варијаблама. Таква варијабла би могла да даје доминантан допринос једној компоненти, која би ипак имала варијансу мању од 1 те би била елиминисана из анализе. На основу резултата симулација, ти аутори су предложили нижу вредност прага за прихватљиву варијансу, од 0.7.

У табели 5.2, осим релативне и кумулативне релативне варијансе, приказане су и апсолутне вредности варијанси за добијени скуп компоненти. На основу вредности у табели видимо да првих шест компоненти задовољава овај релаксирани критеријум.

Донекле сличан је критеријум по коме треба задржати компоненте чије варијансе су веће од средње вредности. Тај критеријум задовољава првих седам компоненти.

Остали тестови су дали потцењен број варијабли (критеријум "сломљеног штапа" - *brocken stick*) или нејасну интерпретацију (скри плот - *scree plot*).

Критеријуми на основу аутокорелације и спектралне анализе

Нешто дугачији приступ за редукцију почетног скупа компоненти се ослања на идеју да корелација сукцесивних вредности и спектралне карактеристике временских серија компоненти морају бити различите од карактеристика насумичних расподела (*white noise*). Овај приступ је често коришћен у примени

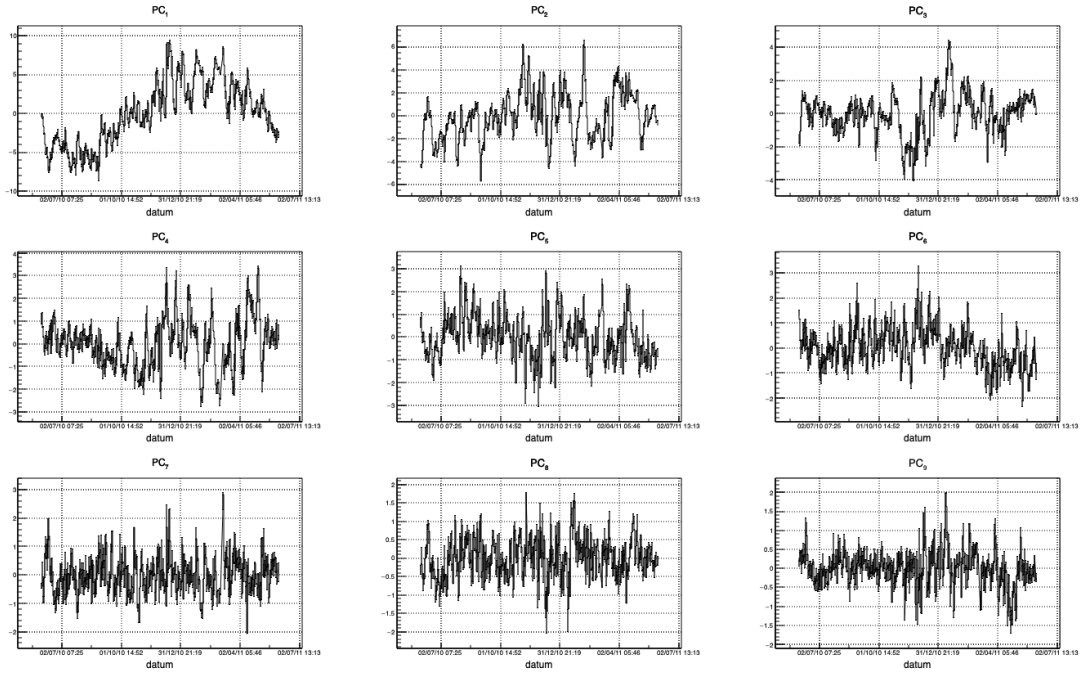
Табела 5.2: Абсолютна, релативна и кумулативна варијанса свих 26 основних компоненти.

Komponenta	Svoјstvena vrednost	Relativna variјansa (%)	Kumulativna variјansa (%)
1	4.0091	0.618186	0.618186
2	2.08613	0.167383	0.785569
3	1.23367	0.0585361	0.844105
4	1.05205	0.0425699	0.886675
5	0.951245	0.0348026	0.921478
6	0.766726	0.0226103	0.944088
7	0.615122	0.0145529	0.958641
8	0.519837	0.0103935	0.969034
9	0.460327	0.00815004	0.977184
10	0.382006	0.00561263	0.982797
11	0.32832	0.00414592	0.986943
12	0.294489	0.00333553	0.990278
13	0.247876	0.00236317	0.992642
14	0.239462	0.00220546	0.994847
15	0.206157	0.00163465	0.996482
16	0.184453	0.00130857	0.99779
17	0.144657	8.04834E-4	0.998595
18	0.119676	5.5086E-4	0.999146
19	0.0938189	3.38538E-4	0.999485
20	0.0739496	2.10328E-4	0.999695
21	0.0586253	1.32189E-4	0.999827
22	0.0414996	6.62391E-5	0.999893
23	0.0338811	4.41511E-5	0.999937
24	0.0281359	3.04472E-5	0.999968
25	0.0219102	1.84637E-5	0.999986
26	0.0188263	1.36319E-5	1

ДОК у физици атмосфере [102].

Прва квалитативна оцена се може дати на основу плотова временских серија компоненти. На слици 5.6 приказане су временске серије првих девет компоненти. У временским серијама првих шест компоненти недвосмислено се виде сезонске варијације.

Квантитативнија оцена се може дати на основу аутокорелационих функција појединих компоненти. Заснива се на Бокс-Пирсовом тесту (*Box-Pierce*). Посматра се такозвана "закасна" корелација временске серије $a_j(t)$ (за j -ту компоненту), где је $t = 1, \dots, n$, односно аутокорелациона функција (*ACF*) дефинисана као:



Слика 5.6: Временске серије првих девет компоненти.

$$r_j(l) = \frac{\sum_{t=l+1}^n a_j(t)a_j(t-l)}{\sum_{t=1}^n a_j^2(t)}, \quad (5.9)$$

где је l временски интервал "кашњења" који задовољава $l = 1, \dots, n - 1$.

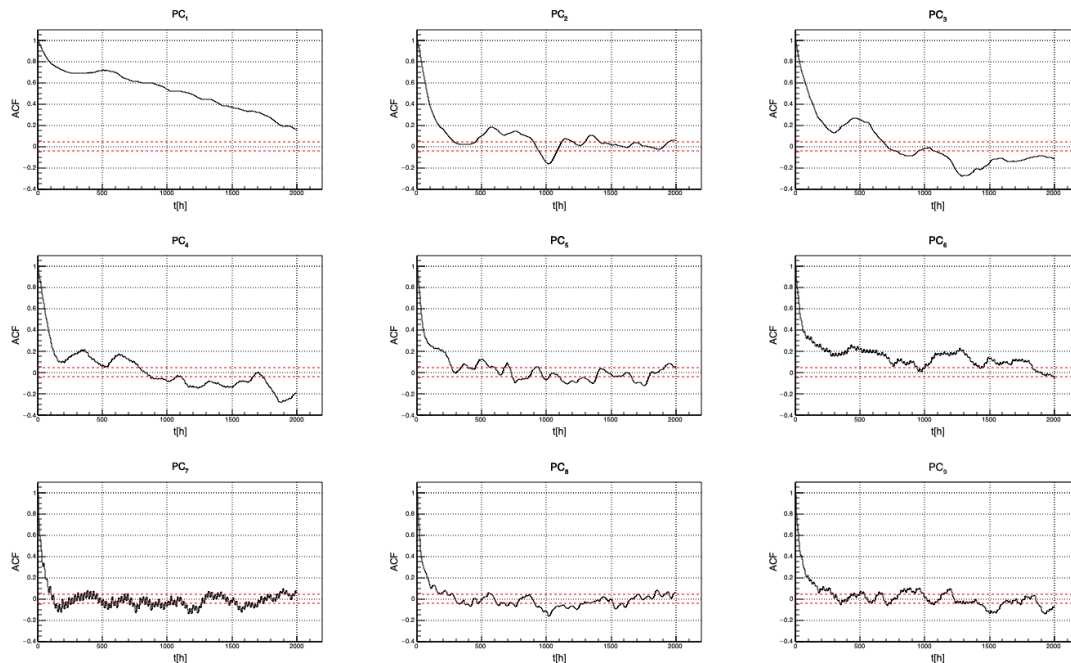
Аутокорелациона функција насумичног шума има гаусову расподелу, средње вредности нула и варијансе дате са:

$$\text{var}[r_j(l)] = \frac{n-l}{n(n+2)}. \quad (5.10)$$

Према томе, у случају да нека компонента представља насумични шум, вредности њене аутокорелационе функције би требало да се налазе унутар интервала од приближно две стандардне девијације око нуле, на нивоу поверења од 95%.

На слици 5.7 приказане су аутокорелационе функције за првих девет компоненти. Такође, означен је интервал од 1.96σ око нуле. Види се да је за све компоненте могуће наћи неки интервал кашњења у коме је вредност аутокорелационе функције значајно изван овог интервала.

Још један начин да се утврди сигнификантност компоненти је на основу спектралне анализе. Критеријум за селекцију се ослања на чињеницу да

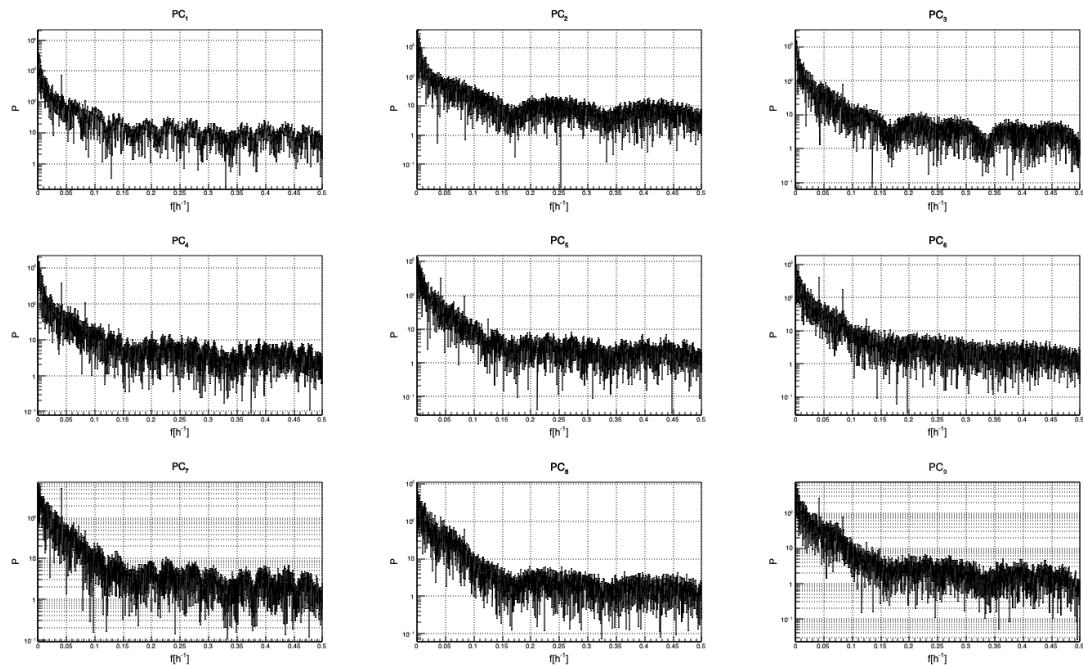


Слика 5.7: Аутокорелациона функција првих девет компоненти. Временско ка-
шњење је дато у сатима (x-оса).

фреквентни спектар значајних компоненти треба да буде различит од спектра насумично дистрибуиране променљиве, односно шума. На слици 5.8 приказана је спектрална густина снаге у зависности од фреквенције за првих девет компоненти.

У фреквентним спектрима скоро свих компоненти јасно се виде неке карактеристичне периодичности, те је додатна квантитативна анализа сувишна. Прва, четврта, пета и шеста компоненте показују дневну периодичност, док компоненте 3, 4, 5 и 6, које значајније зависе од притиска, показују и полудневну периодичност. Код компоненти 5 и 6 се види и осмочасовна периодичност. Друга компонента нема изразито изражене ове периодичности, али се у периодограму виде структуре које нису насумичне природе

Када се у обзир узму сви поменути критеријуми, на основу варијансе и временске анализе, сигнификантно се издваја првих шест компоненти. Међутим, коначну селекцију је могуће направити тек на основу анализе корелације компоненти са детектованим одбројем миона. Разлог је могућност да нека компонента, која би била на граници да буде одбачена, ипак има значајну корелацију са одбројем и самим тим незанемарљиву предиктивну моћ.



Слика 5.8: Спектрална анализа временских серија првих девет основних компоненти.

5.3 Анализа и корекција метеоролошких ефеката

У табели 5.3 приказани су корелациони коефицијенти за корелацију детектованог одброја у обе лабораторије са потпуним скупом основних компоненти.

Табела 5.3: Коефицијенти корелације одброја у обе лабораторије са скупом основних компоненти.

Komponenta	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Nadzemna	0.43	0.01	-0.37	0.48	-0.55	0.30	-0.01	0.03	-0.01	0.06	0.00	-0.04	0.00
Podzemna	0.26	0.02	-0.48	0.21	-0.19	0.52	0.02	0.04	0.07	0.04	0.01	-0.04	-0.07
Komponenta	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26
Nadzemna	0.01	0.02	-0.01	0.00	-0.01	-0.01	0.03	-0.03	0.00	0.02	-0.01	0.04	0.02
Podzemna	0.06	-0.02	-0.05	0.04	0.04	-0.02	0.00	0.00	0.01	0.00	-0.03	0.01	0.01

Види се да постоји значајна корелација одброја у обе лабораторије са компонентама 1, 3, 4, 5 и 6. Занимљиво је да је корелација космике са компонентом 2, која има значајну варијацију (16,7% укупне), занемарљиво мала.

Одброј у горњој лабораторији је јаче корелисан са првом компонентом. Она углавном зависи од температура у тропосфери, па је ова зависност у сагласности са интерпретацијом негативног температурског ефекта. Одброј у доњој

лабораторији је нешто јаче корелисан са трећом компонентом, која превасходно зависи од температура у горњим слојевима атмосфере. Ова чињеница би могла да се доведе у везу са позитивним температурским ефектом, који би требало да буде јаче изражен у подземљу. Компоненте 4 и 5 више утичу на одброј у надземној лабораторији, док компонента 6 има већи утицај на одброј у подземној лабораторији. Физичка интерпретација корелације за ове компоненте је нешто компликованија због њихове комбиноване композиције.

Да би се одредили одговарајући коефицијенти, одброј је плотован у зависности од вредности појединих компоненти. На слици 5.9 приказани су графици зависности одброја од првих девет компоненти, за обе лабораторије. Како би се смањила неодређеност, у обзир су узимани само подаци за интернационалне геомагнетно мирне дане (5 најмирнијих дана у сваком месецу).

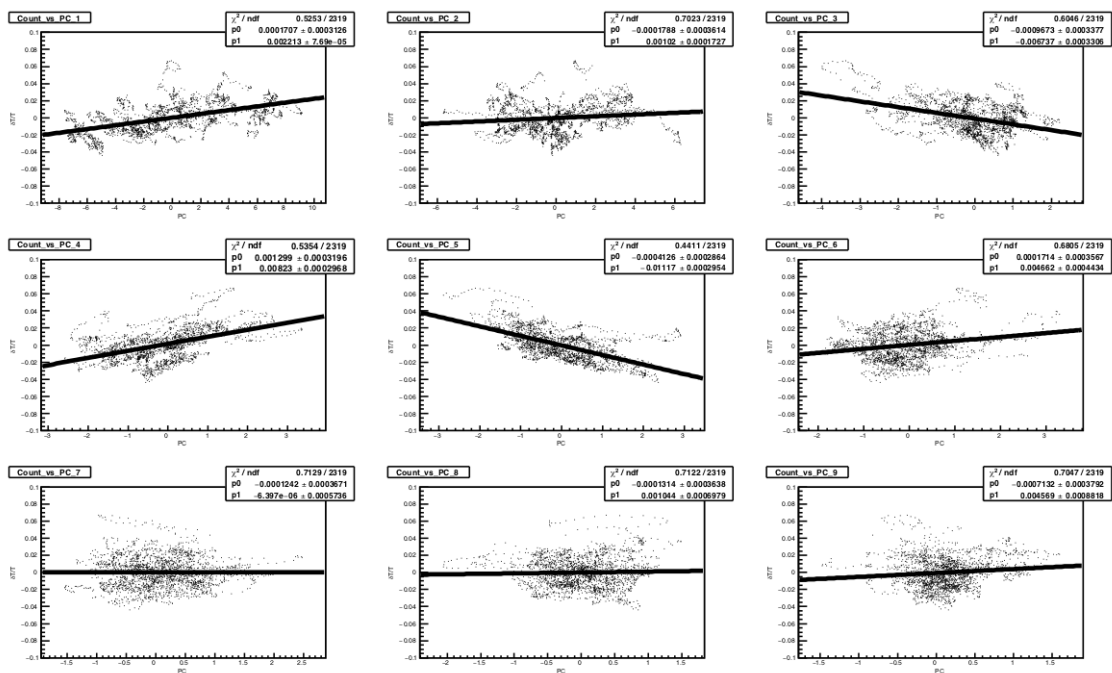
Зависности су фитоване линеарном функцијом, на основу чега су одређени градијенти, односно коефицијенти зависности. Затим је одброј коригован на барометарски и температурски ефекат, одређен према формули:

$$N_{\mu}^{(corr)} = N_{\mu} - \langle N_{\mu} \rangle \sum_i k_i PC_i, \quad i = 1, 3, 4, 5, 6, \quad (5.11)$$

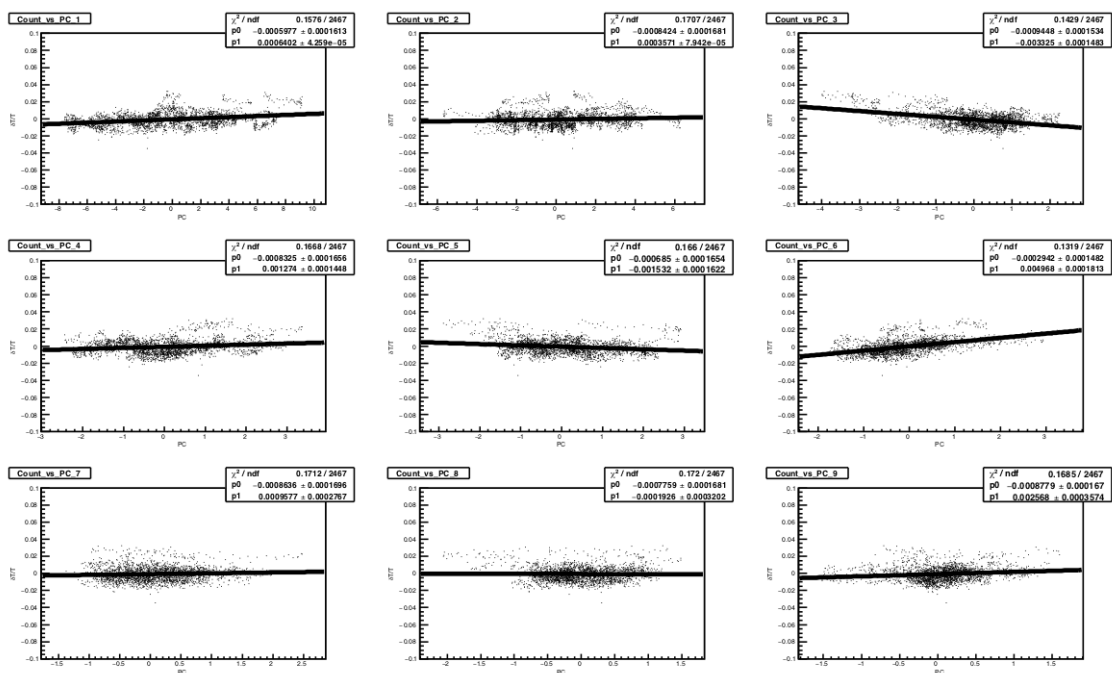
где су $N_{\mu}^{(corr)}$ кориговани одброј, $\langle N_{\mu} \rangle$ средњи одброј у датом периоду, k_i градијенти а PC_i одговарајуће основне компоненте. На сликама 5.10 и 5.11 приказане су временске серије кориговане на метеоролошке ефекте за надземну, односно подземну лабораторију. Због поређења, дате су и некориговане, односно временске серије кориговане на барометарски ефекат.

Временске серије одброја коригованог на барометарски и одброја коригованог на барометарски и температурски ефекат фитоване су синусоидалном функцијом с периодом од годину дана. Смањење амплитуде годишње варијације података након коначне корекције у односу на амплитуду података коригованих само на притисак може дати једну меру ефикасности метода.

Амплитуда годишње варијације након корекције на притисак износи $(1.25 \pm 0.02)\%$ за надземну, односно $(0.84 \pm 0.02)\%$ за подземну лабораторију. Након корекције на барометарски и температурски ефекат методом ДОК ове амплитуде

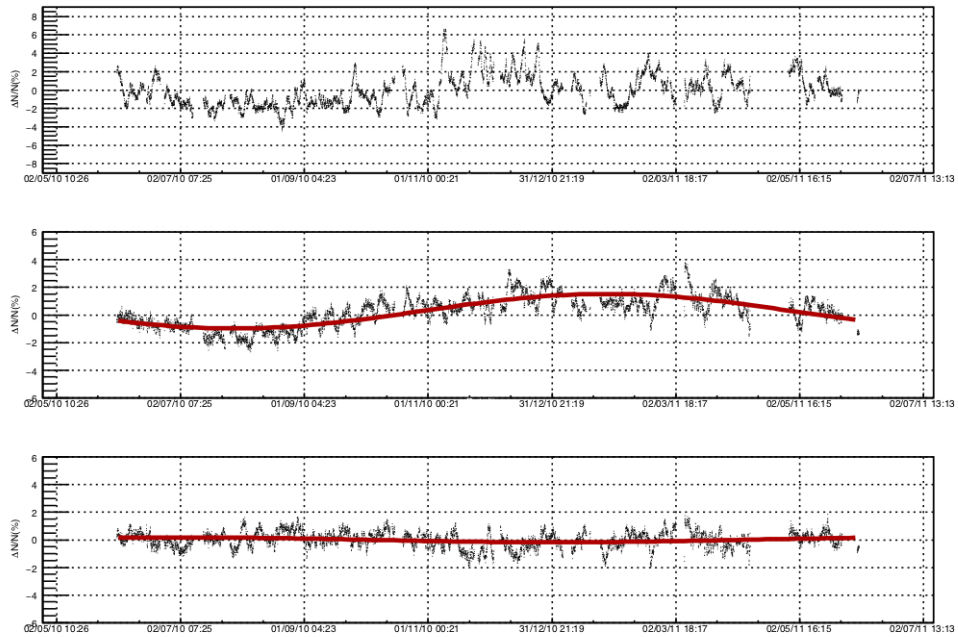


(a)

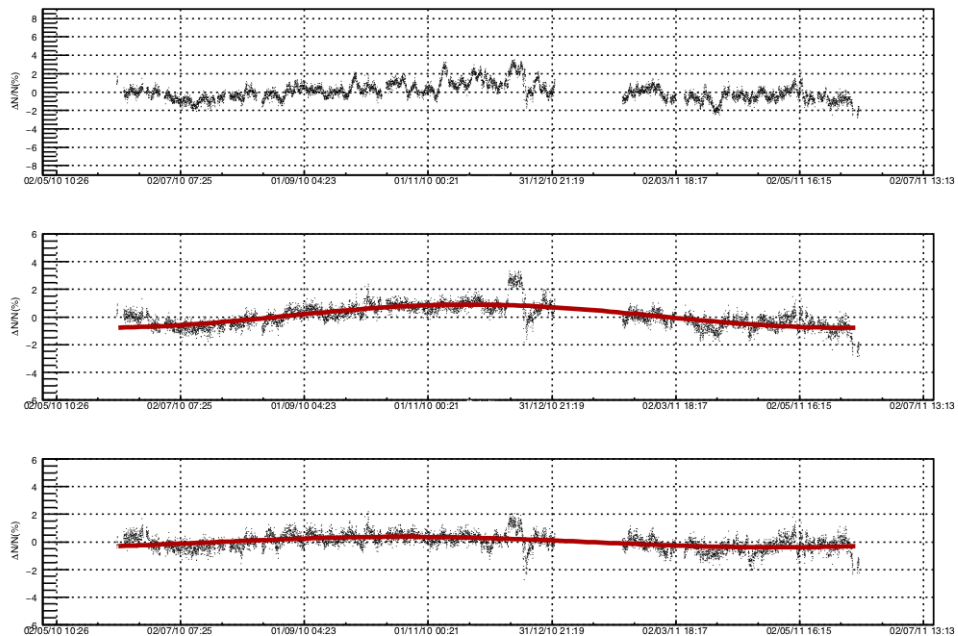


(b)

Слика 5.9: Графици зависности детектованог одброја од првих девет основних компоненти за а) надземну лабораторију и б) подземну лабораторију.



Слика 5.10: Метод декомпозиције на основне компоненте: временске серије од броја космичких миона за надземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).



Слика 5.11: Метод декомпозиције на основне компоненте: временске серије од броја космичких миона за подземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).

износе $(0.18 \pm 0.05)\%$ за надземну, односно $(0.38 \pm 0.02)\%$ за подземну лабораторију. То даје одговарајуће редукцију годишње варијације од 86%, односно 54.9% респективно.

Још једна илустрација ефикасности метода би могао да буде проценат варијансе који корекција уклања. Тако за надземну лабораторију корекција уклања 64.5%, док за подземну уклања 38.1% варијансе [103].

У поређењу са постојећим методима (представљеним у одељку 3.4.4) метод декомпозиције на основне компоненте је ефикаснији од свих представљених метода, осим метода усредњене температуре примењеном на податке горње лабораторије, када је упоредиве ефикасности. Осим тога, једноставност и универзалност га чине лако применљивим за корекцију метеоролошких ефеката на подацима било ког мионског монитора, независно од локације или конкретне експерименталне поставке, што представља додатну компаративну предност.

Мултиваријантна анализа и корекција метеоролошких ефеката применом пакета TMVA

Методи машинског, односно статистичког машинског учења, користе се у анализи података у науци, индустрији, финансијском сектору и другде. Основни задатак ових техника је да се употребом рачунарских ресурса и флексибилних мултиваријантних алгоритама (углавном заснованих на статистици или функционалној анализи), на основу ограниченог скупа података произведе концизан модел високе предиктивне моћи [104].

Техника учења подразумева да се параметри алгорита одреде (тренирају) на једном делу података (*training set*), на основу чега се одређује предиктивни модел (*learner*) применљив на нове податке, који предвиђа исход са високом тачношћу.

У случају да постоји једна или више излазних (зависних) варијабли, које покушавамо да предвидимо на основу улазних (независних) варијабли, говоримо о ”надгледаном” проблему (*supervised learning problem*). У случају да је циљ да се посматрани систем само карактерише, без конкретних излазних варијабли, говоримо о ”ненадгледаном” проблему (*unsupervised learning problem*).

Када се ради о надгледаним проблемима, излазне варијабле могу бити квалитативног или квантитативног карактера. Методу код које је излазна варијабла квалитативног карактера називано **класификацијом**, док методу код које је излазна варијабла квантитативног карактера називано **регресијом**.

Јасно је стога да је за проблем анализе и корекције метеоролошких ефеката

на космичке мионе управо метод мултиваријантне регресије, базиране на статистичком машинском учењу, веома погодан. Идеја је да се као излазна варијабла дефинише одброј миона, док би улазне варијабле представљале атмосферски притисак и температура атмосфере. Након што би модел био адекватно истрениран, давао би предвиђање одброја на основу вредности метеоролошких параметара. Помоћу овако предвиђеног одброја у принципу би било могуће кориговати реално мерени одброј миона и тако ефективно уклонити ефекте атмосферских варијација.

Постоји велики број метода и конкретних имплементација прилагођених различитим дисциплинама, што донекле отежава избор. У овој анализи смо се одлучили за пакет TMVA 4 (*Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT*) [105] који је могуће опционо инсталирати у оквиру рачунарског окружења за анализу ROOT [81].

Пакет је развијен пре свега за примену у честичној физици и оптимизован је за издвајање сигнала малог интензитета из велике количине података помоћу различитих алгоритама надгледаног учења. Подржава класификацију и регресију за велики број мултиваријантних техника и садржи додатни сет алата за манипулацију података и оптимизацију алгоритама.

Неки од алгоритама укључених у TMVA су:

- мултидимензионална анализа на основу "лајклихуд" (*likelihood*) функција (PDE, PDE-Foam, kNN)
- анализа на основу линеарних и нелинеарних дискриминантних функција (LD, FDA)
- вештачке неуронске мреже (две различите имплементације)
- алгоритми на основу бинарног гранања (BDT, BDTG)

У наредним одељцима ћемо представити основе неких алгоритама од значаја, процедуру тренирања и тестирања, као и примену изабраних тренираних алгоритама у корекцији метеоролошких ефеката.

6.1 Преглед метода за мултиваријантну регресију

У овом одељку ћемо у најосновнијим цртама представити неке од алгоритама за регресију у оквиру пакета TMVA. Информације о конкретној имплементацији алгоритама углавном се ослањају на кориснички приручник [106].

6.1.1 Методи на основу максималне вредности ”лајклихуд” функције

Овај метод се базира на оптимизацији параметара функције густине вероватноће (*Probability Density Function* - *PDF*). Нека је $Z = z_1, \dots, z_N$ скуп података за тренинг. За сваку променљиву тада можемо претпоставити функцију густине вероватноће:

$$z_i \sim g_\theta(z), \quad (6.1)$$

где θ представља један или више параметара који описују дистрибуцију за скуп података за тренинг (нпр. за Гаусову дистрибуцију би било $\theta = (\mu, \sigma^2)$).

”Лајклихуд” функција, дефинисана као:

$$\mathcal{L}(\theta; Z) = \prod_{i=1}^n g_\theta(z_i), \quad (6.2)$$

описује колико је изгледно (*likelihood*) да дате варијабле имају баш измерене вредности. Затим се параметри одређују тако да вредност ове функције буде максимална. Процедура максимизације може да захтева налажење првог извода функције, па се због поједностављења рачуна често користи логаритам ”лајклихуд” функције [107], односно:

$$\ell(\theta; Z) = \sum_{i=1}^N \ell(\theta; z_i) = \sum_{i=1}^N \log g_\theta(z_i). \quad (6.3)$$

Како је конкретан облик функције густине вероватноће унапред непознат, у оквиру TMVA пакета се за сваку променљиву бира апроксимативна функција на основу расподеле тренинг података. У случају да број улазних варијабли није

превелик и да је количина тренинг података таква да у довољној мери попуни фазни простор, овај метод може бити упоредиве ефикасности са комплекснијим методима.

Алгоритми за мултиваријантну регресију, имплементирани у TMVA, а који се базирају на овом приступу су: PDERS (*PDE range search*), PDE-Foam (*PDE using self-adapting phase-space binning*), kNN (*k-Nearest Neighbor Classifier*).

6.1.2 Методи на основу линеарних и нелинеарних дискриминантних функција

Мултиваријантна анализа помоћу дискриминантних функција се углавном користи за класификацију, али је врло успешно применљива и на проблеме регресије.

Циљ метода је да се дефинише функција улазних варијабли на основу које је могуће извршити ефикасну класификацију, односно регресију. За разлику од неких других метода, функција не мора бити ни у каквој вези са дистрибуцијом улазних варијабли, већ се дефинише од стране корисника и највише зависи од ефикасности примене. Такође, избор функције не мора бити једнозначан.

Фамилија дискриминантних функција се може дефинисати као линеарна комбинација вектора улазних варијабли $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n)^T$ [108]:

$$g(\mathbf{x}) = \mathbf{w}^T \mathbf{x} + w_0 = \sum_{i=1}^n w_i x_i + w_0. \quad (6.4)$$

Претпоставимо да тачке $\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_c$ репрезентују c различитих класа. Критеријум за припадност $\mathbf{x}$ i -тој класи еквивалентан је услову да је минимално удаљен од вредности $\mathbf{p}_i$. Овај услов се може дефинисати преко квадрата метрике у еуклидском простору:

$$|\mathbf{x} - \mathbf{p}_i|^2 = \mathbf{x}^T \mathbf{x} - 2\mathbf{x}^T \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_i^T \mathbf{p}_i. \quad (6.5)$$

Услов за минимално растојање је да израз $\mathbf{x}^T \mathbf{p}_i - \frac{1}{2} \mathbf{p}_i^T \mathbf{p}_i$ има максималну вредност. Тада је i -та дискриминантна функција дата са:

$$g_i(\mathbf{x}) = \mathbf{w}_i^T \mathbf{x} + w_{i_0}, \quad (6.6)$$

где су

$$\mathbf{w}_i = \mathbf{p}_i \quad \text{и} \quad w_{i_0} = -\frac{1}{2}|\mathbf{p}_i|^2. \quad (6.7)$$

Резултат процедуре је разграничење у простору класа хипер-површима које су нормалне на правац најкраћег растојања тачака које дефинишу класе. У случају регресије, класа се замењује конкретном вредношћу излазне варијабле.

У датом примеру дискриминантна функција је линеарна по $\mathbf{x}$, али у општем случају не мора бити и тада говоримо о генералисаним дискриминантним линеарним функцијама.

У пакету TMVA линеарни дискриминантни метод имплементиран је кроз алгоритам LD, док је нелинеарни метод заступљен са честири различите имплементације алгоритма FDA (*FDA_GA*, *FDA_MC*, *FDA_MT*, *FDA_GAMT*).

6.1.3 Методи на основу вештачких неуронских мрежа

Вештачке неуронске мреже су пре свега биле замишљене као математички модел људског мозга, али су нашле можда и већу примену као ефикасан метод за класификацију и регресију мултиваријантних проблема.

Ако посматрамо проблем класификације n улазних променљивих репрезентованих вектором $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n)^T$, док су резултујуће излазне функције $g_1(\mathbf{x}), \dots, g_c(\mathbf{x})$, задатак неуронске мреже је да минимизира квадратну грешку дату изразом [109]:

$$E = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^c (g_i(\mathbf{z}_j) - \mathcal{I}(\omega_i, y_j))^2, \quad (6.8)$$

где је $\mathbf{Z} = \{\mathbf{z}_1, \dots, \mathbf{z}_N\}$ скуп тренинг података, $\mathcal{I}(\omega_i, y_j)$ функција која има вредност 1 ако је за $\mathbf{z}_j$ $y_j = \omega_i$, а вредност нула у супротном, док су ω_i су могуће излазне вредности.

Вештачка неуронска мрежа састоји се од неурона или, како се такође често

зову, чворова (*nodes*). Нека је $\mathbf{u} = (u_0, \dots, u_q)^T$ вектор улазних варијабли, а ν излазна вредност за неки чвор. Уводимо *вектор синаптичких тежина* $\mathbf{w} = (w_0, \dots, w_q)^T$. На датом ноду имплементира се следећа функција:

$$\nu = \phi(\xi); \quad \xi = \sum_{i=0}^q w_i u_i, \quad (6.9)$$

где је ϕ *активациона функција* а ξ *укупна сума*.

Користе се различити аналитички облици функције ϕ : Хевисајдова (step) функција, сигмоидална, линеарна функција идентитета, хиперболичка тангенс, радијална функција и друге.

Једна специфична имплементација вештачких неурона назива се зове перцептрон (*perceptron*). Када су перцептрони организовани у нивоима (*layers*), таквим да процесирање увек иде од нижег ка вишем нивоу почев од улазног нивоа, говоримо о MLP неуронској мрежи (*Multilayer Perceptron*).

MLP мора имати најмање улазни и излазни ниво, али може имати и више нивоа између ова два, који нису доступни кориснику, односно "скривени" су. MLP је конкретна имплементација која ће бити коришћена за регресију у оквиру TMVA.

6.1.4 Методи на основу бинарног гранања

Фамилија метода који се заснивају на принципу бинарног гранања развијена је касније од већине осталих до сада представљених и најмање се ослања на математички статистички формализам. Идеја овог приступа је да се фазни простор променљивих подели на много мањих делова (n -димензионалних коцки у случају n -димензионалног простора), на основу којих је могуће предвидети излазне варијабле.

За било коју варијаблу је могуће дефинисати неки критеријум, а затим поделити почетни (тренинг) скуп података на основу тога да ли варијабла задовољава овај критеријум или не. Критеријум може бити категоричан или континуалан. Добијени подскуп података поново се може делити на основу неког новог критеријума. Свака подела дефинише један "чвор" (*node*) на коме се скуп

података ”грана”. Скуп се увек дели на два подскупа према томе да ли подаци задовољавају критеријум или не, па говоримо о бинарном гранању.

Структура која се формира узастопним гранањем назива се ”дрво” (*tree*). Дрво се састоји од грана и листова, који представљају коначне подпросторе у фазном простору варијабли и дају предикцију вредности излазне варијабле. Ако је излазна варијабла категоријна ради се о класификацији (*decision tree*), док ако је излазна варијабла континуална говоримо о регресији (*regression tree*).

Постоје различити алгоритми који одређују избор варијабле и критеријум за гранање и овде их нећемо детаљније наводити. Гранање престаје када се постигне неки унапред задати услов.

Алгоритам је релативно нестабилан и осетљив на флукуације основног скупа података. Тај проблем се превазилази гранањем дрвета на основу различитих подскупова тренинг скупа података, односно креацијом ”шуме” (*forest*). За коначни резултат се узима вредност добијена на основу већинског предвиђања појединих дрвета. Ефикасност алгоритма се може додатно повећати отежињавањем удела појединих дрвета (*boosting*).

За потребе мултиваријантне регресије у оквиру TMVA пакета имплементирана су два метода: BDT (*boosted decision tree*) и BDTG(*gradient boosted decision tree*).

6.2 Тренирање метода и селекција оптималних параметара

Први корак у мултиваријантној регресији помоћу TMVA пакета представља дефинисање скупа података који се користи за тренинг. И за ову анализу коришћене су временске серије петоминутних одброја детектованог космичког зрачења из периода 01.06.2010. — 31.05.2011. године. Чињеница да временски интервал износи годину дана требало би да смањи потенцијални утицај сезонских варијација.

За тренинг скуп података селектовани су подаци за 5 геомагнетно најмиријих дана у сваком месецу. Тако се минимизује део варијације у одброју кос-

мике који потиче од процеса у хелиосфери и повећава се удео, а самим тим и осетљивост на варијације одброја услед метеоролошких ефеката.

Скуп података се тада дели на два дела: део за тренирање (*training*) и део за тестирање метода (*testing*). За потребе тренирања одређено је 1000 насумично одабраних података, док су сви остали подаци коришћени за тестирање. Осим основних услова квалитета (елиминација екстремних вредности), никакви други критеријуми селекције података нису наметани.

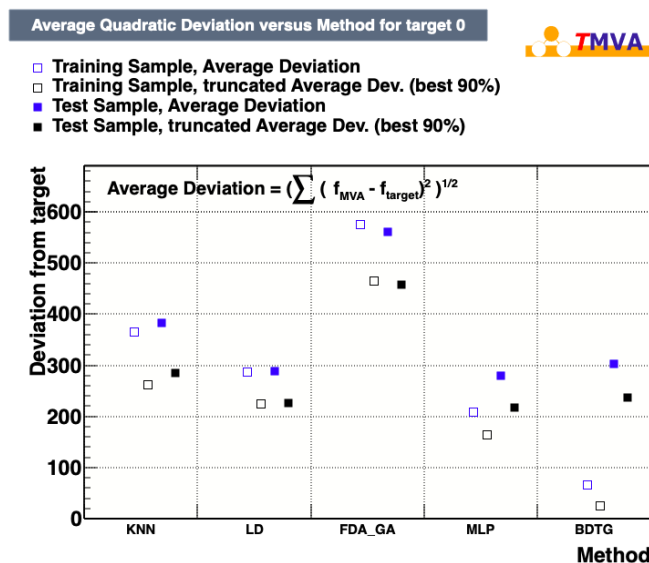
Поменуто је да је у оквиру TMVA пакета кориснику на располагању већи број алгоритама за регресију, а који се могу сврстати у четири категорије. Унутар сваке категорије постоји више имплементација сродних алгоритама. За сваки од алгоритама постоји већи број улазних параметара које дефинише корисник, а који утичу на тачност регресије. Како преглед рада свих метода није ни циљ ове анализе, овде ћемо детаљније представити само изабране.

За сваку категорију алгоритама биће представљен један метод који се показао најефикаснијим у моделирању и корекцији метеоролошких ефеката. Критеријум за избор метода представља средње квадратно одступање процењене излазне вредности од мерених вредности података.

Ефикасност метода у многоме зависи од избора улазних параметара. Варирање њихових вредности је значајно побољшало ефикасност појединих алгоритама. У појединим случајевима вредност средњег квадратног одступања се смањила и за неколико редова величине у односу на резултат добијен на основу предефинисаних вредности параметара. Коначно је из сваке категорије изабран репрезентативни метод који се показао најефикаснијим. Ова четири метода су kNN (k-Nearest Neighbor), LD (Linear Discriminant Analysis), MLP (Multilayer Perceptron neural network) и BDTG (Gradient Boosted Decision Tree).

На слици 6.1 приказана је вредност средњег квадратног одступања моделираног одброја мереног у надземној лабораторији, за изабране методе и вредности улазних параметара за које алгоритми имају високу тачност. Плави симболи се односе на целокупан скуп података, док се црни симболи односе на 90% најбоље моделираних података. Празни симболи (само контуре) се односе на подскуп података коришћен за тренинг метода, док се пуни (обојени) симболи

односе на подскуп коришћен за тестирање метода.



Слика 6.1: Средње квадратно одступање моделиране од мерене вредности одброја за различите методе (подаци из надземне лабораторије).

Овде ћемо укратко представити избор неких главних опција, као и дати илустрацију рада одабраних метода. Већина информација које следе се могу наћи у референци [106].

k-NN алгоритам се базира на максимизацији ”лајклихуд” функције. Кад је овај алгоритам у питању, функција густине вероватноће се одређује помоћу емпиријске расподеле формиране на основу предефинисаног броја тачака, најближих суседа у фазном простору тачки која одговара одређеној излазној вредности. Критеријум близине је одређен метриком која је дефинисана у датом простору (у овом случају скалирана Еуклидска метрика).

Да би се познавала емпиријска расподела густине вероватноће потребно је у довољној мери популисати фазни простор променљивих, што у пракси често није могуће. Стога се емпиријска расподела ”размазује” (*smoothing*), односно дискретно конволуира неком функцијом. За конволуцију је коришћена Гаусова расподела.

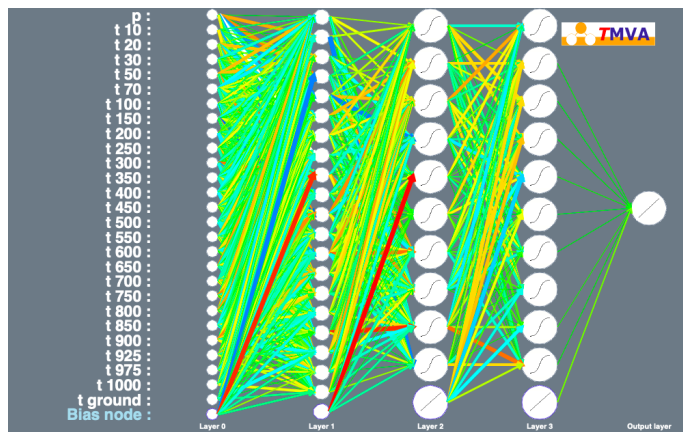
Да би се повећала брзина алгоритма, подаци се пре процесирања сортирају према координатама у фазном простору. Коначни параметри у регресији, који одређују подпросторе фазног простора који одговарају појединим вредностима,

одређују се усредњавањем предвиђања свих тренинг догађаја.

Анализа на основу линеарних дискриминантних функција (**LD алгоритам**) нема улазне параметре доступне кориснику. За мултиваријантну регресију излазна функција је практично еквивалентна процени на основу методе најмањих квадрата.

MLP алгоритам представља вештачку неуронску мрежу која се састоји од одређеног броја неурона типа перцептрон, уређених у нивое, па припада класи *multilayer perceptron* неуронских мрежа. Неурони из једног нивоа могу једносмерно комуницирати само са неуронима из првог вишег нивоа.

Број неурона улазног нивоа одређен је бројем улазних варијабли, док се последњи ниво састоји само од једног излазног неурона. Сви остали нивои су скривени. На слици 6.2 приказан је пример архитектуре MLP неуронске мреже са три скривена нивоа и 20, односно 10 и 10 неурона по нивоу. Већи број нивоа доприноси робусности мреже али захтева веће рачунарске ресурсе. Са друге стране, сматра се да се и са једним скривеним нивоом може постићи произвољна прецизност, уколико је дефинисан довољно велики број неурона за тај ниво, па смо се у овој анализи одлучили за овај други приступ.



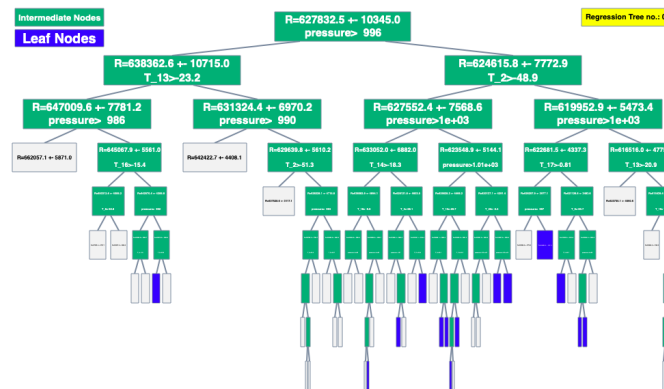
Слика 6.2: Архитектура MLP неуронске мреже са три скривена нивоа. Број неурона у скривеним нивоима је 20, 10 и 10.

Функција одговора неурона представља сложену функцију синаптичке функције (функција која отежињује улазне варијабле за сваки неурон) и активационе функције (функција која мапира излаз неурона). За синаптичку функцију је изабрана проста сума тежина, док је за активациону функцију изабрана хипер-

боличка тангенс функција. За одређивање тежина коришћен је BFGS (*Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shannon*) метод.

BDT алгоритам је врло ефикасан како у класификацији, тако и у регресији. Не почива доминантно на некој конкретној статистичкој техници па има једноставну интерпретацију. Већина улазних параметара је интуитивно јасна.

Први значајан параметар представља укупан број дрвета у шуми, што утиче како на стабилност тако и на ефикасност алгоритма. Такође, могуће је дефинисати максималну дубину појединачног дрвећа, односно максималан број гранања. На слици 6.3 приказано је једно дрво са 6 гранања. Плавим су обележени листови који се коначно користе у анализи.



Слика 6.3: Структура једног дрвета, максималне дубине 6 чворова (BDT модел).

Свако гранање се врши на основу неког критеријума за сепарацију. Постоји више различитих критеријума, али будући да нема велике разлике у ефикасности за анализу је коришћен предефинисан критеријум, Ђини индекс (*Gini index*).

Да би се у коначној предикцији повећала тежина ефикаснијих дрвета користи се *boosting*. Алгоритам који је коначно коришћен у анализи и који користи градијентни *boost* је BDTG . Одређује се тако да минимизује функцију која описује девијацију моделиране од мерене вредности. У случају градијентног *boost*-а, функција је логаритам биномиалног експоненцијалног одступања (*binomial log-likelihood loss*). Додатно побољшање ефикасности, а нарочито стабилности, даје *bagging* процедура, која подразумева понављано узорковање и тренирање како би расподела вредности података из тренинг подскупа боље репрезентовала

стварну расподелу реалних података.

За одабране методе варирани су улазни параметри тако да средње квадратно одступање има минималну вредност. У табели 6.1 приказане су овако оптимизоване вредности неких од улазних параметара метода изабраних за мултиваријантну регресију на подацима из надземне лабораторије.

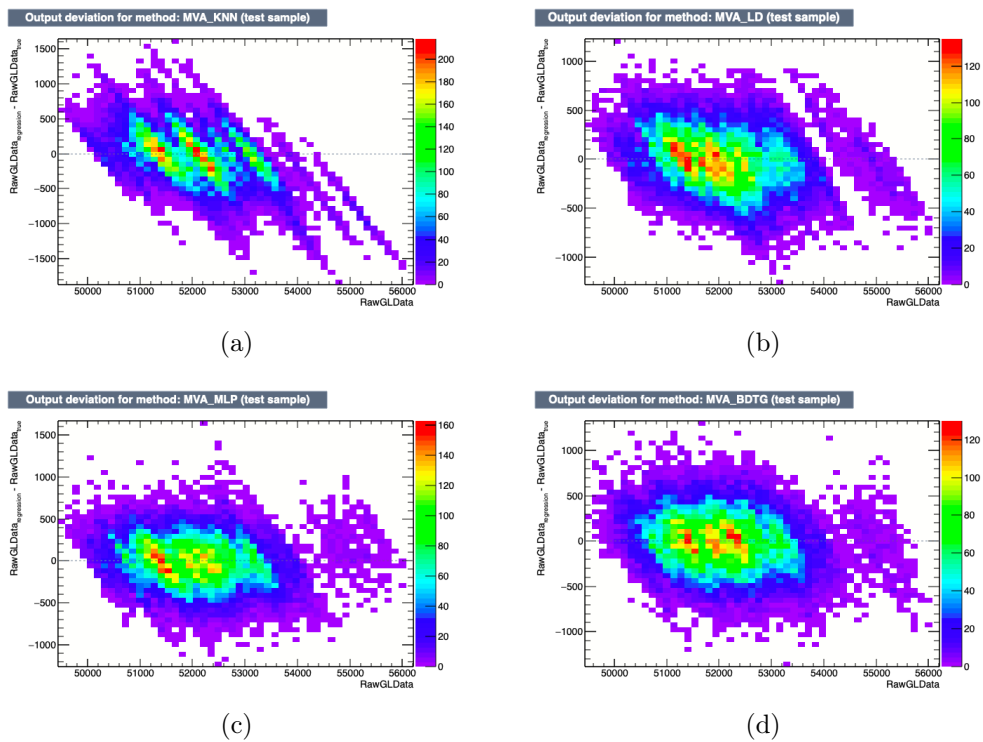
Алгоритми су се показали мање осетљиви на варирање улазних параметара при тренирању на подацима из подземне лабораторије, па за ту регресију параметри нису мењани.

Табела 6.1: Улазни параметри за регресију одабраним мултиваријантним методама.

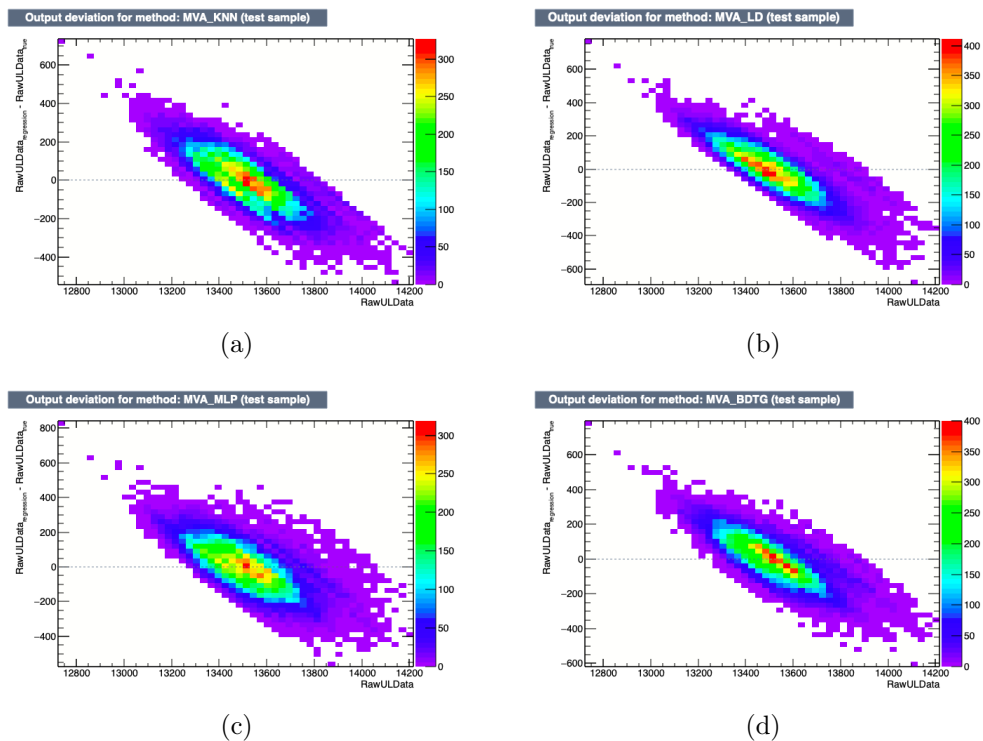
Algoritam	Parametri
kNN	broj najbližih suseda = 10 deo događaja na osnovu kojih je računata širina raspodele = 0.8 faktor skaliranja standardne devijacije u gausijanu = 0.3 metod za <i>smoothing</i> = Gaus
LD	/
MLP	aktivaciona funkcija = tanh broj iteracija = 20000 broj neurona na skrivenom nivou = 40 metod treniranja = BFGS
BDTG	broj drveta = 100 tip <i>boost</i> -a = Grad odnos broja podataka za <i>bagging</i> prema ukupnom broju podataka = 0.5 maksimalan broj čvorova = 3

Додатну илустрацију конзистентности и ефикасности појединих алгоритама за регресију представљају хистограми одступања моделоване од мерених вредности у зависности од вредности одброја.

На сликама 6.4 и 6.5 приказане су ови хистограми за изабране методе за надземну лабораторију, односно подземну лабораторију.



Слика 6.4: Одступање моделованих од мерених вредности за: а) k-NN б) LD ц) MLP д) BDTG (тест подскуп података за надземну лабораторију).



Слика 6.5: Одступање моделованих од мерених вредности за: а) k-NN б) LD ц) MLP д) BDTG (тест подскуп података за подземну лабораторију).

6.3 Анализа и корекција метеоролошких ефеката

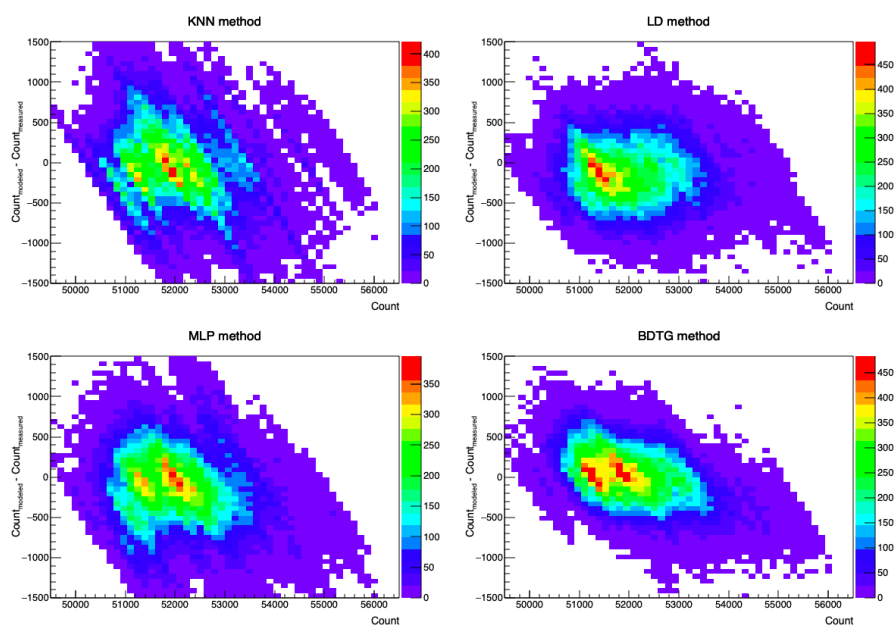
У фази тренирања, односно тестирања, одређују се вредности параметара функције која мапира скуп улазних варијабли на (у овом случају) једну излазну варијаблу. Ова функција може имати егзактан аналитички облик или може бити композитна.

У овој анализи улазне варијабле су представљали локални атмосферски притисак и температура мерени на нивоу тла, као и температуре атмосфере на различитим нивоима. У процесу тренирања као позната излазна варијабла дефинисан је одброј космике. За тренинг мултиваријантних метода су коришћени само подаци за међународне геомагнетно мирне дане. Излазна варијабла мултиваријантне регресије, моделована на основу улазних варијабли, се поредила са реално мереним одбројем. На основу минималног средњег квадратног одступања ове две величине одређени су коначни параметри функција мапирања за различите методе. Претпоставка је да је тиме предвиђена вредност одброја која садржи максималну варијацију услед улазних метеоролошких варијабли.

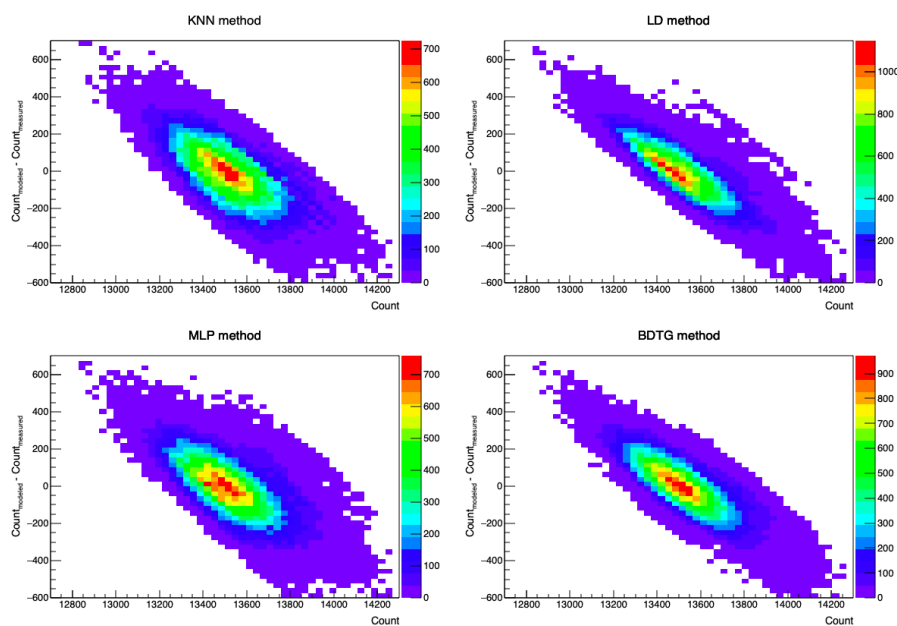
На основу параметара функција мапирања израчунат је моделован одброј за цео временски период коришћен у анализи. Да би се проценила конзистентност и ефикасност примењених метода, урађена је прелиминарна квалитативна анализа.

Прва провера се односи на конзистентност метода. Стога су формиран хистограми разлике моделоване и мерене вредности у зависности од мереног одброја за потпун скуп података, еквивалентни хистограмима формираним на основу тренинг подскупа података, приказаним на сликама 6.4 и 6.5. На слици 6.6 приказане су ове расподеле за податке из обе лабораторије. На основу упоређења одговарајућих хистограма може се закључити да нема видних одступања између расподела за ова два сета података.

Додатну илустрацију квалитета резултата могу да дају хистограми моделованог одброја. На слици 6.7 приказани су ови хистограми за изабране мултиваријантне методе заједно са расподелом мереног одброја, за надземну и подземну лабораторију. Када су у питању подаци из горње лабораторије, може се видети

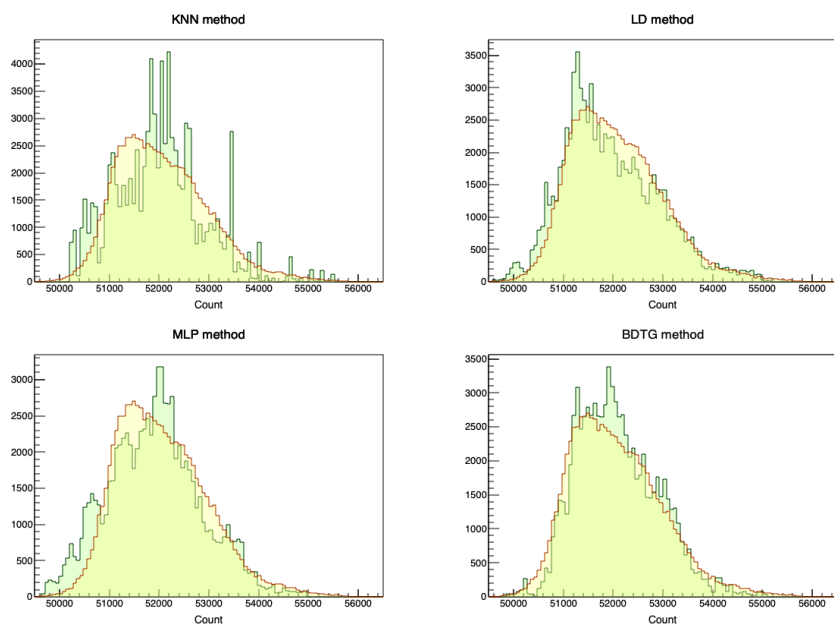


(a)

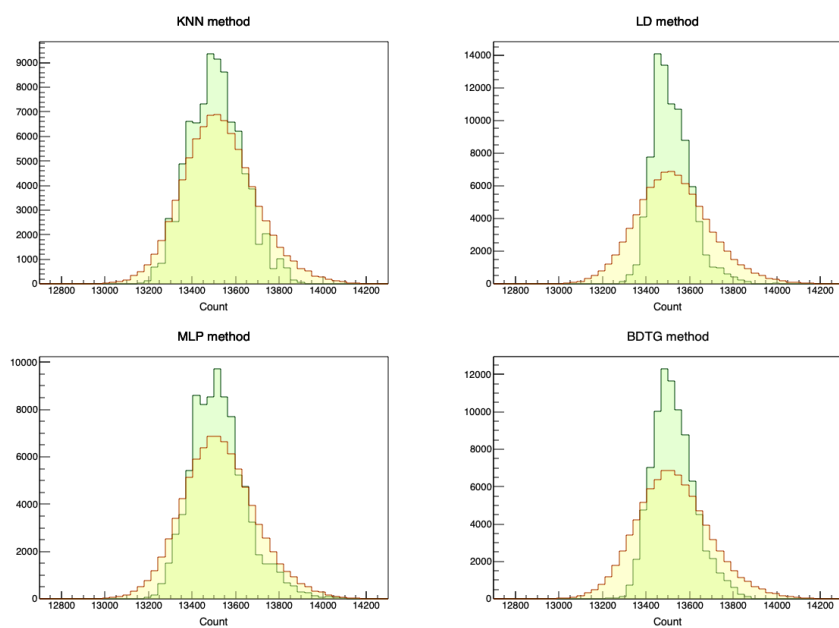


(b)

Слика 6.6: Одступање моделованих од мерених вредности у зависности од одброја након примене корекције барометарског и температурског ефекта изабраним методама за а) надземну лабораторију и б) подземну лабораторију.



(a)



(b)

Слика 6.7: Хистограми мереног (жута боја) и предвиђеног одброја изабраним методама (зелена боја) за а) надземну лабораторију и б) подземну лабораторију.

да постоји боље слагање расподела моделованих и мерених података за методе BDTG и нарочито за LD. Сличан случај је и када је подземна лабораторија у питању, где облик расподеле података моделованих са ова два метода боље одговара расподели мерених података, али је ширина моделованих расподела видно мања.

Како моделован одброј садржи највећи део варијације која потиче од метеоролошких ефеката (барометарског и температурског), разлика моделованог и реално мереног одброја садржи преосталу варијацију, која би требало да доминантно потиче од неатмосферских ефеката.

Према томе, одброј коригован на поменуте метеоролошке ефекте је могуће одредити на основу следеће формуле:

$$N_{\mu}^{(corr)} = \Delta N_{\mu} + \langle N_{\mu} \rangle, \quad (6.10)$$

где је

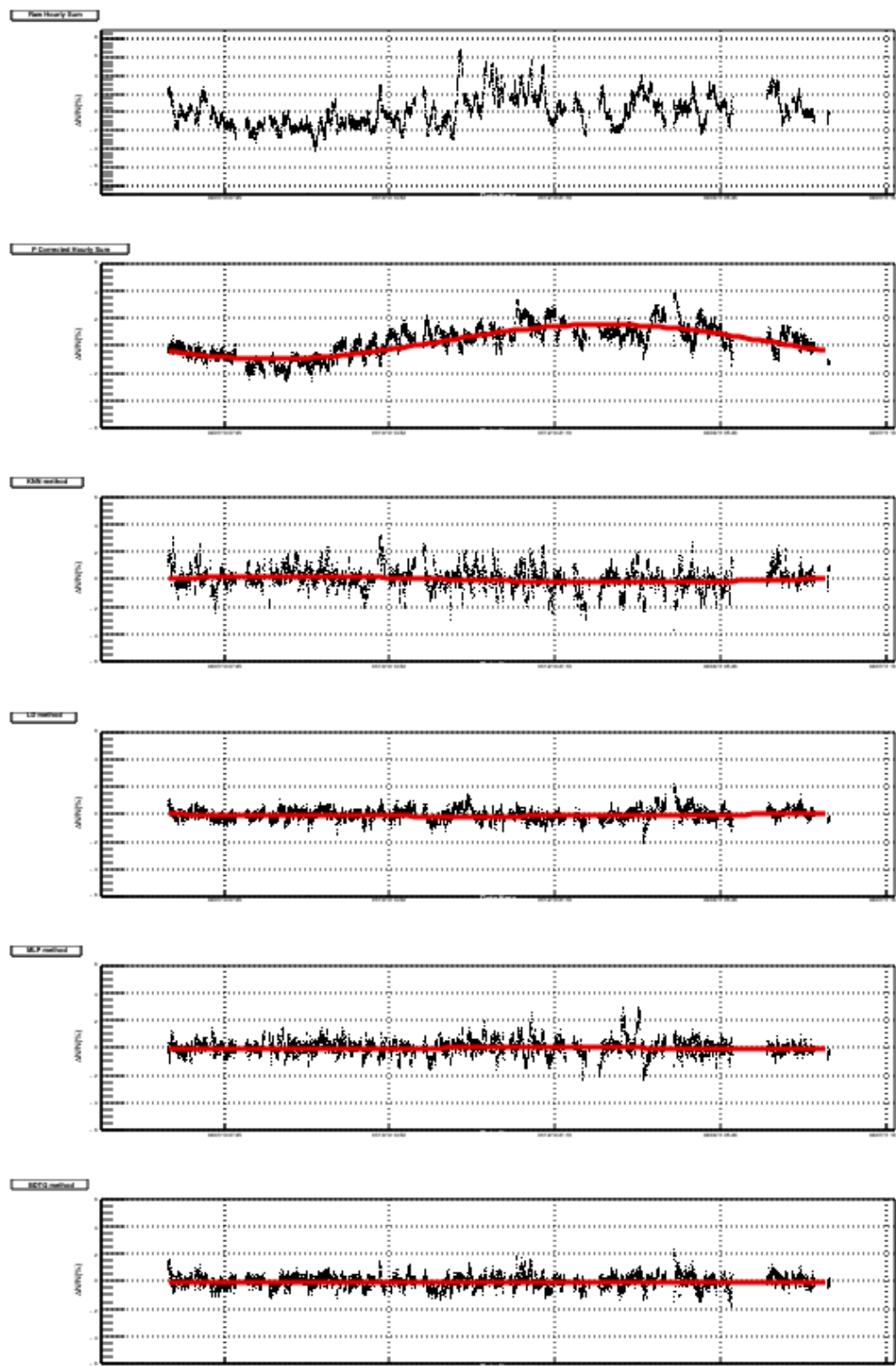
$$\Delta N_{\mu} = N_{\mu}^{(mod)} - N_{\mu} \quad (6.11)$$

разлика моделованог и мереног одброја, а $\langle N_{\mu} \rangle$ представља средњи одброј за дати период.

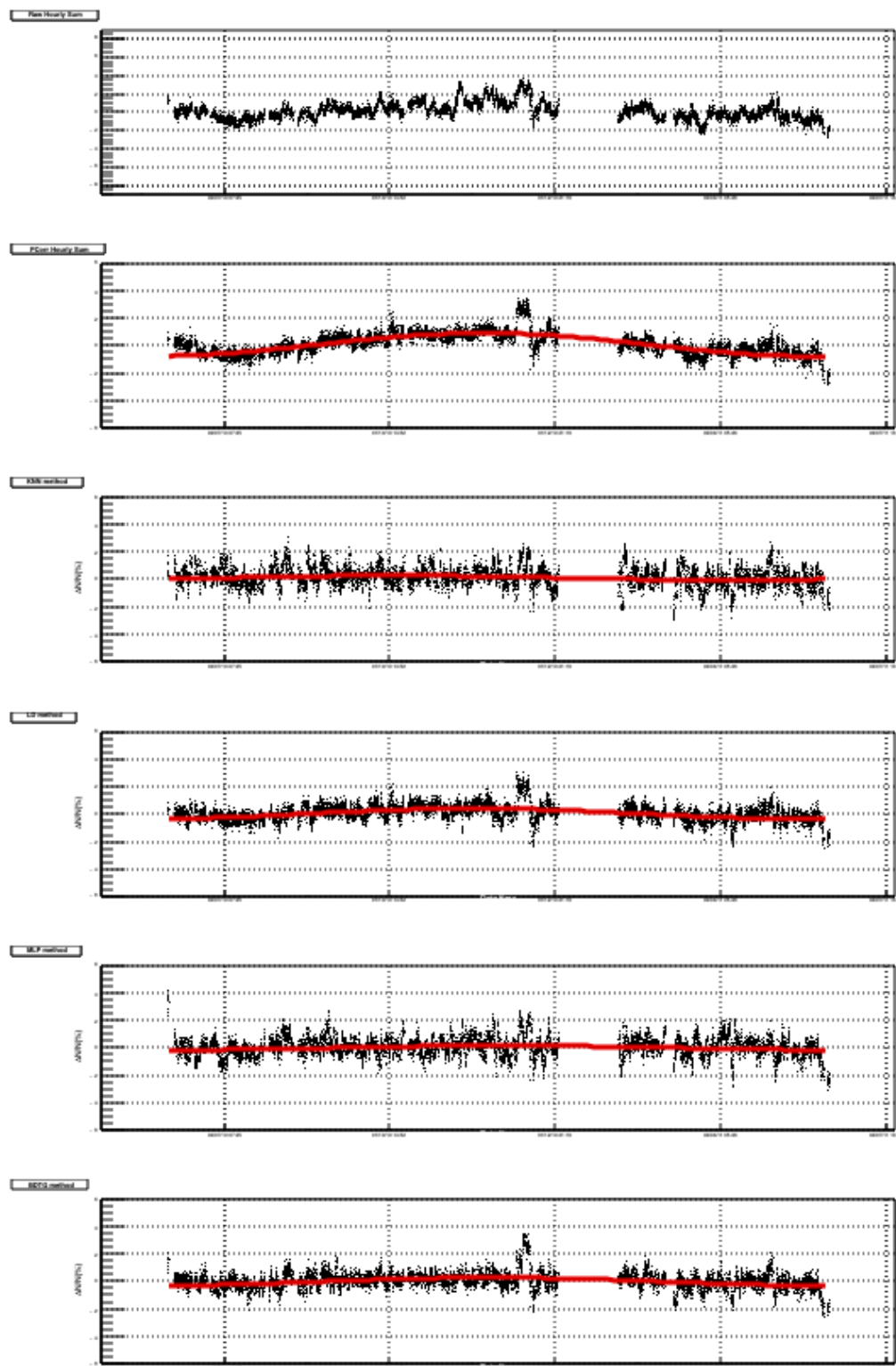
На сликама 6.8 и 6.9 приказане су временске серије за податке из надземне, односно подземне лабораторије, кориговане изабраним методама. Због референце приказане су и временске серије некоригованих података, односно података коригованих на притисак.

Као и раније, један од критеријума ефикасности изабраних мултиваријантних метода за корекцију метеоролошких ефеката може представљати одговарајућа редукација амплитуде годишње варијације у коригованим временским серијама у односу на исту у временској серији коригованој на притисак. У табели 6.2 приказане су вредности ове амплитуде за различите методе, одређене на основу фита временских серија синусоидалном функцијом облика датог једначином 3.62.

Из табеле 6.2 може се видети да по овом критеријуму највећу ефикасност



Слика 6.8: Временске серије одброја космичких миона за надземну лабораторију, одозго на доле: некоригована, коригована на притисак, коригована на притисак и температуру методама KNN, LD, MLP, BDTG.



Слика 6.9: Временске серије одброја космичких миона за подземну лабораторију, одозго на доле: некоригована, коригована на притисак, коригована на притисак и температуру методама KNN, LD, MLP, BDTG.

Табела 6.2: Амплитуде годишње варијације временских серија космике коригованих на метеоролошке ефекте различитим методама.

Metoda korekcije	Godišnja varijacija [%] (nadzemna laboratorija)	Godišnja varijacija [%] (podzemna laboratorija)
Pritisak	1.25 ± 0.02	0.84 ± 0.02
kNN	0.22 ± 0.02	0.17 ± 0.04
LD	0.07 ± 0.05	0.38 ± 0.02
MLP	0.04 ± 0.05	0.16 ± 0.03
BDTG	0.05 ± 0.03	0.29 ± 0.02

имају методе BDTG и MLP, када су у питању подаци из надземне лабораторије, односно методе MLP и KNN, када су у питању подаци из подземне лабораторије.

Међутим, ако погледамо кориговане временске серије из обе лабораторије, можемо да уочимо да методе MLP, а нарочито KNN, уносе додатне, на око насумичне, флукуације. То је у складу са опаженим већим ширинама одговарајућих дистрибуција на слици 6.7, нарочито истакнутим када је подземна лабораторија у питању. Ово може указивати на потенцијалну непрецизност или нестабилност алгорита, која се можда може превазићи другачијим избором параметара у фази тренирања, као и ригорознијим квантитативним тестовима. Могуће је да регресија овим методама даје прецењене параметре услед недовољне или претеране истренираности алгорита, што се евентуално може превазићи другачијим избором величине тренинг подскупа. Алтернативно, будући да су улазне варијабле приближно гаусовски дистрибуиране, а одговарајуће зависности одброја линеарне, постоји могућност да су ове методе мање подесне за примену у овој проблематици и да су применљивије на неке комплексније, нелинеарне проблеме.

Са друге стране, чини се да методе LD и BDTG коректно коригују одброј космике на метеоролошке ефекте. У овоме се нарочито ова друга показало ефикасном, па би у коначном избору то била предложена метода.

Закључак

Тему ове докторске дисертације представља анализа метеоролошких ефеката на мионску компоненту секундарног космичког зрачења. Ту се пре свега мисли на барометарски и температурски ефекат, који су повезани са утицајем атмосферског притиска, односно температуре атмосфере, на флукс космичких миона.

Осим фундаменталног, изучавање метеоролошких ефеката има и посредан значај. Што се боље моделује утицај атмосфере на флукс миона, то га је могуће ефикасније елиминисати, а то је веома значајно за изучавање варијација флукса неатмосферског порекла.

Циљ дисертације представља увођење два нова емпиријска метода за опис и корекцију метеоролошких ефеката, као и њихово поређење са постојећим емпиријским и теоријским методима.

Пре свега, демонстрирано је овладавање постојећим емпиријским и теоријским моделима. На основу добијених резултата кориговане су временске серије детектованог одброја космичких миона и тиме дефинисане референтне вредности за ефикасност корекције. Када је у питању теоријски метод, функција густине температурског коефицијента је одређена нумерички, док је барометарски коефицијент одређен линеарном регресијом на основу података претходно коригованих на температурски ефекат. У случају емпиријских и семи-емпиријских метода, одговарајући коефицијенти добијени су линеарном (метод усредњене температуре) или вишеструком линеарном регресијом (метод ефективног нивоа продукције).

Подаци о одброју космичких миона коришћени у анализи су резултат мерења мионским мониторима у оквиру надземне (ниво тла) и подземне лабораторије (на дубини од $25m.w.e.$) Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику Ин-

ститута за физику у Београду.

За анализу је неопходно познавање метеоролошких параметара и то атмосферског притиска и температуре атмосфере. Подаци о притиску и температури на нивоу тла преузети су из мреже мерних станица локалних и државних метеоролошких служби. Подаци о температурама различитих слојева атмосфере добијени су на основу симулационих модела кретања ваздушних маса. Основни скуп података је интерполиран, одакле је затим било могуће узорковати податке са жељеном временском резолуцијом.

Први од новоуведених метода за анализу и корекцију метеоролошких ефеката базира се на техници декомпозиције на основне компоненте. Полазни скуп корелисаних метеоролошких варијабли је трансформисан у скуп некорелисаних компоненти. Из добијеног скупа издвојен је подскуп сигнификантних компоненти, које садрже највећи део варијације полазног скупа. Коначно, на основу корелације са детектованим одбројем миона издвојен је подскуп коришћен за анализу. Тиме је број улазних варијабли за анализу редукован са 26 на 5. Помоћу линеарне регресије одређени су одговарајући парцијални температурски коефицијенти, на основу којих је детектовани одброј коригован.

Други представљени метод базира се на примени различитих алгоритама за мултиваријантну регресију имплементираних у пакету TMVA, у оквиру окружења за анализу ROOT. Методи за су тренирани на изабраном подскупу података, где су улазне варијабле представљале атмосферски притисак, температуру на нивоу тла и моделоване температуре различитих слојева атмосфере, док је излазна варијабла била детектовани одброј. За изабране методе одређени су оптимални параметри. Алгоритми дају предикцију одброја космике који садржи варијацију пореклом само од улазних метеоролошких варијабли, помоћу које је израчунат коригован одброј. На основу критеријума ефикасности и конзистентности, коначно су као најбољи кандидати за примену издвојени методи LD (метод линеарних дискриминантних функција) и BDTG (метод бинарног гранања са градијентним *boost*-ом).

Уведени методи дају карактеристичан допринос по питању ефикасности, односно посебног увида у проблематику. У поређењу са постојећим емпијским и

теоријским методима, у отклањању варијација флукса космичких миона метеоролошког порекла, показали су се најмање једнако ефикасни, а углавном веће ефикасности.

Методи су применљиви на било који тип мионских монитора, независно од географске локације или дубине на којој се детектор налази. Додатна предност метода декомпозиције на основне компоненте је једноставна и непосредна примена, која омогућава примену корекције са минималним закашњењем. Компаративна предност уведених мултиваријантних метода је флексибилност и могућност додатне софистикације.

Представљени методи омогућавају једноставну екстензију анализе на шири скуп метеоролошких варијабли, чиме би били укључени додатни ефекти (влажност, динамички притисак и сл.). Такође, постоји могућност примене корекција метеоролошких ефеката на друге типове детектора, као што су неутронски монитори, за које не постоји једноставан теоријски или емпиријски модел. Коначно, демонстриране технике су применљиве за анализу различитих варијација космичког зрачења које нису метеоролошког порекла.

Литература

- [1] Peter K.F. Grieder. *COSMIC RAYS AT EARTH: Researcher's Reference and Data Book Manual*. Elsevier Science B.V., 2001. ISBN: 0-444-50710-8.
- [2] Todor Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Praxis Publishing Ltd, Chichester, UK, 2010. ISBN: 978-3-540-85147-9.
- [3] A. W. Wolfendale. “Introductory Cosmic Rays”. y: *Origin of Cosmic Rays, Proceedings of the NATO Advanced Study Institute held in Durham, England, August 26-September 6, 1974*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1975, с. 1—12. ISBN: 978-94-010-1814-2. DOI: 10.1007/978-94-010-1812-8.
- [4] Lev I. Dorman. *COSMIC RAYS IN THE EARTH'S ATMOSPHERE AND UNDERGROUND*. Springer Science+Business Media New York Originally published by Kluwer Academic Publisher in 2004, 2004. ISBN: 978-94-015-6987-3. DOI: 10.1007/978-1-4020-2113-8.
- [5] Philip Morrison. “The Origin of Cosmic Rays”. y: *ENCYCLOPEDIA OF PHYSICS: COSMIC RAYS I*. под ред. S. Flugge. Springer-Verlag OHG. Berlin-Gottingen-Heidelberg, 1961, с. 1—87. ISBN: 978-3-642-45966-5. DOI: 10.1007/978-3-642-45964-1.
- [6] V. L. Ginzburg. “The Origin of Cosmic Rays”. y: *Origin of Cosmic Rays*. International Astronomical Union, 1981, с. 1—6. ISBN: 978-90-277-1272-1. DOI: 10.1007/978-94-09-8475-2.
- [7] Peter L. Biermann и Günter Sigl. “Introduction to Cosmic Rays”. y: *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. под ред. Martin Lemoine и Günter Sigl. Springer, Berlin, Heidelberg, 2001, с. 1—26. ISBN: 978-3-540-42899-2. DOI: 10.1007/3-540-45615-5.

-
- [8] Thomas K. Gaisser, Ralph Engel и Elisa Resconi. *COSMIC RAYS AND PARTICLE PHYSICS*. Cambridge University Press, 2016. ISBN: 978-0-521-01646-9.
- [9] Luke O’C. Drury. “Origin of Cosmic Rays”. y: *Astroparticle Physics* 39 (2012), c. 52—60. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.02.006.
- [10] Hyesung Kang, Dongsu Ryu и T. W. Jones. “Cluster Accretion Shocks as Possible Acceleration Sites for Ultra High Energy Protons below the Greisen Cutoff”. y: *Astrophysical Journal* 456 (1996), c. 422—427. DOI: 10.1086/176666.
- [11] S. P. Swordy. “THE ENERGY SPECTRA AND ANISOTROPIES OF COSMIC RAYS”. y: *THE ASTROPHYSICS OF GALACTIC COSMIC RAYS, Proceedings of two ISSI Workshops, 18-22 October 1999 and 15-19 May 2000, Bern, Switzerland*. Springer Science+Business Media Dordrecht, 2001, c. 85—94. ISBN: 978-90-481-5862-1. DOI: 10.1007/978-94-017-3239-0.
- [12] D. Muller. “COSMIC RAYS BEYOND THE KNEE”. y: *THE ASTROPHYSICS OF GALACTIC COSMIC RAYS, Proceedings of two ISSI Workshops, 18-22 October 1999 and 15-19 May 2000, Bern, Switzerland*. Springer Science+Business Media Dordrecht, 2001, c. 105—116. ISBN: 978-90-481-5862-1. DOI: 10.1007/978-94-017-3239-0.
- [13] A.D.Erlykin и A.W.Wolfendale. “The nature of the ‘knee’ in the cosmic ray energy spectrum”. y: *Journal of Physics G* 32 (2006), c. 1—8. DOI: 10.1088/0954-3899/32/1/001.
- [14] J. J. Quenby. “The Time Variations of the Cosmic Ray Intensity”. y: *ENCYCLOPEDIA OF PHYSICS: COSMIC RAYS II*. под ред. S. Flugge. Springer-Verlag OHG. Berlin-Heidelberg, 1967, c. 310—371. DOI: 10.1007/978-3-642-46079-1.
- [15] J. R. Jokipii. “Cosmic Rays”. y: *From the Sun: Auroras, Magnetic Storms, Solar Flares, Cosmic Rays*. т. 50. the American Geophysical Union, 1998, c. 123—131. ISBN: 0-87590-292-8.

-
- [16] I. N. Toptygin. *COSMIC RAYS IN INTERPLANETARY MAGNETIC FIELDS*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, 1985. DOI: 10.1007/978-94-009-5257-7.
- [17] K.H. Schatten и Wilcox J.M. Ness. “A model of interplanetary and coronal magnetic fields”. y: *N.F. Sol Phys* 6 (1969), c. 442. ISSN: 0038-0938. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF00146478>.
- [18] Sami K. Solanki, Bernd Inhester и Manfred Schüssler. “The solar magnetic field”. y: *Reports on Progress in Physics* 69 (2006), c. 563—668. DOI: 10.1088/0034-4885/69/3/R02.
- [19] Owens Mathew J. и Robert J. Forsyth. “The Heliospheric Magnetic Field”. y: *Living Reviews in Solar Physics* 10.1 (2013), c. 5. ISSN: 1614-4961. DOI: 10.12942/lrsp-2013-5. URL: <https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-5>.
- [20] Hilary V. Cane. “CORONAL MASS EJECTIONS AND FORBUSH DECREASES”. y: *COSMIC RAYS AND EARTH Proceedings of an ISS/Workshop, 21-26 March 1999, Bern, Switzerland*. Springer Science+Business Media Dordrecht, 2000, c. 55—77. ISBN: 978-90-481-5615-3. DOI: 10.1007/978-94-017-1187-6.
- [21] Leonty Miroshnichenko. *SolarCosmic Rays, Fundamentals and Applications*. Springer International Publishing Switzerland, 2015. ISBN: 978-3-319-09428-1. DOI: 10.1007/978-3-319-09429-8.
- [22] S. W. H. Cowley. “The Earth’s Magnetosphere”. y: *From the Sun: Auroras, Magnetic Storms, Solar Flares, Cosmic Rays*. т. 50. the American Geophysical Union, 1998, c. 13—22. ISBN: 0-87590-292-8.
- [23] Lev Dorman. *Cosmic Rays in Magnetospheres of the Earth and other Planets*. Springer Science+Business Media B.V., 2009. ISBN: 978-1-4020-9238-1. DOI: 10.1007/978-1-4020-9239-8.
- [24] Laundal K. M. и Richmond A. D. “Magnetic Coordinate Systems”. y: *Space Science Reviews* 206 (2017), c. 27—59. DOI: 10.1007/s11214-016-0275-y.

-
- [25] Manuel Sandoval Vallarta. “Theory of the Geomagnetic Effects of Cosmic Radiation”. y: *ENCYCLOPEDIA OF PHYSICS: COSMIC RAYS I*. под ред. S. Flugge. Springer-Verlag OHG. Berlin-Gottingen-Heidelberg, 1961, с. 88—129. ISBN: 978-3-642-45966-5. DOI: 10.1007/978-3-642-45964-1.
- [26] Thébault et al. “International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation”. y: *Earth, Planets and Space, a SpringerOpen Journal* 67:79 (2015). DOI: 10.1186/s40623-015-0228-9.
- [27] Markus Ahlers и Philipp Mertsch. “Origin of Small-Scale Anisotropies in Galactic Cosmic Rays”. y: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 94 (2017), с. 184—216. DOI: 10.1016/j.ppnp.2017.01.004.
- [28] D. Venkatesan и Badruddin. “Cosmic-ray intensity variations in the 3-dimensional heliosphere”. y: *Space Science Reviews* 52.1 (1990), с. 121—194. ISSN: 1572-9672. DOI: 10.1007/BF00704241.
- [29] C. Patrignani и Particle Data Group. “Review of Particle Physics”. y: *Chinese Physics C* 40.10 (2016), с. 100001. URL: <http://stacks.iop.org/1674-1137/40/i=10/a=100001>.
- [30] R. Mann. *An Introduction to Particle Physics and the Standard Model*. Taylor & Francis, 2011. ISBN: 9781439887608. URL: <https://books.google.rs/books?id=cz7hQlot49IC>.
- [31] W. N. Cottingham и D. A. Greenwood. *An introduction to the standard model of particle physics*. Cambridge University Press, 2007. ISBN: 9780511271366.
- [32] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli и Maurizio Spurio. *Particles and Fundamental Interactions: An Introduction to Particle Physics*. Springer Netherlands, 2012. ISBN: 978-94-007-2463-1. DOI: 10.1007/978-94-007-2464-8.
- [33] V. Tishchenko и др. “Detailed Report of the MuLan Measurement of the Positive Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant”. y: *Phys. Rev. D* 87.5 (2013), с. 052003. DOI: 10.1103/PhysRevD.87.052003. arXiv: 1211.0960 [hep-ex].

-
- [34] Dragomir Krpić. *Elementarne čestice*. Skripta za predmet Fizika elementarnih čestica na Fizičkom fakultetu u Beogradu.
- [35] C. T. Case и E. L. Battle. “Moliere’s Theory of Multiple Scattering”. у: *Physical Review* 169.1 (1968), с. 201—204.
- [36] Hans A. Bethe и Julius Ashkin. “Passage of Radiations through Matter”. у: *Experimental Nuclear Physics, Vol. 1*. под ред. Emilio Segre. John Wiley и Sons, 1953. гл. 2, с. 166—251.
- [37] L. E. Porter. “The Barkas-Effect Correction to Bethe–Bloch Stopping Power”. у: *Advances in Quantum Chemistry* 46 (2004), с. 91—119. DOI: 10.1016/S0065-3276(04)46004-3.
- [38] Jens Lindhard и Allan H. Sorensen. “Relativistic theory of stopping for heavy ions”. у: *Physical Review A* 53.4 (1996), с. 2443—2456. DOI: 10.1103/PhysRevA.53.2443.
- [39] M. J. Berger и др. *Report 49*. 2. 1993. DOI: 10.1093/jicru/os25.2.Report49.
- [40] Eberhard Haug и Werner Nakel. *The Elementary Process of Bremsstrahlung*. WORLD SCIENTIFIC, 2004. DOI: 10.1142/5371. eprint: <https://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/5371>. URL: <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/5371>.
- [41] W. E. Burcham. *Nuclear physics: an introduction*. Longman, 1973. ISBN: 0582441102.
- [42] D. Heck и др. *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*,” *Report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe*. 1998.
- [43] John C. Gosse и Fred M. Phillips. “Terrestrial in situ cosmogenic nuclides: theory and application”. у: *Quaternary Science Reviews* 20.14 (2001), с. 1475—1560. ISSN: 0277-3791. DOI: 10.1016/S0277-3791(00)00171-2.
- [44] Ho-ming Mok. *Cosmic Rays: Climate, Weather and Applications (Physics Research and Technology)*. Nova Science Pub Inc; UK ed. edition, 2012. ISBN: 978-1622573004.

-
- [45] Giuseppe Cocconi. “Extensive Air Showers”. y: *ENCYCLOPEDIA OF PHYSICS: COSMIC RAYS I*. под ред. S. Flugge. Springer-Verlag OHG. Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1961, с. 215—271. ISBN: 978-3-642-45966-5. DOI: 10.1007/978-3-642-45964-1.
- [46] Goran P. Škoro. *Uvod u eksperimentalnu fiziku čestica*. Skripta za predmet Fizika elementarnih čestica na Fizičkom fakultetu u Beogradu.
- [47] J. Matthews. “A Heitler model of extensive air showers”. y: *Astroparticle Physics* 22.5 (2005), с. 387—397. ISSN: 0927-6505. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2004.09.003.
- [48] Pierre Billoir. “Phenomenology of Ultra-High-Energy Atmospheric Showers”. y: *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. под ред. Martin Lemoine и Günter Sigl. Springer, Berlin, Heidelberg, 2001, с. 1—26. ISBN: 978-3-540-42899-2. DOI: 10.1007/3-540-45615-5.
- [49] *CORSIKA – an Air Shower Simulation Program*. 2017. URL: <https://www.ikp.kit.edu/corsika/>.
- [50] *KASCADE - Grande*. 2014. URL: <https://web.ikp.kit.edu/KASCADE/>.
- [51] Robert N. Cahn и Gerson Goldhaber. *The Experimental Foundations of Particle Physics*. 2-е изд. Cambridge University Press, 2009. DOI: 10.1017/CB09780511609923.
- [52] A. Ramakrishnan. *Elementary Particles and Cosmic Rays*. A Pergamon Press book. Macmillan, 1962. URL: <https://books.google.rs/books?id=8Dy6AAAAIAAJ>.
- [53] D. F. Measday. “The nuclear physics of muon capture”. y: *Physics Report* 354 (2001), с. 243—409. DOI: 10.1016/S0370-1573(01)00012-6.
- [54] P. J. Hayman, N. S. Palmer и A. W. Wolfendale. “The rate of energy loss of high-energy cosmic ray muons”. y: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 275.1362 (1963), с. 391—410. ISSN: 0080-4630. DOI: 10.1098/rspa.1963.0176. eprint: <http://rspa>.

-
- royalsocietypublishing.org/content/275/1362/391.full.pdf. URL: <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/275/1362/391>.
- [55] P Kiraly, M G Thompson и A W Wolfendale. “Cosmic ray showers produced by muon bremsstrahlung”. y: *Journal of Physics A: General Physics* 4.3 (1971), с. 367. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3689/4/i=3/a=014>.
- [56] A. G. Bogdanov и др. “Geant4 simulation of production and interaction of muons”. y: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53.2 (2006), с. 513—519. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2006.872633.
- [57] J. Kempa и I.M.M. Brancus. “Zenith angle distributions of cosmic ray muons”. y: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 122 (2003), с. 279—281. ISSN: 0920-5632. DOI: 10.1016/s0920-5632(03)80398-5.
- [58] V. S. Makhmutov и др. “Latitude Effect of Muons in the Earth’s Atmosphere during Solar Activity Minimum”. y: *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* 73.3 (2009), с. 350—352. ISSN: 1062-8738. DOI: 10.3103/S1062873809030216.
- [59] Alexander Aab и др. “Testing Hadronic Interactions at Ultrahigh Energies with Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory”. y: *Phys. Rev. Lett.* 117.19 (2016), с. 192001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.192001. arXiv: 1610.08509 [hep-ex].
- [60] L. Myssowsky и L. Tuwim. “Unregelmäßige Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung in geringer Seehöhe”. y: *Zeitschrift für Physik* 39.2-3 (1926), с. 146—150. ISSN: 0044-3328. DOI: 10.1007/BF01321981.
- [61] E. Steinke. “Über Schwankungen und Barometereffekt der kosmischen Ultrastrahlung im Meeresniveau”. y: *Zeitschrift für Physik* 64.1-2 (1930), с. 48—63. ISSN: 0044-3328. DOI: 10.1007/BF01397427.
- [62] M. Forró. “Temperature Effect of Cosmic Radiation at 1000-M Water Equivalent Depth”. y: *Physical Review* 72 (1947), с. 868—869. DOI: 10.1103/PhysRev.72.868.

-
- [63] A. Duperier. “A New Cosmic-Ray Recorder and the Air-Absorption and Decay of Particles”. y: *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity* 49.1 (), c. 1—7. DOI: 10.1029/TE049i001p00001. eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/TE049i001p00001>. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/TE049i001p00001>.
- [64] A Duperier. “The Temperature Effect on Cosmic-Ray Intensity and the Height of Meson Formation”. y: *Proceedings of the Physical Society* 61.1 (1948), c. 34. URL: <http://stacks.iop.org/0959-5309/61/i=1/a=306>.
- [65] A Duperier. “The Meson Intensity at the Surface of the Earth and the Temperature at the Production Level”. y: *Proceedings of the Physical Society. Section A* 62.11 (1949), c. 684. URL: <http://stacks.iop.org/0370-1298/62/i=11/a=302>.
- [66] C.M.G. LATTES, G.P.S. OCCHIALINI и C.F. POWELL. “Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions”. y: *Nature* 160 (окт. 1947), c. 486—92. DOI: 10.1038/160453a0.
- [67] A Duperier. “Temperature of the Upper Atmosphere and Meson Production”. y: *Nature* 167 (1951), c. 312—313. DOI: 10.1038/167312a0.
- [68] S. Olbert. “Atmospheric Effects on Cosmic-Ray Intensity Near Sea Level”. y: *Phys. Rev.* 92 (2 1953), c. 454—461. DOI: 10.1103/PhysRev.92.454. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.92.454>.
- [69] T. Murayama и др. “The Atmospheric Effects on the Intensity of High Energy μ -Mesons”. y: *Progress of Theoretical Physics* 15 (1956), c. 421—430. DOI: 10.1143/PTP.15.421.
- [70] P. M. S. Blackett. “On the Instability of the Barytron and the Temperature Effect of Cosmic Rays”. y: *Physical Review - PHYS REV X* 54.11 (1938), c. 973—974. DOI: 10.1103/PhysRev.54.973.
- [71] H. Carmichael, M. Bercovitch и J. F. Steljes. “Introduction of meteorological corrections into meson monitor data”. y: *Tellus* 19.1 (1967), c. 143—160. DOI:

-
- 10.1111/j.2153-3490.1967.tb01468.x. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.2153-3490.1967.tb01468.x>.
- [72] A. N. Dmitrieva и др. “Temperature effect correction for muon flux at the Earth surface: estimation of the accuracy of different methods”. y: *Journal of Physics: Conference Series* 409 (2013), с. 012130. DOI: 10.1088/1742-6596/409/1/012130. URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012130>.
- [73] R. R. S. De Mendonça и др. “Analysis of atmospheric pressure and temperature effects on cosmic ray measurements”. y: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 118.4 (2013), с. 1403—1409. DOI: 10.1029/2012JA018026. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2012JA018026>.
- [74] F. Bachelet и A. M. Conforto. “Atmospheric effects on the cosmic ray total intensity at sea level”. y: *Il Nuovo Cimento (1955-1965)* 4.6 (1956), с. 1479—1495. ISSN: 1827-6121. DOI: 10.1007/BF02746375. URL: <https://doi.org/10.1007/BF02746375>.
- [75] V. M. Dvornikov, Y. Y. Krestyannikov и A. Sergeev. “Determination of the mass-average temperature on the cosmic ray intensity data”. y: *Геомагнетизм и аэронавигация* 16 (5 1976), с. 923—925.
- [76] M. D. Berkova и др. “Temperature effect of the muon component and practical questions for considering it in real time”. y: *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* 75.6 (2011), с. 820—824. ISSN: 1934-9432. DOI: 10.3103/S1062873811060086. URL: <https://doi.org/10.3103/S1062873811060086>.
- [77] Paul H. Barrett и др. “Interpretation of Cosmic-Ray Measurements Far Underground”. y: *Rev. Mod. Phys.* 24 (3 1952), с. 133—178. DOI: 10.1103/RevModPhys.24.133. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.24.133>.
- [78] M. Ambrosio et al. “Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO”. y: *Astroparticle Physics* 7.1 (1997), с. 109—124. ISSN: 0927-6505. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0927-6505\(97\)00011-X](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(97)00011-X).

-
- [79] R. R. S. de Mendonça и др. “THE TEMPERATURE EFFECT IN SECONDARY COSMIC RAYS (MUONS) OBSERVED AT THE GROUND: ANALYSIS OF THE GLOBAL MUON DETECTOR NETWORK DATA”. y: *The Astrophysical Journal* 830.2 (2016), с. 88. DOI: 10.3847/0004-637x/830/2/88. URL: <https://doi.org/10.3847/0004-637x/830/2/88>.
- [80] *The R Project for Statistical Computing*. URL: <https://www.r-project.org/>.
- [81] *ROOT - Data Analysis Framework*. URL: <https://root.cern.ch/>.
- [82] Abdullrahman Maghrabi и Mohammed Almutayri. “Atmospheric Effect on Cosmic Ray Muons at High Cut-Off Rigidity Station”. y: *Advances in Astronomy* 2016 (2016), с. 1—9. DOI: 10.1155/2016/9620189.
- [83] *Low-background Laboratory for Nuclear Physics*. URL: <http://www.cosmic.ipb.ac.rs/>.
- [84] M. Savić и др. “Pressure and temperature effect corrections of atmospheric muon data in the Belgrade cosmic-ray station”. y: *J. Phys. Conf. Ser.* 632.1 (2015), с. 012059. DOI: 10.1088/1742-6596/632/1/012059.
- [85] Mihailo Savic и др. “Effect of pressure and temperature corrections on muon flux variability at ground level and underground”. y: *25th European Cosmic Ray Symposium (ECRS 2016) Turin, Italy, September 04-09, 2016*. 2016. arXiv: 1701.00164 [physics.ins-det].
- [86] N. Veselinović и др. “An underground laboratory as a facility for studies of cosmic-ray solar modulation”. y: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 875 (2017), с. 10—15. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.09.008>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217309634>.
- [87] M Savić и др. “Rigidity dependence of Forbush decreases in the energy region exceeding sensitivity of neutron monitors”. y: *Advances in Space Research* (сент. 2018). DOI: 10.1016/j.asr.2018.09.034.

-
- [88] *GeoForschungsZentrum - GFZ, Potsdam*. URL: <https://www.gfz-potsdam.de/en/home/>.
- [89] Hiroyasu Tajima. “Detectors for cosmic rays on ground and in Space”. у: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 581.1 (2007). VCI 2007, с. 12—24. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.07.021>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020701443X>.
- [90] A Dragić и др. “The new set-up in the Belgrade low-level and cosmic-ray laboratory”. у: *Nuclear Technology and Radiation Protection* 26 (јанв. 2011). DOI: 10.2298/NTRP1103181D.
- [91] Dejan Joković. “Detekcija i spektroskopija miona iz kosmičkog zračenja plastičnim scintilacionim detektorima”. дис. ... док. Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet, 2011.
- [92] Никола Б. Веселиновић. “Детекција мионских догађаја у подземној лабораторији и енергетски зависна соларна модулација мионске компоненте космичког зрачења”. дис. ... док. Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet, 2018.
- [93] *Belgrade Cosmic Ray Station*. URL: <http://147.91.87.33/cgi-bin/bcrs>.
- [94] R Banjanac и др. “Daily variations of Gamma-Ray background and Radon concentration”. у: *Romanian Reports of Physics* 58 (јанв. 2013), S14—S21.
- [95] R. Jain и др. *Machine Vision*. Computer Science Series. McGraw-Hill, 1995. ISBN: 9780070320185. URL: <https://books.google.rs/books?id=5rucQgAACAAJ>.
- [96] *Републички хидрометеоролошки завод*. URL: <http://www.hidmet.gov.rs/>.
- [97] *Global Forecast System*. URL: <https://www.ncdc.noaa.gov/data-access/model-data/model-datasets/global-forecast-system-gfs>.
- [98] *National Oceanic and Atmospheric Administration*. URL: <https://www.noaa.gov/>.

-
- [99] M. Berkova и др. “Temperature effect of the muon component and practical questions of how to take it into account”. y: *Proceedings of the 21 European Cosmic Ray Symposium*. 2008, с. 634.
- [100] I.T. Jolliffe. *Principal Component Analysis*. Springer-Verlag New York, 2002. ISBN: 978-1-4419-2999-0. DOI: 10.1007/b98835.
- [101] B. Haurwitz. “The diurnal surface-pressure oscillation”. y: *Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, Serie A* 14.4 (1965), с. 361—379. ISSN: 1436-5065. DOI: 10.1007/BF02253483. URL: <https://doi.org/10.1007/BF02253483>.
- [102] R.W. Preisendorfer и C.D. Mobley. *Principal Component Analysis in Meteorology and Oceanography*. Developments in atmospheric science. Elsevier, 1988. ISBN: 9780444430144. URL: <https://books.google.rs/books?id=c1YRAQAIAAJ>.
- [103] M Savić и др. “A novel method for atmospheric correction of cosmic-ray data based on principal component analysis”. y: *Astroparticle Physics* 109 (2019). DOI: 10.1016/j.astropartphys.2019.01.006.
- [104] Ralf Herbrich. *Learning Kernel Classifiers: Theory and Algorithms*. Cambridge, MA, USA: MIT Press, 2001. ISBN: 026208306X.
- [105] *TMVA - Tool for Multivariate Data Analysis with ROOT*. URL: <http://tmva.sourceforge.net/>.
- [106] Andreas Hocker и др. “TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis”. y: (2007). arXiv: physics/0703039 [physics.data-an].
- [107] Trevor Hastie, Robert Tibshirani и Jerome Friedman. *The Elements of Statistical Learning*. Springer Series in Statistics. Springer New York Inc., 2001.
- [108] A.R. Webb и K.D. Copsey. *Statistical Pattern Recognition*. Wiley, 2011. ISBN: 9781119952961. URL: <https://books.google.rs/books?id=WpV9Xt-h300C>.
- [109] Ludmila I. Kuncheva. *Combining Pattern Classifiers: Methods and Algorithms, 2nd Edition*. Wiley, 2014. ISBN: 978-1-118-31523-1.

Слике

2.1	Релативна обилност језгара у примарном космичком зрачењу, мерена у околини Земље (пуни кругови), у поређењу са обилношћу језгара у Сунчевом систему (празни кругови), у односу на претпостављену обилност за угљеник 100 [8]	7
2.2	Диференцијални енергетски спектар свих честица примарног космичког зрачења [11].	9
2.3	Структура Паркерове спирале према једном од модела короналног магнетног поља [17].	12
2.4	Оријентација магнетосфере у односу на соларни ветар. Као резултат интеракције јављају се области лучног ударног таласа, магнетног покривача и магнетопаузе, као и радијациони појасеви [1].	14
2.5	Дозвољени и забрањени конус и област полусенке у простору, приказани за произвољне вредности магнетне чврстоће и координате наелектрисане честице у пољу магнетног дипола [1].	16
2.6	Процентуално смањење одброја три, приближно једнако лонгитудинално удаљена, неутронска монитора (Deep River, Mt. Wellington, Kerguelen). Тамнија линија приказује средњу вредност одброја и представља приближну меру изотропног интензитета [20].	20
2.7	Средњи мултиплицитет секундарних честица. Подаци са експеримената са фиксном метом ISR у CERN-у и протон синхротрона у FERMILAB-у. Израчунате вредности добијене су на основу DPMJET III модела [8].	22
2.8	Фајнманов дијаграм за распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ [32].	25
2.9	Фајнманов дијаграм за распад $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$ [33].	26

2.10	Средњи губитак енергије у течном водонику, гасовитом хелијуму, угљенику, алуминијуму, гвожђу, калају и олову. Приказана је такозвана "Бетеова" област и нису укључени радијациони губици, значајни за мионе и пионе. Радијациони губици за мионе у гвожђу престају да буду занемарљиви за вредност $\beta\gamma > 1000$, а за апсорбере већег атомског броја на још нижим вредностима импулса [29].	28
2.11	Парцијални губитак енергије по радијационој дужини у олову као функција енергије електрона (позитрона). Нелеастично расејање електрона (позитрона) карактеришемо као јонизацију ако је губитак енергије по судару мањи од 0.255 MeV. У случају већег трансфера енергије сматрамо да је у питању Мелерово (Баба) расејање [29].	30
2.12	Укупни диференцијални ефикасни пресек фотона у функцији енергије за угљеник. Приказани су доприноси различитих процеса [29]: σ_{tot} - укупни ефикасни пресек, $\sigma_{p.e.}$ - атомски фотоефекат, $\sigma_{Rayleigh}$ - Рејлијево расејање, $\sigma_{Compton}$ - Комптоново расејање, κ_{nuc} - креација парова (поље језгра), κ_e - креација парова (поље електрона).	31
2.13	Главне компоненте и основни процеси у развоју и пропагацији екстензивног атмосферског плјуска секундарног космичког зрачења кроз атмосферу и стену [43].	33
2.14	Електромагнетна каскада иницирана фотоном, према поједностављеном Хајтлеровом моделу [47].	36
2.15	Симулирани атмосферски плјусак секундарних честица, инициран а) фотоном, б) протоном, в) језгром гвожђа и г) мионом (симулациони пакет CORSIKA) [49].	38
2.16	Допринос различитих процеса укупном губитку енергије миона у гвожђу на основу симулације у пакету Geant4 [56].	42

2.17	Поређење експериментално мереног флуksа миона и флуksа израчунатог на основу једначине. Испрекидана линија описује флуks у случају претпоставке да су миони стабилне честице 2.26 [8].	44
2.18	Однос флуksа честица, које долазе под углом у односу на вертикални флуks, у зависности од зенитног угла θ . Уз сваку криву је наведен одговарајући импулс честица у јединицама GeV/c (на основу Монте Карло симулације) [2].	46
2.19	Зависност флуksа космичких миона од граничне магнетне чврстоће, приказана за две дубине атмосфере: $200g/cm^2$ и $500g/cm^2$. Експериментално мерене вредности су приказане крстовима ($\times$) а израчунате вредности круговима($\circ$) [58].	47
2.20	Зависност интегралног вертикалног интензитета миона од дубине - упоређење предвиђеног и експериментално мереног. Неке од тачака су добијене тако што је флуks миона мерен под различитим угловима прерачунат у одговарајући вертикални [2].	50
3.1	Зависност одброја космичких миона детектованог у надземној лабораторији од атмосферског притиска, односно температуре и геопотенцијалне висине изобарног нивоа од $100mb$	76
3.2	Метод ефективног нивоа продукције: временске серије одброја космичких миона за надземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).	78
3.3	Зависност одброја космичких миона детектованог у подземној лабораторији од атмосферског притиска, односно температуре и геопотенцијалне висине изобарног нивоа од $100mb$	79
3.4	Метод ефективног нивоа продукције: временске серије одброја космичких миона за подземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).	80

3.5	Позитивни, негативни и укупни диференцијални температурски коефицијент за различите вредности азимуталног угла за мионе који стижу на површину земље (надземна лабораторија).	82
3.6	Позитивни, негативни и укупни диференцијални температурски коефицијент за различите вредности азимуталног угла за мионе који стижу на дубину од 25 <i>m.w.e.</i> (подземна лабораторија).	82
3.7	Позитивни, негативни и укупни температурски коефицијент за мионе који стижу на површину земље (надземна лабораторија). .	83
3.8	Позитивни, негативни и укупни температурски коефицијент за мионе који стижу на дубину од 25 <i>m.w.e.</i> (подземна лабораторија). .	83
3.9	Интегрални метод: временске серије одброја космичких миона за надземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).	85
3.10	Интегрални метод: временске серије одброја космичких миона за подземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).	85
3.11	Зависност релативне варијације интензитета космичких миона од атмосферске температуре усредњене по маси за: а) надземну б) подземну лабораторију.	86
3.12	Метод усредњене температуре: временске серије одброја космичких миона за надземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).	88
3.13	Метод усредњене температуре: временске серије одброја космичких миона за подземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).	88
3.14	Зависност релативне варијације интензитета космичких миона од атмосферског притиска за: а) надземну б) подземну лабораторију. .	89

3.15	Вредности барометарског коефицијента за период 2009-2015. године за: а) надземну б) подземну лабораторију.	90
4.1	Шематски приказ попречног пресека Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику [90].	93
4.2	Шематски приказ експерименталне поставке: А) сцинтилациони детектор (пластик), Б) брзи аналого-дигитални конвертер, Ц) рачунар.	94
4.3	Спектри појединачних дијагонала и коинцидентни спектри за надземну (лево) и подземну лабораторију (десно).	96
4.4	Кориснички интерфејс на страници Београдске мионске станице. .	97
4.5	Пример рада адаптираног Кени алгоритма за корекцију скокова одброја у временским серијама космике: некоригована и "смутувана" временска серија (горе), временска серија првог извода (у средини) и коригована временска серија (доле).	100
4.6	Расподела разлика симулиране и израчунате вредности скока одброја.	101
4.7	Временска серија одброја у надземној лабораторији, коригована на притисак и температуру, са интервалом процењене грешке алгоритма за одређивање скокова одброја	101
4.8	Температурски профил атмосфере.	103
4.9	Профил разлика мерених и моделованих вредности температуре за различите нивое.	105
4.10	Температура нивоа од 550mb: вредности GFS модела (тачке) и интерполација (црвена линија).	106
4.11	Временске серије изабраних метеоролошких параметара. Одозго на доле: температуре нивоа од 10, 100, 200, 400 и 700mb, температура на нивоу тла и атмосферски притисак.	107
5.1	Расподела броја произведених миона у зависности од геопотенцијалне висине (лево) и датог нивоа притиска (десно) (симулација пакетом CORSIKA).	109

5.2	Корелациона матрица метеоролошких параметара на основу података за 2010. и 2011. годину.	110
5.3	Корелациона матрица основних компоненти добијених декомпозицијом метеоролошких података за 2010. и 2011. годину.	114
5.4	Композиција првих девет основних компоненти уређених на основу опадајућих вредности варијансе. На X-оси су приказане метеоролошке варијабле и то: притисак (1), моделоване атмосферске температуре почев од нивоа 10mb (2) до нивоа 975mb (25) и температура на нивоу тла (26). На Y-оси су одговарајуће ротације. . .	114
5.5	Релативна варијанса (лево) и кумулативна релативна варијанса (десно) за скуп основних компоненти.	117
5.6	Временске серије првих девет компоненти.	119
5.7	Аутокорелациона функција првих девет компоненти. Временско кашњење је дато у сатима (x-оса).	120
5.8	Спектрална анализа временских серија првих девет основних компоненти.	121
5.9	Графици зависности детектованог одброја од првих девет основних компоненти за а) надземну лабораторију и б) подземну лабораторију.	123
5.10	Метод декомпозиције на основне компоненте: временске серије одброја космичких миона за надземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).	124
5.11	Метод декомпозиције на основне компоненте:временске серије одброја космичких миона за подземну лабораторију: некоригована (горе), коригована на барометарски (у средини) и коригована на барометарски и температурски ефекат (доле).	124
6.1	Средње квадратно одступање моделиране од мерене вредности одброја за различите методе (подаци из надземне лабораторије). .	134
6.2	Архитектура MLP неуронске мреже са три скривена нивоа. Број неурона у скривеним нивоима је 20, 10 и 10.	135

6.3	Структура једног дрвета, максималне дубине 6 чворова (BDT модел).	136
6.4	Одступање моделованих од мерених вредности за: а) k-NN б) LD ц) MLP д) BDTG (тест подскуп података за надземну лабораторију).	138
6.5	Одступање моделованих од мерених вредности за: а) k-NN б) LD ц) MLP д) BDTG (тест подскуп података за подземну лабораторију).	138
6.6	Одступање моделованих од мерених вредности у зависности од одброја након примене корекције барометарског и температурског ефекта изабраним методама за а) надземну лабораторију и б) подземну лабораторију.	140
6.7	Хистограми мереног (жута боја) и предвиђеног одброја изабраним методама (зелена боја) за а) надземну лабораторију и б) подземну лабораторију.	141
6.8	Временске серије одброја космичких миона за надземну лабораторију, одозго на доле: некоригована, коригована на притисак, коригована на притисак и температуру методама KNN, LD, MLP, BDTG.	143
6.9	Временске серије одброја космичких миона за подземну лабораторију, одозго на доле: некоригована, коригована на притисак, коригована на притисак и температуру методама KNN, LD, MLP, BDTG.	144

Табеле

3.1	<i>Корелациона матрица за одброј космичких миона у надземној лабораторији.</i>	77
3.2	<i>Парцијални корелациони коефицијенти за одброј космичких миона у надземној лабораторији.</i>	77
3.3	<i>Корелациона матрица за одброј космичких миона у подземној лабораторији.</i>	79
3.4	<i>Парцијални корелациони коефицијенти за одброј космичких миона у подземној лабораторији.</i>	80
4.1	<i>Својства флукса примарног космичког зрачења у Нискофонској лабораторији за нуклеарну физику.</i>	95
5.1	<i>Композиција првих девет основних компоненти.</i>	115
5.2	<i>Апсолутна, релативна и кумулативна варијанса свих 26 основних компоненти.</i>	118
5.3	<i>Коефицијенти корелације одброја у обе лабораторије са скупом основних компоненти.</i>	121
6.1	<i>Улазни параметри за регресију одабраним мултиваријантним методама.</i>	137
6.2	<i>Амплитуде годишње варијације временских серија космичке коригованих на метеоролошке ефекте различитим методама.</i>	145

Биографија

Михаило Савић рођен је 31.12.1975. године у Београду. Дипломирао је 2009. године а затим 2011. године завршио и мастер студије године на Физичком факултету у Београду . Исте године уписао је докторске студије на Физичком факултету Универзитета у Београду.

У периоду од 2009. до 2011. године био је запослен на Физичком факултету у Београду, где је у оквиру катедре за Физику језгра и честица држао рачунске и експерименталне вежбе из неколико предмета. Од 2011. године запослен је на Институту за физику у Београду као члан Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику.

Од 2011. до 2014. године, као члан Београдског SHINE Team-а, био је део NA61/SHINE колаборације. Од 2015. године, као члан Београдског MICE Team-а, део је MICE колаборације.

У оквиру Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику радио је на анализи временских серија мионске компоненте секундарног космичког зрачења, пре свега на проблемима везаним за утицај атмосферских параметара на ову компоненту као и на проблематици ефикасности мерења исте. У оквиру NA61/SHINE колаборације радио је на анализи продукције барионских резонанци, продукцији података, одржавању и надгледању Time-Of-Flight (TOF) под-детектора, калибрацији TOF података, одржавању и развоју софтвера за калибрацију, реконструкцију и геометрију.

У оквиру MICE колаборације радио је на развоју апликације за визуелизацију догађаја (EventViewer) снимљених у оквиру MICE експеримента.