



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
"МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА"
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра общей физики

«Ограничения моделей взаимодействий адронов по потокам
атмосферных мюонов в области сверхвысоких энергий».

Дипломная работа
студента 605 группы
Лукьяшина Антона Викторовича

Научный руководитель:
д. ф.- м. н., профессор Деденко Л.Г.

"Допущен к защите"
"25" декабря 2014 г.
Зав.кафедрой общей физики
д.ф.- м.н., профессор Салецкий А.М.

Москва 2014 г.

Оглавление

Введение	2
1 Ускорители	4
1.1 Эксперименты ATLAS и CMS	5
1.2 Эксперимент LHCf	8
1.3 Эксперимент TOTEM	9
2 Моделирование спектров вторичных частиц	12
2.1 Описание пакета CORSIKA 7.4	12
2.2 Описание программной опции INTTEST	12
2.3 Опция для расчёта ШАЛ	13
2.4 Распределение плотности вторичных частиц по псевдобыстроте в СЦИ	13
2.5 Распределение потоков энергий вторичных частиц по псевдобыстроте в СЦИ	17
3 Космические лучи	21
3.1 Первичные космические лучи	21
3.2 Широкий атмосферный ливень	22
3.3 Мюонная компонента широкого атмосферного ливня	24
4 Метод расчёта спектра вертикальных мюонов	26
4.1 Данные по спектру атмосферных мюонов	26
4.2 Основная идея метода	26
4.3 Спектр первичных протонов и ядер гелия	28
4.4 Модельные спектры генерации мюонов, для различных энергий.	30
5 Результаты	34
5.1 Рост модельной плотности распределений вторичных частиц с увеличением энергии сталкивающихся частиц в СЦИ	34
5.2 Анализ полученных спектров вертикальных мюонов	36
6 Заключение	37
7 Выводы	38
Благодарности	39
Литература	41

Введение

Эксперименты LHCf [1] и TOTEM [2], выполненные на большом адронном коллайдере (БАК), показали, что экспериментальные данные по спектрам вторичных частиц в области больших энергий не согласуются с предсказаниями некоторых моделей взаимодействий адронов. В работе предлагается провести проверку предсказаний моделей по данным, которые получаются в экспериментах с космическими лучами. Естественно сравнить предсказания всех наиболее популярных моделей с данными L3+Cosmic [3], MACRO [4] и LVD [5]. В космических лучах данные по спектрам атмосферных мюонов наиболее чувствительны к спектрам генерации вторичных частиц в адронных взаимодействиях в области максимальных энергий. Поэтому задача сравнения предсказаний различных моделей с данными по спектрам атмосферных мюонов является актуальной.

В данной работе реализована проверка и анализ моделей взаимодействия адронов с помощью двух разных подходов. В рамках первого подхода моделируются распределения плотности частиц и потока энергии по псевдобыстроте, а в рамках второго расчётные спектры мюонов сравниваются с экспериментальными данными по потокам атмосферных мюонов.

Современные ускорители - грандиозные технические сооружения. На ускорителе ЦЕРНа LHC при столкновениях протонов выделяется энергия ~ 7 ТэВ с СЦИ, что соответствует энергии в ЛСК $\sim 2,6 \cdot 10^{16}$ эВ.

В ускорительных экспериментах столкновения протонов происходят в компактной области пространства (области взаимодействия) - точка взаимодействия (точка пересечения протонных пучков коллайдера). Детекторы регистрируют частицы, рождённые в элементарном акте взаимодействия (столкновения) протона с протоном. Детекторы установок расположены максимально близко к точке взаимодействия, причём, в близлежащих областях стремятся сосредоточить максимальное количество чувствительных элементов детекторов, тем самым достигается высокая гранулярность детекторов. Всё это даёт возможность хорошо "рассмотреть" элементарный акт взаимодействия.

При наборе достаточной статистики можно получить информацию о пространственных и энергетических распределениях вторичных частиц разного типа. Далее проводится сопоставление экспериментальных распределений с соответствующими модельными распределениями. Проверка моделей взаимодействий адронов в данном аспекте представляет своего рода прямую задачу интерпретации данных в космических лучах.

Космические лучи представляют собой уникальный природный источник адронов высокой энергии (значения энергии достигают $\sim 2 \cdot 10^{20}$ эВ в ЛСК). Взаимодействия частиц первичного космического излучения (ПКИ) высоких энергий происходят в верхних слоях атмосферы ($h \gtrsim 20$ км). Протон (или ядро) по мере движения в атмосфере Земли способен породить всё новые и новые вторичные частицы, те, в свою очередь, сталкиваясь с ядрами атомов атмосферы, порождают следующие поколения вторичных частиц. Современные эксперименты по

детектированию космических лучей представляют распределённую сеть наземных детекторов, охватывающую площадь в несколько тысяч квадратных километров. Например, установка Auger [6] имеет площадь $3 \cdot 10^3$ км². Наземные детекторы позволяют определить сигналы от вторичных частиц, достигших детекторов. Результаты расчётов сигналов детекторов сопоставляются с аналогичными результатами экспериментальных данных. Проверка моделей взаимодействий адронов представляет своего рода обратную задачу для определения параметров элементарного акта взаимодействия адронов. Сравнивая наблюдаемые данные с результатами моделирования сигналов в детекторах, можно сделать выводы о соответствии параметров соответствующей модели взаимодействия адронов эксперименту.

Целью работы является проверка предсказаний некоторых наиболее популярных моделей взаимодействий адронов, используемых для интерпретации данных в космических лучах, для спектров генерации вторичных частиц в области максимальных энергий.

Решается задача оценки погрешностей моделей взаимодействия адронов и определения интервалов энергий частиц ПКИ, которые вносят максимальный вклад в спектр мюонов.

Глава 1

Ускорители

Ускоритель заряженных частиц – один из основных инструментов современной физики. Ускорители являются источниками как пучков первичных ускоренных заряженных частиц, так и пучков вторичных частиц (π^\pm и K^\pm мезонов, адронов, фотонов и др.), получаемых при взаимодействии первичных ускоренных частиц с веществом. Пучки частиц используются для изучения природы и свойств элементарных частиц, в ядерной физике, для изучения свойств твёрдого тела. Всё большее применение они находят и при исследованиях в других областях: в химии, биофизике, геофизике. Расширяется значение ускорителей заряженных частиц и в ряде других технических отраслей. Во всех действующих ускорителях увеличение энергии заряженных частиц происходит под действием внешних продольных (направленных вдоль скорости ускоряемых частиц) электрических полей [7].

Ускорители заряженных частиц – установки, служащие для ускорения заряженных частиц (электронов, протонов, атомных ядер, ионов) до высоких энергий. Частицы ускоряются в электрическом поле, которое создаётся в специальных частях ускорителя. Магнитное поле может лишь изменить направление движения заряженных частиц, не меняя величины их скорости, поэтому в ускорителях оно применяется для управления движением частиц (формой траектории). Обычно ускоряющее электрическое поле создаётся внешними устройствами (генераторами) [7].

Коллайдеры – ускорители со встречными пучками. При генерации новых частиц в акте соударения должна выделяться энергия, превосходящая энергию покоя рождающихся частиц. При соударении частиц в коллайдере может реализоваться вся набранная при ускорении энергия, в то время как при соударении быстрого протона с нуклоном неподвижной мишени используется только малая часть энергии налетающей частицы в ЛСК. В коллайдерах частицы могут двигаться навстречу друг другу или в одном кольце (частицы и античастицы), или в двух пересекающихся кольцах. Количество ядерных реакций, происходящих в единицу времени, оказывается в тысячи раз меньше, чем при неподвижных мишенях, из-за крайней разряженности пучков. Эффективность коллайдеров принято характеризовать их светимостью, т.е. числом, на которое нужно умножить эффективное сечение изучаемой реакции, чтобы получить число таких реакций в единицу времени [7].

Для коллайдеров светимость определяется выражением (1.1) [8].

$$L = k \cdot \frac{N_1 \cdot N_2}{S_{Max}} \cdot f \quad (1.1)$$

Где N_1 и N_2 – число частиц в сгустках, S_{Max} – поперечное сечение большего из сгустков, f – частота соударения сгустков, k – коэффициент, учитывающий угол

между направлениями движения сгустков. Светимость коллайдера LHC в расчёте на протон-протонные соударения составляет $L \sim 10^{34}$ [1/(см²·с)].

В ускорительных экспериментах часто используются переменные быстроты и псевдобыстроты. Продольная быстрота (в системе $\hbar = c = 1$) определяется выражением (1.2) [9]. При выполнении условий, что энергия частицы много больше её массы покоя ($E \gg m$) и угол между осью пучка коллайдера и направлением движения частицы (Θ) много больше обратного значения лоренцовского гамма-фактора ($\Theta \gg 1/\gamma$), псевдобыстрота становится равной быстройте – выражение (1.3).

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right) \quad (1.2)$$

$$\eta = - \ln \left(\tan \frac{\Theta}{2} \right) \quad (1.3)$$

1.1 Эксперименты ATLAS и CMS

Из действующих коллайдеров передовым по своим основным характеристикам является большой адронный коллайдер (БАК), расположенный в Европейском центре ядерных исследований ЦЕРН (CERN), Женева, Швейцария. Ускорительный комплекс состоит из серии ускорительных колец, линейных ускорителей, системы подачи и сброса пучка (см. рис. 1.1). При проектировании колец всё большего диаметра, каждое следующее кольцо располагали так, чтобы уже действующее кольцо служило инжектором в следующее. Построенная таким образом система, позволила добиться светимости практически $\sim 10^{34}$ [1/(см²·с)] и энергии столкновения протонов в СЦИ порядка ~ 8 ТэВ [10].

Самое большое из колец (LHC) имеет длину ~ 27 км и расположено на глубине ~ 175 м под землёй. В туннеле расположены два протонопровода (ионопровода) и сверхпроводящие дипольные магниты, создающие мощные магнитные поля. Данные магниты позволяют сделать траекторию пучков замкнутой. Сгустки протонов в протонопроводах движутся в противоположных направлениях. Кольцо LHC содержит четыре области пересечения пучков - точки взаимодействия (Interaction Point). Вокруг точки взаимодействия ТВ-1 (IP-1) находится детектор ATLAS; вокруг точки ТВ-2 (IP-2) – детектор ALICE; вокруг точки ТВ-5 (IP-5) – детектор CMS; вокруг точки ТВ-8 (IP-8) – детектор LHCb [10].

Эксперимент ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) – детекторный комплекс, который расположен в точке пересечения пучков ТВ-1 (IP-1) большого адронного коллайдера. Размеры детектора ATLAS: длина ~ 46 метров, диаметр ~ 25 метров, общий вес - около 7000 тонн. Схематическое изображение детектора ATLAS представлено на рисунке 1.2. Установка содержит множество электро-технических систем и детекторов вторичных частиц: соленоиды (центральный и тороидальный), калориметры (электромагнитный и адронный), мюонные камеры и т.д. Однако, по совокупности все координатные детекторы охватывают диапазон псевдобыстрот до: $|\eta| < 4,9$. Причём максимальный диапазон псевдобыстрот в этой установке $3,1 < |\eta| < 4,9$ охватывает только передний калориметр с жидким аргоном (LAr forward calorimeter), расположенный максимально близко к оси пучка и максимально удалённый от точки взаимодействия [11].

Эксперимент CMS (Compact Muon Solenoid) – детекторный комплекс, который расположен в точке пересечения пучков ТВ-5 (IP-5) большого адронного коллайдера. Размеры детектора CMS: длина 21,6 метров, диаметр 14,6 метров, общий вес - около

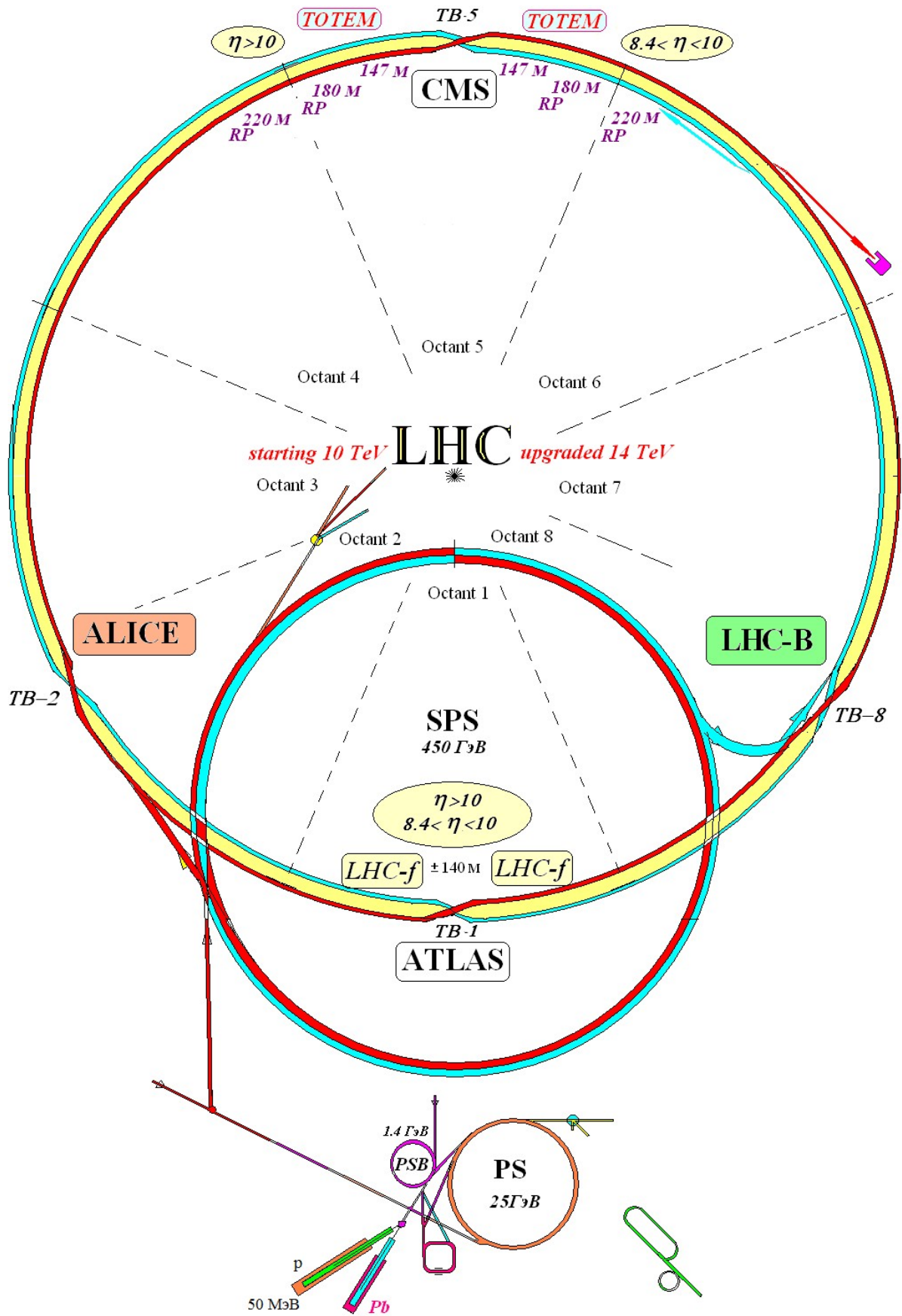


Рис. 1.1: Схематическое изображение ускорительного комплекса ЦЕРН. На схеме изображены ускоряющие кольца большого адронного коллайдера и показаны расположения детекторов: ATLAS, CMS, LHCf и TOTEM.

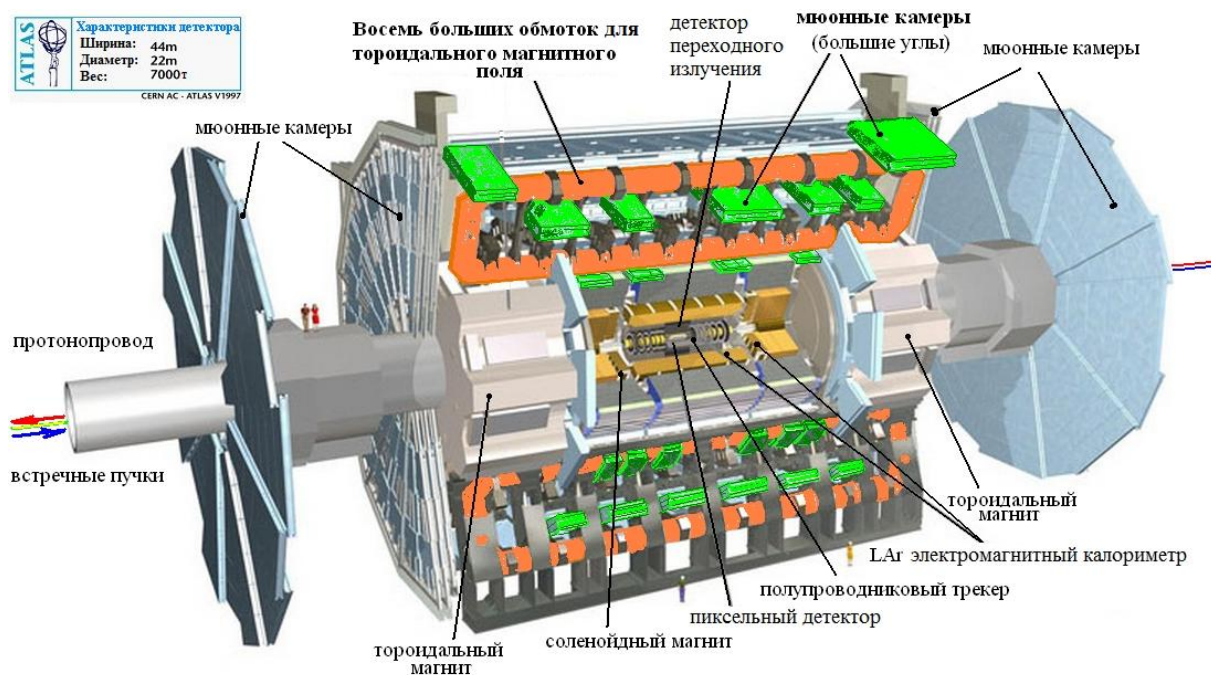


Рис. 1.2: Схематическое изображение установки ATLAS [11]. На рисунке показаны расположения внутренних элементов детектора.

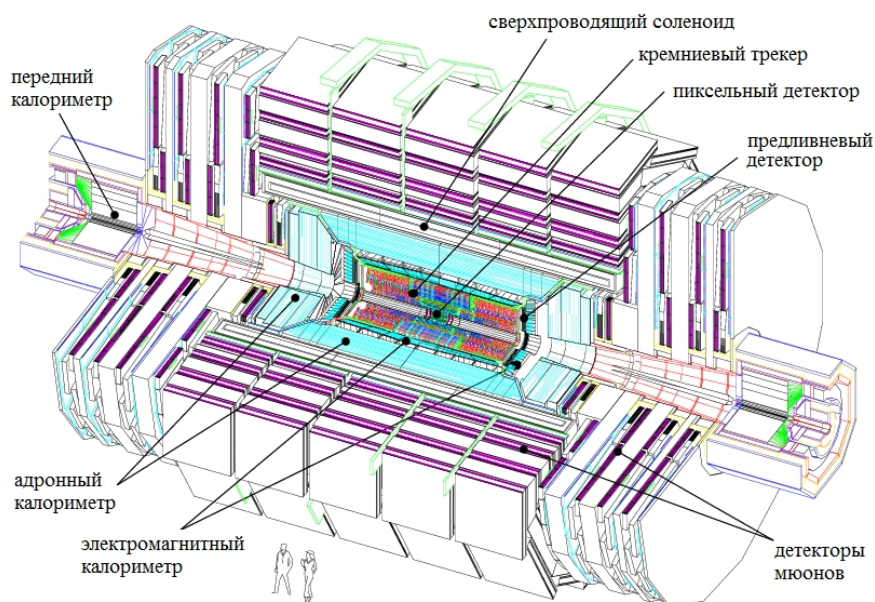


Рис. 1.3: Схематическое изображение установки CMS [12]. На рисунке показаны расположения внутренних элементов детектора.

12500 тонн. Схематическое изображение детектора CMS представлено на рисунке 1.3. Так же как и установка ATLAS, установка CMS содержит множество электротехнических систем и детекторов вторичных частиц: сверхпроводящий соленоид, калориметры (электромагнитный и адронный), мюонные камеры и т.д. За счёт переднего волоконного калориметра (forward iron/quartz-fibre calorimeter), детектор охватывает области псевдобыстрот вплоть до $|\eta| \approx 5,0$ [12].

1.2 Эксперимент LHCf

Эксперимент LHCf (Large Hadron Collider forward) предназначен для измерения нейтральных частиц (γ -квантов, образующихся при распаде π^0 мезонов, нейтронов и нейтральных каонов) в области очень больших псевдобыстрот ($|\eta| > 8,4$). Данные эксперимента LHCf могут помочь при калибровке моделей адронных взаимодействий. На большом адронном коллайдере на расстоянии 140 м от области взаимодействия ТВ-1 (IP-1), вокруг которой находится детектор ATLAS, установлены массивные поглотители нейтральных частиц (TAN - Target Neutral Absorber), летящих под малыми углами от точек взаимодействия. Они защищают сверхпроводящие дипольные магниты D2 от нейтральных частиц, возникающих в столкновениях. Заряженные частицы отклоняются диполем D1 и не попадают в TAN и, соответственно в диполь D2. Из ионопровода большого диаметра заряженные частицы попадают в два узких ионопровода. TAN-поглотители находятся в Y-образных переходах ионопровода. Схема расположения детекторов LHCf представлена на рисунке 1.4.

Детекторы LHCf расположенные на расстоянии 140 м от точки взаимодействия представляют собой два последовательно расположенных калориметра [13].

Первый калориметр, расположенный ближе к точке взаимодействия, состоит из двух параллелепипедообразных блоков ориентированных параллельно друг другу. Блоки состоят из чередующихся определённым образом квадратных пластин вольфрама, пластикового сцинтиллятора и пластин из перекрёстно расположенных сцинтиллирующих волокон (SciFi). Плоскости пластин ориентированы перпендикулярно направлению пучка. Поперечный размер малых пластин – 20 мм, больших – 40 мм [13].

Второй калориметр, расположенный за первым, также состоит из двух параллелепипедообразных блоков ориентированных параллельно друг другу. Блоки состоят из чередующихся определённым образом квадратных пластин вольфрама, пластикового сцинтиллятора и кремниевых пластин. Плоскости пластин ориентированы перпендикулярно направлению пучка. Поперечный размер малых пластин – 25 мм, больших – 32 мм [13].

Продольные размер калориметров совпадают и равны ~ 22 см. Большие и малые блоки калориметров расположены так, что диагонали пластин лежат в одной плоскости и на одной прямой. Зазоры между продольным угловыми кромками блоков сосоставляют 5 мм для первого, и $\sim 2,5$ мм для второго калориметра [13].

Сруктуры слоёв калориметров схожи между собой. Так, и в первом и во втором калориметрах, и в больших и в малых блоках расположены 16 пластин вольфрама и 16 пластин сцинтиллятора, чередующиеся друг за другом. Толщина первых 11 слоёв вольфрама 7 мм, толщина последующих 14 мм. Толщина пластин из пластикового сцинтиллятора 3 мм [13].

Четыре пары SciFi пластин расположены перед 3-м, 5-м, 13-м и 16-м слоями сцинтилляторов в первого калориметра. Поперечное сечение каждого волокна в SciFi пластинах 1 мм^2 , полное число каналов составляет 480. Волокна в SciFi пластинах

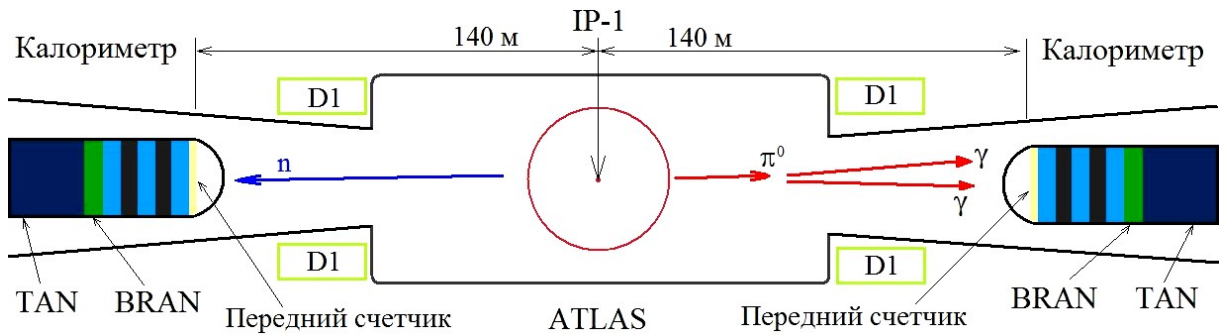


Рис. 1.4: Схематическое изображение детекторов LHCf: передний счётчик, BRAN (монитор светимости), TAN. На рисунке не показаны дипольные магниты D2, расположенные после поглотителей TAN. Дипольные магниты D1 находятся в областях Y-образных переходов ионопровода.

расположены перпендикулярно друг другу [13].

Четыре пары кремниевых пластин расположены перед 3-м, 6-м, 13-м и 16-м слоями сцинтилляторов в второго калориметра. Каждая кремниевая пластина состоит из двух односторонних сенсоров. Сенсоры представляют собой полупроводниковую структуру из полосок. На 1 мм ширины сенсора приходится 6 "полосок" полупроводниковой структуры. Сенсоры расположены так, чтобы полоски на них были ориентированы перпендикулярно друг другу [13].

Детекторы расположены так, что пучок нейтральных частиц, летящих от точки взаимодействия к детекторам, приходится на малую пластину детектора. Таким образом детекторы покрывают область псевдобыстрот от 8,4 до бесконечного значения этой величины.

1.3 Эксперимент TOTEM

Детекторы TOTEM размещены по обе стороны от точки взаимодействия ТВ-5 (IP-5), вокруг которой находится детектора CMS. По три детектора с каждой стороны: первый непосредственно возле CMS, второй на удалении 147 метров, третий — 220 метров. Эксперимент TOTEM (Total elastic and diffractive cross-section measurement) предназначен для измерения полного протон-протонного сечения, методом основанным на оптической теореме, который требует отдельного измерения упругого и неупругого сечений [14].

В программе эксперимента также планируется изучение упругого рассеяния с большими переданными импульсами, что позволит лучше понять структуру протона. Кроме того, в сотрудничестве с экспериментом CMS намечено изучение неупругого дифракционного рассеяния протонов. Наконец TOTEM позволяет мониторировать светимость LHC. Детекторы TOTEM состоят из детекторов неупругого рассеяния (T1 и T2) и детекторов упругого рассеяния (RP) [14].

Первый блок детекторов - "телескопы" T1 и T2, расположенные в нескольких метрах от точки пересечения пучков. Расположение телескопов T1 и T2 относительно точки взаимодействия представлено на рисунке 1.5.

Трековый детектор - "телескоп" T1 состоит из двух плечей, расположенных на расстоянии ± 10 м от точки взаимодействия и покрывает диапазон псевдобыстрот $3,1 < \eta < 4,7$. Плечи имеют коническую геометрию - похожи на усечённый конус, ориентированный вершиной к точке взаимодействия пучков. Каждое плечо телескопа T1 содержит пять плоскостей равномерно распределённых по длине

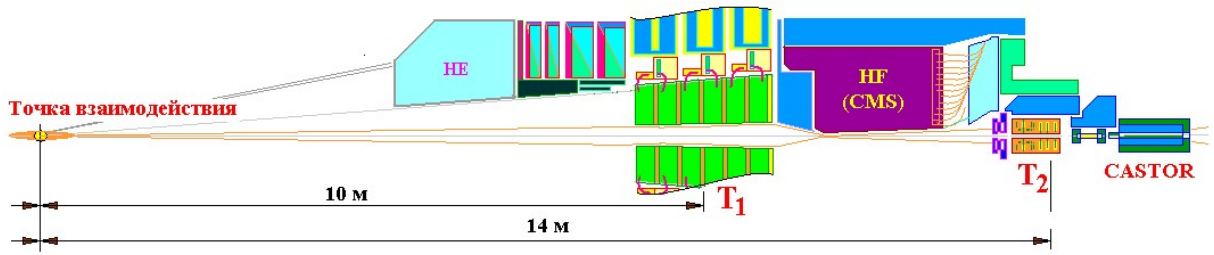


Рис. 1.5: Схематическое изображение детекторов TOTEM на расстоянии 10 м и 14 м от точки взаимодействия. Расположение "телескопов" T1 и T2 относительно точки взаимодействия. На рисунке не показано аналогичное расположение детекторов в левой полуплоскости [14].

детектора, а каждая плоскость состоит из шести трапецидальных катодных стриповых камер (CSC). Кадоновые камеры в плоскости охватывают диапазон азимутального угла $\phi \approx 60^\circ$. Такие блоки (секстанты) в плоскостях немного повернуты относительно друг друга в диапазоне от -6° до $+6^\circ$ с шагом в 3° . Камеры имеют сложную структуру из параллельных слоёв. В центре камер находится каркас (газовая вставка) толщиной 10 мм, с двух сторон к нему плотно прилегают кадоновые стриповые пластины а по боковым кромкам находятся проволочные держатели (фиксаторы). С внешней стороны к катодовым стриповым пластинам приложены гексагональные сотовые прослойки толщиной 15 мм, вся структура обжата двумя пластинами. Внутри газового промежутка расположен слой анодных проволок из позолоченного вольфрама. Проволоки расположены параллельно друг другу с шагом 3 мм, вдоль оснований трапеций; имеют толщину 30 мкм. Стрипы на катодовых пластинах направлены под углами -60° и $+60^\circ$ к проволокам, имеют ширину 4,5 мм и величину зазора 0,5 мм [14].

Плечи телескопа T2 расположены на расстоянии ± 14 м от точки взаимодействия и покрывают диапазон псевдобыстрот $5,3 < \eta < 6,5$ [14]. Каждое плечо телескопа T2 содержит 10 плоскостей, каждая плоскость состоит двух полукруговых секторов ($\phi = 194^\circ$) содержащих по три газовых электронных умножителя (GEM) [14]. Для определения радиальной координаты используются концентрические полосы 80 мкм шириной и с шагом в 400 мкм. Направления азимутального угла определяется матрицей из 1650 падов квадрантой формы. Пады сгруппированы по секторам, в каждом секторе 24 пада с размерами стороны от 2 мм (около оси пучка) до 7 мм (около верхних кромок детекторов) [14].

Четыре станции детекторов RP (Roman Pots) расположены на расстояниях ± 147 м и ± 220 м от точки взаимодействия. Расположение детекторов RP относительно точки взаимодействия представлено на рисунке 1.6. Они позволяют измерять дифференциальное сечение упругого рассеяния $d\sigma_{el}/dt$ вплоть до значений квадрата 4-импульса $|t| \sim 10^{-3}$ ГэВ², который соответствует углу рассеяния 5 мкрад [14].

Для измерений при минимально возможных углах вылета, была реализована специальная оптика пучков. Диапазон псевдобыстрот, который покрывают детекторы RP неоднороден по азимутальному углу (ϕ), однако, для предельных значений он составляет $9,6 < |\eta| < 12,9$. Центр детекторной станции "RP147" находится на расстоянии 149,6 м от точки взаимодействия ТВ-5, а станции "RP220" на расстоянии - 217,3 м. Каждый единичный модуль состоит из трёх вставок, две подходят к пучку в вертикальных направлениях и одна в горизонтальном. В каждой станции горизонтальная вставка расположена с внешней стороны кольца ЛHC [14].

Каждая вставка оборудована стопкой из 10 пластин кремниевых стриповых

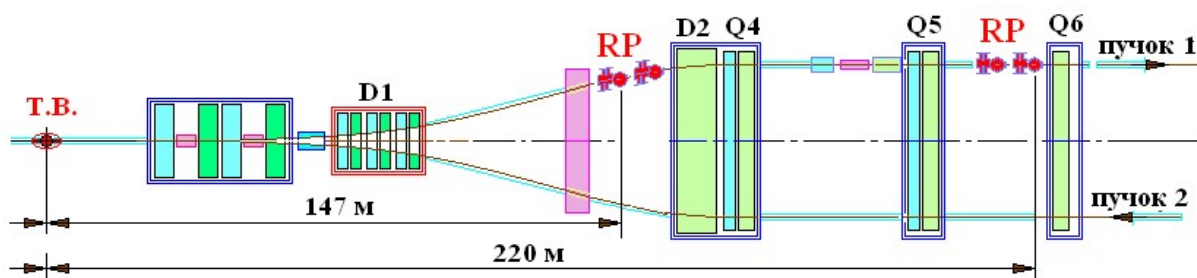


Рис. 1.6: Схематическое изображение детекторов TOTEM на расстоянии 147 м и 220 м от точки взаимодействия. Расположение детекторов RP (Roman Pots) относительно точки взаимодействия. На рисунке не показано аналогичное расположение детекторов в левой полуплоскости [14].

(полосковых) детекторов. Каждая пластина представляет собой квадрат, у которого срезан один угол. Срезанной кромкой эта пластина подводится близко к пучку (на расстояние менее ~ 1 мм). В каждой пластине 512 стрипов с шагом 66 мкм. Пластины установлены парами, стрипы одной пластины ориентированы под углом от $+45^\circ$ по отношению к кромке, обращенной к пучку, стрипы следующей пластины - под углом -45° к кромке. Все детекторы RP помещены в сплошной короб из нержавеющей стали толщиной 2 мм со стальным "окном" в форме пластины толщиной чуть более 150 мкм [14].

Глава 2

Моделирование спектров вторичных частиц

2.1 Описание пакета CORSIKA 7.4

CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) - детализированный пакет компьютерных программ, использующий метод Монте-Карло, для симуляций широких атмосферных ливней. Пакет применяется для изучения развития и свойств широких атмосферных ливней в атмосфере. Программа развивалась для выполнений симуляций в эксперименте KASCADE (Карлсруэ, Германия) [15].

Программный пакет CORSIKA 7.4 позволяет симулировать взаимодействия и распады атомных ядер, адронов, мюонов, электронов и фотонов в атмосфере с энергиями вплоть до $\sim 10^{20}$ эВ. В результате его работы можно определить тип, энергию, пространственную область и направление всех вторичных частиц, рождённых в атмосферном ливне, прошедших уровень наблюдения [15].

Пакет CORSIKA полностью состоит из стандартных программ, написанных на языке "Fortran". Все опции моделирования ШАЛ используют только внутренние файлы, входящие в состав программного пакета. CORSIKA содержит несколько моделей взаимодействия адронов высоких энергий: DPMJET, QGSJET01, SIBYLL, VENUS, EPOS LHC, NEXUS, QGSJET II-04 [15].

Возможности программного пакета CORSIKA довольно широки. Программа позволяет задать до десяти уровней наблюдения, позволяет задать геометрию детектора, оперирует 50 элементарными частицами а также ядрами элементов (вплоть до элементов с $A = 56$) и симулирует взаимодействия в широком интервале энергий (10^{12} эВ $\div 3 \cdot 10^{19}$ эВ) [16].

2.2 Описание программной опции INTTEST

Программная опция INTTEST пакета CORSIKA 7.4 [15] позволяет тестировать компьютерные модели взаимодействий адронов. Результаты тестирования описываются стандартными параметрами, такими, какие обычно используются в описании адронных столкновений. Программная опция симулирует только первое столкновение.

Опция позволяет изменять различные параметры взаимодействия. Можно выбрать тип налетающей частицы и тип мишени, задать энергию налетающей частицы, задать систему отсчёта (ЛСК или СЦИ). Также опция позволяет задать энергитические пороги рождения некоторых вторичных частиц (значение энергии,

ниже которого симулированная частица не берётся в расчёт).

Результаты таких тестов представляются в виде гистограмм, которые строятся подпрограммой HBOOK [17]. Гистограммы показывают свойства вторичных частиц, рождённых в первом взаимодействии, такие как: распределения по поперечному и продольному импульсу, распределение по фейнмановской переменной x , распределения по скорости и псевдоскорости, и распределения множественности для вторичных частиц [15].

2.3 Опция для расчёта ШАЛ

Расчёт энергетического спектра вертикальных атмосферных мюонов, возникающих в ШАЛ, осуществлялся с помощью опции MUONHIST. Программная опция MUONHIST воспроизводит серию гистограмм с помощью подпрограммы HBOOK [17]. В гистограммах содержится информация о мюонах, например: энергия, поперечный импульс, угол наклона и пространственное положение источника, родившего мюон [15].

2.4 Распределение плотности вторичных частиц по псевдоскорости в СЦИ

Для изучения взаимодействий адронов высоких энергий была использована программная опция INTTEST. С помощью данной опции симулировался процесс столкновения протона с протоном. Статистика событий (число столкновений) $N = 10^6$. Для моделей взаимодействий адронов QGSJET II-04, SIBYLL 2.1, EPOS LHC, QGS01 и VENUS 4.12 были получены распределения плотности вторичных заряженных и нейтральных частиц по псевдоскорости. Каждая модель считалась для пяти значений энергий сталкивающихся частиц в СЦИ: 540 ГэВ, 7 ТэВ, 14 ТэВ, 100 ТэВ и 300 ТэВ.

Сравнивая распределения плотности вторичных частиц по псевдоскорости для разных моделей, можно отметить, что формы распределений схожи между собой, они симметричны относительно значения псевдоскорости $\eta = 0$. С ростом энергии сталкивающихся частиц в СЦИ для всех моделей наблюдается рост максимальных значений псевдоскоростей для распределений плотностей вторичных заряженных частиц.

Среди всех использованных моделей в качестве примера представлены распределения плотностей вторичных заряженных частиц для модели QGSJET II-04 при различных значениях энергии в СЦИ.

На рисунке 2.1 представлено распределение плотности вторичных заряженных частиц по псевдоскорости при энергии сталкивающихся частиц 540 ГэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

Максимальное значение модуля псевдоскорости достигает $|\eta_{max}| = 7,82$ для левого края, и $|\eta_{max}| = 7,82$ для правого края распределения.

На рисунке 2.2 представлено распределение плотности вторичных заряженных частиц по псевдоскорости при энергии сталкивающихся частиц 7 ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

Максимальное значение модуля псевдоскорости достигает $|\eta_{max}| = 8,47$ для левого края, и $|\eta_{max}| = 8,36$ для правого края распределения.

На рисунке 2.3 представлено распределение плотности вторичных заряженных

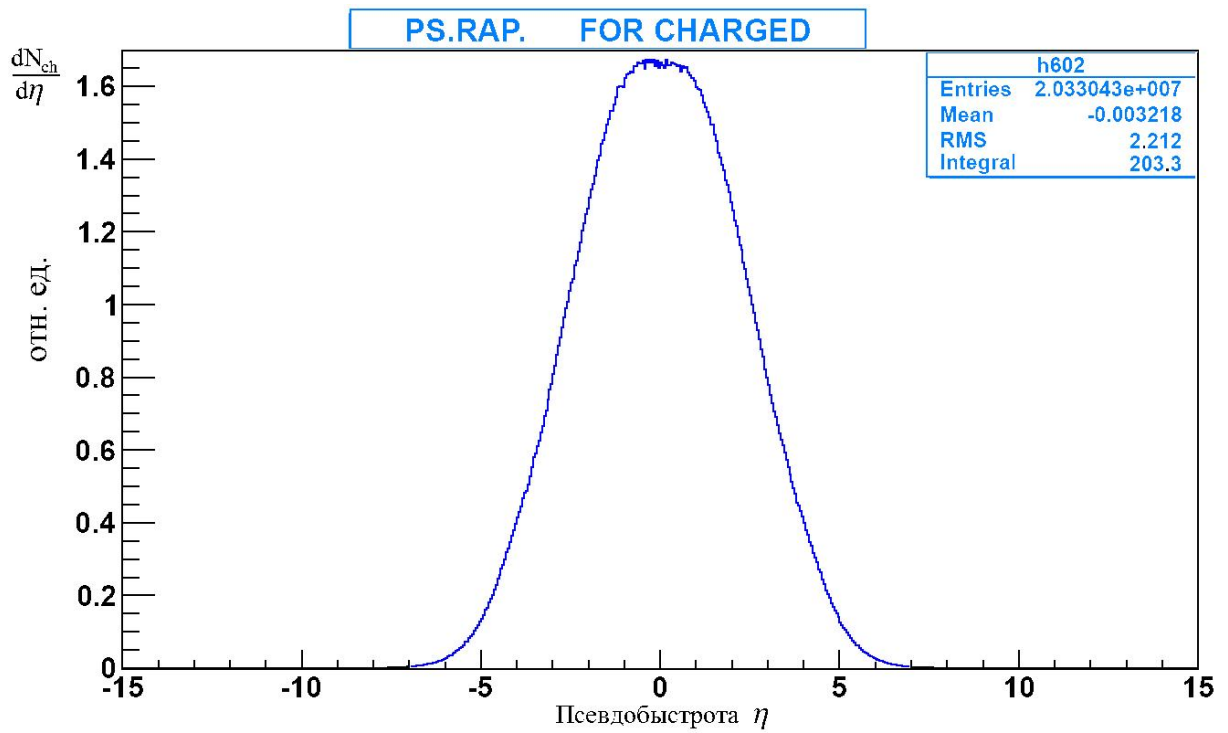


Рис. 2.1: Распределение плотности вторичных заряженных частиц по псевдобыстрога при энергии столкновения $\sqrt{s} = 540$ ГэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

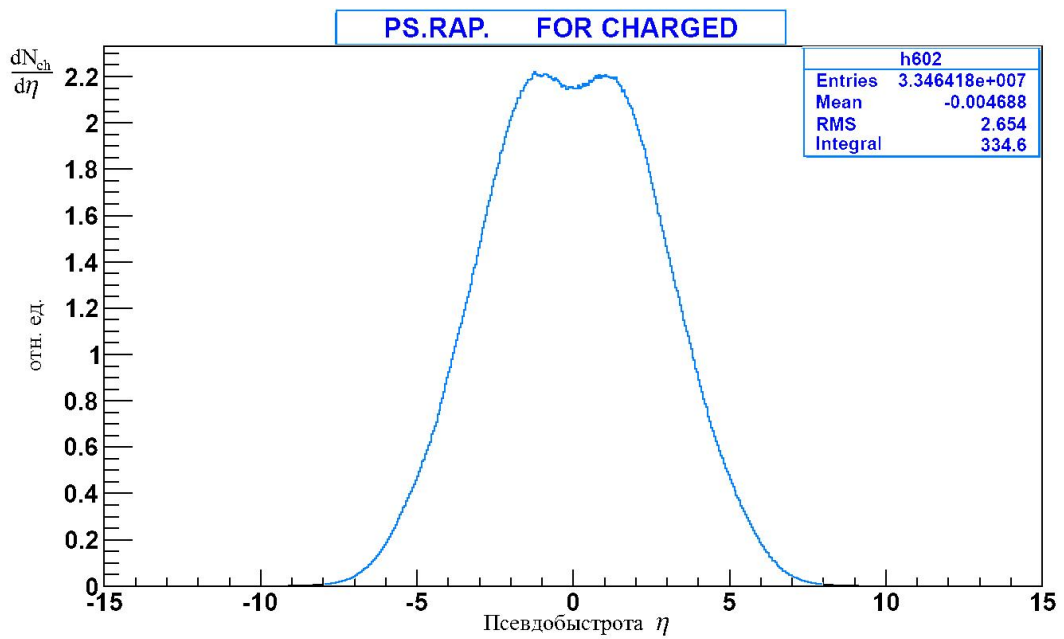


Рис. 2.2: Распределение плотности вторичных заряженных частиц по псевдобыстрога при энергии столкновения $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

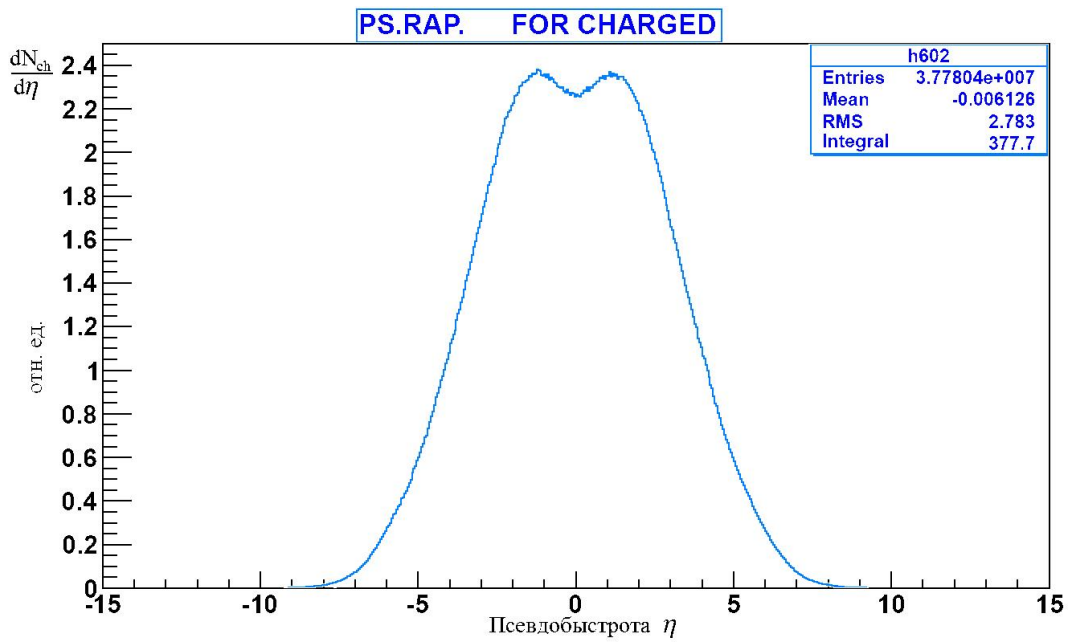


Рис. 2.3: Распределение плотности вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии столкновения $\sqrt{s} = 14$ ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

частиц по псевдобыстроте при энергии сталкивающихся частиц 14 ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

Максимальное значение модуля псевдобыстроты достигает $|\eta_{max}| = 8,83$ для левого края, и $|\eta_{max}| = 8,74$ для правого края распределения.

На рисунке 2.4 представлено распределение плотности вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии сталкивающихся частиц 100 ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

Максимальное значение модуля псевдобыстроты достигает $|\eta_{max}| = 9,52$ для левого края, и $|\eta_{max}| = 9,52$ для правого края распределения.

На рисунке 2.5 представлено распределение плотности вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии сталкивающихся частиц 300 ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

Максимальное значение модуля псевдобыстроты достигает $|\eta_{max}| = 10,13$ для левого края, и $|\eta_{max}| = 10,13$ для правого края распределения.

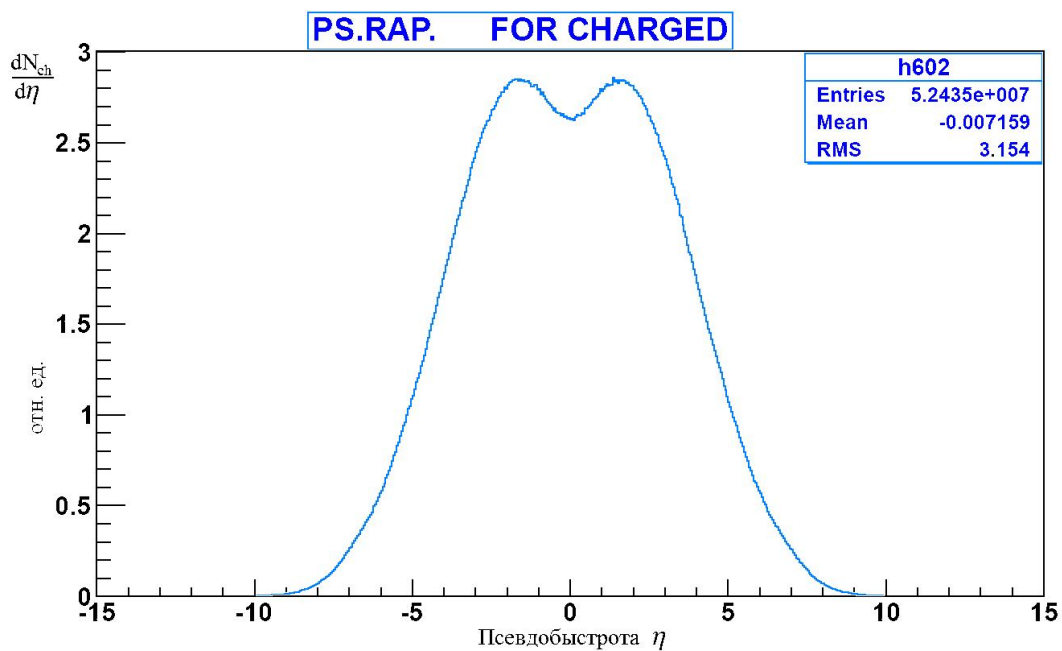


Рис. 2.4: Распределение плотности вторичных заряженных частиц по псевдобыстрога при энергии столкновения $\sqrt{s} = 100$ ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

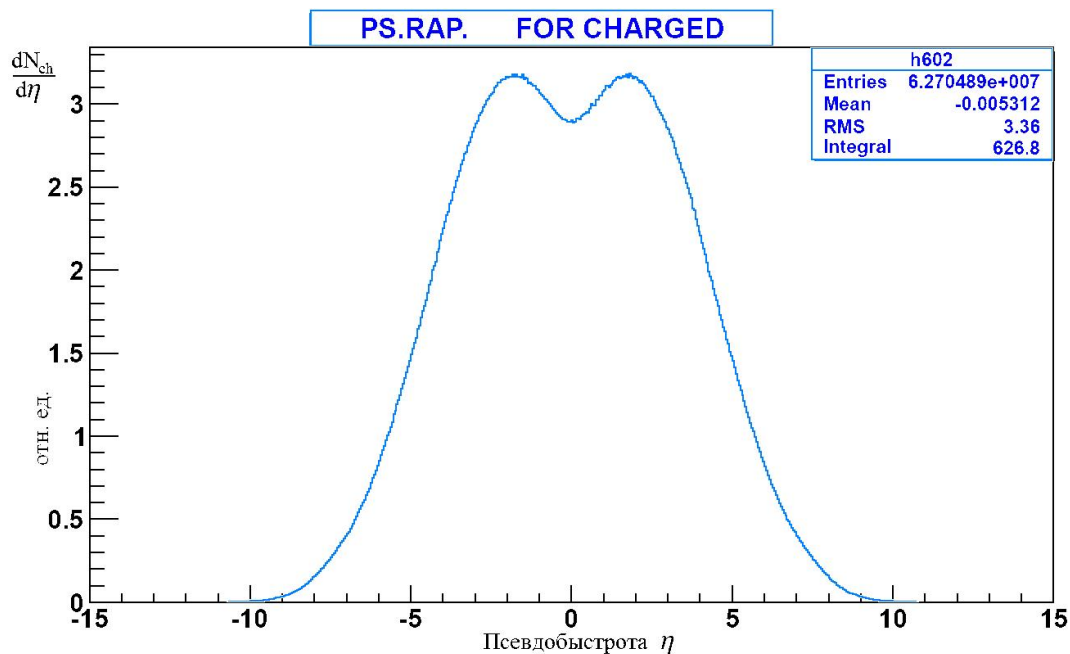


Рис. 2.5: Распределение плотности вторичных заряженных частиц по псевдобыстрога при энергии столкновения $\sqrt{s} = 300$ ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

2.5 Распределение потоков энергий вторичных частиц по псевдобыстроте в СЦИ

Для изучения взаимодействий адронов высоких энергий была использована программная опция INTTEST. С помощью данной опции симулировался процесс столкновения протона с протоном. Статистика событий (число столкновений) $N = 10^6$. Для моделей взаимодействий адронов QGSJET II-04, SIBYLL 2.1, EPOS LHC, QGS01 и VENUS 4.12 были получены распределения потоков энергий вторичных заряженных и нейтральных частиц по псевдобыстроте. Каждая модель считалась для пяти значений энергий сталкивающихся частиц в СЦИ: 540 ГэВ, 7 ТэВ, 14 ТэВ, 100 ТэВ и 300 ТэВ.

Сравнивая распределения потоков энергий вторичных частиц по псевдобыстроте для разных моделей, можно отметить, что формы распределений схожи между собой, хотя есть незначительные отличия для моделей QGS01 и VENUS 4.12. Распределения симметричны относительно значения псевдобыстроты $\eta = 0$. С ростом энергии сталкивающихся частиц в СЦИ для всех моделей наблюдается рост значений псевдобыстрот, соответствующих максимумам распределений потоков энергий вторичных заряженных частиц.

Среди всех использованных моделей в качестве примера представлены распределения потоков энергий вторичных заряженных частиц для модели QGSJET II-04 при различных значениях энергии в СЦИ.

На рисунке 2.6 представлено распределение потока энергии вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии сталкивающихся частиц 540 ГэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

Значение модуля псевдобыстроты, которому соответствует максимум распределения, достигает $|\eta_{max}| = 3,78$ для левого края, и $|\eta_{max}| = 3,78$ для правого края распределения. Соответствующие значения максимумов потока энергии составляют 3,06 и 3 отн. ед. Минимум потока энергии в центральной области псевдобыстроты ($\eta = 0$) приходится на значение 0,8 отн. ед.

На рисунке 2.7 представлено распределение потока энергии вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии сталкивающихся частиц 7 ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

Значение модуля псевдобыстроты, которому соответствует максимум распределения, достигает $|\eta_{max}| = 5,05$ для левого края, и $|\eta_{max}| = 5$ для правого края распределения. Соответствующие значения максимумов потока энергии составляют 10,4 и 10,5 отн. ед. Минимум потока энергии в центральной области псевдобыстроты ($\eta = 0$) приходится на значение 1,1 отн. ед.

На рисунке 2.8 представлено распределение потока энергии вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии сталкивающихся частиц 14 ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04. Значение модуля псевдобыстроты, которому соответствует максимум распределения, достигает $|\eta_{max}| = 5,6$ для левого края, и $|\eta_{max}| = 5,5$ для правого края распределения. Соответствующие значения максимумов потока энергии составляют 14,7 и 14,75 отн. ед. Минимум потока энергии в центральной области псевдобыстроты ($\eta = 0$) приходится на значение 1,1 отн. ед.

На рисунке 2.9 представлено распределение потока энергии вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии сталкивающихся частиц 100 ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

Значение модуля псевдобыстроты, которому соответствует максимум распределения, достигает $|\eta_{max}| = 6,4$ для левого края, и $|\eta_{max}| = 6,3$ для правого

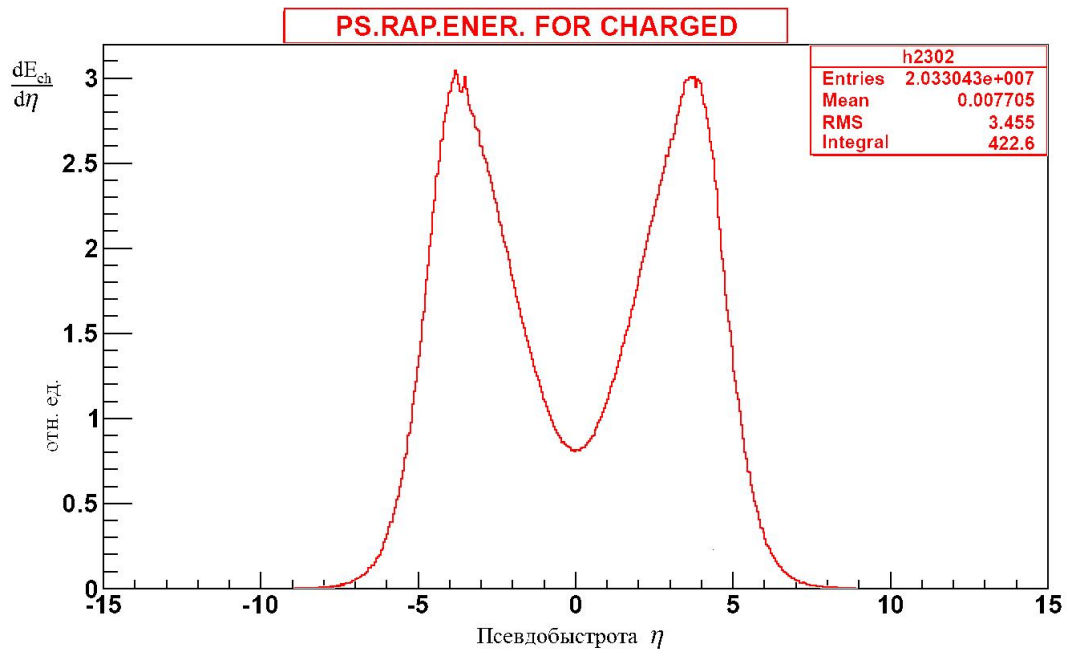


Рис. 2.6: Распределение потока энергии вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии столкновения $\sqrt{s} = 540$ ГэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

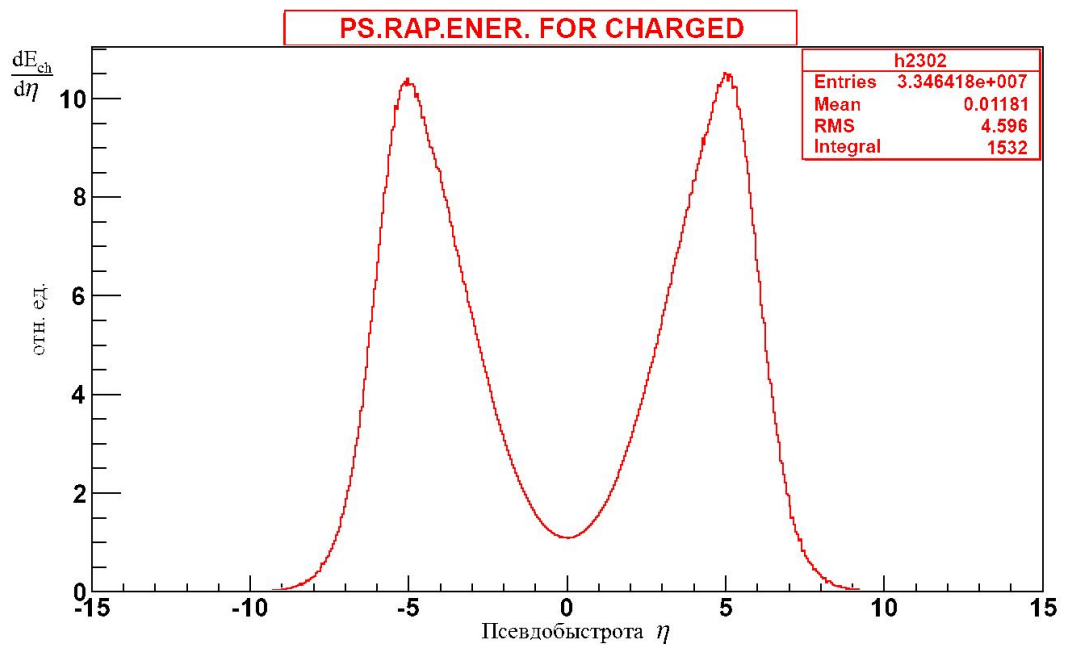


Рис. 2.7: Распределение потока энергии вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии столкновения $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

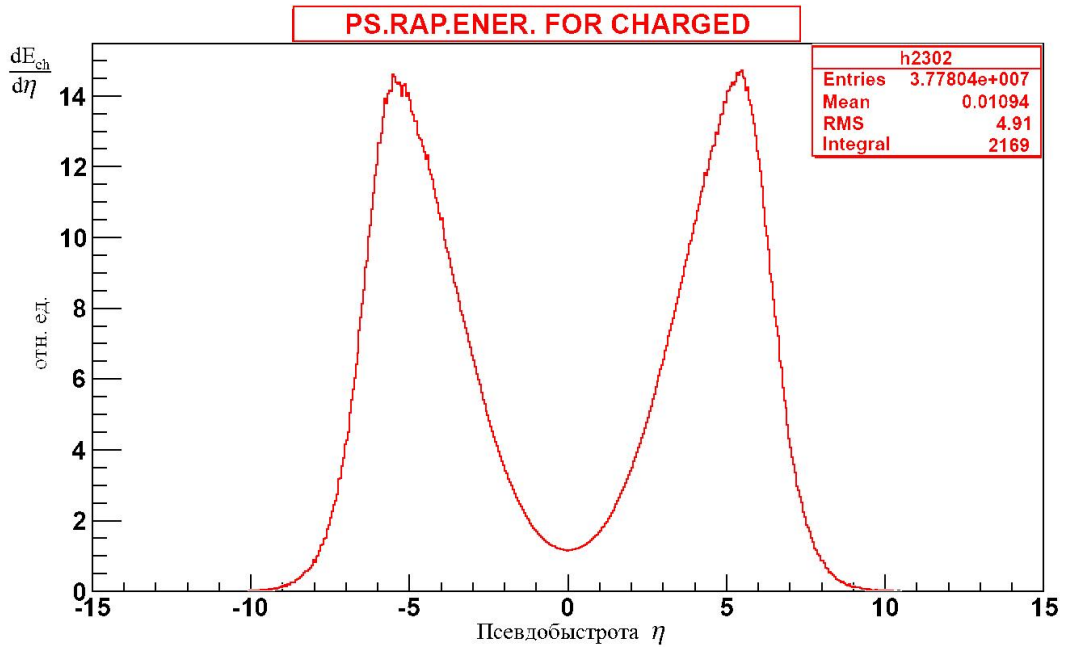


Рис. 2.8: Распределение потока энергии вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии столкновения $\sqrt{s} = 14$ ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

края распределения. Соответствующие значения максимумов потока энергии составляют 38,1 и 38 отн. ед. Минимум потока энергии в центральной области псевдобыстроты ($\eta = 0$) приходится на значение 1,5 отн. ед.

Минимум потока энергии в центральной области псевдобыстроты ($\eta = 0$) приходится на значение 1,5 отн. ед.

На рисунке 2.10 представлено распределение потока энергии вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте при энергии сталкивающихся частиц 300 ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

Значение модуля псевдобыстроты, которому соответствует максимум распределения, достигает $|\eta_{max}| = 7$ для левого края, и $|\eta_{max}| = 6,96$ для правого края распределения. Соответствующие значения максимумов потока энергии составляют 64 и 65 отн. ед. Минимум потока энергии в центральной области псевдобыстроты ($\eta = 0$) приходится на значение 1,5 отн. ед.

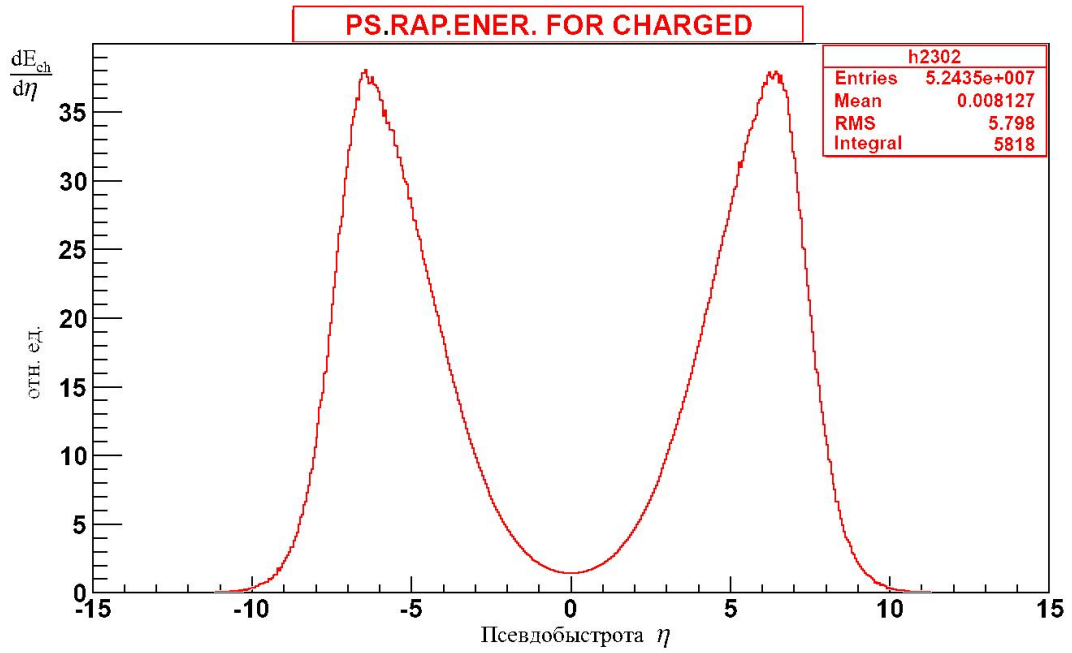


Рис. 2.9: Распределение потока энергии вторичных заряженных частиц по псевдобыстрога при энергии столкновения $\sqrt{s} = 100$ ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

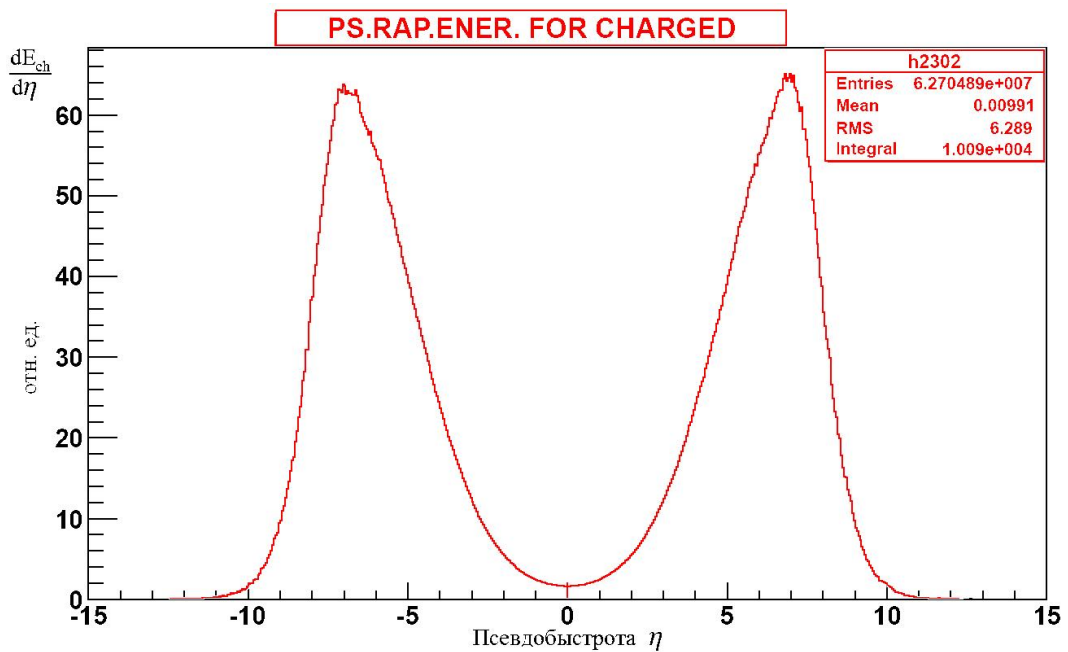


Рис. 2.10: Распределение потока энергии вторичных заряженных частиц по псевдобыстрога при энергии столкновения $\sqrt{s} = 300$ ТэВ в СЦИ для модели QGSJET II-04.

Глава 3

Космические лучи

Космические лучи (КЛ) - поток заряженных частиц высокой энергии, преимущественно протонов, различных ядер, электронов, позитронов, γ -квантов и нейтрино приходящих к Земле приблизительно изотропно со всех направлений космического пространства. Космические лучи с энергиями в области ~ 1 ГэВ до $\sim 10^{11}$ ГэВ приходят к Земле из межзвёздного пространства от источников, расположенных в пределах нашей Галактики. Самые энергичные частицы имеют, по-видимому, внегалактическое происхождение - метагалактические космические лучи. Некоторая доля космических лучей приходит от Солнца после мощных солнечных вспышек - солнечные космические лучи (СКЛ). При вхождении в атмосферу Земли, сталкиваясь с ядрами атомов воздуха, и образуют большое количество вторичных частиц. Вторичные частицы регистрируются приборами, установленными на Земле (см. рис. 3.1), в спутниках, детекторами на аэростатах и даже подземными детекторами (см. рис. 3.3) [18].

Большинство частиц первичного космического излучения имеет энергию больше 1 ГэВ, а энергия отдельных частиц достигает $\sim 10^{11}$ ГэВ (а может быть, даже, и выше). До создания мощных ускорителей заряженных частиц космические лучи были единственным источником частиц высоких энергий. В космических лучах были впервые обнаружены многие неизвестные ранее элементарные частицы и получены первые данные об их распадах и взаимодействиях с атомными ядрами. Хотя современные ускорители (в особенности ускорители на встречных пучках) позволяют проводить тщательное изучение процессов взаимодействия частиц вплоть до энергий 14 ТэВ в СЦИ, космические лучи по-прежнему являются единственным источником сведений о взаимодействиях частиц при ещё более высоких энергиях [18].

3.1 Первичные космические лучи

Ядра атомов различных элементов, входящие в состав космических лучей, полностью лишены электронов и обладают огромными кинетическими энергиями (вплоть до $E \sim 10^{20}$ эВ). Суммарный поток первичных космических лучей на границе с атмосферой Земли ~ 1 частица/(см²·с) [18].

Более 90 % частиц первичных космических лучей всех энергий составляют протоны, примерно 7 % составляют α -частицы и лишь небольшая доля (около $\sim 1\%$) приходится на ядра элементов более тяжёлых, чем водород и гелий. Несмотря на это, ядра с $Z > 1$ несут около 50 % всей энергии космических лучей [18].

Имеется также избыток лёгких ядер ($Z > 6$). В наиболее изученной области энергий ($> 2,5$ ГэВ на нуклон) ядерный состав космических лучей таков: протоны —

около 94,25 %, α -частицы — около 5,05 %, ядра с $Z = 3 \div 5$ — около 0,07 %, с $Z = 6 \div 8$ — около 0,42 % с $Z = 9 \div 10$ — около 0,06 %, с $Z = 11 \div 12$ — около 0,04 %, с $Z = 13 \div 14$ — около 0,036 %, с $Z = 15 \div 16$ — около 0,005 %, с $Z = 17 \div 18$ — около 0,002 %, с $Z = 19 \div 20$ — около 0,004 %, с $Z = 21 \div 25$ — около 0,009 %, с $Z = 26 \div 28$ — около 0,023 %, с $Z > 30$ примерно $\sim 10^{-5}$ % [19].

Энергетический спектр первичных частиц характеризуется отрицательным показателем наклона спектра. С увеличением энергии первичных частиц поток уменьшается. Первичный спектр можно описать формулой:

$$\frac{dN}{dE} \approx A \cdot \frac{1}{E^\gamma} \quad (3.1)$$

где показатель наклона спектра (γ) меняется с энергией первичных частиц.

При энергиях 10^9 эВ $\lesssim E \lesssim 10^{15}$ эВ показатель $\gamma \approx 2,75$. В интервале энергий $3 \cdot 10^{15}$ эВ наблюдается резкий спад спектра - ("knee") так называемое колено Христиансена, показатель наклона спектра изменяется в диапазоне $2,74 < \gamma < 3,15$. В интервале энергий 10^{17} эВ $\lesssim E \lesssim 10^{18}$ эВ, показатель $\gamma \approx 3,15$. При более высоких энергиях 10^{18} эВ $\lesssim E \lesssim 3 \cdot 10^{19}$ эВ, так называемая лодыжка ("ankle"), спектор вновь становится более пологим, показатель $\gamma \approx 2,96$. При энергиях $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ спектр резко обрывается (возможно из-за эффекта Грейзена-Зацепина-Кузьмина).

3.2 Широкий атмосферный ливень

Широкие атмосферные ливни — потоки γ -квантов, лептонов (электронов, мюонов) и адронов, возникающих в атмосфере в результате взаимодействия первичных космических частиц сверхвысокой энергии ($E_0 > 10^5$ ГэВ) и вторичных частиц разных поколений с ядрами атомов воздуха. Поперечные размеры широких атмосферных ливней достигают нескольких километров. Широкие атмосферные ливни обнаруживаются и изучаются с помощью систем детекторов частиц, расположенных в горизонтальной плоскости и включённых в схему совпадений. Развита также методы регистрации черенковского и ионизационного (см. рис. 3.2) свечения атмосферы под воздействием широких атмосферных ливней и радиоизлучения от них [20].

Углы вылета частиц в актах взаимодействия адрона, вызывающего широкий атмосферный ливень, малы: $\Theta \sim 10^{-5}$ рад. Поэтому развитие каскада происходит по направлению движения первичной частицы и широкий атмосферный ливень имеет осевую симметрию относительно этого направления (небольшие отклонения от осевой симметрии могут возникать под влиянием магнитного поля Земли и флуктуаций). Плотность частиц максимальна около оси и уменьшается с расстоянием. С расстоянием от оси изменяется и состав частиц в ливне. Вблизи оси 98 % всех частиц составляют электроны и γ -кванты с небольшой примесью адронов высокой энергии. На расстояниях ~ 200 м электроны составляют лишь 80 % потока, а остальные 20 % - мюоны, которые появляются в ливне из-за распада заряженных π и K мезонов. На расстояниях $r > 1000$ м от оси ливня доминируют мюоны.

Широкий атмосферный ливень можно представить в виде тонкого диска, состоящего из частиц, движущихся со скоростью, близкой к скорости света, в направлении первичной частицы. В центре толщина диска минимальна (~ 1.5 м), а на больших расстояниях увеличивается и может достигать десятков метров. В переднем фронте диска движутся электроны, частицы большей массы запаздывают и населяют «хвост» ливня. Фронт диска имеет кривизну, радиус которой на расстояниях $\gtrsim 200$ м от оси составляет примерно несколько километров [20].

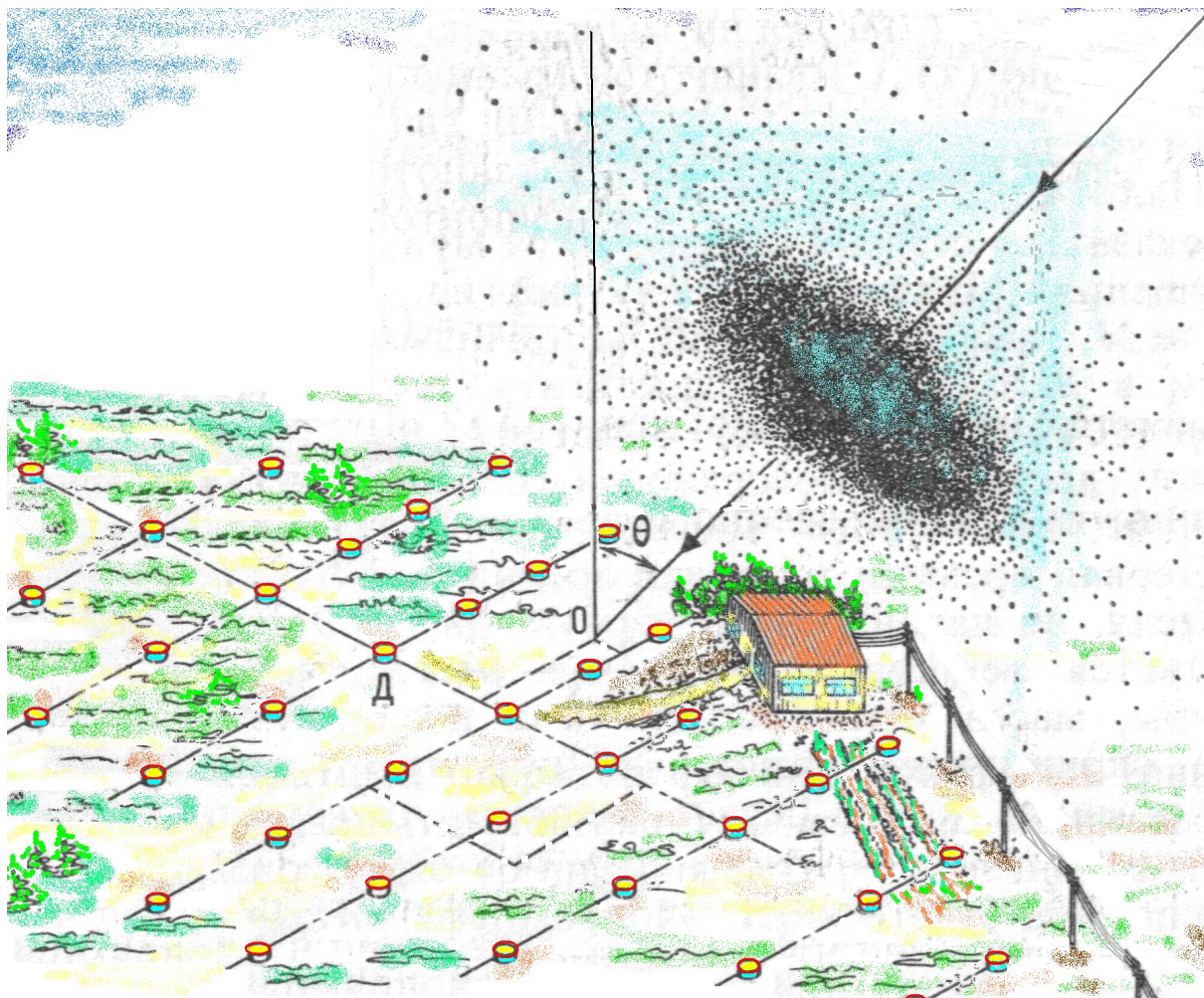


Рис. 3.1: Схематическое изображение частиц широкого атмосферного ливня и расположение наземных детекторов.

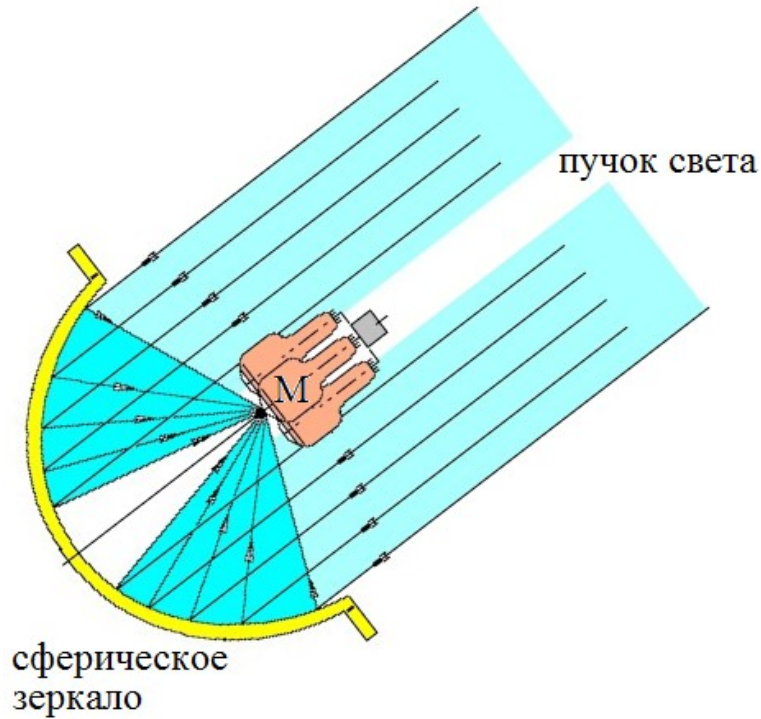


Рис. 3.2: Схематическое изображение телескопов для регистрации флуоресцентного света. М – матрица фотоумножителей

При взаимодействии адроны передают часть энергии ($\sim 30\%$) нейтральным π^0 -мезонам. π^0 -мезоны, распадаясь на 2 γ -кванта, дают начало электронно-фотонным ливням.



Заряженные π мезоны после распада образуют мюоны и нейтрино, которые достигают поверхности Земли. Около половины энергии сохраняется у адрона высокой энергии, который порождает следующий ядерный ливень. Этот процесс повторяется многократно. В земной атмосфере укладывается до десяти пробегов ядерного взаимодействия. Совокупность электронно-фотонных каскадов, а также мюонов и других частиц от всех последовательных взаимодействий и образует широкий атмосферный ливень [20].

3.3 Мюонная компонента широкого атмосферного ливня

Мюонная компонента широкого атмосферного ливня регистрируется сетью наземных черенковских детекторов (см. рис. 3.1) и подземными детекторами (см. рис. 3.3). Мюоны образуются после распадов вторичных π^\pm и K^\pm мезонов (реакции 3.3-3.6).



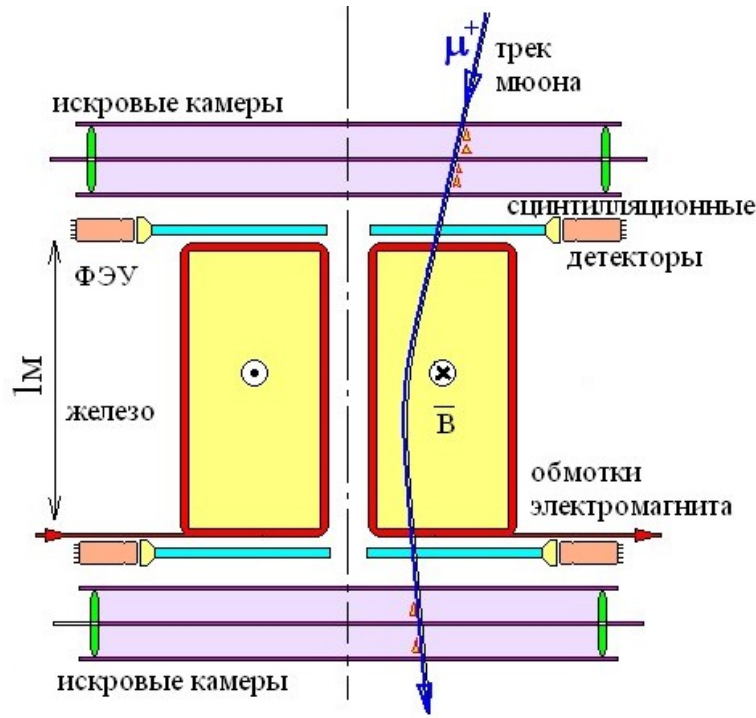


Рис. 3.3: Схематическое изображение подземного магнитного спектрометра МГУ для регистрации мюонов высоких энергий [20].

Рождѐнные во взаимодействиях нейтральные K^0 мезоны могут распасться на два нейтральных π^0 мезона или на два заряженных π^+ и π^- . π и K мезоны образуются при взаимодействиях частиц ПКИ и вторичных частиц высоких энергий с ядрами атомов атмосферы. Среди заряженных мезонов доля π^\pm мезонов составляет примерно 80 %, а K^\pm мезонов примерно 20 %.

Время жизни K^\pm мезонов $\tau \approx 1,24 \cdot 10^{-8}$ с, а для π^\pm мезонов $\tau \approx 2,6 \cdot 10^{-8}$ с. Собственное время жизни мюона, до его распада на электрон и два типа нейтрино (реакции 3.9 и 3.10), составляет $\tau \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$ с. При энергиях мюонов $E > 100$ ГэВ, их поток снижается, так как заряженные π^\pm мезоны не успевают распасться в атмосфере Земли.



Глава 4

Метод расчёта спектра вертикальных мюонов

4.1 Данные по спектру атмосферных мюонов

С помощью программного пакета CORSIKA [15] симулировались распределения плотностей мюонов, индуцированных от первичных протонов и ядер гелия, для моделей взаимодействия адронов QGSJET II-03 и QGSJET II-04. Результат компьютерного моделирования необходимо сравнить с экспериментальными данными. Для рассчитанного спектра вертикальных атмосферных мюонов, произведено сопоставление с данными экспериментов: L3+Cosmic [3], MACRO [4] и LVD [5]. Вид данного спектра атмосферных мюонов представлен на рисунке 4.1.

4.2 Основная идея метода

Метод расчёта спектров вертикальных мюонов содержит несколько положений.

1. Атмосферные мюоны представляют собой продукты распада π^\pm -мезонов и K^\pm -мезонов.
2. Вторичные π^\pm -мезоны и K^\pm -мезоны первого и последующего поколений образуются в верхних слоях атмосферы Земли, в результате адронных взаимодействий, которые происходят при столкновениях ядер первичных космических лучей и мезонов первых поколений с атомными ядрами атмосферы Земли.
3. Из всех возможных ядер первичных космических лучей, расчёт производится только для первичных протонов (ядер водорода) и первичных ядер гелия.

Последний пункт обусловлен тем, что для взаимодействий адронов важной физической величиной является кинетическая энергия на нуклон, поэтому более тяжёлые ядра (обладающие той же кинетической энергией) дают существенно меньший вклад в генерацию атмосферных мюонов.

Для того чтобы получить спектры вертикальных мюонов необходимо знать:

1. Дифференциальные энергетические спектры для первичных протонов dI_p/dE и первичных ядер гелия dI_{He}/dE .
2. Спектры генерации вторичных заряженных частиц при фиксированных значениях энергии первичной частицы. Для первичных протонов $S_p(E_\mu, E)$ и первичных ядер гелия $S_{He}(E_\mu, E)$.

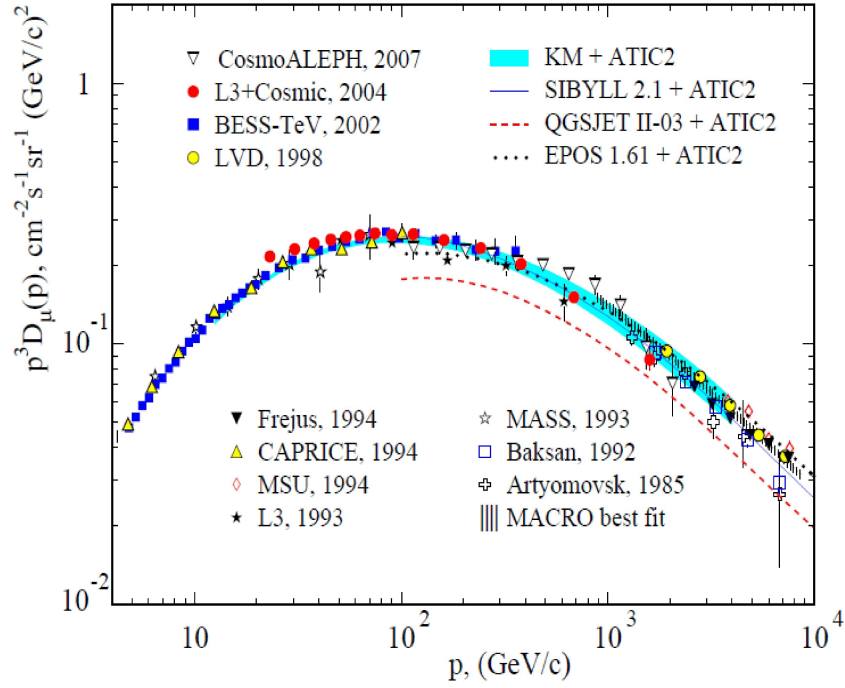


Рис. 4.1: Спектр вертикальных атмосферных мюонов. Рисунок из статьи [21].

Расчёт спектров атмосферных мюонов можно пояснить с помощью выражений 4.1–4.3. Выражения 4.1 и 4.2 представляют вклад от первичных протонов и первичных ядер гелия, соответственно; 4.3 – выражение для результирующего спектра.

$$D_p(E_\mu) \cdot dE_\mu = \int dE \cdot \left(\frac{dI_p}{dE} \right) \cdot S_p(E_\mu, E) \cdot dE_\mu \quad (4.1)$$

$$D_{He}(E_\mu) \cdot dE_\mu = \int dE \cdot \left(\frac{dI_{He}}{dE} \right) \cdot S_{He}(E_\mu, E) \cdot dE_\mu \quad (4.2)$$

$$D(E_\mu) = (D_p(E_\mu) + D_{He}(E_\mu)) \quad (4.3)$$

Где: $D(E_\mu)$ - энергетический спектр вертикальных атмосферных мюонов; $D_p(E_\mu)$ - энергетический спектр вертикальных атмосферных мюонов, рассчитанный от спектра первичных протонов; $D_{He}(E_\mu)$ - энергетический спектр вертикальных атмосферных мюонов, рассчитанный от спектра первичных ядер гелия; $S_p(E_\mu, E)$ - плотности мюонов, индуцированные первичными протонами с фиксированными значениями энергий E , для выбранной модели взаимодействия адронов; $S_{He}(E_\mu, E)$ - плотности мюонов, индуцированные первичными ядрами гелия с фиксированными значениями энергий E , для выбранной модели взаимодействия адронов; dI_p/dE - дифференциальный энергетический спектр первичных протонов; dI_{He}/dE - дифференциальный энергетический спектр первичных ядер гелия.

Суть метода состоит в том, чтобы учесть вклады в спектр атмосферных мюонов от первичных частиц разных энергий E [22]. В выражениях 3.1 и 3.2 интегрирование ведётся по переменной E , то есть суммируются вклады от всех значений энергий первичных частиц (протонов и ядер гелия, соответственно).

С помощью компьютерных симуляций находятся распределения плотностей мюонов $S_p(E_\mu, E)$ и $S_{He}(E_\mu, E)$, то есть сами функций. При фиксированной энергии первичной частицы E значения первичных спектров dI_p/dE и dI_{He}/dE будут представлять своего рода весовые коэффициенты для соответствующих функций $S_p(E_\mu, E)$ и $S_{He}(E_\mu, E)$. Найденные функции умножаются на соответствующие весовые

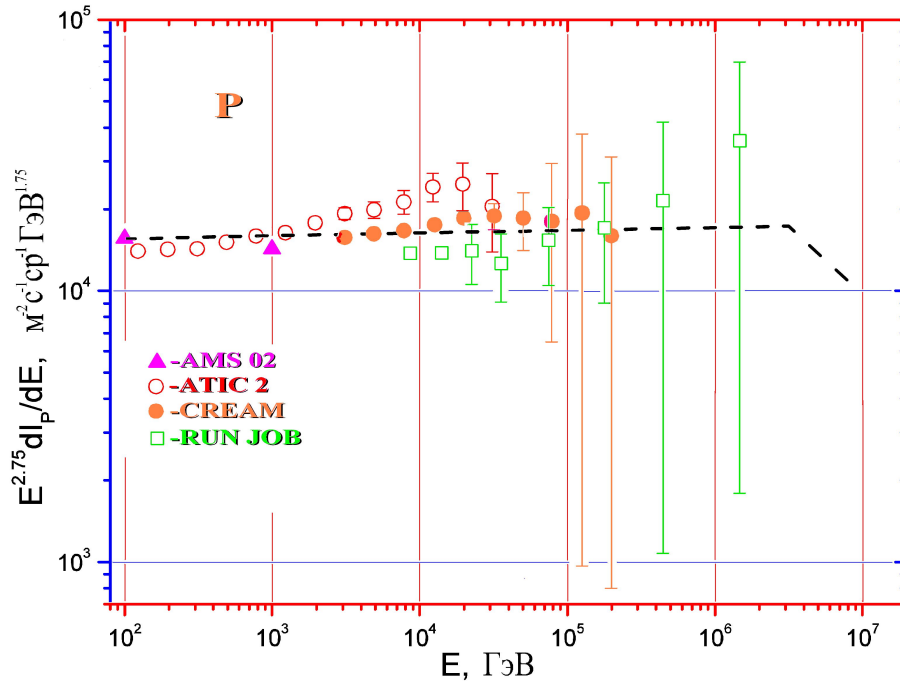


Рис. 4.2: Энергетический спектр первичных протонов. Штриховая линия - модифицированная аппроксимация Гайссера-Хонды [23]. Условные обозначения для различных данных: \blacktriangle - AMS02 [24]; \circ - ATIC 2 [25]; \bullet - CREAM [26]; \square - RUN JOB [27].

коэффициенты, затем суммируются. На последнем этапе суммируются найденные спектры вертикальных атмосферных мюонов, рассчитанные как вклад от первичных протонов $D_p(E_\mu)$ и ядер гелия $D_{He}(E_\mu)$.

4.3 Спектр первичных протонов и ядер гелия

Первичные дифференциальные энергетические спектры представляют собой зависимость числа частиц, энергия которых заключена в некотором единичном интервале, прошедших через площадку единичной площади за единицу времени, приходящиеся на единицу телесного угла.

Каждая точка спектра характеризует величину плотности потока первичных частиц конкретной энергии. На рисунке 4.2 представлен дифференциальный энергетический спектр для первичных протонов (1_1H). На рисунке 4.3 представлен дифференциальный энергетический спектр для первичных ядер гелия (4_2He). На рисунке 4.4 представлен дифференциальный энергетический спектр для первичных протонов (1_1H) и ядер гелия (4_2He).

Для описания спектра первичных частиц была использована аппроксимация Гайссера-Хонды [23]:

$$\frac{dI_A}{dE} = K \cdot (E + b \cdot \exp(-c \cdot \sqrt{E}))^{-\alpha} \quad (4.4)$$

Значения параметров для аппроксимирующей функции Гайссера-Хонды представлены в таблице 1.

При энергиях первичных частиц превышающих $E_1 = 3 \cdot 10^6$ ГэВ была использована модифицированная аппроксимация Гайссера-Хонды, которая представляет собой домножение выражения на множитель $(E_1/E)^{0.5}$. Где E - значения энергий первичных

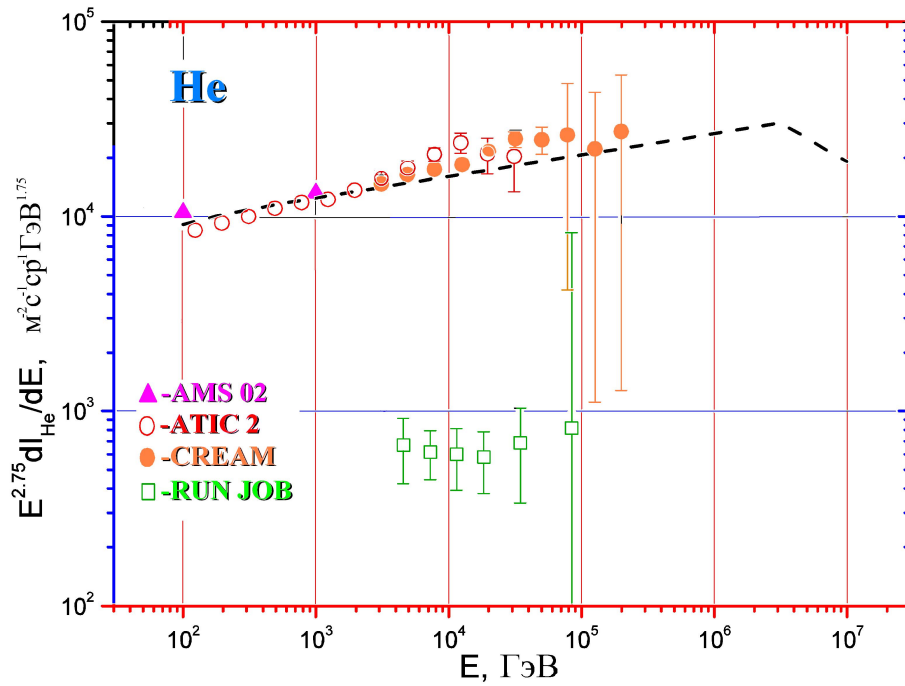


Рис. 4.3: Энергетический спектр первичных ядер гелия. Штриховая линия - модифицированная аппроксимация Гайссера-Хонды [23]. Условные обозначения для различных данных: \blacktriangle AMS02 [24]; \circ ATIC 2 [25]; \bullet CREAM [26]; \square RUN JOB [27].

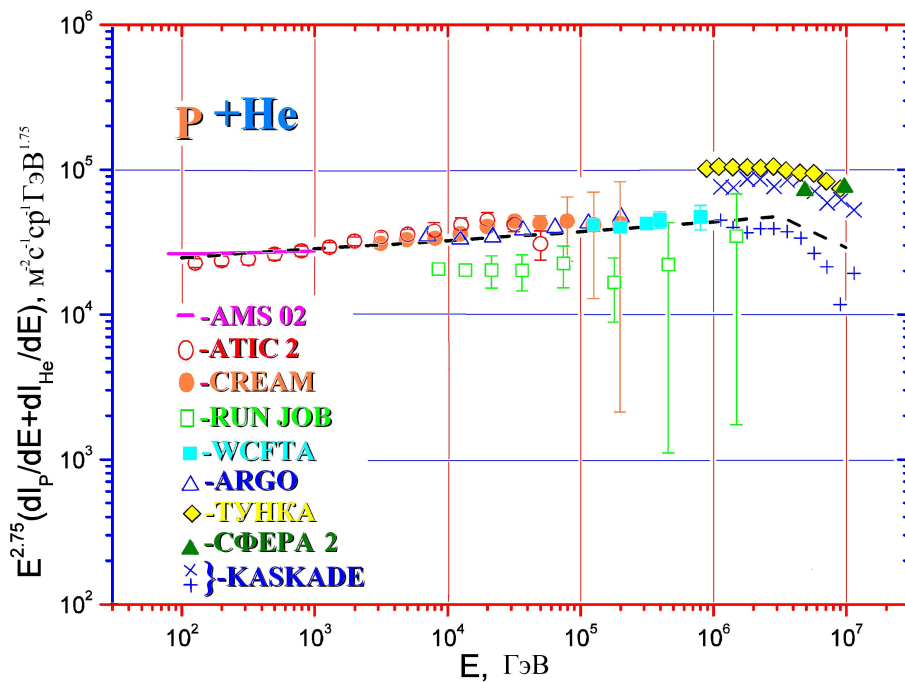


Рис. 4.4: Первичный энергетический спектр протонов и ядер гелия (p+He). Штриховая линия - модифицированная аппроксимация Гайссера-Хонды [23]. Условные обозначения экспериментальных данных: сплошная линия - AMS02 [24]; \circ ATIC 2 [25]; \bullet CREAM [26]; \square RUN JOB [27]; \blacksquare WCFTA [28]; \triangle ARGO [29]; \diamond TUNKA [30] (для всех частиц); \blacktriangle SFERA 2 [31] (для всех частиц); \times KASKADE [32] (для всех частиц, модель QGSJET II-03); $+$ KASKADE [32] (для всех частиц, модель SIBYLL 2.1).

частиц, которые превышают энергию E_1 .

$$\frac{dI_A}{dE} = K \cdot (E + b \cdot \exp(-c \cdot \sqrt{E}))^{-\alpha} \cdot \sqrt{\frac{E_1}{E}} \quad (4.5)$$

Таблица 1. Таблица параметров для формулы Гайссера-Хонды, аппроксимирующей спектр первичных протонов и первичных ядер гелия.

Ядро (A)	α	K	b	c
H (1)	2,74	14900	2,15	0,21
He (4)	2,64	600	1,25	0,14

4.4 Модельные спектры генерации мюонов, для различных энергий.

С помощью программного пакета CORSIKA [15] симулировались распределения плотностей мюонов, индуцированных от первичных протонов и ядер гелия, для моделей взаимодействия адронов QGSJET II-03 и QGSJET II-04. Для получения спектров использовалась опция MUONHIST для расчёта широких атмосферных ливней. Формирование входного файла (содержащего начальные параметры) сводилось к следующему алгоритму:

1. Выбрать модель взаимодействия адронов
2. Задать тип первичной частицы
3. Задать энергию первичной частицы и статистику событий

после программный пакет выполнял симуляции и генерировал выходной файл (файл с результатами вычислений).

Плотности мюонов $S_p(E_\mu, E)$, индуцированные первичными протонами с фиксированными значениями энергий E - это совокупности спектров для разных значений энергий. Примеры таких распределений для модели QGSJET II-04 представлены на рисунке 4.5. Плотности мюонов $S_{He}(E_\mu, E)$, индуцированные первичными ядрами гелия с фиксированными значениями энергий E - это совокупности спектров для разных значений энергий. Примеры таких распределений для модели QGSJET II-04 представлены на рисунке 4.6.

На рисунке 4.7 приведён результирующий спектр плотностей мюонов, индуцированный первичными протонами, для моделей QGSJET II-03 и QGSJET II-04. На рисунке 4.8 приведён результирующий спектр плотностей мюонов, индуцированный первичными ядрами гелия, для моделей QGSJET II-03 и QGSJET II-04. Данные спектры - это результаты вкладов от первичных частиц разных энергий.

Расчитанные спектры атмосферных мюонов для моделей QGSJET II-03 и QGSJET II-04 представлены на рисунке 4.9. Полученный результат можно сопоставить с данными L3+Cosmic [3], MACRO [4] и LVD [5] (см. рис. 4.1).

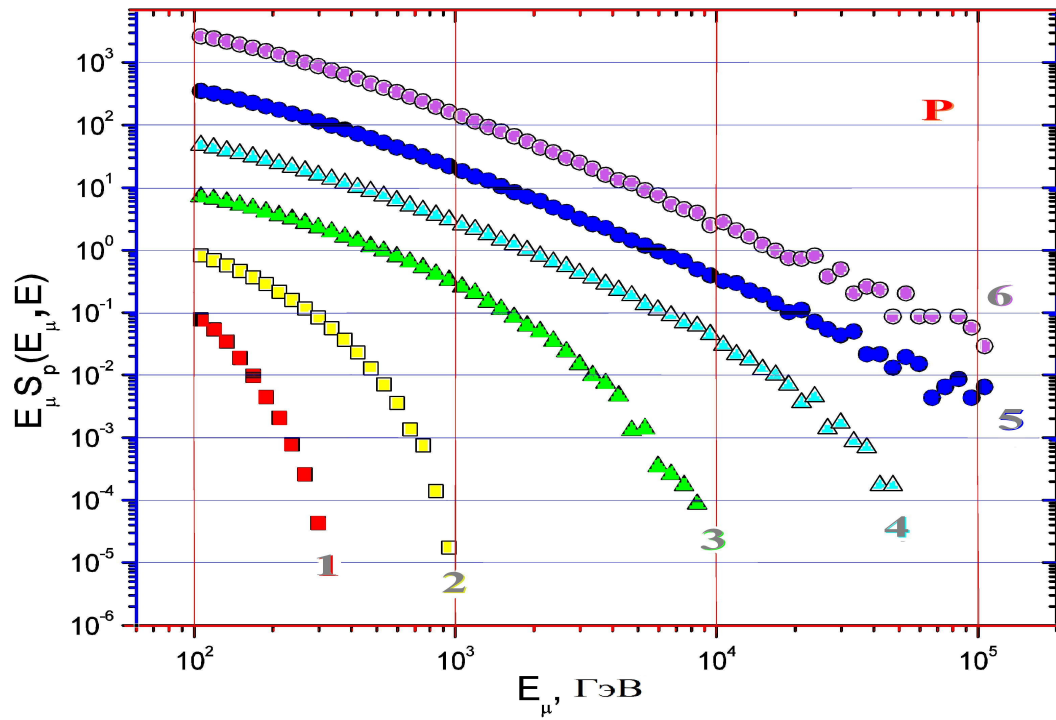


Рис. 4.5: Плотности мюонов, индуцированные первичными протонами с различными фиксированными значениями энергий E . Энергии протонов: 1 – 3, $162 \cdot 10^2$; 2 – 10^3 ; 3 – 10^4 ; 4 – 10^5 ; 5 – 10^6 ; 6 – 10^7 ГэВ (симуляции в рамках модели QGSJET II-04).

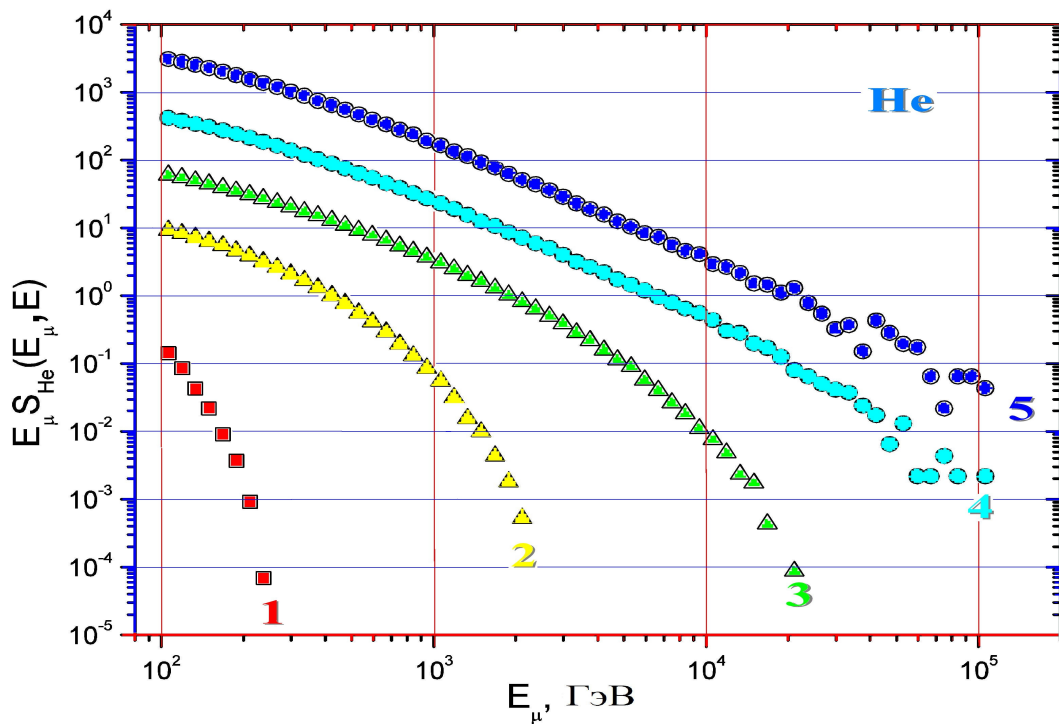


Рис. 4.6: Плотности мюонов, индуцированные первичными ядрами гелия с различными фиксированными значениями энергий E . Энергии ядер гелия: 1 – 10^3 ; 2 – 10^4 ; 3 – 10^5 ; 4 – 10^6 ; 5 – 10^7 ГэВ (симуляции в рамках модели QGSJET II-04).

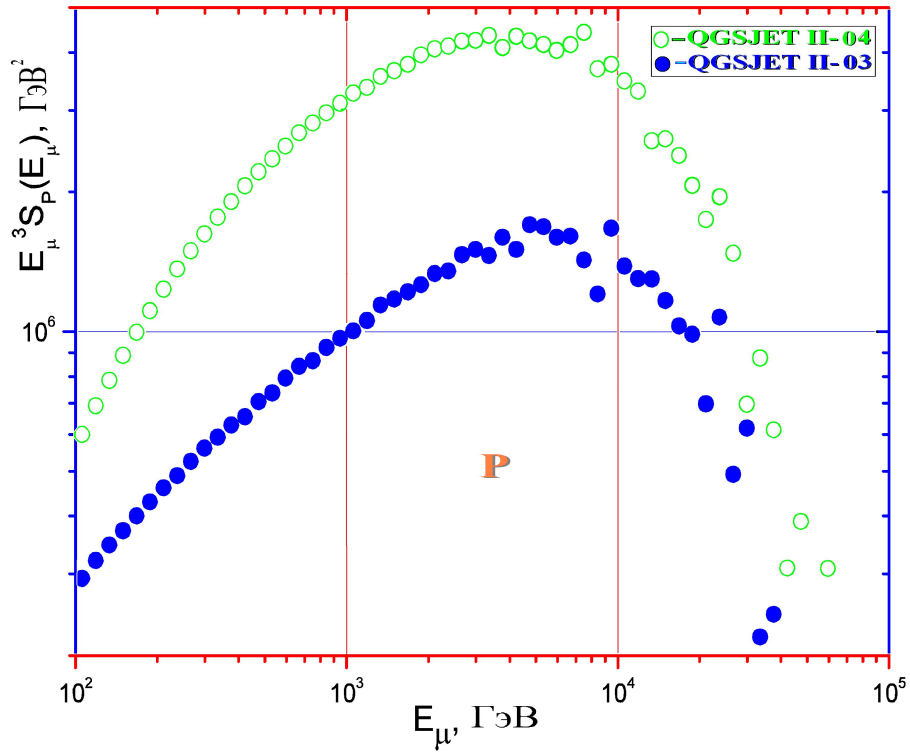


Рис. 4.7: Суммарный спектр плотностей мюонов, индуцированный первичными протонами, для моделей: • QGSJET II-03 и ○ QGSJET II-04.

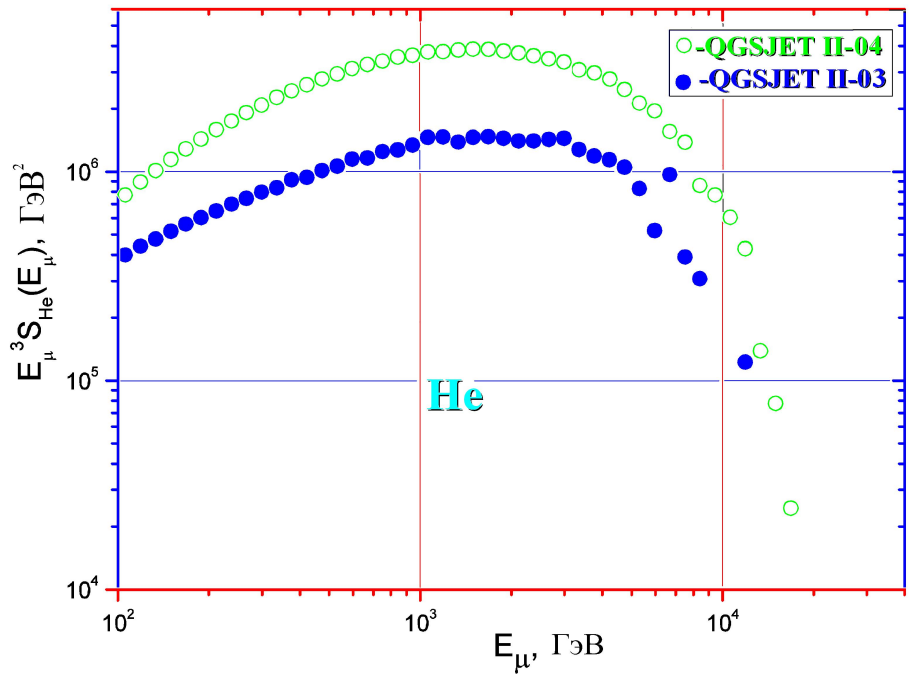


Рис. 4.8: Суммарный спектр плотностей мюонов, индуцированный первичными ядрами гелия, для моделей: • QGSJET II-03 и ○ QGSJET II-04.

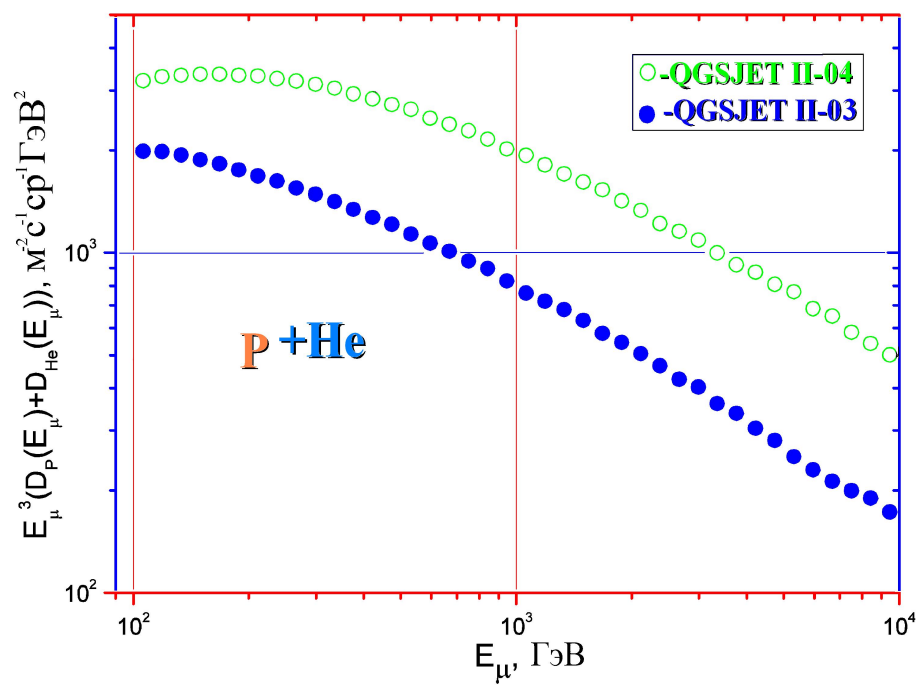


Рис. 4.9: Спектры атмосферных мюонов для моделей: ● QGSJET II-03 и ○ QGSJET II-04.

Глава 5

Результаты

5.1 Рост модельной плотности распределений вторичных частиц с увеличением энергии сталкивающихся частиц в СЦИ

Для полученных распределений плотности вторичных заряженных частиц от энергии сталкивающихся частиц в СЦИ (рис. 2.1–2.5) проведён качественный анализ ширины распределения. То есть, определено максимальное значение модуля псевдобыстроты в соответствующих распределениях для моделей взаимодействия адронов QGSJET II-04; SIBYLL 2.1; EPOS LHC; VENUS 4,12; QGS01.

На рисунке 5.1 представлена эволюция данной величины с энергией в СЦИ, причём по вертикальной оси отложены средние значения модулей псевдобыстрот для границ распределений ($\eta_w = 0,5 * (|\eta_-| + |\eta_+|)$). Где η_- - минимальное значение псевдобыстроты для левого края, а η_+ - максимальное значение псевдобыстроты для правого края распределения.

Для модели QGSJET II-04 среднее значение величины η_w монотонно растёт от 7,82 до 10,13 . Для модели SIBYLL 2.1 среднее значение величины η_w монотонно растёт от 7,12 до 9,67 . Для модели EPOS LHC среднее значение величины η_w монотонно растёт от 9,44 до 11,65 . Для модели VENUS 2,12 среднее значение величины η_w монотонно растёт от 8,9 до 13,88 . Для модели QGS01 среднее значение величины η_w монотонно растёт от 9,61 до 11,94 .

Для полученных распределений потоков энергий вторичных заряженных частиц от энергии сталкивающихся частиц в СЦИ (рис. 2.6–2.10) проведён качественный анализ положений псевдобыстрот соответствующих максимумам распределений. То есть, определено значение модуля псевдобыстроты (для положений максимумов) в соответствующих распределениях для моделей взаимодействия адронов QGSJET II-04; SIBYLL 2.1; EPOS LHC; VENUS 4,12; QGS01.

На рисунке 5.2 представлена эволюция данной величины с энергией в СЦИ, причём по вертикальной оси отложены средние значения модулей псевдобыстрот, соответствующих максимумам распределений ($\eta_M = 0,5 * (|\eta_-| + |\eta_+|)$). Где η_- - значение псевдобыстроты, соответствующее максимуму распределения в левой полуплоскости, а η_+ - значение псевдобыстроты, соответствующее максимуму распределения в правой полуплоскости.

Для модели QGSJET II-04 среднее значение величины η_M монотонно растёт от 3,78 до 6,98 . Для модели SIBYLL 2.1 среднее значение величины η_M монотонно растёт от 3,96 до 6,94 . Для модели EPOS LHC среднее значение величины η_M монотонно растёт от 3,82 до 6,45 . Для модели VENUS 2,12 среднее значение

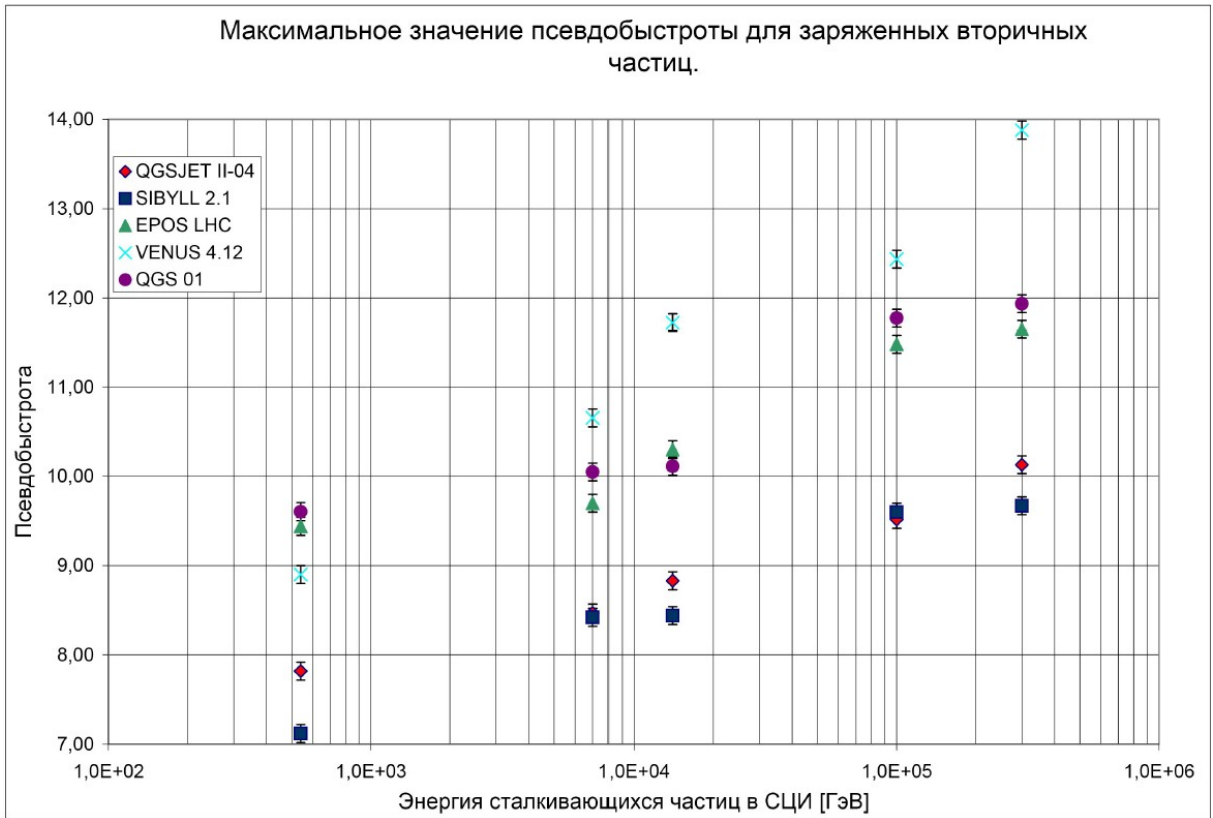


Рис. 5.1: Зависимость максимального значения псевдобыстроты в распределениях плотности вторичных заряженных частиц от энергии в СЦИ для различных моделей взаимодействия адронов.

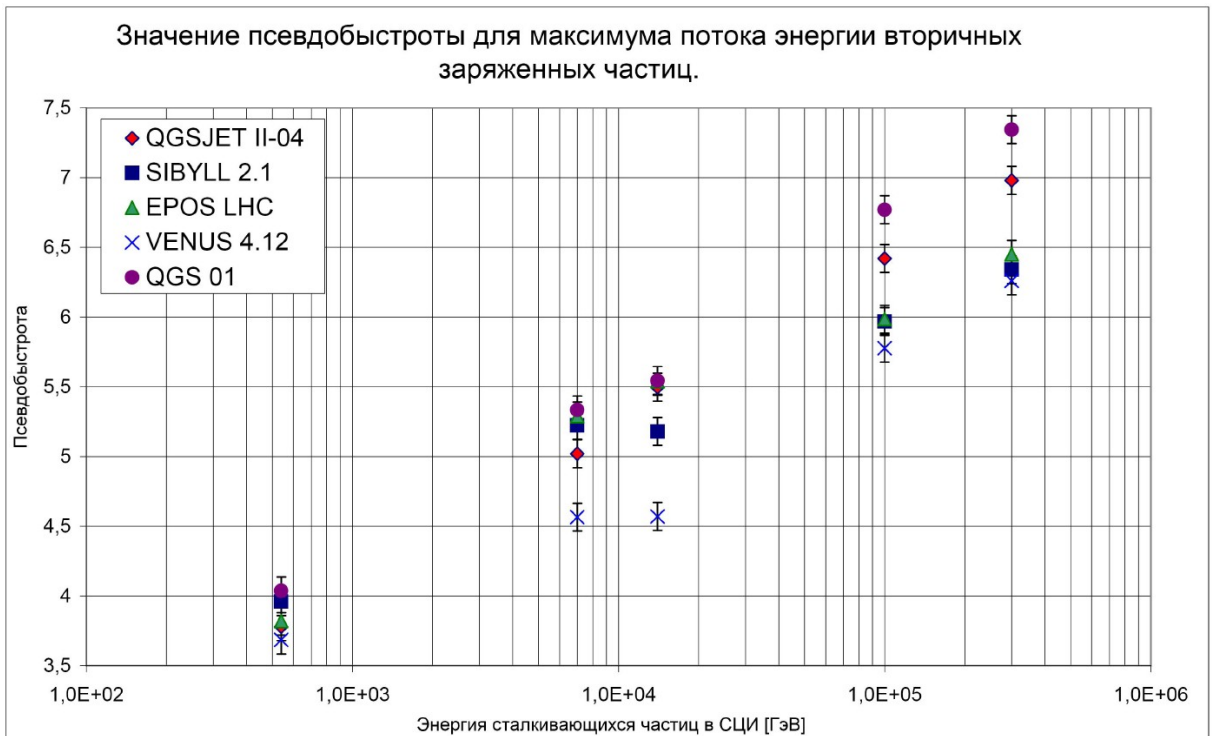


Рис. 5.2: Зависимость значения псевдобыстроты для максимумов распределений потоков энергий вторичных заряженных частиц от энергии в СЦИ для различных моделей взаимодействия адронов.

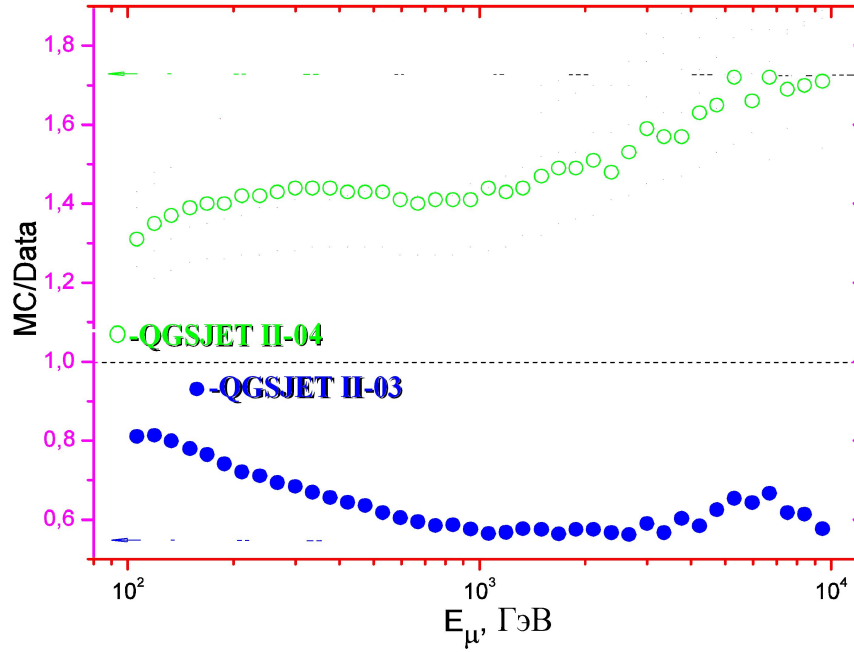


Рис. 5.3: Отношение рассчитанных плотностей спектра атмосферных мюонов (MC) к экспериментальным (DATA) для моделей • QGSJET II-03 и о QGSJET II-04.

величины η_M монотонно растёт от 3,67 до 6,26 . Для модели QGS01 среднее значение величины η_M монотонно растёт от 4,24 до 7,35 .

Также отмечено, что с увеличением энергии сталкивающихся частиц наблюдается интенсивный рост значений максимумов для потоков энергии вторичных частиц по сравнению со значениями потока в центральной области псевдобыстрот $\eta \approx 0$.

5.2 Анализ полученных спектров вертикальных мюонов

Результатами симуляций для моделей QGSJET II-03 и QGSJET II-04 являются спектры вертикальных атмосферных мюонов. Сопоставляя рассчитанные спектры (рис. 4.9) с данными L3+Cosmic [3], MACRO [4], LVD [5] (рис. 4.1) можно судить о том, насколько точно модели описывают эксперимент. Как правило, анализировать отношение двух величин легче, чем сравнивать их абсолютные значения. Поэтому следует построить зависимость отношения модельных плотностей атмосферных мюонов к экспериментальным плотностям атмосферных мюонов (MC/DATA) от энергий мюонов E_μ (см. рис. 5.3).

Рисунок 5.3 наглядно показывает занижение потока атмосферных мюонов в $\sim 1,5$ раза для модели QGSJET II-03 и завышение потоков атмосферных мюонов в $\sim 1,8$ раза для модели QGSJET II-04 для энергий мюонов $E_\mu \approx 10^4$ ГэВ.

Глава 6

Заключение

В рамках моделей QGSJET II-04, EPOS LHC, SIBYLL 2.1, NEXUS 3.77 взаимодействия адронов симулировались столкновения протонов с разными значениями энергии в системе центра масс (540 ГэВ, 7 ТэВ, 14 ТэВ, 100 ТэВ, 300 ТэВ). Получены распределения плотности и энергии вторичных частиц по псевдобыстроте (для заряженных и нейтральных частиц).

Результаты расчёта показывают, что максимальные величины псевдобыстроты для моделей QGSJET II-04, SIBYLL 2.1, EPOS LHC, QGS01, VENUS 4.12 возрастают до значений: 10,13; 9,67; 11,65; 11,94; 13,88 соответственно. Таким образом, с ростом энергии в СЦИ (и соответственно в ЛС) энергетические спектры вторичных частиц становятся всё более жёсткими.

Были рассчитаны энергетические спектры атмосферных вертикальных мюонов в рамках моделей QGSJET II-03 и QGSJET II-04 в области энергий $10^2 \div 10^4$ ГэВ с использованием программного пакета CORSIKA 7.4 и оригинального алгоритма вычислений.

Сравнение результатов вычислений с данными экспериментов по потокам атмосферных мюонов, показало, что при энергии 10^4 ГэВ расчётная интенсивность потоков мюонов для модели QGSJET II-03 в 1,5 раза меньше, а для модели QGSJET II-04 в 1,8 раза больше экспериментальной.

Таким образом было показано, что модели QGSJET II-03 и QGSJET II-04 в области самых высоких энергий вторичных частиц нуждаются в существенной корректировке.

Глава 7

Выводы

1. Расчёты распределений плотностей частиц по псевдобыстроте показывают увеличение генерации вторичных частиц в области больших значений псевдобыстрот.
2. Тестирование расчётных спектров мюонов по наблюдаемому потоку атмосферных мюонов также свидетельствует о повышенной на $30 \div 50 \%$ генерации вторичных частиц с самыми высокими энергиями.

Благодарности

Автор благодарит профессора кафедры общей физики физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова Деденко Леонида Григорьевича за дополнительные консультации по физике космических лучей, а также уникальную возможность представить результаты совместной работы в докладе "Constraints of hadronic interaction models from the cosmic muon observations" на международной конференции International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions 2014 в ЦЕРНе (Женева).

Автор благодарит профессора университета Karlsruhe Institute of Technology (KIT), доктора Танги Пьерога за своевременную и многократную помощь по использованию программного пакета CORSIKA.

Автор благодарит профессора кафедры физики космоса физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова Галкина Владимира Игоревича за многократные консультации и помощь в установке дополнительных компьютерных программных модулей (HBOOK) для адаптации работы программного пакета CORSIKA.

Автор благодарит профессора кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова Смирнову Лидию Николаевну за консультации по методам детектирования частиц, а также за материалы учебных курсов: "Физика высоких энергий" и "Детекторы физики высоких энергий".

Автор благодарит профессора кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова Ишханова Бориса Саркисовича за предоставленную возможность опубликовать материалы научного доклада "Детекторы для регистрации частиц корпускулярной тёмной материи на основе благородных (инертных) газов" в сборнике работ посвящённом 70-летию НИИЯФ МГУ, а также за материалы учебных курсов: "Нуклеосинтез" и "Физика атомного ядра и частиц".

Автор благодарит сотрудника института теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова Акимова Дмитрия Юрьевича за уникальную возможность участвовать в научной деятельности коллаборации "РЭД" (Российский Эмиссионный Детектор), за возможность представить результаты этой деятельности в докладе "Изучение кинетики сцинтилляции Хе в двухфазном эмиссионном детекторе" на международной сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН в Москве, а также за многочисленные консультации по методике постановки эксперимента.

Автор благодарит сотрудника института теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова Буренкова Александра Альбертовича за помощь в установке математического пакета программ ROOT и работе с ним, а также за многократные консультации по методике обработки экспериментальных данных.

Автор благодарит старшего научного сотрудника института теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова Владимира Русинова за уникальную возможность проведения технической сборки стриповых координатных плоскостей детектора BELLE-2 (в получении знаний и опыта).

Автор благодарит студента кафедры общей физики физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова Демидова Александра Андреевича за помощь в использовании электронно-вычислительного комплекса "Компьютерный кластер кафедры общей физики физического факультета МГУ а также помощь в установке системы компьютерной вёрстки TeX и помощь в работе с ней.

Автор выражает сердечную благодарность всем преподавателям и сотрудникам физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова. В той или иной мере, все преподаватели внесли свой вклад в раскрытие творческого потенциала автора. Автор выражает благодарность: Южакову Виктору Илларионовичу, Колыбасовой Валентине Викторовне, Николаеву Владимиру Ивановичу, Караваеву Владимиру Александровичу, Полякову Петру Александровичу, Манцызову Борису Иваносичу, Русакову Вячеславу Серафимовичу, Слепкову Александру Ивановичу, Салецкому Александру Михайловичу, Грязнову Андрею Юрьевичу, Пацаевой Светлане Викторовне, Колесникову Сергею Владимировичу, Степанову Михаилу Евгеньевичу, Кузнецову Александру Александровичу, Прохорова Леониду Георгиевичу, Самоненко Юрию Анатольевичу, Хомовскому Дмитрию Игоревичу, Шведову Олегу Юрьевичу и Трубачёву Олегу Олеговичу за методическую работу в учебных курсах, позволившую существенно расширить видение автором научной картины мира.

Именно на физическом факультете МГУ для автора была создана плодотворная академическая среда, пробудившая интерес ко многим областям фундаментальной науки. На протяжении всего времени обучения на физическом факультете автором были сделаны многочисленные доклады на научных конференциях и опубликованы статьи в научных журналах.

Автор выражает свою искреннюю благодарность физическому факультету за поддержку, сформированной за многие годы, академической среды и за стремление развивать потенциал в каждом студенте, ведь всё это позволяет постоянно и всесторонне развивать кругозор в области естествознания.

Литература

- [1] H. Menjo, O. Adriani, and M. Bongi (for LHCf Collab.), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 692, 224 (2012).
- [2] G. Latino (on behalf of TOTEM Collab.), arXiv: hep-ex/1302.2098v1 (2013).
- [3] The L3 Collab., arXiv: hep-ex/0408114v1K (2004).
- [4] M. Ambrosio, R. Antolini, G. Auriemma et al. (The MACRO Collab.), Phys. Rev. D 52, 3793 (1995).
- [5] M. Aglietta, B. Alpat, E. D. Alieva et al. (The LVD Collab.), arXiv: hep-ex/9806001v1 (1998).
- [6] Pierre Auger Observatory. <http://www.auger.org/>
- [7] Ускорители заряженных частиц., Физическая энциклопедия под ред. Прохорова А.М., том 5, стр. 246 (1990).
- [8] Светимость., Физическая энциклопедия под ред. Прохорова А.М., том 4, стр. 461 (1990).
- [9] Быстрота., Физическая энциклопедия под ред. Прохорова А.М., том 1, стр. 233 (1990).
- [10] Lyndon Evans and Philip Brynt (editors)., LHC Machine., The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments Vol.1 JINST 3 S08001 (2008).
- [11] The ATLAS Collaboration, G. Aad et. al., The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider., The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments Vol.1 JINST 3 S08003 (2008).
- [12] The CMS Collaboration, S. Chatrchyan et. al., The CMS Experiment at CERN LHC., The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments Vol.2 JINST 3 S08004 (2008).
- [13] The LHCf Collaboration, O. Adriani et. al., The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider. The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments Vol.2 JINST 3 S08006 (2008).
- [14] The TOTEM Collaboration, G. Anelli et. al., The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider., The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments Vol.2 JINST 3 S08007 (2008).
- [15] D. Heck and T. Pierog., Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide. (KIT) Karlsruhe (2013).

- [16] D. Heck, J. Knapp, J.-N. Capdevielle, G. Schatz and T. Thouw., Forschungszentrum Karlsruhe Technical Report No. 6019, Karlsruhe (1998).
- [17] R. Brun and D. Lienhart., HBOOK User's Guide., CERN Program Library Y250 (1987).
- [18] Космические лучи. Физическая энциклопедия под ред. Прохорова А.М., том 2, стр.471 (1990).
- [19] J. J. Engelmann et. al., *Astron Astrophys* 233, 96 (1990).
- [20] Широкие атмосферные ливни., Физическая энциклопедия под ред. Прохорова А.М., том 5, стр. 462 (1990).
- [21] A. A. Kochanov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, *Astrop. Physics* 30, 219 (2008).
- [22] L. G. Dedenko, A. V. Lukyashin, G. F. Fedorova, T. M. Roganova. Constraints of hadronic interaction models from the cosmic muon observations. Статья отправлена в редакцию журнала *European Physics Journal* 30 октября 2014. Данный метод представлен автором дипломной работы в соответствующем докладе на конференции International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions 2014 в ЦЕРНе (Женева).
<http://indico.cern.ch/event/287474/other-view?view=standard>
- [23] T. Gaisser and M. Honda, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 52, 153 (2002).
- [24] V. Choutko (on behalf AMS Collab.), in Proceedings of the 33-th International Cosmic Ray Conference (Rio-de-Janeiro, 2013);
<https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=1262/sessionId=3/confId=0>.
- [25] A. D. Panov, J. H. Adams Jr., and H. S. Ahn (for ATIC-2 Collab.), *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 71, 494 (2007); A. D. Panov, J. H. Adams Jr., H. S. Ahn, et al., *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 73, 564 (2009).
- [26] H. S. Ahn (for the CREAM Collab.), *Astrophys. J. Lett.* 714, L89 (2010).
- [27] V. A. Derbina, V. I. Galkin, and M. Hareyama (for the RUNJOB Collab.), *Astrophys. J.* 628, L 41 (2005).
- [28] S. S. Zhang (for the WFCTA Collab.), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 629, 57 (2011).
- [29] B. Bartoli (for the ARGO_YBJ Collab.), *Phys. Rev. D* 85, 092 005 (2012).
- [30] V. V. Prosin (on behalf TUNKA Collab.), in Proceedings of the 33th International Cosmic Ray Conference (Rio-de-Janeiro, 2013);
<https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=0617/sessionId=3/confId=0>.
- [31] R. A. Antonov, T. V. Aulova, S. P. Beschapov, E. A. Bonvech, D. V. Chernov, T. A. Dzhatdov, Mir. Finger, Mix. Finger, V. I. Galkin, N. V. Kabanova, A. S. Petkun, D. A. Podgrudkov, T. M. Roganova, S. B. Shaulov, and T. I. Sysoeva, in Proceedings of the 33th International Cosmic Ray Conference (Rio-de-Janeiro, 2013); <https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=1185/sessionId=3/confId=0>.

[32] T. Antoni (for the KASCADE Collab.), *Astropart. Phys.* 24, 1 (2005).