

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук

На правах рукописи

Карпиков Иван Сергеевич

**Моделирование и анализ данных мюонного
детектора эксперимента по исследованию
космических лучей ШАЛ-МГУ**

**Специальность 01.04.16 – Физика атомного ядра и
элементарных частиц**

*Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук*

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН
С.В. Троицкий

Москва 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Page
Введение	4
ГЛАВА 1. Полное моделирование эксперимента ШАЛ-МГУ	14
1.1 Краткое описание установки	14
1.1.1 Схема расположения счетчиков Гейгера-Мюллера	14
1.1.2 Сцинтилляционные триггерные системы	15
1.2 Процедура реконструкции параметров ШАЛ и критерии отбора событий	18
1.2.1 Описание реконструкции параметров	18
1.2.2 Критерии отбора событий	19
1.3 Моделирование установки ШАЛ-МГУ методом Монте-Карло	22
1.3.1 Моделирование широких атмосферных ливней	22
1.3.2 Моделирование детекторов	23
1.4 Сравнение экспериментальных данных с результатами моделиро- вания	27
1.4.1 Геометрия и направление прихода	29
1.4.2 Число частиц в ШАЛ и первичная энергия	29
1.4.3 Возраст ШАЛ и первичный состав	37
1.5 Оценка результатов моделирования	42
ГЛАВА 2. Анализ мюонной компоненты ливней в эксперименте ШАЛ- МГУ	44
2.1 Проблема избытка мюонов в данных экспериментов по исследо- ванию космических лучей	44
2.2 Описание данных мюонного детектора	46
2.3 Анализ данных мюонного детектора	47

2.3.1	Функция пространственного распределения плотности мюонов ШАЛ	47
2.3.2	Обоснованность применения модели установки	51
2.3.3	Описание метода для анализа экспериментальных и модельных данных	52
2.3.4	Влияние изменения плотности мюонов на другие параметры ШАЛ	53
2.4	Результаты анализа данных мюонного детектора	53
2.5	Выводы из результатов анализа и сравнение с результатами дру- гих экспериментов	59
ГЛАВА 3. Ограничение на поток фотонов из данных эксперимента ШАЛ-МГУ		68
3.1	Актуальность поисков фотонов в космических лучах	68
3.2	Моделирование фотонных ШАЛ	70
3.3	Ограничение на поток гамма-излучения	71
3.4	Обсуждение полученных результатов поиска фотонов	77
3.4.1	Систематические неопределенности	77
3.4.2	Сравнение с предыдущим исследованием	82
3.4.3	Сравнение с другими экспериментами и возможные приложения	83
3.5	Итоги поисков фотонов в ШАЛ-МГУ	85
Заключение		87
ПРИЛОЖЕНИЕ А. Сравнение экспериментальных данных и моделиро- вания для $N_e > 10^7$		89

ВВЕДЕНИЕ

Открытие потока высокоэнергичных элементарных частиц и атомных ядер, прилетающих из космоса, было сделано совершенно случайно в начале XX века. В опытах по изучению проводимости газов обнаруживалась спонтанная ионизация, которая не объяснялась естественной радиоактивностью земной поверхности. При подъеме ионизационных камер при помощи аэростата австрийский ученый Виктор Гесс заметил, что на высоте около 5 км скорость ионизации возрастает в несколько раз по сравнению с наблюдениями на поверхности Земли [1]. Этот факт был объяснен тем, что из космоса приходит проникающее через атмосферу излучение, которое ионизирует газ в камере. Важным моментом в изучении космических лучей было открытие лавинообразных, каскадных процессов рождения вторичных частиц в атмосфере, вызванных высокоэнергичными первичными космическими частицами. Эти каскады получили название широких атмосферных ливней (ШАЛ) [2]. Именно этот процесс позволяет изучать космические частицы сверхвысоких энергий.

Развитие широкого атмосферного ливня - чрезвычайно сложный процесс. Когда космическая частица (протон или ядро) сталкивается с атомом молекулы атмосферы Земли, она вызывает каскад вторичных частиц. Например, первичный протон, как правило, расходует большую часть своей энергии на рождение вторичных адронов, в основном пионов. Нейтральные пионы распадаются сразу на два фотона, которые порождают электромагнитный каскад, включающий электрон-позитронные пары и гамма-излучение. Заряженные высокоэнергичные пионы снова взаимодействуют с молекулами атмосферы, порождая нейтральные пионы, которые содействуют дальнейшему развитию электромагнитной компоненты ливня. В это же время подавляющая часть низкоэнергичных заряженных пионов распадаются. Мюоны, имеющиеся среди продуктов распада, достигают земной по-

верхности.

Многие эксперименты по регистрации ШАЛ включают наземную решетку регистрационных пунктов (РП), расположенных на определенном расстоянии друг от друга. Регистрационные пункты представляют собой детекторы или группы детекторов элементарных частиц. Измеряя сигнал от ливня в каждом регистрационном пункте, можно определить плотность частиц в ШАЛ, и тем самым построить функцию пространственного распределения (ФПР) его частиц. Помимо этого, измеряя временные задержки срабатывания детекторов, можно определить направление прихода ливня. В современных экспериментах углы прихода измеряются с точностью $\sim 1.5^\circ$; отметим, что точность измерения углов прихода не зависит от модели ШАЛ. Энергия первичной частицы определяется по суммарному сигналу сработавших счетчиков; при этом используется подгонка эмпирической ФПР к измеренной плотности в РП. Определение первичной энергии зависит от выбора модели ШАЛ и формы ФПР, что приводит к систематической ошибке $\sim 25\%$. Узнать тип первичной частицы для определенного события почти невозможно из-за флуктуаций развития и параметров ШАЛ. Тем не менее, в среднем, некоторые параметры ливня зависят от первичного состава. К ним относятся, в частности, наклон ФПР, число мюонов в ШАЛ и др. Сравнивая между собой измеренные и ожидаемые параметры ШАЛ, можно определить долю протонов, ядер железа или других элементов в составе космических лучей. Также отметим, что восстановленный таким образом первичный состав будет зависеть от выбора модели развития ливней.

В отличие от детекторов на ускорителях, эксперименты по изучению ШАЛ не могут напрямую регистрировать первое столкновение, а фиксируют только каскад вторичных частиц, долетающих до поверхности Земли. Эта проблема связана с малым количеством событий: при энергии столкновения в системе центра масс в 10 раз превышающей таковую для протонов на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider - LHC), поток кос-

мических лучей составляет лишь около одной частицы на квадратный километр в год. Такой поток слишком мал, чтобы наблюдать прямое столкновение первичной частицы в верхних слоях атмосферы. Тем не менее, изучая вторичные частицы ливня, в частности мюоны, можно проверять модели адронных взаимодействий, используемые для описания развития ШАЛ.

Анализ экспериментальных данных по широким атмосферным ливням, равно как и планирование соответствующих экспериментов, требует детального теоретического моделирования взаимодействия высокоэнергичной частицы с атмосферой. Для этих целей часто используют программный пакет CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) [3]. Для полного описания развития ШАЛ пакет CORSIKA использует подключаемые программные модули: модель электромагнитных взаимодействий, модели адронных взаимодействий при высоких и низких энергиях. Наибольший интерес представляют модели адронных взаимодействий при высоких энергиях, так как именно они играют главную роль в первых взаимодействиях с атмосферой и определяют развитие ШАЛ. Сегодня пакет CORSIKA позволяет выбрать следующие генераторы адронных взаимодействий: DPMJET [4], EPOS LHC [5], NEXUS [6], QGSJET [7], SIBYLL [8], VENUS [9]. В данной работе в основном используется и исследуется модель QGSJET, а точнее ее апробированная версия QGSJET-II-04 [10]. Адронная модель QGSJET-II-04 разработана в рамках Реджевской теории поля [11] и основывается на померон-померонном взаимодействии. Параметры адронных моделей подбираются таким образом, чтобы описать максимально точно результаты экспериментов ATLAS [12], TOTEM [13] и др., проводимых на Большом адронном коллайдере. Отметим, что для описания ливней, вызванных энергичными частицами, все адронные модели требуют экстраполяции на более высокие энергии, чем те, при которых они проверены в лабораторных экспериментах.

Актуальность темы диссертации определяется тем, что, несмотря на многочисленные исследования и эксперименты по изучению природы кос-

мических лучей, остался ряд нерешенных астрофизических задач: не известны ни источники, ни механизм ускорения, ни точный первичный состав частиц наиболее высоких энергий. Кроме этого, имеются задачи, связанные с физикой элементарных частиц: первичная энергия космических лучей на несколько порядков больше энергий, достигнутых искусственно, поэтому они предоставляют возможность изучать физику элементарных частиц за пределами возможностей ускорителей.

Проблема избытка мюонов в наблюдаемых ШАЛ. Как и любая теоретическая модель, генератор адронных взаимодействий нуждается в экспериментальной проверке. Число мюонов в ШАЛ сильно зависит от протекающих в нем процессов рождения и распадов адронов. Сравнение числа мюонов в искусственных ливнях и в соответствующих экспериментальных данных дает представление об адронных взаимодействиях при энергиях, недоступных в ускорительных экспериментах. К сожалению, на этом этапе возникает проблема. Она заключается в том, что некоторые эксперименты наблюдают количество мюонов в ШАЛ, значительно превышающее предсказываемое адронными моделями. Избыток мюонов в ШАЛ был обнаружен на обсерватории имени Пьера Оже (Pierre Auger Observatory PAO) [14, 16, 17] на Якутской комплексной установке ШАЛ (ЯКУШАЛ) [18] при первичных энергиях $E \gtrsim 10^{19}$ эВ и энергиях мюонов $E_\mu \gtrsim 1$ ГэВ. Ранее, эксперимент HiRes-MIA [19] также обнаружил превышение содержания мюонов по сравнению с предсказаниями в диапазоне первичных энергий 10^{17} эВ $\lesssim E \lesssim 10^{18}$ эВ при энергиях мюонов в ШАЛ $E_\mu \gtrsim 0.85$ ГэВ. Возможно, именно в связи с избытком числа мюонов в наблюдаемых ШАЛ возникает систематическое различие между восстановлением первичной энергией E с помощью флуоресцентных детекторов и с помощью наземной частью установки, что наблюдается в экспериментах PAO [14] и Telescope Array (TA) [15]. Отметим, что коллаборация IceTop продемонстрировала предварительный противоположный результат [20], который заключается в том,

что при первичных энергиях $10^{15} \text{ эВ} \lesssim E \lesssim 10^{17} \text{ эВ}$ и энергиях мюонов в ШАЛ $E_\mu \sim 1 \text{ ГэВ}$ избытка плотности мюонов не наблюдается. Для понимания причины возникновения избыточного количества мюонов в ШАЛ и улучшения моделей адронных взаимодействий требуются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

Поиска гамма-излучения сверхвысокой энергии. Понимание адронной компоненты ШАЛ необходимо для решения одной из важных задач физики космических лучей - поиска фотонов сверхвысокой энергии [21, 22]. Самая высокая энергия обнаруженных на сегодняшний день космических фотонов составляет $\sim 50 \text{ ТэВ}$ [23]. Ливень, вызванный первичным фотоном сверхвысокой энергии, содержит меньшее количество мюонов по сравнению с адронными ливнем. Тем не менее, необходимо учесть флуктуации числа мюонов в адронных ШАЛ, так как они иногда могут индуцировать событие, по плотности мюонов схожее с первичным фотоном. Поток фотонов сверхвысоких энергий предсказывается в ряде теорий, объясняющие происхождение космических лучей, как консервативных, так и экзотических. В частности, фотоны должны возникать в ходе распада нейтральных пионов, которые рождаются в процессе Грейзена-Зацепина-Кузьмина [24, 25] – рассеяния протонов с энергией $E \gtrsim 5 \times 10^{19} \text{ эВ}$ на реликтовом излучении. С другой стороны, значительный поток фотонов в космических лучах предсказывают теории с "новой физикой": распад частиц сверхтяжелой темной материи [26–29], модели с аксионоподобными частицами [30], некоторые теории с нарушенной Лоренц-инвариантностью [31]. Фотоны несколько меньших энергий предсказываются в ряде моделей, объясняющих происхождение высокоэнергичных астрофизических нейтрино [32, 33].

Эксперимент ШАЛ-МГУ. Одним из подходов к решению вышеуказанных задач является использование специальной установки по измерению параметров ШАЛ, которая имела бы как обширную решетку наземных регистрационных пунктов, так и детекторы, измеряющие мюонную компоненту

ливня. Такая установка, ШАЛ-МГУ, существовала и продуктивна работала в СССР. Несмотря на то, что эксперимент завершился в 1990 году, его данные продолжают представлять интерес для изучения космических лучей. Это связано, в частности, с явной нехваткой мюонных детекторов в работающих сегодня экспериментах, изучающих ШАЛ. В диссертации речь пойдет о моделировании установки при помощи методов Монте-Карло и анализе экспериментальных данных ШАЛ-МГУ.

Установка ШАЛ-МГУ [34] была создана в конце 1950-х годов под руководством Д.В. Скобельцына и С.Н. Вернова и была модернизирована в начале 1980-х. Эксперимент был направлен на исследование широких атмосферных ливней, вызванных первичными частицами с энергиями в диапазоне от 10^{15} до 5×10^{17} эВ. Набор данных производился до 1990 года. Основные результаты работы этого эксперимента широко известны, среди них открытие «колена» в спектре космических лучей [35] с помощью ранней версии установки и исследование первичного спектра [36] и химического состава при энергиях в области "колена" [37, 38]. Уникальной особенностью эксперимента являлось наличие подземного мюонного детектора общей площадью 36.4 м^2 , расположенного на глубине 40 м водного эквивалента. Этот детектор чувствителен к мюонам с энергией порядка и выше 10 ГэВ. Для получения надежных выводов из уникальных данных этого детектора чрезвычайно важно выполнить полное моделирование установки при помощи методов Монте-Карло и сравнить реальные данные с результатами моделирования. В частности, большой интерес представляет сравнение плотности мюонов в экспериментальных данных с результатами моделирования, так как это позволяет проверить модель адронных взаимодействий в данном диапазоне энергий. С другой стороны, при поиске фотонов сверхвысоких энергий нужно учесть, что безмюонные или маломюонные события можно объяснить редкими флуктуациями плотности мюонов в низкоэнергичных адронных ливнях, которые будут являться фоном в поисках первичных

космических фотонов высоких энергий. Оценка этого фона является важнейшей задачей при исследовании событий-кандидатов на роль первичных фотонов сверхвысоких энергий. В предыдущих исследованиях [39–41] была использована упрощенная модель установки для оценки потока фотонов. Она не до конца учитывала флуктуации в содержании мюонов в адронных ливнях и не была предназначена для решения задачи о тестировании адронных моделей.

Цель работы - создание полной компьютерной модели установки ШАЛ-МГУ с использованием современных методов, анализ экспериментальных данных установки и получение физических результатов, основанных на измерении содержания мюонов в ШАЛ, вызванных первичными космическими частицам с энергиями 10^{17} эВ.

В рамках используемого подхода для моделирования развития ШАЛ применяется пакет CORSIKA 7.4001 [3]. Методами Монте-Карло моделируется отклик конкретных детекторов установки на попавшие на поверхность Земли частицы ливня, что позволяет создать ансамбль искусственных событий, регистрируемых установкой. Как принято в современных экспериментах по изучению ШАЛ [42], каждое модельное событие записывается в формате, идентичном формату экспериментальных данных и реконструируется теми же алгоритмами, что используются при обработке реальных событий. Это позволяет как корректно учесть все статистические флуктуации, так и минимизировать влияние возможных несовершенств процедуры реконструкции. Как следствие, становится возможным проверить точность восстановления параметров ливня и оценить эффективность установки. Именно такое моделирование эксперимента ШАЛ-МГУ позволило в этой работе получить надежные ответы на физические вопросы, о которых говорилось выше: проверить правильность предсказаний адронной модели QGSJET-II-04 для числа мюонов в ливнях и ограничить поток первичных фотонов при энергиях $\sim 10^{17}$ эВ.

Структура диссертации. Диссертация состоит из Введения, трех глав, Заключения и одного Приложения.

В первой главе представлено описание моделирования установки, приведены оценки ее эффективности и продемонстрировано согласие между экспериментальными данными и результатами моделирования с точки зрения основных реконструируемых параметров ШАЛ. В разделе 1.1 описывается конфигурация установки, в частности, расположение счетчиков Гейгера-Мюллера (подраздел 1.1.1) и сцинтилляционные системы триггера (подраздел 1.1.2). Далее в разделе 1.2 в общих чертах описана процедура восстановления параметров ШАЛ (подраздел 1.2.1) и критерии отбора событий (подраздел 1.2.2). Алгоритм моделирования установки приводится в разделе 1.3. Входные параметры для моделирования ШАЛ приводятся в подразделе 1.3.1, а моделирование отклика счетчиков представлено в 1.3.2. В разделе 1.4 продемонстрировано сравнение распределений основных параметров ливней в экспериментальных данных и в данных результатов моделирования, в частности сравниваются геометрические параметры ШАЛ (подраздел 1.4.1), число частиц и первичная энергия (подраздел 1.4.2) и параметр возраста ШАЛ (подраздел 1.4.3). Оценки качества моделирования приводятся в разделе 1.5. После этого моделирование установки используется в дальнейших исследованиях данных ШАЛ-МГУ.

Вторая глава посвящена анализу данных мюонного детектора установки ШАЛ-МГУ с целью исследования адронных моделей. В данной главе представлена возможная проблема избытка наблюдаемого числа мюонов в ливнях по сравнению с ожидаемым (раздел 2.1). В разделе 2.2 более детально описаны мюонный детектор и его данные. Далее, в разделе 2.3 подробно обсуждается анализ данных мюонного детектора, а именно: функция пространственного распределения мюонов в ШАЛ (подраздел 2.3.1); обоснованность применения для данной задачи модели установки, которая представлена в первой главе (подраздел 2.3.2); используемый статистический метод

для сравнения экспериментальных данных и данных моделирования мюонного детектора (подраздел 2.3.3 и 2.3.4). В разделе 2.4 показан итог анализа данных мюонного детектора, который заключается в отсутствии избытка плотности мюонов в наблюдаемых данных. Сравнение с другими аналогичным исследованиями приведено в разделе 2.5.

Третья и последняя глава работы показывает результаты поиска первичных фотонов сверхвысоких энергий. Первый раздел этой главы посвящен мотивации и формулировке задачи: в нем обсуждаются возможные механизмы возникновения гамма-излучения сверхвысоких энергий. В разделе 3.2 показаны особенности моделирования ШАЛ, вызванных первичными фотонами. Новые ограничения сверху на интегральный поток фотонов с энергиями $\sim (10^{16} - 10^{17.5})$ получены в разделе 3.3. В разделе 3.4 говорится о систематических неопределенностях в оценке фона от адронных ШАЛ (подраздел 3.4.1), показано сравнение с предыдущими исследованиями ШАЛ-МГУ и с другими экспериментами (подразделы 3.4.2 и 3.4.3 соответственно). Итоги третьей главы подводятся в разделе 3.5.

Научная новизна. Полное моделирование установки ШАЛ-МГУ с использованием современных методов Монте-Карло проделано впервые. Сравнение мюонных данных с результатами Монте-Карло моделирования впервые проведено с использованием результатов о составе первичных частиц, полученных из данные наземных детекторов. Данное исследование поможет понять причины возникновения избыточного количества мюонов в ШАЛ и улучшить модели адронных взаимодействий.

Ограничения сверху на потоки диффузного космического гамма-излучения, полученные в данной работе, могут быть использованы для усовершенствования различных астрофизических моделей и для установления ограничений на модели "новой физики". Ограничения на интегральный поток фотонов с $E \gtrsim 8 \times 10^{16}$ эВ и $E \gtrsim 10^{17}$ эВ составляет $3.6 \times 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ и $3.9 \times 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$, соответственно, являются наиболее строгими в мире.

Личный вклад автора. Автор работы внес основной вклад в моделирование и анализ данных эксперимента ШАЛ-МГУ:

- создание библиотеки искусственных ШАЛ с помощью пакета CORSIKA и обработка данных установки,
- определение первичного состава космического излучения при энергиях в диапазоне от $10^{16.5}$ эВ до $10^{17.75}$ эВ двумя независимыми методами на основе возраста ливней и на основе анализа мюонной компоненты,
- проведен анализ данных мюонного детектора установки с целью показать отсутствия избытка наблюдаемого числа мюонов по сравнению с предсказанным из моделирования,
- получены ограничения сверху на потоки диффузного космического гамма-излучения с энергиями $E \gtrsim 10^{16}$ эВ.

Апробация и публикации. В основу диссертации положены исследования, которые были выполнены в 2013-2017 гг. в аспирантуре Института ядерных исследований Российской академии наук.

Основные результаты диссертации доложены на 34 Всероссийской конференции по космическим лучам, на 19 Международном симпозиуме по взаимодействию космических лучей сверхвысоких энергий, на Всероссийской конференции «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра -2016», на Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2017», на рабочем совещании НИИЯФ МГУ. Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в работах [43–45].

ГЛАВА 1

ПОЛНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ШАЛ-МГУ

В этой главе приводится описание эксперимента ШАЛ-МГУ и процедуры полного моделирования установки с использованием метода Монте-Карло. Также в этой части демонстрируется согласие модели с экспериментальными данными. Данная процедура чрезвычайно важна для дальнейших исследований, которые будут описаны в следующих главах.

1.1 Краткое описание установки

1.1.1 Схема расположения счетчиков Гейгера-Мюллера

В данной работе проведен анализ данных эксперимента ШАЛ-МГУ, собранных за период с 1984 до 1990 года. За это время было проведено 1372 дня наблюдений и зарегистрировано 892321 ШАЛ с энергией в диапазоне от 10^{15} до 5×10^{17} эВ. Установка расположена в кампусе Московского Государственного Университета, географические координаты центра установки: 37.54° восточной долготы, 55.70° северной широты. Установка ШАЛ-МГУ занимала территорию площадью 0.5 км^2 и состояла из 76 регистрационных пунктов, в которых находились счетчики Гейгера-Мюллера. С использованием показаний счетчиков и эмпирических функций пространственного распределения восстанавливалось общее количество заряженных частиц в ливне N_e , а также другие параметры. Для расширения диапазона измерения N_e , 57 регистрационных пунктов ("фургоны") содержали три типа счетчиков Гейгера-Мюллера: 72 счетчика площадью 0.033 м^2 , 24 счетчика площадью 0.01 м^2 и 24 счетчика с площадью 0.0018 м^2 (в дальнейшем будем называть их большими, средними и малыми счетчиками, соответственно). Малые и средние счетчики сгруппированы в отдельные коробки, в то время как большие счетчики сгруппированы в трех коробках по 24 счетчика в

каждой. Другие 19 регистрационных пунктов (“боксы”) содержали 48 больших счетчиков (две коробки по 24 счетчика) и располагались в центральной части установки. В самом центре установки располагались 240 малых и 240 средних счетчиков, а также 264 больших счетчика для триггерной системы, которая будет описана ниже; все эти счетчики были сгруппированы в четыре независимых регистрационных пункта. Общее количество счетчиков Гейгера-Мюллера примерно равнялось 10 000, а их суммарная площадь составляла примерно 250 м². Для измерения плотности мюонов с энергией более 10 ГэВ использовались мюонные детекторы, состоящие из больших счетчиков, расположенные под землей на глубине 40 м водного эквивалента. Один из мюонных детекторов был расположен в центре установки и содержал 1104 счетчика с общей площадью 36.4 м². Три других располагались на расстояниях 220 м, 300 м, 320 м от центра установки и содержали 552 аналогичных детекторов. Из-за нестабильности работы периферийных мюонных детекторов, в данной работе в моделировании и в анализе учитывается только центральный. Расположение регистрационных пунктов показано на рисунке 1.1.

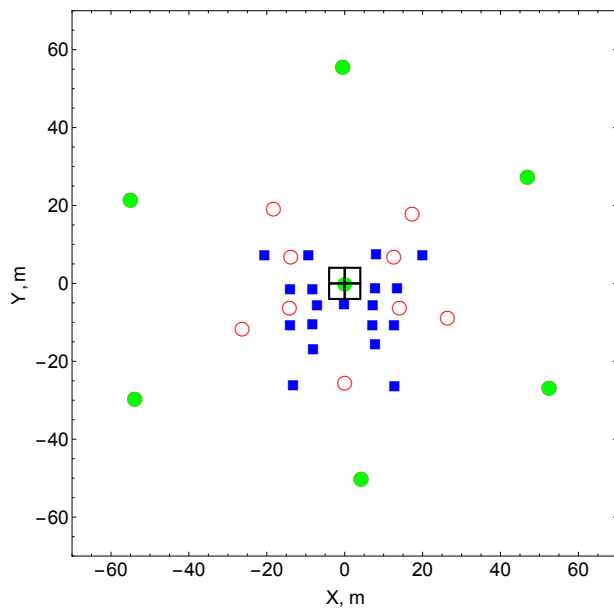
1.1.2 Сцинтилляционные триггерные системы

Установка ШАЛ-МГУ использует две независимых сцинтилляционных системы триггеров — центральную и периферийную. Пластиковый сцинтиллятор толщиной 5 см располагался в тех же регистрационных пунктах (“фургонах”), что и счетчики Гейгера-Мюллера; всего эксперимент ШАЛ-МГУ насчитывал 29 сцинтилляционных детекторов. Сцинтилляционные детекторы использовались и для восстановления углов прихода ливней. Центральная система сцинтилляторов в первую очередь была предназначена для детектирования низкоэнергичных ливней с числом частиц $N_e \lesssim 2 \times 10^7$. Детекторы этой системы были расположены в центральной части установки, как показано на рисунке 1.1. Один сцинтилляционный детектор площа-

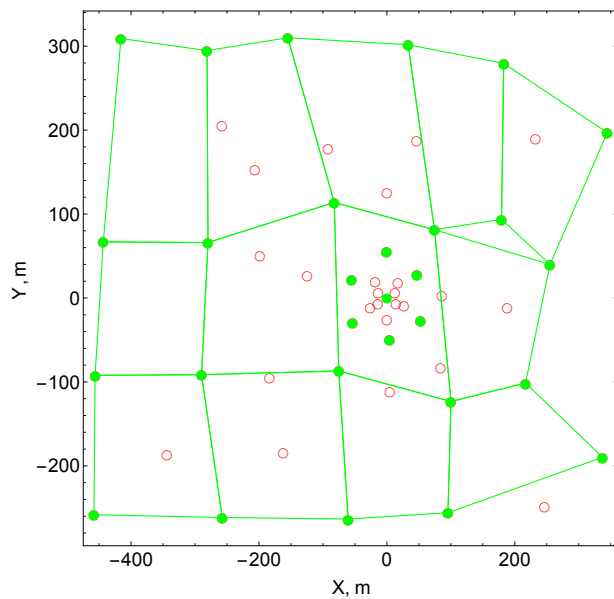
дью 1 м^2 располагался в самом центре установки, в то время как 6 других (площадью 0.5 м^2) были расположены на расстоянии 60 м от центра. Условием триггера являлось одновременное срабатывания (временное окно 500 нс) центрального детектора и по крайней мере двух других, причем для определения угла прихода они не должны были находиться на одной прямой. Для уменьшения частоты триггера центральная система включает дополнительные критерии экспресс анализа: срабатывания 56 и более больших счетчиков из 264 в центре установки. Если число сработавших больших счетчиков в центре меньше чем 56, то значит, в центре плотность ливня меньше чем 6 частиц на м^2 , и событие не записывается.

Вторая периферийная сцинтилляционная система триггера была разработана так, чтобы эффективно использовать всю площадь установки для регистрации ШАЛ с числом частиц $N_e \gtrsim 2 \times 10^7$. Как показано на рисунке 1.1, она состояла из 22 сцинтилляционных детекторов площадью 0.5 м^2 каждый, скомбинированных в четырехугольники со сторонами 150-200 м. Критерием триггера являлось одновременное срабатывание (временное окно 5 мс) по крайней мере четырех сцинтилляторов, находившихся в одном четырехугольнике. Аналогично центральной системе, периферийная тоже включала критерий экспресс-анализа: требуется по крайней мере четыре "фургона" периферийной системы, у которых сработало как минимум четыре больших счетчика, что, в свою очередь, соответствует плотности 1.7 частицы на 1 м^2 .

Расположение сцинтилляционных детекторов также показано на рисунке 1.1.



(a)



(b)

Рис. 1.1. Схема эксперимента ШАЛ-МГУ: (а) центральная часть установки; (б) вся установка целиком. Четыре черных квадрата в центре - это 240 малых, 240 средних и 264 больших счетчика, которые сгруппированы в 4 регистрационных пункта. Зеленые кружки обозначают "фургоны" с сцинтиллятором, красные пустые кружки обозначают "фургоны" без сцинтиллятора, синие квадраты обозначают "боксы". Линии представляют четырехугольники периферийной триггерной системы. Более детальное описание приведено в тексте.

1.2 Процедура реконструкции параметров ШАЛ и критерии отбора событий

1.2.1 Описание реконструкции параметров

Процедура определения параметров ливней включает несколько этапов. Вначале аналитически вычисляются углы прихода (зенитный угол θ и азимутальный угол ϕ) на основе значений времён срабатывания трех сцинтилляционных детекторов, расположенных в фургонах с наибольшей плотностью частиц [46]. Далее, с использованием найденных углов θ и ϕ , а также показаний от 10 до 15 (в зависимости от мощности ливня) фургонов с наибольшей плотностью, в первом приближении определяются координаты точки пересечения оси ливня с плоскостью установки (X, Y) , общее число частиц N_e и параметр возраста ливня S . На этом шаге используется метод наименьших квадратов и функция пространственного распределения (ФПР), которая будет описана ниже; там же будут приведены определения N_e и S . Затем, с использованием временных задержек всех сцинтилляционных детекторов и положения оси ливня, углы прихода пересчитываются по методу максимума функции правдоподобия [46]. С использованием новых значений θ и ϕ , остальные параметры (координаты, N_e и S) пересчитываются заново. Эти итерации продолжаются до тех пор, пока процесс не сойдется (процесс сходится, когда разность между направлениями прихода, вычисленных в двух последующих итерациях, не превышает 0.005 радиан).

Ключевым элементом реконструкции является функция пространственного распределения [48], которая была получена эмпирически с помощью анализа ливней с углом $\theta < 30^\circ$. Эти ливни были разбиты на 19 групп по числу частиц N_e , начиная с $\log_{10} N_e = 4.6$ и с логарифмическим шагом 0.2. С использованием описанного выше алгоритма, для каждой группы были построены усредненные ФПР. Далее определялась эмпирическая ФПР для каждого ливня. В первой аппроксимации используется функция Нишимуры-

Каматы-Грейзена (НКГ) [49, 50]. Имея в виду, что функция НКГ актуальна для электронов и позитронов, в то время как установка может также регистрировать другие частицы, вводится понятие локального возраста ливня S_{local} . Поправку к НКГ функции параметризуют зависимостью локального возраста ливня S_{local} от расстояния до оси ливня r . Таким образом, для реконструкции ливней используется функция пространственного распределения, схожая с функцией НКГ, но с параметром возраста ливня S_{local} . Оказывается, что на расстоянии от 15 до 30 м средние экспериментальные ФПР спадают более медленно, чем функция НКГ. В итоге для реконструкции и анализа используется следующая функция пространственного распределения:

$$\rho(S, r) = N_e C(S) (r/R_0)^{(S+\alpha(r)-2)} \cdot (r/R_0 + 1)^{(S+\alpha(r)-4.5)}, \quad (1.1)$$

где ρ - плотность частиц, R - расстояние от центра установки до оси ливня, $R_0 \approx 80$ м - Мольеровский радиус, S - параметр возраста ливня, который соответствует параметру возраста функции НКГ, определенной в диапазоне $5 \text{ м} \lesssim r \lesssim 30 \text{ м}$, $C(S)$ - нормировочный коэффициент и $\alpha(r)$ - эмпирическая специальная поправка к возрасту ливня S , она показана на рисунке 1.2.

Будет также полезно показать различия между функцией пространственного распределения (1.1) и функцией НКГ. Для этого мы высчитываем ФПР искусственного ливня путем определения плотности заряженных частиц в концентрических кольцах радиуса r в плоскости, перпендикулярной оси ливня, и смотрим, как полученная ФПР описывается функциями (1.1) и НКГ. На рисунке 1.3 показано, как используемая в данной работе функция и функция Нишимуры-Каматы-Грейзена описывают ФПР типичного ливня, вызванного первичным протоном.

1.2.2 Критерии отбора событий

Для того чтобы изучить ливни, прошедшие реконструкцию и вызванные частицами с энергиями более $E \sim 10^{17}$ эВ, применяются следующие крите-

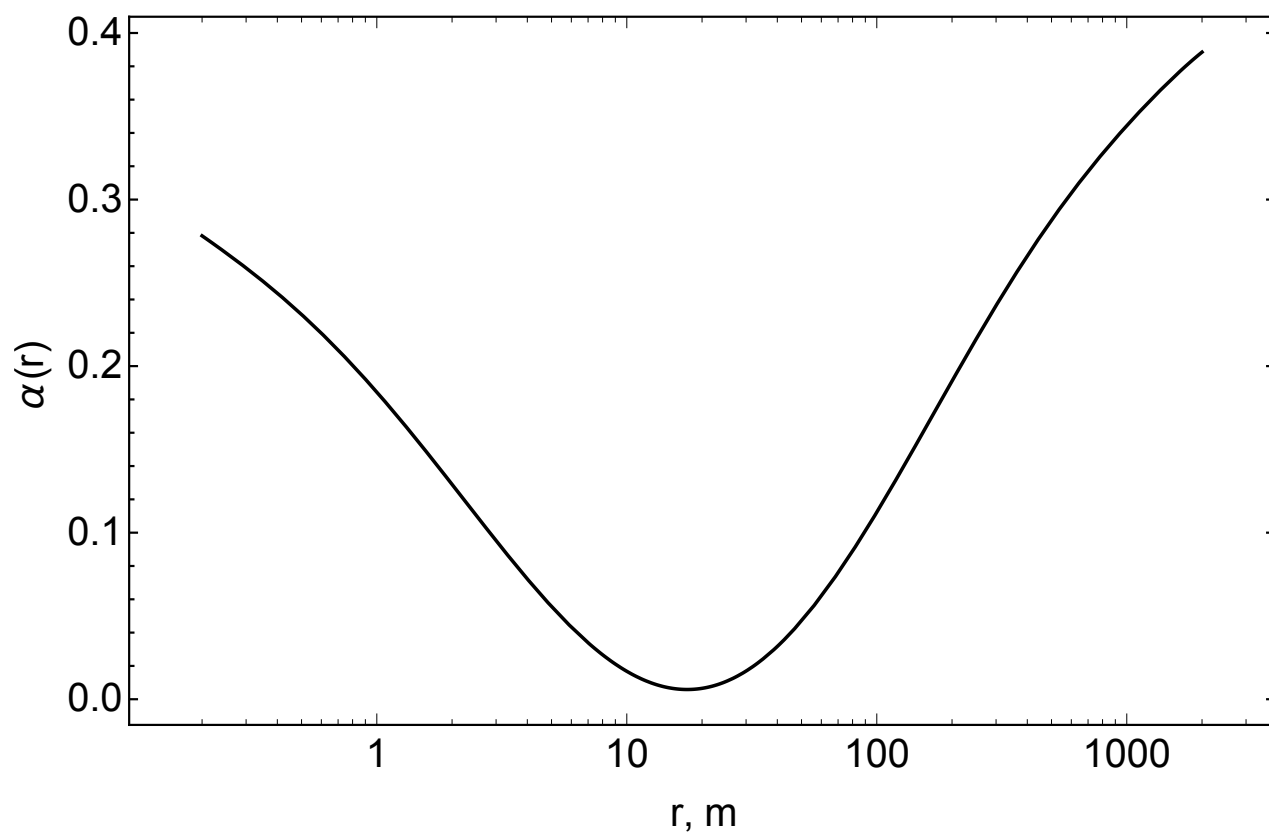


Рис. 1.2. Поправка $\alpha(r)$ к параметру возраста как функция расстояния от оси ливня r .

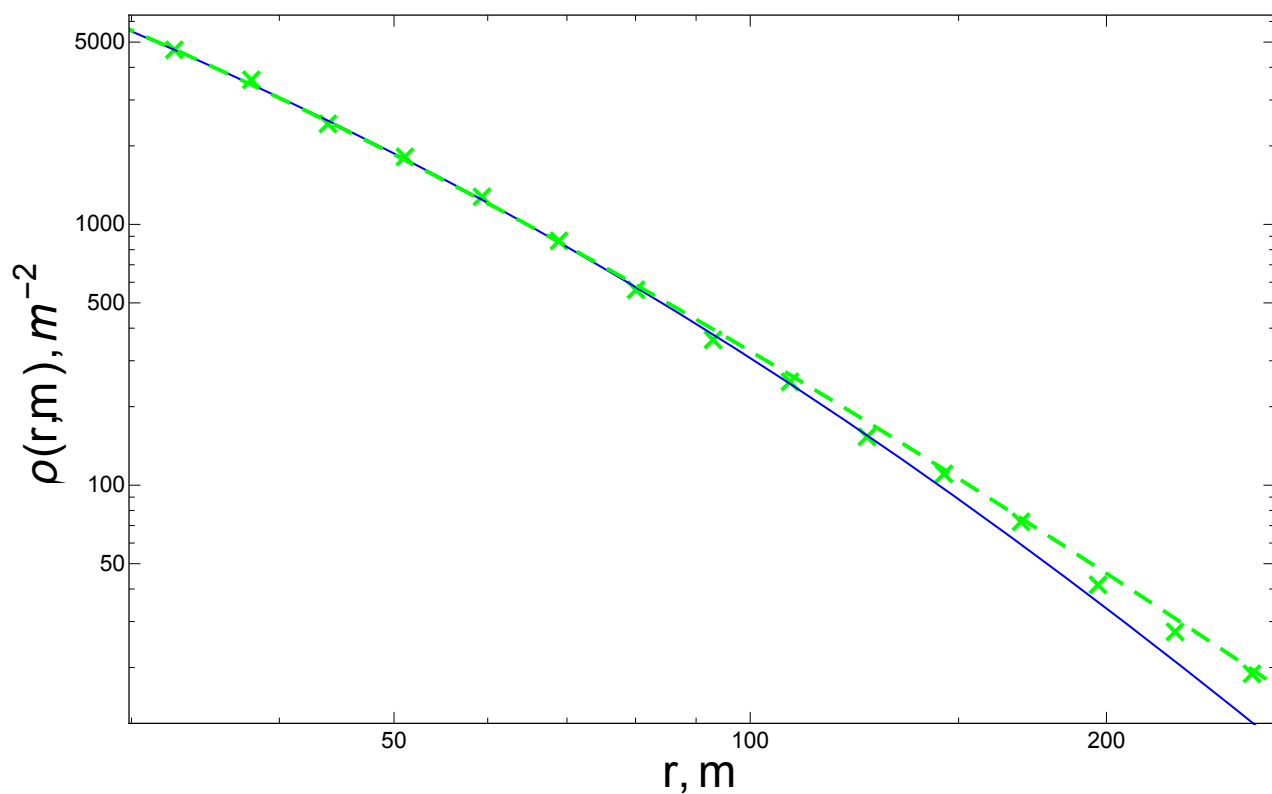


Рис. 1.3. Сравнение используемой в реконструкции данных ШАЛ-МГУ функции и функции НКГ. Зелеными крестиками обозначена ФПР ливня (первичная частица протон), зеленая пунктирная линия: функция (1.1), которая используется в обработке экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования; синяя сплошная линия: функция Нишимуры-Каматы-Грейзена.

рии отбора, обсуждаемые более детально ниже:

1. Процедура реконструкции сходится и позволяет определить все параметры ливня.
2. Возраст ливня должен быть в пределах $0.3 < S < 1.8$.
3. Зенитный угол $\theta < 30^\circ$.
4. Расстояние между центром установки и осью ливня $R < 240$ м.
5. Число частиц в ливне $N_e > 2 \times 10^7$.

1.3 Моделирование установки ШАЛ-МГУ методом Монте-Карло

Полное моделирование установки ШАЛ-МГУ методом Монте-Карло (МК) выполняется в несколько этапов.

- (i) создание библиотеки искусственных ШАЛ со случайными направлениями прихода и энергиями;
- (ii) генерация случайного положения осей искусственных ливней в пределах установки;
- (iii) моделирование отклика регистрационных пунктов и их запись в формате, аналогичном используемому для записи экспериментальных данных;
- (iv) реконструкция параметров ливня стандартной процедурой, описанная в разделе 1.2.1.

1.3.1 Моделирование широких атмосферных ливней

На первом шаге используется пакет для МК-моделирования широких атмосферных ливней CORSIKA 7.4001 [3] с моделью адронных взаимодействий при высоких энергиях QGSJET-II-04 [10] и адронных взаимодействий при низких энергиях FLUKA2011.2c [51]. В качестве модели электромагнитных взаимодействий используется EGS4 [52]. Как мы увидим, комбинация, этих современных моделей взаимодействия дает хорошее описание установки.

Таким образом были получены 1370 независимых искусственных лив-

ней (852 и 518 из них вызваны первичными протонами и ядрами железа, соответственно). Ливни были смоделированы без процедуры прореживания ("thinning"). На шаге (ii) каждый ливень из библиотеки может быть использован несколько раз. Первичная энергия ливней в библиотеке соответствует дифференциальному энергетическому спектру E^{-1} и определена в диапазоне $10^{7.5}$ ГэВ $< E < 10^{8.75}$ ГэВ. ШАЛ моделируются с зенитным углом в диапазоне от 0 до 35 градусов в предположении изотропности распределения направления прихода по небесной сфере. Для адронов (кроме π^0) и мюонов в составе ШАЛ нижний энергетический порог равен 50 МэВ; для фотонов, электронов, позитронов и π^0 он равен 250 кэВ. Геомагнитное поле в месте расположения установки равно $B_x = 16.5 \mu\text{T}$ и $B_z = 49.6 \mu\text{T}$. Для определенности фиксируется модель атмосферы, которая соответствует атмосфере Центральной Европы на 14 октября 1993 года (модель 7 в обозначениях CORSIKA)¹.

1.3.2 Моделирование детекторов

Для дальнейшей обработки искусственных ливней используется модель установки ШАЛ-МГУ, реализованная в виде кода на C++. Каждый ШАЛ из библиотеки берется для моделирования работы установки несколько раз, в зависимости от его энергии, так чтобы в итоге ливни соответствовали дифференциальному спектру $dN/dE \sim E^{-3.1}$. Этот спектр был взят из аппроксимации комбинированных данных [53]. При каждом использовании ливня генерируются случайные координаты расположения его оси в плоскости установки, а точнее, в прямоугольнике с центром, совпадающим с центром установки и с $|X| < 280$ м, $|Y| < 280$ м (в анализе используются ливни с $R < 240$ м). В основном в работе рассматриваются три модели первич-

¹Пересчитанное к уровню моря, среднее атмосферное давление в Москве за 1984–1991 год составляет (1015.9 ± 5.8) гПа [47]. С учетом высоты, на которой располагалась установка, 190 м над уровнем моря, атмосферное давление составляет (989.6 ± 5.6) гПа. В модели атмосферы CORSIKA 7 закладывается давление 1020,1 гПа для уровня моря и 997.7 гПа для высоты 190 м.

ного состава: чистые протоны, чистые ядра железа, и двухкомпонентный состав p/Fe , в котором доли компонент получены из подгонки результатов Монте-Карло к экспериментальным данным (см. раздел 1.4.3). Для оценки чувствительности результатов к предположению о спектре и составе также был использован первичный спектр, измеренный ШАЛ-МГУ и аппроксимированный как $dN/dE \sim E^{-3.04}$ [36], а также различные комбинации доли первичных протонов и ядер железа, мотивированные результатами других экспериментов, а именно KASCADE-Grande [54] (59% железа, 41% протонов) и Tunka-133 [55] (51% железа, 49% протонов). Влияние этих изменений на поведение наблюдаемых величин (R , θ , N_e) оказалось пренебрежимо мало.

Учитывая координаты и импульсы всех частиц искусственного ливня, мы геометрически проверяем, какие из этих частиц попали в той или иной регистрационный пункт. Взаимодействие частиц с веществом, которое покрывает регистрационные пункты (это 2 миллиметра нержавеющей стали), не учитывается; универсальное для всех пунктов, это покрытие может считаться частью атмосферы. Также моделируется мюонный детектор, расположенный в глубокой подземной камере. Для вертикально падающих частиц экранировка мюонного детектора составляет 40 м водного эквивалента. Для моделирования подземного детектора выбираются только мюоны/антимюоны (остальные частицы поглощаются в грунте). Энергетический порог для мюонов оценивается при помощи приближения непрерывного замедления:

$$(l_{\text{stop}}/\text{cm}) \simeq 229.69 + 412.14 (E_{\mu}/\text{ГэВ}) - 0.71819 (E_{\mu}/\text{ГэВ})^2,$$

где l_{stop} - расстояние, на котором мюон теряет всю свою кинетическую энергию, и E_{μ} - энергия мюона. Эта аппроксимация получена подгонкой данных, которые представлены в работе [56]. Для вертикальных мюонов энергетический порог составляет 10 ГэВ. Сравнение экспериментальных данных мюонного детектора и его Монте-Карло моделирования будет представлено в

главе 2.

Отклик счетчиков Гейгера-Мюллера моделируется следующим образом. Во время возникновения ливня каждый счетчик может быть активирован только один раз, так как он имеет продолжительное "мертвое время" (40 мкс). Благодаря наличию трех видов счетчиков (см. описание установки выше), "фургоны" могут измерять плотность заряженных частиц в диапазоне от $\rho_e \approx 0.42 \text{ м}^{-2}$ до $\rho_e \approx 1750 \text{ м}^{-2}$, в то время как боксы из-за наличия только больших счетчиков ограничены в измерении плотности пределами от $\rho_e \approx 0.64 \text{ м}^{-2}$ до $\rho_e \approx 117 \text{ м}^{-2}$. Сам счетчик представляет собой стеклянную трубу с толщиной стенки 1 мм, покрытую внутри германиевым напылением толщиной 0.1 мм. Предполагается, что счетчик активируется при каждом прохождении заряженной частицы через него. Для фотона с энергией больше 1 кэВ вероятность активации счетчика определяется формулой:

$$P_{\text{int}} = 0.011 - 0.058 / \ln(E_\gamma / \text{кэВ}) + (E_\gamma / \text{кэВ})^{-0.695}.$$

Эта формула получена путем численной аппроксимации данных, представленных в работе [53], из которой берутся полные сечения взаимодействия фотонов в кремнии и в германии, при которых в конечном состоянии возникают заряженные частицы. Определенная тонкость состоит в том, что и сечение, и вероятность взаимодействия растут с уменьшением энергии фотонов, что делает полученный сигнал чувствительным к наличию низкоэнергичных фотонов. Для того чтобы оценить влияние мягких фотонов на реконструкцию N_e , было проведено моделирование с порогом для фотонов, равным 50 кэВ (который является самым низким допустимым для пакета CORSIKA). В итоге было получено, что в случае наименьшего энергетического порога для фотонов, их вклад составляет 10% от заряженных частиц, в то время как при выбранном пороге 250 кэВ, он составляет 7%.

В эксперименте ШАЛ-МГУ каждый сцинтилляционный детектор измеряет только собственное время активации. Усредненный по зенитному уг-

лу порог срабатывания сцинтилляционного детектора равен 1 и $1/3$ амплитуды релятивистской частицы для центральной и периферийной системы соответственно. Для моделирования работы сцинтилляционного детектора используются функции отклика, представленные в работе [57]. Отклик сцинтиллятора на фотоны моделируется в следующем приближении: случайным образом выбирается каждый пятый фотон, а затем усиливается отклик в 5 раз. Это приближение оправдано монотонностью функции отклика. Время высвечивания сцинтилляционного детектора ~ 1 мкс, что приводит к накоплению частиц в сцинтилляторе в течение всего времени развития ливня. Для каждого сцинтиллятора центральной системы время активации вычисляется относительно времени активации центрального сцинтиллятора с разрешением 5 нс. Для периферийной системы время активации сцинтиллятора вычисляется относительно первого сработавшего сцинтилляционного детектора. В соответствии с форматом данных ШАЛ-МГУ результаты срабатывания периферийных сцинтилляторов записываются в виде двух чисел, соответствующим грубому каналу с разрешением 100 нс и точному каналу с разрешением 3.8 нс.

После обработки кодом, написанным на C++, всех частиц искусственного ливня, полученные отклики детекторов записываются в файл с форматом, аналогичным формату файлов с экспериментальными данными. Каждый такой файл имеет размер 1024 байта на 1 ливень. Число активированных счетчиков Гейгера-Мюллера каждой коробки в регистрационном пункте кодируется как один байт (напомним, что "фургоны" содержат по 5 коробок, каждая с 24 счетчиками Гейгера-Мюллера: 3 коробки с большими, одна со средними и одна с малыми счетчиками; "боксы" содержат по две коробки по 24 больших счетчика). Время срабатывания каждого сцинтиллятора центральной системы записывается в 1 байт, в то время как время сцинтилляторов периферийной системы записывается в 2 байта; первый для грубого канала, второй для точного. Другие байты либо пустые, либо содержат тех-

ническую информацию (дата, время, тип сработавшего триггера).

Моделирование ШАЛ-МГУ не включает в себя ежедневную временную калибровку, которая учитывает то, что некоторые детекторы были отключены в какие-то дни работы установки. В моделировании этим фактом пренебрегается, потому что доля неработающих детекторов была невелика (около нескольких процентов) в любой отдельно взятый день. Также пренебрегается температурными изменениями оптической длины кабелей для центральной сцинтилляционной системы и временного разрешения точного канала периферической системы. Соответствующие составляют порядка нескольких процентов и, хотя они и влияют на время записи, эти величины заменяются приближенными средними значениями.

1.4 Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования

Важнейшая часть моделирования эксперимента ШАЛ-МГУ - это сравнение экспериментальных данных с Монте-Карло моделирования. Это позволит проверить точность восстановления параметров ливня и оценить эффективность процедуры отбора событий. После применения всех критериев отбора, которые были описаны в разделе 1.2.2, в экспериментальных данных остается 922 ливня, в то время как набор искусственных событий содержит 4468 и 1093 ливней, вызванных протонами и ядрами железа соответственно. Эти события были сгенерированы из 1370 ливней, полученных с помощью пакета CORSIKA (напомним что, 852 и 518 вызваны первичными протонами и ядрами железа соответственно). Как было сказано выше, экспериментальные данные сравниваются с тремя моделями: только ливни вызванные протонами, только ливни вызванные ядрами железа и ливни с двухкомпонентным составом p/Fe . Как будет показано ниже, для модели двухкомпонентного первичного состава p/Fe можно определить наиболее вероятные

доли протонов и ядер железа с помощью распределения ливней по возрасту S путем сравнения данных моделирования с экспериментальными данными. Полученные таким образом доли протонов и ядер железа составляют 43% и 57% соответственно. Процедура измерения первичного состава будет более детально описана ниже. Также полезно проследить влияние каждого этапа отбора на статистику (см. таблицу 1.1).

Таблица 1.1. Число ливней в библиотеке и число брошенных ливней на установку, а также влияние различных критериев отбора на число событий в данных Монте-Карло и в экспериментальных данных. Заметим, что в работе изучаются ливни с $N_e > 2 \times 10^7$, поэтому минимальная энергия искусственных ливней составляет только $E > 10^{16.5}$ эВ, в то время как установка регистрировала более низкоэнергетичные ливни, что объясняет большое количество ливней в данных до обрезания по N_e . Площадь, в которую набираются искусственные ливни, в 1.3 раза больше, чем площадь, в которой их отбирают.

	MC, p	MC, Fe	data
CORSIKA ШАЛ	852	518	–
брошенные ШАЛ	63060	21481	–
прошедшие триггер ШАЛ	58927	21073	892321
реконструированные ШАЛ, $0.3 < S < 1.8$	58814	21052	843086
$R < 240$ м	37987	13574	702238
$\theta < 30^\circ$	29283	10249	546493
$N_e > 2 \times 10^7$	4468	1093	922
после отбора	4468	1093	922

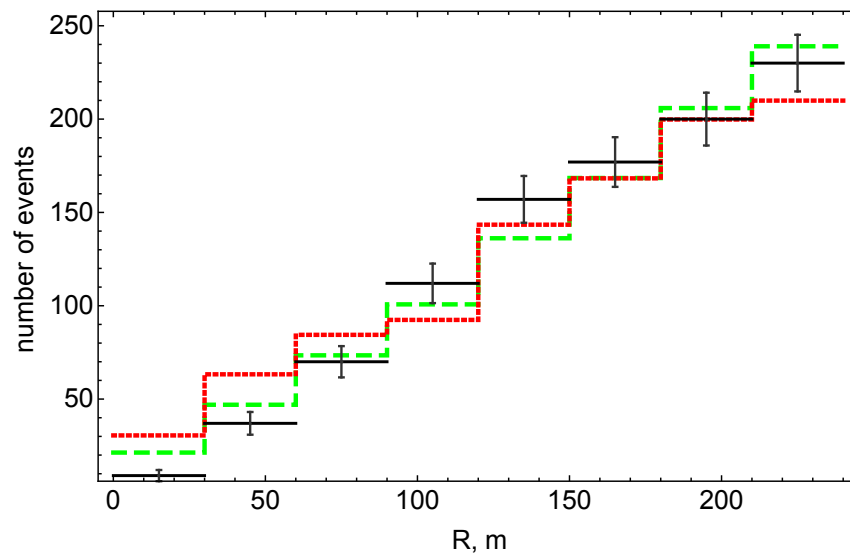
1.4.1 Геометрия и направление прихода

Первично определяемые параметры ШАЛ - это направление прихода и положение оси ливня относительно установки. Другие параметры ливня сильно зависят от них.

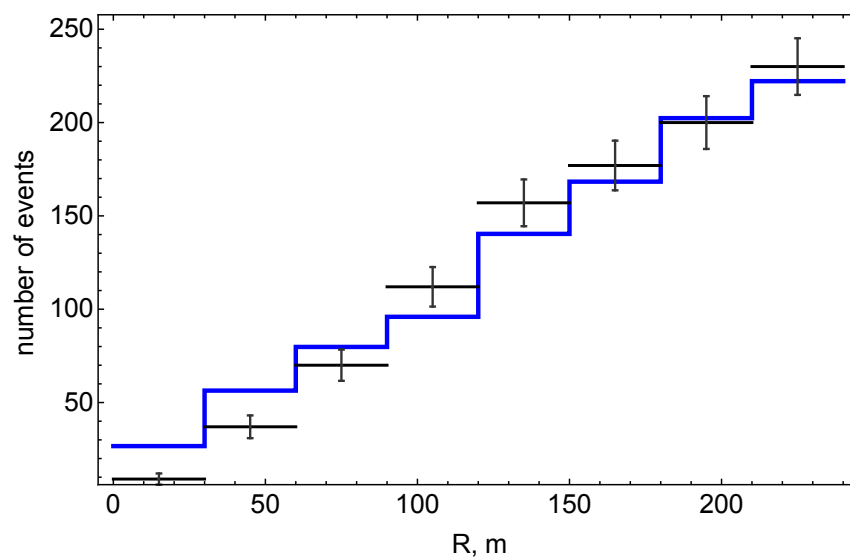
Рисунок 1.4 показывает сравнение между распределениями по расстоянию от центра установки до оси ливня R в данных и в модельных ливнях. На рисунке 1.5 представлено аналогичное сравнение распределений по зенитному углу θ . Для выборки искусственных ливней, помимо реконструированных геометрических параметров, мы знаем также их изначальные значения, с которыми они "набрасывались" на установку. Разница между изначальными и реконструированными значениями параметров для одного и того же ливня из МК позволяет определить точность, с которой процедура реконструкции восстанавливает координаты и направления прихода ШАЛ. На рисунке 1.6 показано распределение по расстоянию между точкой, в которую бросается ливень, и точкой, координаты которой получаются после процедуры реконструкции, а на рисунке 1.7 представлен угол между изначальным направлением прихода и реконструированным. Оцениваемая точность реконструкции показана в таблице 1.2. Заметим, что все приведенные гистограммы нормированы на число событий в данных, которое остается после применения всех критериев отбора.

1.4.2 Число частиц в ШАЛ и первичная энергия

Распределения по реконструированному числу частиц N_e ливней в экспериментальных данных и Монте-Карло хорошо согласуются между собой (см. рисунок 1.8). В первом приближении это, конечно, определяется выбранным энергетическим спектром, так как N_e напрямую связано с первичной энергией. Рисунок 1.9 иллюстрирует точность восстановления N_e путем его сравнения с числом заряженных частиц, которое определяется при вычислении в пакете CORSIKA, с поправкой на вклад взаимодействующих

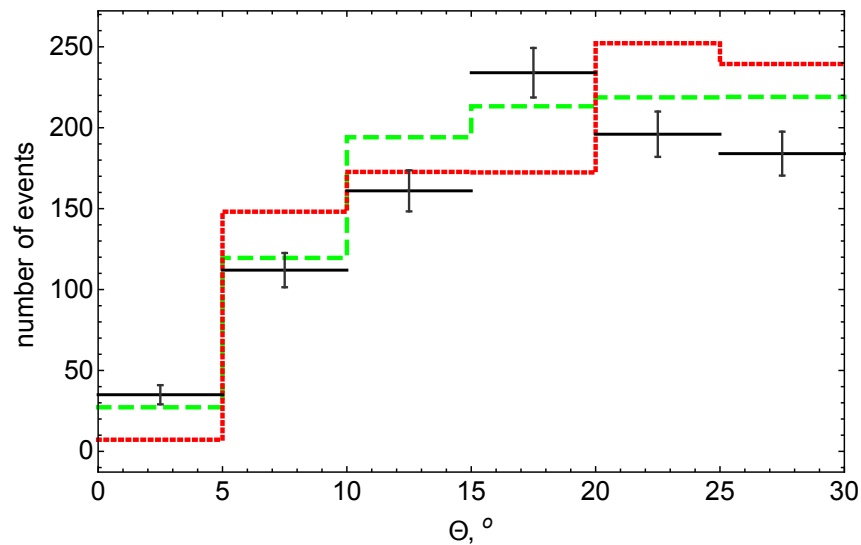


(a)

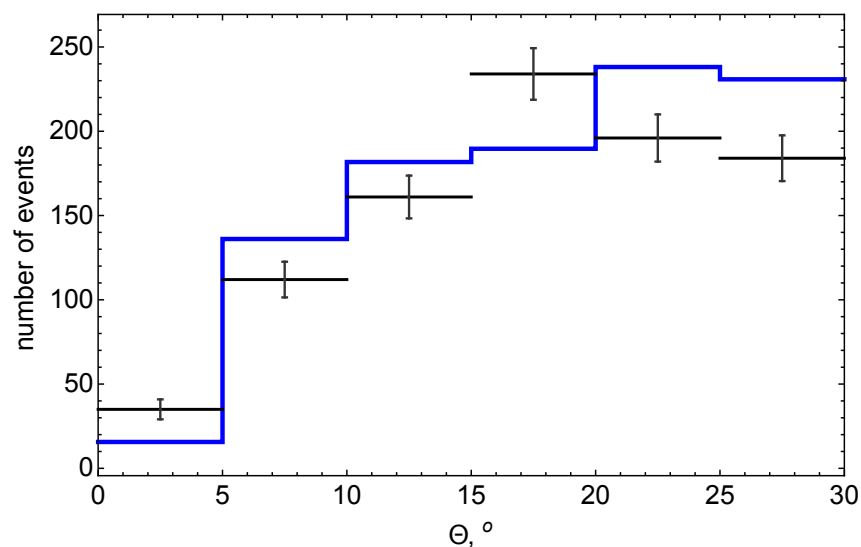


(b)

Рис. 1.4. Сравнение распределений по R в данных и МК. Точки с ошибками: данные. (a): зеленая пунктирная гистограмма: МК (протоны), красная штриховая гистограмма: МК (железо); (b): синяя гистограмма: МК (наилучшая подгонка первичного состава по возрасту ливня S : 43% p, 57% Fe, см. раздел 1.4.3).



(a)



(b)

Рис. 1.5. Сравнение распределений по θ в данных и МК. Точки с ошибками: данные. (а): зеленая пунктирная гистограмма: МЛ (протоны), красная штриховая гистограмма: МК (железо); (б): синяя гистограмма: МК (наилучшая подгонка первичного состава по возрасту ливня S : 43% p, 57% Fe, см. раздел 1.4.3).

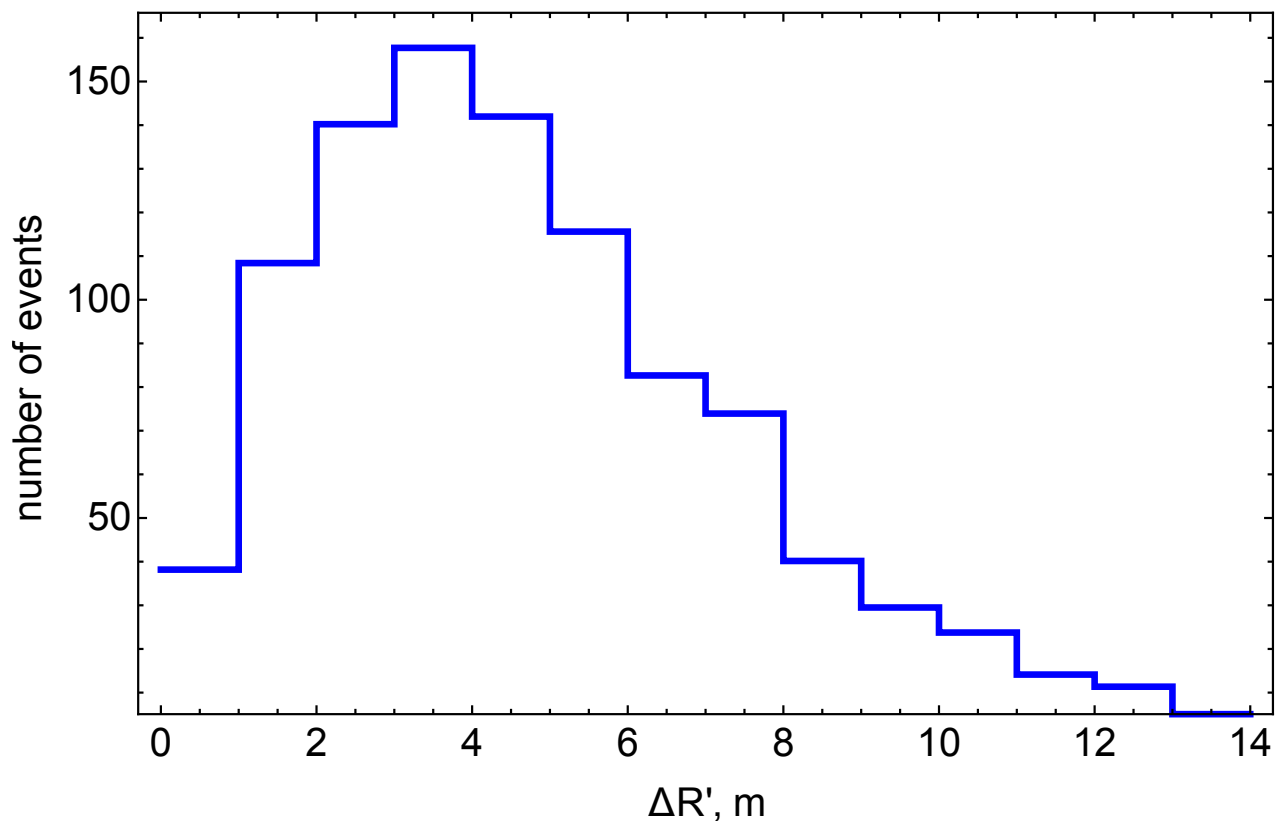


Рис. 1.6. Распределение по расстоянию между изначальным и реконструированными точками пересечений осей искусственных ШАЛ с плоскостью установки (наилучшая подгонка первичного состава по возрасту ливня S : 43% p, 57% Fe, см. раздел 1.4.3).

Таблица 1.2. Точность реконструкции при $N_e > 2 \times 10^7$, определенная с помощью Монте-Карло (наилучшая подгонка первичного состава). 68% событий реконструируются с точностью не хуже, чем приведенные значения.

расположение оси, м	5.7
направление прихода, градусы	1.1
$\Delta N_e / N_e$	0.165
$\Delta E / E$	0.41

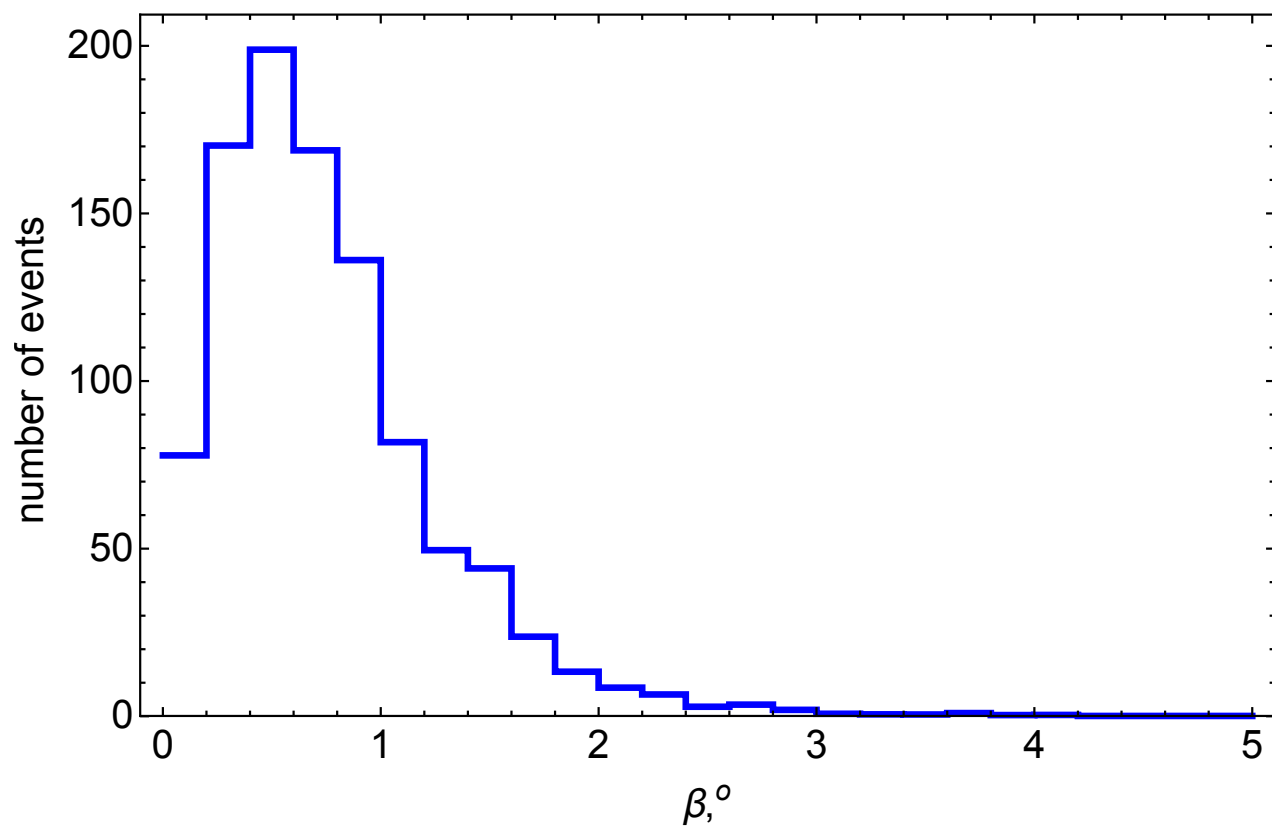
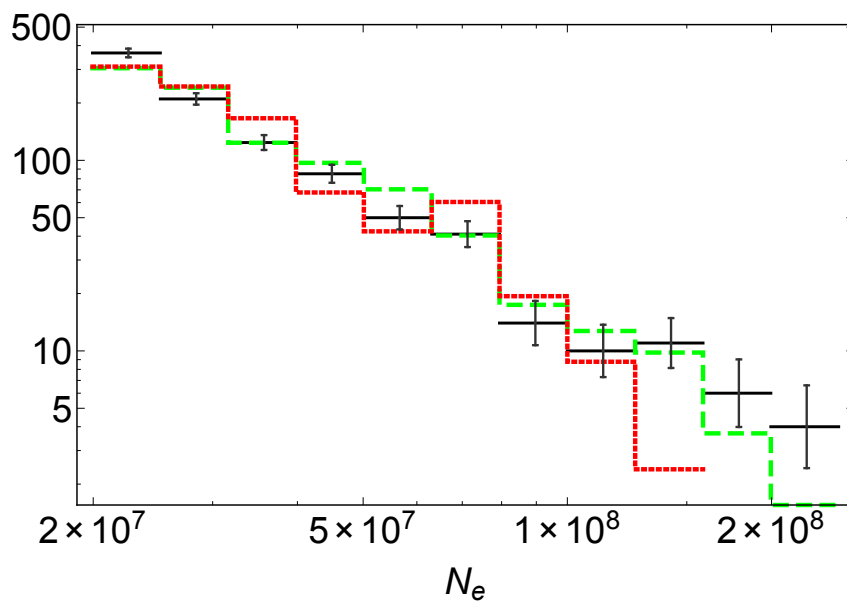
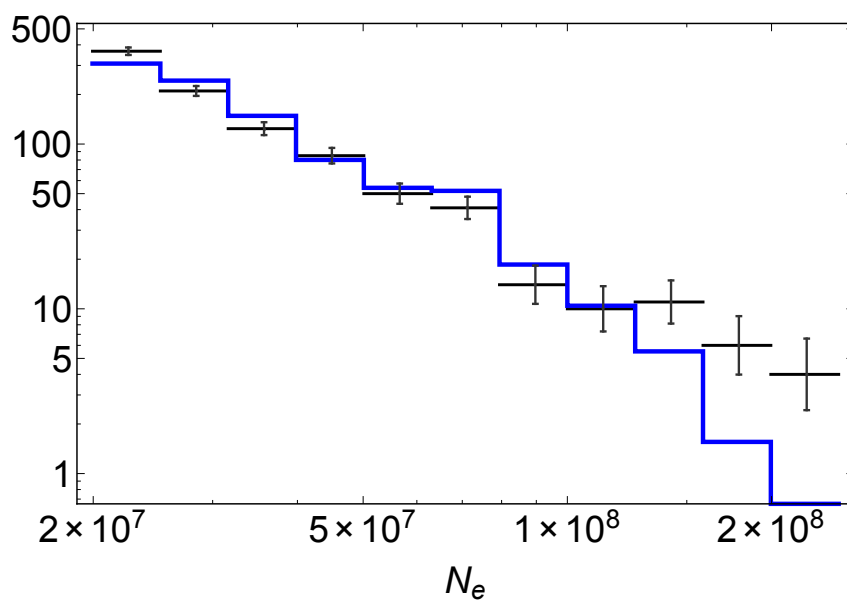


Рис. 1.7. Распределение по углу между изначальным и реконструированными направлениями прихода искусственных ШАЛ (наилучшая подгонка первичного состава по возрасту ливня S : 43% p, 57% Fe, см. раздел 1.4.3).

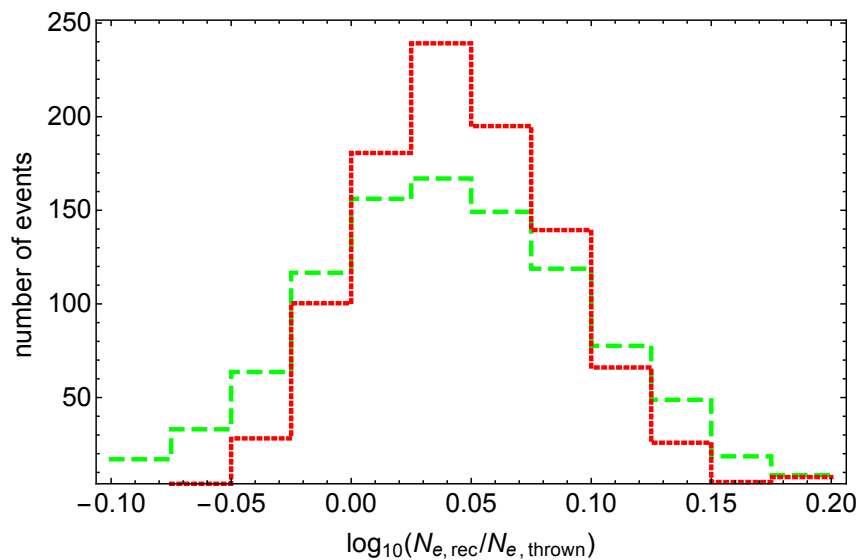


(a)

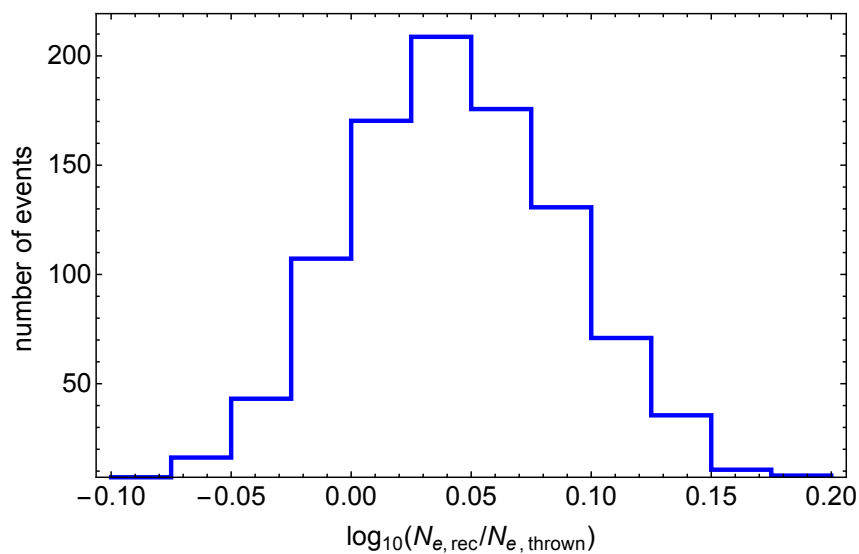


(b)

Рис. 1.8. Сравнение распределений по N_e в данных и МК. Точки с ошибками: данные. (a): зеленая пунктирная гистограмма: МК (протоны), красная штриховая гистограмма: МК (железо); (b): синяя гистограмма: МК (наилучшая подгонка первичного состава по возрасту ливня S : 43% p, 57% Fe, см. раздел 1.4.3).



(a)



(b)

Рис. 1.9. Распределение по отношению реконструированного N_e к модельному N_e , которое является числом всех заряженных частиц из выходных данных CORSIKA, с поправкой на вклад фотонов, взаимодействующих в счетчиках Гейгера-Мюллера. (a): зеленая пунктирная гистограмма: МК (протоны), красная штриховая гистограмма: МК (железо); (b): синяя гистограмма: МК (наилучшая подгонка первичного состава по возрасту ливня S : 43% p, 57% Fe, см. раздел 1.4.3).

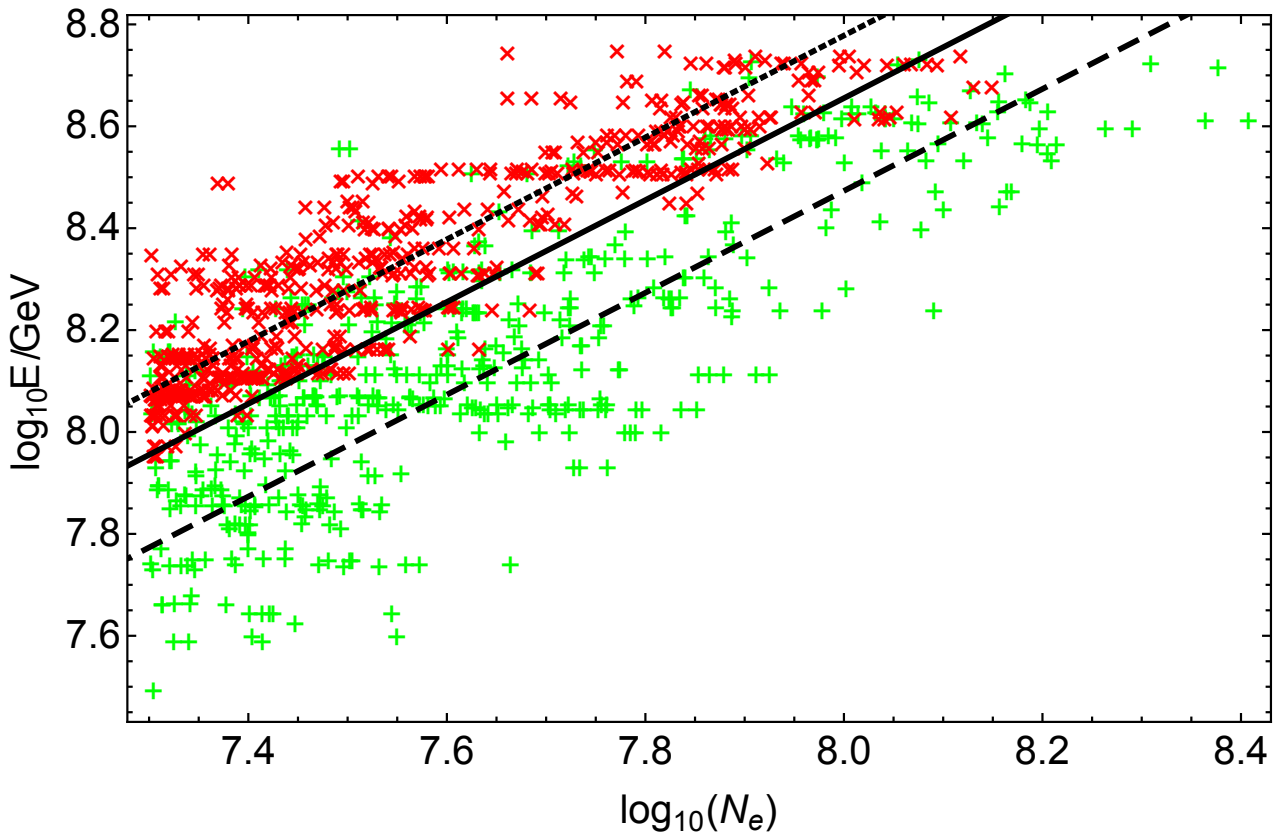


Рис. 1.10. Зависимость первичной энергии E от реконструированного N_e для событий МК: зеленые плюсы – первичные протоны, красные кресты – первичные ядра железа. Сплошная линия представляет соотношение (1.2), пунктирная и штриховые линии представляют зависимость энергии от N_e для первичных протонов и ядер железа, соответственно.

фотонов в счетчиках Гейгера-Мюллера. Относительное смещение $\sim 7\%$, может быть связано с различием в определениях числа заряженных частиц в ШАЛ. Точность определения числа частиц N_e также представлена в таблице 1.2. Следует обратить внимание, что она уменьшается с ростом энергии и достигает ~ 0.15 при самой высокой рассматриваемой энергии.

Соотношение между N_e и первичной энергией является модельно-зависимым и зависит от типа первичной частицы. Это соотношение можно оценить в рамках модели адронных взаимодействий при высоких энергиях QGSJET-II-04, использованной в этой работе. На рисунке 1.10 приведена зависимость первичной энергии ШАЛ, вызванных протонами и ядрами железа, от реконструированного числа частиц N_e . Предполагая, что $E \propto N_e$, из

этой зависимости можно получить выражение, которое связывает энергию первичных протонов с N_e ,

$$\log_{10} \left(\frac{E_p}{\Gamma \text{ЭВ}} \right) = (0.47 \pm 0.01) + \log_{10} N_e,$$

и для первичных ядер железа,

$$\log_{10} \left(\frac{E_{\text{Fe}}}{\Gamma \text{ЭВ}} \right) = (0.78 \pm 0.01) + \log_{10} N_e.$$

Предположение $E \propto N_e$ обосновано для малого диапазона энергии (одна декада); в степенной зависимости $E \propto N_e^a$ параметр a является близким к единице. Для анализа данных требуется выражение $E(N_e)$, не зависящее от неизвестного на практике типа первичной частицы. Используя найденный первичный состав ливней, получаем усредненное выражение для оценки энергии ШАЛ:

$$\log_{10} \left(\frac{E}{\Gamma \text{ЭВ}} \right) = 0.65 + \log_{10} N_e. \quad (1.2)$$

Следует обратить внимание на то, что в отличие от аналогичных выражений для ряда других экспериментов, использующих сцинтилляционных детекторы, формула (1.2) не включает зависимость от зенитного угла θ . Это приближение справедливо, поскольку анализируются ШАЛ с зенитным углом $\theta \leq 30^\circ$. Используя формулу (1.2) для оценки энергии первичных частиц, можно оценить точность определения энергии ШАЛ, путем сравнения заложенной энергии ливня в пакете CORSIKA с энергией, вычисляемой из N_e по этой формуле. Это сравнение показано на рисунке 1.11, и полученная точность представлена в таблице 1.2.

1.4.3 Возраст ШАЛ и первичный состав

Реконструкция геометрических параметров, рассмотренная выше, нечувствительна к типу первичной частицы ШАЛ. Тем не менее, параметр возраста ливня S связан с глубиной развития ШАЛ в атмосфере, и поэтому он зависит от типа первичной частицы. В результате, распределения по S в

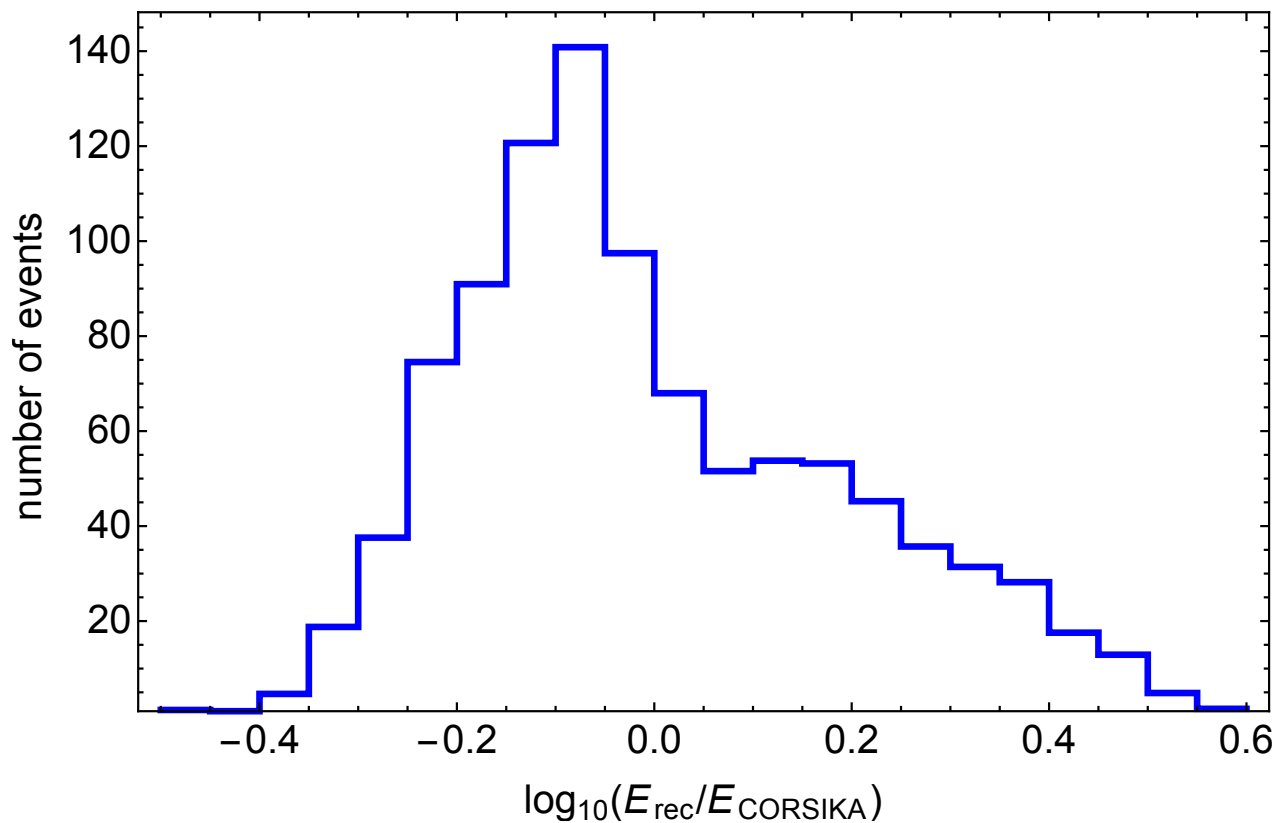
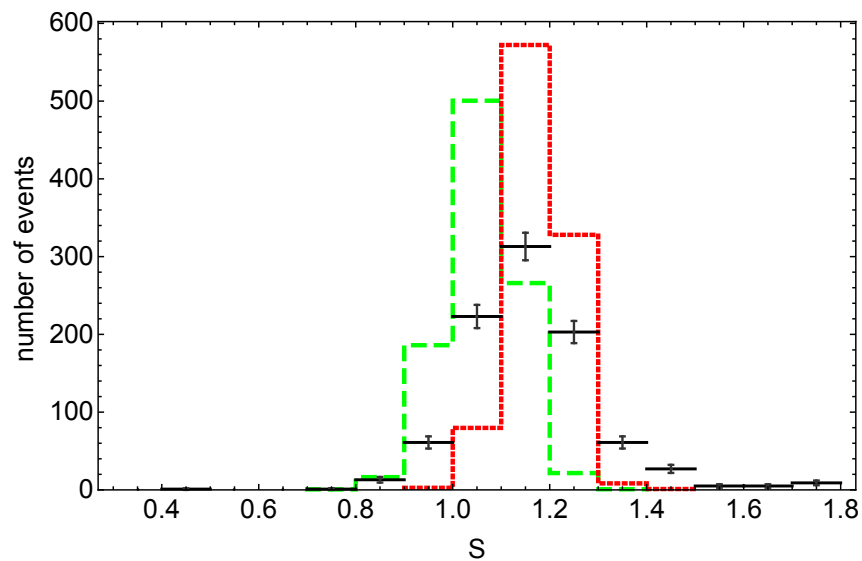


Рис. 1.11. Распределение по отношениям энергии E , вычисленной с помощью выражения (1.2) по реконструированному N_e , к изначальной первичной энергии МК событий (наилучшая подгонка первичного состава по возрасту ливня S : 43% p, 57% Fe, см. раздел 1.4.3).

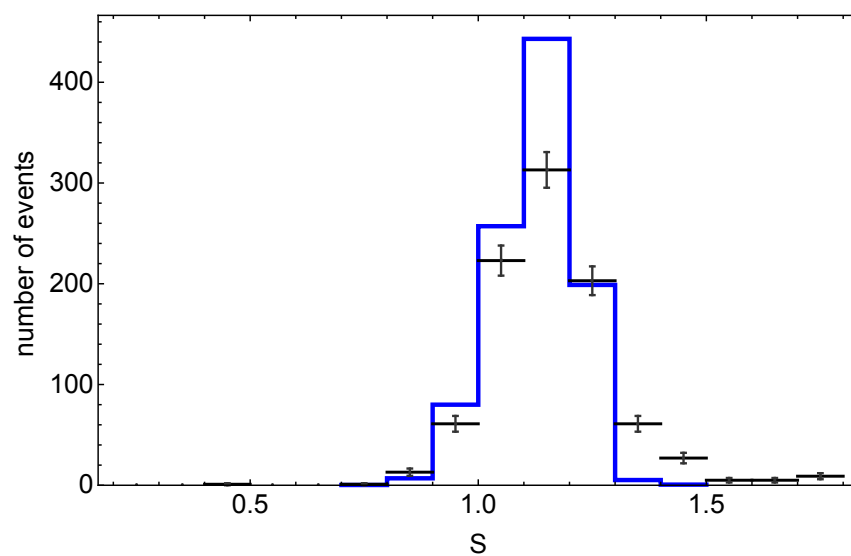
модельных данных существенно различны для первичных протонов и ядер железа (см. рисунок 1.12 (а)).

Поэтому для изучения первичного состава ШАЛ используется распределение по S ливней из экспериментальных данных. Предполагается, что первичный состав почти не меняется в рассматриваемом узком диапазоне энергий $\sim (10^{17} - 10^{18})$ эВ (при этом самые высокоэнергичные события в данных имеют малую статистику). Для того чтобы найти долю первичных ядер железа W_{Fe} и соответствующую долю первичных протонов $W_p = 1 - W_{Fe}$, нужно подогнать суммарное распределение по S в МК (смесь p/Fe) под аналогичное распределение в экспериментальных данных. При этом нужно приписать статистические веса W_p и W_{Fe} к ливням вызванным протонами и ядрами железа, соответственно. Таким образом наилучший подобранный первичный состав соответствует $W_p = 43\%$ и $W_{Fe} = 57\%$. Сравнение распределений по возрасту ливней S в экспериментальных данных и в Монте-Карло, с учетом полученного первичного состава, показано на рисунках 1.12 (b) и 1.13.

Этот первичный состав используется во всех сравнениях экспериментальных данных с Монте-Карло моделью (N_e, R, θ) . Хорошее соответствие между распределениями по S экспериментальных и искусственных ливней, с учетом найденной доли первичных ядер железа и протонов, дает дополнительную проверку работоспособности модели установки. Результат, полученный по первичному химическому составу из подгонки распределения по S , следует рассматривать как приблизительный; этот состав используется только для рассматриваемой модели установки. Тем не менее, следует отметить, что этот результат хорошо согласуется с надежными результатами других экспериментов, например KASCADE-Grande [54] и Tunka-133 [55].



(a)



(b)

Рис. 1.12. Сравнение распределений по S в данных и МК. Точки с ошибками: данные. (а): зеленая пунктирная гистограмма: МК (протоны), красная штриховая гистограмма: МК (железо); (б): синяя гистограмма: МК (наилучшая подгонка первичного состава по возрасту ливня S : 43% p, 57% Fe, см. раздел 1.4.3).

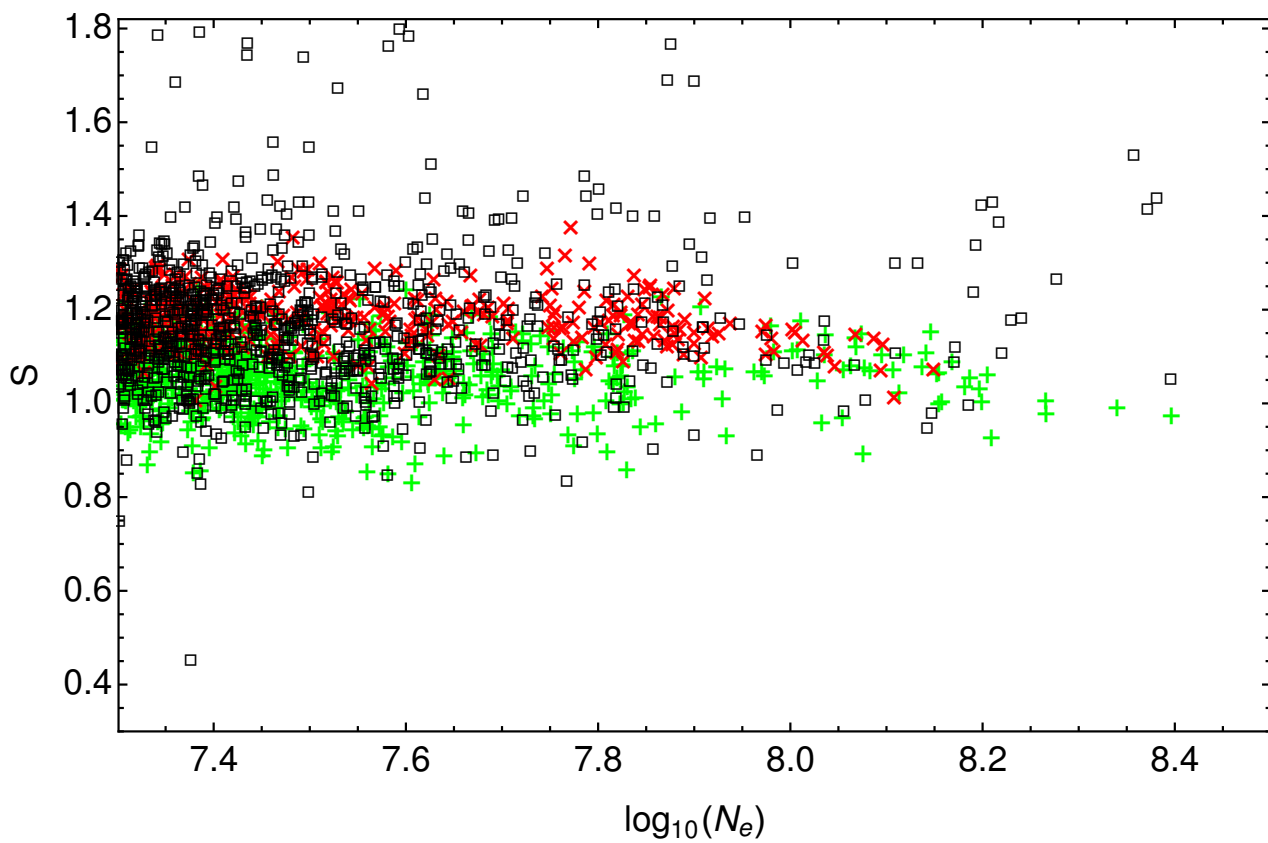


Рис. 1.13. Зависимость параметра возраста ливня S от N_e . Черные пустые квадратики: данные; зеленые плюсы: МК (протоны); красные кресты: МК (ядра железа).

1.5 Оценка результатов моделирования

В целом модель установки очень хорошо соответствует экспериментальным данным, что позволяет использовать ее для дальнейших исследований. Тем не менее, детальное рассмотрение графиков выявляет незначительные расхождения в распределении некоторых реконструируемых наблюдаемых. В частности, на рисунке 1.13 видно присутствие в реальных данных небольшого количества событий с большим S , отсутствующих в модельных ливнях. Эти события составляют несколько процентов из всего набора данных. Вероятнее всего, причиной их появления является некоторый эффект насыщения, связанный с техническими проблемами в системе регистрации частиц. Например, эффект насыщения может быть связан с техникой измерения плотности заряженных частиц, ρ_c . Как было отмечено в пункте 1.1.1, каждый регистрационный пункт в периферийной системе содержит 72 больших, 24 средних и 24 малых счетчиков. Плотность заряженных частиц оценивается как $\rho_c = \ln(n/(n - m)) / A$, где n - число счетчиков в регистрационном пункте, m - число сработавших счетчиков и A - площадь счетчика. В свою очередь это определяет пределы измерения плотности заряженных частиц ρ_c : от 0.42 м^{-2} до 130 м^{-2} для больших счетчиков, от 4.3 м^{-2} до 318 м^{-2} для средних счетчиков и от 23.6 м^{-2} до 1766 м^{-2} для малых счетчиков. По умолчанию плотность заряженных частиц определяется по числу сработавших счетчиков. Тем не менее, если в регистрационном пункте сработали все большие счетчики, то плотность ρ_c должна рассчитываться по средним счетчикам, а если в нем сработали и большие и средние, то ρ_c вычисляется по малым счетчикам. Однако в принципе возможна ситуация, когда в регистрационном пункте не все счетчики корректно работали, то есть не срабатывали во время прохождения через них частиц, что могло бы привести к недооценке плотности заряженных частиц, которая была записана некорректно работающим регистрационным пунктом, находившимся рядом

с осью ливня. Это в свою очередь приводит к более пологой ФПР, то есть к увеличению возраста ливня S и числа частиц N_e , а также к завышению R . Последнее происходит из-за высокой концентрации регистрационных пунктов в центре установки. На самом деле, в программе реконструкции учитывается число работоспособных счетчиков во всех регистрационных пунктов. Однако, нет полной гарантии того, что в определенное время работало или было неисправно определенное число счетчиков. Вследствие такой незадокументированной неисправности мог возникнуть описанный выше эффект насыщения. Предполагается, что эти неразрешенные неисправности работы регистрационных пунктов несут ответственность за незначительные несоответствия между Монте-Карло и данными при малых R на рисунке 1.4, при больших N_e на рисунке 1.8 (и, следовательно, при больших E на рисунке 1.11) и при больших S на рисунках 1.12, 1.13. Отметим, что события с большим S не могут имитировать ливни, вызванными первичными гамма-квантами, так как фотоны начинают развивать ШАЛ, напротив, глубоко в атмосфере (см. работы [58, 59]), так что для целей главы 3 эти события безопасны. С другой стороны, из-за малого количества таких событий в общем объеме наблюдаемых данных их влияние на общее распределение по мюонным плотностям несущественно, так что описанная модель установки может применяться и для целей главы 2.

ГЛАВА 2

АНАЛИЗ МЮОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ЛИВНЕЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ШАЛ-МГУ

Как известно, происхождение мюонов в ШАЛ напрямую связано с его адронной компонентой. Поэтому анализ данных мюонных детекторов может быть полезен для проверки адронных моделей, используемых для моделирования ШАЛ. Было отмечено, что число мюонов, полученное из экспериментальных данных HiRes-MIA, ЯКУШАЛ и Pierre Auger Observatory (PAO), больше, чем предсказывают все используемые модели развития ливня. С другой стороны, результаты эксперимента IceTop указывают на согласие экспериментальных данных с модельными предсказаниями. Все эти результаты относятся к разным диапазонам энергии первичных частиц и разным экспериментальным условиям. На сегодняшний день нет объяснения этой совокупности результатов, поэтому представляет большой интерес анализ независимых данных, полученных при других условиях. Такой анализ для данных ШАЛ-МГУ представлен в настоящей главе. Мы увидим, что в данном случае плотность мюонов в ШАЛ, вызванном космическими лучами с первичной энергией $\sim 10^{17}$ эВ, совпадает с предсказаниями Монте-Карло моделирования. Напомним, что в моделировании использовалась модель адронных взаимодействий при высоких энергиях QGSJET-II-04 и первичный состав космических лучей, полученный с помощью данных наземной части установки.

2.1 Проблема избытка мюонов в данных экспериментов по исследованию космических лучей

Космические лучи ультравысоких энергий позволяют изучать адронные взаимодействия при энергиях, которые недоступны в ускорительных экспе-

риментах. Моделирование развития широкого атмосферного ливня требует экстраполяции на высокие энергии моделей взаимодействий, которые проверены на более низких энергиях, чем энергия первичной частицы. Неудивительно, что из-за незнания всех деталей развития ШАЛ часто возникает несоответствие между измеренными и предсказанными свойствами ливней, или между физическими параметрами первичной частицы, восстановленными разными методами. Одним из известных примеров проявления этой проблемы является систематическая разница между энергией первичной частицы E , восстановленной с помощью флуоресцентных детекторов, и той же величиной, восстановленной с помощью наземной части установки. Это различие наблюдается в экспериментах Pierre Auger Observatory (PAO) [14] и Telescope Array (TA) [15]. Не исключено, что различие в реконструкции энергии при помощи флуоресцентных и наземных детекторов связано с избытком мюонов в ШАЛ, который обнаружили эксперименты PAO [14, 16, 17] и ЯКУШАЛ [18] в событиях с первичной энергией $E \gtrsim 10^{19}$ эВ. Аналогичный избыток мюонов в ШАЛ с энергией $E \gtrsim 10^{17}$ эВ был обнаружен ранее в эксперименте HiRes/MIA [19]. Целью данной главы является сравнение наблюдаемой и смоделированной плотности мюонов с энергией $E_\mu > 10$ ГэВ в ШАЛ, вызванных первичными частицами с энергиями $E \sim 10^{17}$ эВ.

Важно отметить, что количество мюонов в ШАЛ сильно зависит от типа первичной частицы. В результате, среднее содержание мюонов в искусственных ливнях зависит от первичного состава, который закладывается при моделировании. Таким образом, чтобы осмысленно сравнить данные мюонного детектора и результаты моделирования, нужно использовать результат определения первичного состава в независимом измерении. Для ШАЛ-МГУ такая возможность связана с использованием данных наземных регистрационных пунктов, которые были представлены в предыдущей главе (оценка состава по возрасту ливня). Ниже мы приведем оценку первичного состава, полученную с помощью анализа данных мюонного детектора, и сравним ее

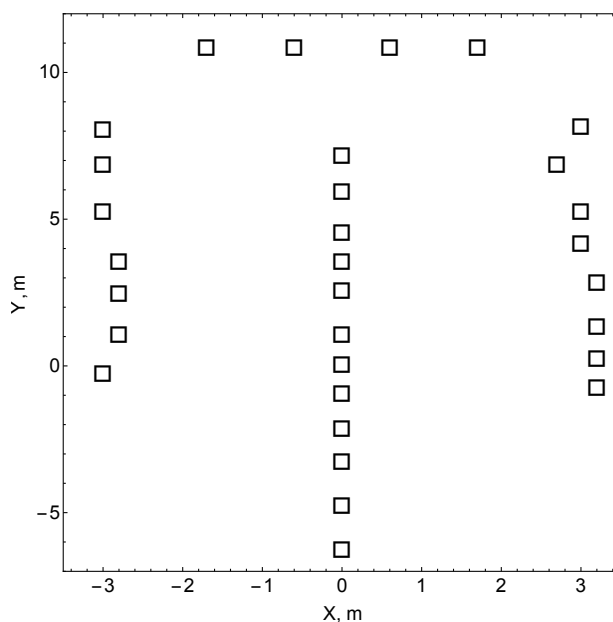


Рис. 2.1. Расположение счетчиков Гейгера-Мюллера мюонного детектора в коробках.

с другими результатами.

2.2 Описание данных мюонного детектора

Как уже говорилось выше, установка ШАЛ-МГУ была расположена в Москве на высоте 190 метров над уровнем моря, что соответствует глубине атмосферы $X \approx 990$ г/см². Напомним, что мюонный детектор ШАЛ-МГУ располагался в центре установки на глубине 40 м водного эквивалента и имел общую площадь 36.4 м². Детектор состоит из 1104 счетчиков Гейгера-Мюллера, которые сгруппированы в 30 коробок по 36 счетчика в каждой и в одну коробку с 24 счетчиками. Площадь каждого счетчика 0.033 м². На рисунке 2.1 изображено расположение коробок с счетчиками Гейгера-Мюллера мюонного детектора.

Из числа сработавших счетчиков Гейгера-Мюллера в подземном помещении можно вычислить плотность мюонов в центре установки. Плотность мюонов оценивается как $\rho_\mu = \ln(n/(n - m))/A$, где n - общее количество счетчиков Гейгера-Мюллера ($n = 1104$), m - число сработавших счетчиков

от одного ШАЛ, A - площадь одного счетчика ($A = 0.033 \text{ м}^2$) Эта формула следует из биномиального распределения. Действительно, вероятность того, что один счетчик сработал, оценивается как $p = 1 - \exp(-\rho_\mu A)$. Вероятность того, что сработало m счетчиков из n , равна $P(p) = \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m (1-p)^{n-m}$, ее максимум достигает при $p = m/n$, таким образом из $m/n = 1 - \exp(-\rho_\mu A)$ находим формулу для вычисления плотности ρ_μ .

Для анализа плотности мюонов мы требуем, чтобы в течение одного дня сбора данных работало не меньше 28 коробок счетчиков Гейгера-Мюллера. Помимо этого, из анализа устраняются дни, когда происходили сбои в формате записи данных. Хотя эти сбои не могли заметно повлиять на измерения параметров ШАЛ, они могли оказать существенное влияние на работу мюонного детектора, вплоть до отключения и нефизических показаний счетчиков. В итоге после наложения этих условий из 1372 дней работы установки остается 1204 дня. Их данных оставшихся дней после применения всех критериев отбора, описанных в разделе 1.2.2, остается 809 событий. Чистое время работы установки составляет 14060 часов; таким образом общая экспозиция равна $7.71 \times 10^6 \text{ км}^2 \text{ с ср.}$

2.3 Анализ данных мюонного детектора

2.3.1 Функция пространственного распределения плотности мюонов ШАЛ

Плотность мюонов ШАЛ уменьшается с расстоянием от оси ливня, r , поэтому для того, чтобы сравнить содержание мюонов в различных ливнях, обычно используют функцию пространственного распределения, с помощью которой плотность мюонов на наблюдаемом r может быть пересчитана к фиксированному значению r_0 . В этой работе мы рассматриваем поверхностную плотность мюонов, $\rho_\mu(100)$, которая пересчитана для характерного расстояния до оси ливня $r_0 = 100 \text{ м}$. Мы используем следующую функцию

пространственного распределения:

$$\rho_{\mu}(r) = N_{\mu} \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-a_{\mu}} \exp(-r/R_0), \quad (2.1)$$

где $R_0 = 80$ м, $a_{\mu} = 0.7$. Данная функция пространственного распределения плотности мюонов определена в работе [60]; она не противоречит как экспериментальным данным, так и данным моделирования Монте-Карло мюонного детектора. На рис. 2.2 приведено сравнение экспериментальных значений плотности мюонов с результатами моделирования, а также продемонстрировано, что формула (2.1) для мюонной ФПР адекватно описывает как экспериментальные данные, так и результаты Монте-Карло моделирования. Считая параметр a_{μ} в уравнении (2.1) свободным параметром, мы получаем из фитирования модельных данных Монте-Карло следующие значения: $a_{\mu} = 0.77 \pm 0.02$ для первичных протонов, $a_{\mu} = 0.54 \pm 0.02$ для первичных ядер железа и $a_{\mu} = 0.65 \pm 0.04$ для смеси первичных протонов и ядер железа. Аналогичная процедура для подгонки параметра a_{μ} для экспериментальных данных дает значение $a_{\mu} = 0.88 \pm 0.18$. Последние два значения хорошо согласуются с используемым нами $a_{\mu} = 0.7$, взятым из предыдущих исследований.

Ограниченное число событий в экспериментальных данных и малый диапазон зенитных углов ($\theta < 30^{\circ}$) делает практически невозможным изучение зависимости функции пространственного распределения плотности мюонов от зенитного угла. На рисунке 2.3 показано сравнение моделирования вертикальных ШАЛ ($\theta < 10^{\circ}$) и наиболее наклонных ($25^{\circ} < \theta < 30^{\circ}$). В итоге для вертикальных и наклонных ливней параметр a_{μ} оказывается равным 0.65 ± 0.16 и 0.60 ± 0.18 , соответственно. На рисунке 2.4 видно, что $\rho_{\mu}(100)$ практически не зависит от зенитного угла θ как в экспериментальных данных, так и в модельных. Таким образом, можно не учитывать зависимость формы ФПР мюонной плотности от зенитного угла.

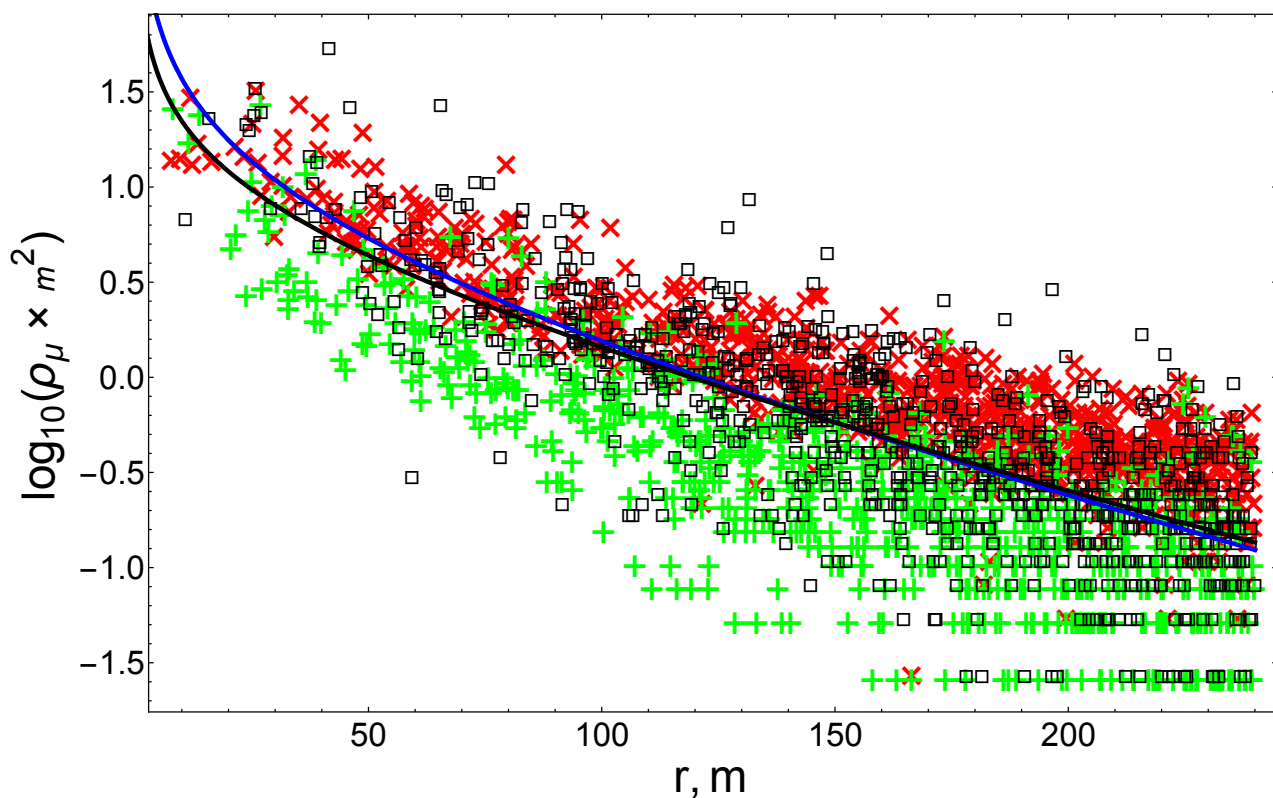


Рис. 2.2. ФПР мюонов: зависимость плотности мюонов ρ_{μ} от r . Черные пустые квадратики: экспериментальные данные; зеленые плюсы: МК (протоны); красные кресты: МК (ядра железа). Черная линия - уравнение (2.1); синяя линия определенным из фитирования данных ФПР с параметром a_{μ} .

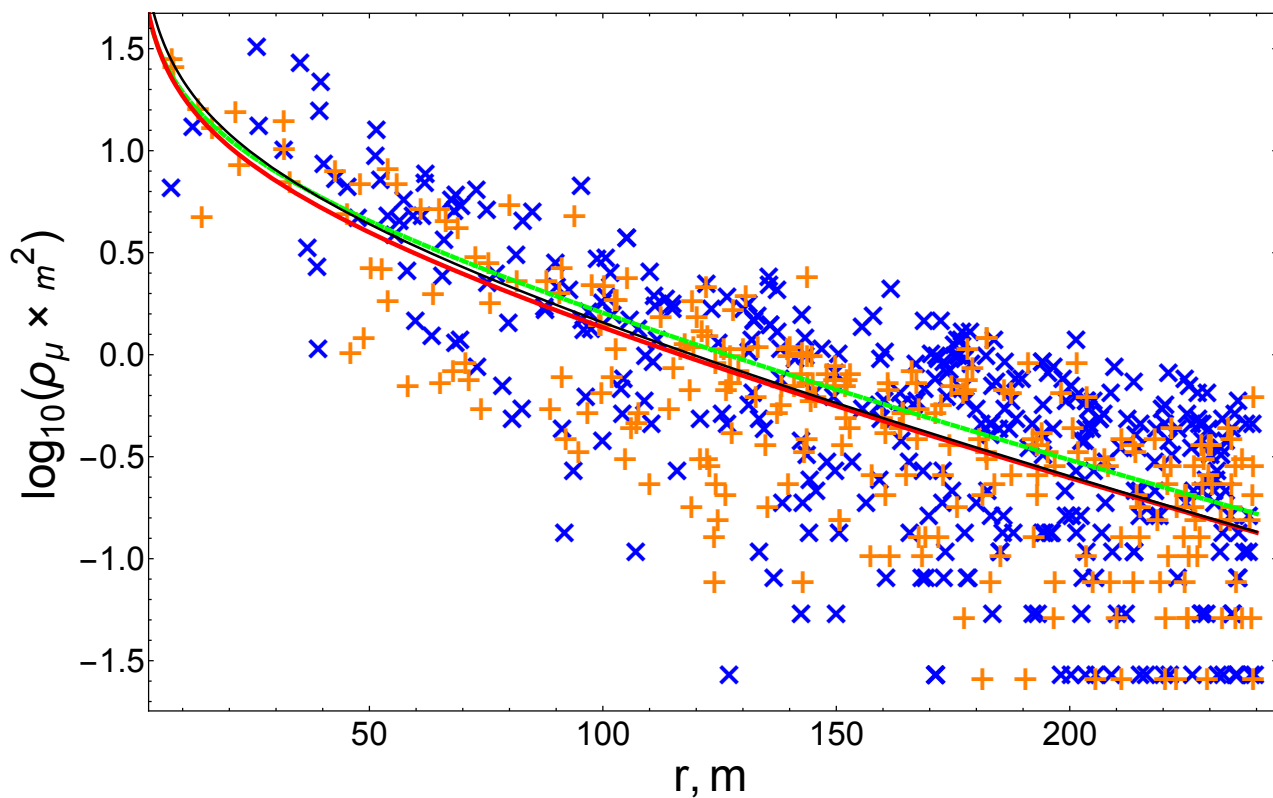


Рис. 2.3. ФПР мюонов искусственных ливней для различных диапазонов зенитных углов (57% ядер железа и 43% протонов). Оранжевые плюсы: ШАЛ с зенитным углом $\theta < 10^\circ$; синие кресты: ШАЛ с зенитным углом $25^\circ < \theta < 30^\circ$. Черная линия - уравнение (2.1); красная и зеленая линия - ФПР с параметром a_{μ} , определенным из фитирования модельных данных МК с соответствующим диапазоном зенитных углов.

2.3.2 Обоснованность применения модели установки

Сравнение распределения $\rho_\mu(100)$ в данных и в Монте-Карло является основной задачей этой главы. Для мюонного детектора мы применяем полную модель эксперимента ШАЛ-МГУ, которая учитывает рождение, развитие и регистрацию ШАЛ установкой, описанную в предыдущей главе и в работе [43]. В главе 1 мы показали, что полученные экспериментально распределения основных параметров ШАЛ хорошо согласуются с результатами Монте-Карло.

Зависимость плотности мюонов от первичного состава ШАЛ является ключевым моментом исследования: более тяжелые первичные ядра дают больше мюонов. Ряд физических наблюдаемых, определяемых наземными установками, не зависит от первичного состава, поэтому описание этих данных может быть достигнуто при различных предположениях о химическом составе ШАЛ. Но, тем не менее, есть параметры ливней, измеренные наземными детекторами, которые чувствительны к первичному составу, например, кривизна фронта или возраст ливня. Чтобы выполнить детальное сравнение экспериментальной плотности мюонов с моделированием, требуется определить первичный состав, не используя данные мюонного детектора. К сожалению, этого не всегда легко достичь, и даже в современных экспериментах измерения первичного состава из показаний наземных детекторов являются недостаточно точными, см., напр [61, 62]. К счастью, в эксперименте ШАЛ-МГУ имелась возможность такого измерения. Его наземные регистрационные пункты были очень плотно сосредоточены в центральной части установки, так что наклон ФПР, параметризованный параметром возраста ливня S в уравнении (1.1), определяется с точностью, достаточной для определения среднего первичного состава, см. предыдущую главу и [43]. Действительно, в реконструкции ФПР одного события в среднем участвует 15 регистрационных пунктов.

2.3.3 Описание метода для анализа экспериментальных и модельных данных

С помощью распределения по возрасту ливней S , см. рис. 1.12, был определен первичный состав (смесь первичных протонов и ядер железа) для ШАЛ с $N_e > 2 \times 10^7$. Из-за небольшой статистики и узкого исследуемого диапазона энергий можно не учитывать изменения первичного состава с энергией. В итоге мы используем эту смесь (57% ядер железа и 43% протонов с общим энергетическим спектром $\propto E^{-3.1}$) в Монте-Карло моделировании и получаем ожидаемое распределение $\rho_\mu(100)$, которое сравнивается с экспериментальными измерениями. Затем, чтобы дать количественную оценку возможного превышения мюонов в данных над моделированием, мы вводим коэффициент k , на который умножается мюонная плотность искусственных ливней. По определению, $k = 1$ соответствует числу мюонов, которое предсказано в модели установки, использующей генератор адронных взаимодействий QGSJET-II-04 с определенными выше первичным составом. Используя бинированный χ^2 -тест, мы сравниваем распределение $\rho_\mu(100)$ в МК, полученное для разных коэффициентов k , с экспериментальными данными, и из этого получаем допустимый диапазон k . Тест заключается в том, что определяется функция $\chi^2(k)$:

$$\chi^2(k) = \sum_{i=1}^n \frac{(H_i^{data} - H_i^{MC}(k))^2}{H_i^{data}}, \quad (2.2)$$

где n - число бинов в распределении $\rho_\mu(100)$, i - номер столбца, H_i^{data} - число событий в i -м бине распределения экспериментальных данных, $H_i^{MC}(k)$ - число событий в i -м бине распределения $k \times \rho_\mu(100)$ в Монте-Карло. Масштабирование плотности мюонов реализовано только для показаний подземного детектора. Влияние изменения плотности мюонов на результат работы наземных детекторов не учитывается. Ниже дается объяснение этого предположения.

2.3.4 Влияние изменения плотности мюонов на другие параметры ШАЛ

В анализе, описанном выше, мы масштабируем число мюонов в модели установки только для подземного детекторов, а наземную оставляем неизменной. Предположение о том, что изменение плотности мюонов существенно не повлияет на другие параметры ШАЛ, проверяется следующим образом. Из-за того, что принцип работы установки заключается в срабатывании счетчиков Гейгера-Мюллера, когда через них проходит заряженная частица, чрезвычайно сложно намеренно увеличить их сигнал за счет увеличения числа мюонов в искусственных ливнях. Поэтому мы случайным образом отсеиваем $100 \times (1 - k)\%$ мюонов. Если сравнить параметры ливней с полным числом мюонов с k и уменьшенным с $k = k' \equiv k$, то оказывается, что среднее N_e уменьшилось на 2.5%. Корень из среднего квадратичного отклонения между этими параметрами равен: $\sigma(S - S') = \left(\sum_{i=1}^n (S_i - S'_i)^2 / n \right)^{1/2} = 0.047$, $\sigma((N_e - N'_e)/N_e) = 12.5\%$, $\sigma(R - R') = 2.6$ м, $\sigma(\theta - \theta') = 0.32^\circ$. Следует отметить, что уменьшение числа мюонов влияет на параметры ШАЛ сильнее, чем их увеличение, поэтому приведенные значения можно рассматривать как верхние пределы. К тому же эти значения средних квадратичных отклонений меньше, чем точности реконструкции ШАЛ, приведенные в таблице 1.2. Поэтому влиянием изменения плотности мюонов на показания наземных регистрационных пунктов можно пренебречь.

2.4 Результаты анализа данных мюонного детектора

Рисунок 2.5 показывает сравнение распределений по $\rho_\mu(100)$ в экспериментальных данных и данных Монте-Карло, описанных выше ($k = 1$). Из этого рисунка видно, что модель установки хорошо согласуется с экспериментальными данными мюонного детектора. На рисунке 2.6 показана зависимость $\rho_\mu(100)$ от N_e , и он демонстрирует рост плотности мюонов в ливне

с ростом числа заряженных частиц N_e .

Далее приводятся два способа получения количественной оценки согласия данной модели с наблюдаемыми данными. Первый способ основан на том, что плотность мюонов в ливне сильно зависит от первичного состава - чем больше тяжелых ядер, тем больше мюонов в ШАЛ. Этот факт явно демонстрирует рис. 2.7(a). Аналогично тому, как с помощью распределения возраста ливней S находились доли протонов и ядер железа, мы определяем первичный состав подгонкой распределения $\rho_\mu(100)$ в Монте-Карло к экспериментальным данным. Полученная таким образом доля первичных ядер железа равна $54 \pm 6\%$, см. рис 2.7(b). Результат определения первичного состава по плотности мюонов хорошо согласуется с результатом, полученным по возрасту ШАЛ S , то есть с результатом анализа наземных регистрационных пунктов.

Второй метод использует масштабирование числа мюонов в ШАЛ, то есть состоит в изучении вопроса о том, как изменение коэффициента k , введенного в разделе 2.3.3, влияет на согласие между экспериментальными данными и моделированием. Из минимизации выражения (2.2) находим значение параметра k , при котором распределение плотности мюонов $\rho_\mu(100)$ в Монте-Карло наилучшим образом согласуется с экспериментальными значениями, с учетом первичного состава, определенного из распределения по S . Сравнение данных и моделирования продемонстрировано на рисунке 2.8. Этот анализ дает результат $k = 0.92 \pm 0.06$, который показывает отсутствие избытка мюонов в наблюдаемых ШАЛ на уровне достоверности 90%.

Отметим, что неопределенности, которые связаны с реконструкцией параметров ШАЛ, учтены в моделировании, так как реконструкция экспериментальных и модельных данных проводится одними и теми же процедурами. Помимо этого учитывались флуктуации плотности мюонов в ШАЛ, так как для моделирования использовались искусственные ливни без прореживания. Неопределенность определения плотности мюонов учитывается при

моделировании, так как вероятность срабатывания счетчика от прохождения мюона близка к 100%. Тем не менее, существуют потенциальные источники систематических неопределенностей, которые обсуждаются ниже.

Неопределенность первичного состава. Основной результат работы основан на первичном составе, полученном из данных наземных детекторов. Интересно проверить приведенные выше результаты анализа мюонных данных с учетом первичного состава, полученного другими экспериментами. Используя первичный состав из результатов экспериментов KASCADE-Grande [54] (41% p, 59% Fe) и Tunka-133 [55] (49% p, 51% Fe), мы определяем соответствующие для них коэффициенты: для состава KASCADE-Grande $k = 0.91 \pm 0.05$; для состава Tunka-133 $k = 0.96 \pm 0.06$. В итоге мы исключаем $k > 1$ на уровне достоверности 95% и 67% для KASCADE-Grande и Tunka-133 соответственно.

Можно отметить, что, первичный состав, согласно результатам других экспериментов изменятся при $E \sim 10^{17}$ эВ из-за "тяжелого колена" в энергетическом спектре. Однако, работая в довольно узком интервале энергий, мы не имеем достаточной статистики, чтобы проследить изменения первичного состава в данных. Мы также не выходим за рамки двухкомпонентной смеси протонов и ядер железа. Предыдущее исследование [63] продемонстрировало, что эксперимент ШАЛ-МГУ не имеет достаточного количества статистических данных, чтобы выделить вклад ядер с промежуточной массой. С другой стороны, двухкомпонентная модель первичного состава из смеси протонов и ядер железа дает хорошее описание экспериментальных данных.

Неопределенность в моделях адронных взаимодействий. Основной результат данного исследования об отсутствии избытка мюонов в наблюдаемых ШАЛ был получен для одной конкретной модели адронных взаимодействий, QGSJET-II-04 [10]. Поэтому важно оценить неопределенность, связанную с выбором модели адронного взаимодействия. Для того чтобы оценить зависимость от изменения адронной модели взаимодействия,

мы провели упрощенную симуляцию с тремя другими моделями, а именно: EPOS-LHC [5], SIBYLL 2.3 [8] и QGSJET-01 [7]. Как предлагается в работе [64], моделирование ШАЛ с помощью этих моделей было выполнено с параметром прореживания ("thinnig") $\epsilon = 10^{-5}$ и ограничениями на максимальный вес частицы 40 и 4000 для адронов и для электромагнитных частиц, соответственно. Для каждой модели было смоделировано 400 ливней с $E = 10^{17}$ эВ и 400 ливней с $E = 4 \times 10^{17}$ эВ для первичных протонов и столько же для первичных ядер железа. Параметр возраста ШАЛ S определяется путем подгонки выражения (1.1) к ФПР искусственного ливня, аналогично описанному в конце пункта 1.2.1. Также важно отметить, что прореживание искусственных ливней не сильно изменяет их изначальные параметры (N_e , N_μ и кривизну ФПР), хотя и вводит дополнительные флуктуации параметров ШАЛ [65]. Было также проверено, что ливни с прореживанием, посчитанные с помощью адронной модели QGSJET-II-04, имеют в среднем такие же параметры, как и ШАЛ, смоделированные без процедуры прореживания.

Для примерной оценки первичного состава и параметра k из других адронных моделей было выполнено упрощенное моделирование, с использованием параметров из таблиц 2.1 и 2.2. Ниже пошагово показан алгоритм этого моделирования.

1. Случайным образом генерируется некоторое значение энергии с дифференциальным спектром $dN/dE \sim E^{-3.1}$ и в тех же пределах, в которых делалось полное МК ($10^{7.5}$ ГэВ $< E < 10^{8.75}$ ГэВ), зенитный угол $\theta = 0^\circ$.
2. С помощью интерполяции для полученного значения энергии находятся $\langle \log_{10}(N_e) \rangle$, $\langle \log_{10}(N_\mu) \rangle$, $\langle S \rangle$ и среднее квадратичное отклонение.
3. Из усредненных значений этих параметров с помощью нормального распределения находятся модельные значения $\log_{10}(N_e)$, $\log_{10}(N_\mu)$ и S .

Модель	$\langle \log_{10}(N_e) \rangle$	$\langle \log_{10}(N_\mu) \rangle$	$\langle S \rangle$
EPOS, p	7.45 ± 0.12	5.98 ± 0.08	0.95 ± 0.06
EPOS, Fe	7.24 ± 0.05	6.1 ± 0.01	1.06 ± 0.04
SIBYLL, p	7.44 ± 0.14	5.82 ± 0.09	0.93 ± 0.06
SIBYLL, Fe	7.21 ± 0.07	5.97 ± 0.03	1.03 ± 0.05
QGSJET-01, p	7.40 ± 0.15	5.90 ± 0.09	0.95 ± 0.07
QGSJET-01, Fe	7.18 ± 0.07	6.04 ± 0.04	1.05 ± 0.05
QGSJET-II-04, p	7.44 ± 0.14	5.93 ± 0.08	0.94 ± 0.07
QGSJET-II-04, Fe	7.22 ± 0.06	6.06 ± 0.02	1.04 ± 0.04

Таблица 2.1. Результаты для различных адронных моделей. Первичная энергия $E = 10^{17}$ эВ, зенитный угол $\theta = 0^\circ$.

Модель	$\langle \log_{10}(N_e) \rangle$	$\langle \log_{10}(N_\mu) \rangle$	$\langle S \rangle$
EPOS, p	8.12 ± 0.11	6.53 ± 0.07	0.91 ± 0.06
EPOS, Fe	7.93 ± 0.06	6.66 ± 0.03	1.01 ± 0.04
SIBYLL, p	8.12 ± 0.11	6.37 ± 0.06	0.89 ± 0.06
SIBYLL, Fe	7.91 ± 0.05	6.52 ± 0.02	0.98 ± 0.04
QGSJET-01, p	8.09 ± 0.12	6.46 ± 0.07	0.91 ± 0.06
QGSJET-01, Fe	7.88 ± 0.05	6.59 ± 0.02	1.01 ± 0.04
QGSJET-II-04, p	8.12 ± 0.11	6.49 ± 0.07	0.91 ± 0.06
QGSJET-II-04, Fe	7.91 ± 0.07	6.62 ± 0.03	1.00 ± 0.04

Таблица 2.2. Результаты для различных адронных моделей. Первичная энергия $E = 4 \times 10^{17}$ эВ, зенитный угол $\theta = 0^\circ$.

4. Накладывается условие $N_e > 2 \times 10^7$.

Таким образом получается 2000 модельных наборов параметров. Мы знаем, что при использовании модели QGSJET-II-04 первичный состав по параметру S содержит $\epsilon = 43\%$ протонов. Далее проводим упрощенное Монте-Карло моделирование для QGSJET-II-04, с использованием такого же состава первичных частиц (43% протонов и 57% ядер железа). Результаты сравниваются с упрощенным моделированием с помощью другой адронной модели, при этом доля протонов, ϵ , считается свободным параметром. Для оптимизации параметра ϵ при сравнений распределений по S используется тест Андерсена-Дарлинга [66]. Результаты определения доли первичных протонов для других адронных моделей показаны в таблице 2.3. Это позволяет определить параметр k для разных адронных моделей, см. таблицу 2.3.

Несмотря на то, что восстановленный состав первичных частиц зависит от выбора используемой модели адронных взаимодействий, избыток мюонов не наблюдается ни в одном случае. Это проявляется, в частности, в отсутствии необходимости привлечения частиц тяжелее ядер железа для описания состава первичных частиц, полученного с помощью мюонных данных.

2.5 Выводы из результатов анализа и сравнение с результатами других экспериментов

В этой главе был приведен анализ плотности мюонов ($E_\mu > 10$ ГэВ), зарегистрированных подземным детектором эксперимента ШАЛ-МГУ. Проведя моделирование установки методом Монте-Карло и основываясь на первичном составе из данные наземных регистрационных пунктов, а также используя модель адронных взаимодействий QGSJET-II-04, мы получаем хорошее согласие между моделированием и данными мюонного детектора. Определив коэффициент масштабирования мюонной плотности в искусственных ливнях $k = 0.92 \pm 0.06$, мы исключаем мюонный избыток ($k > 1$)

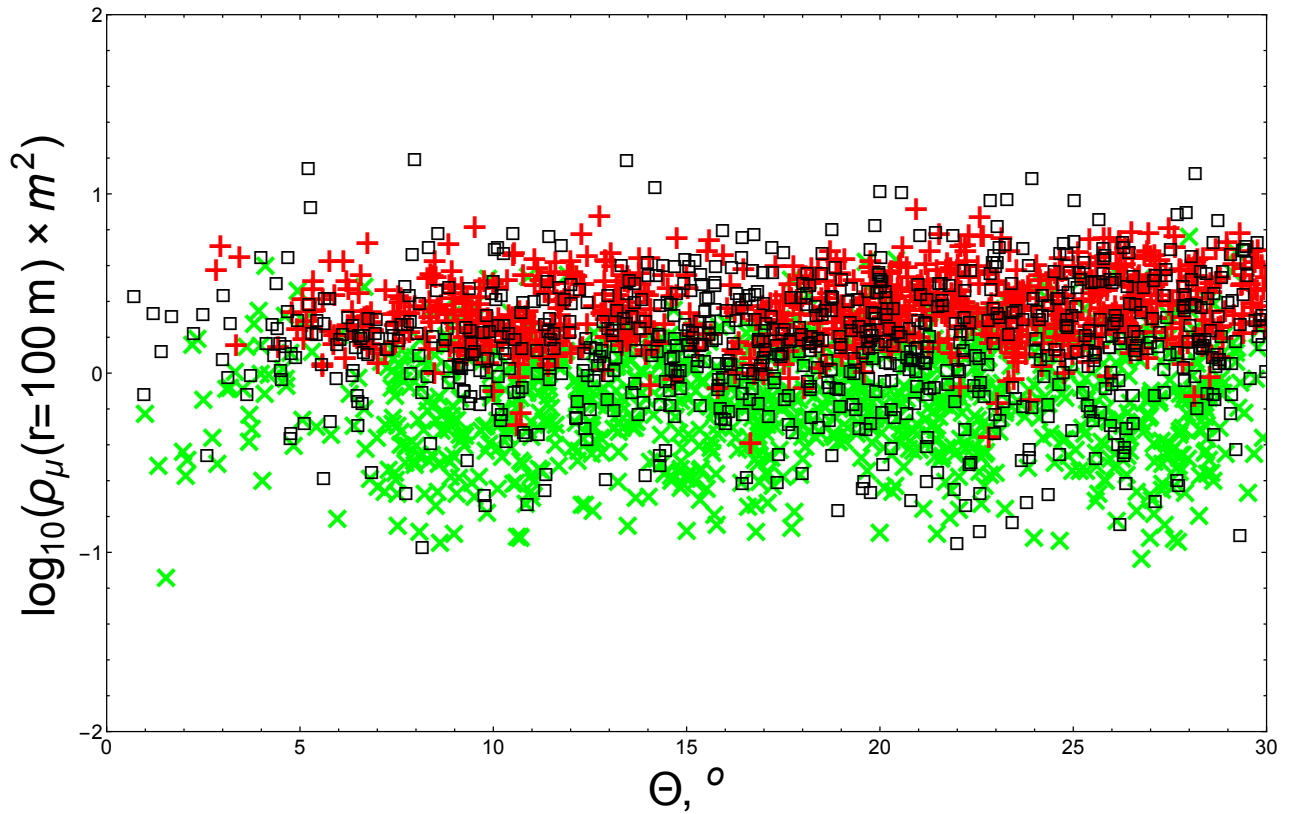


Рис. 2.4. Зависимость $\rho_\mu(100)$ от θ . Черные пустые квадратики: данные; зеленые плюсы: МК (протоны); красные кресты: МК (ядра железа).

Модель	средняя доля Fe из распределения по S , %	k
QGSJET-II-04	57	0.92 ± 0.06
EPOS-LHC	42	0.96 ± 0.06
SIBYLL 2.1	76	1.00 ± 0.07
QGSJET-01	58	0.95 ± 0.06

Таблица 2.3. Результаты вычисления параметра k для различных адронных моделей.

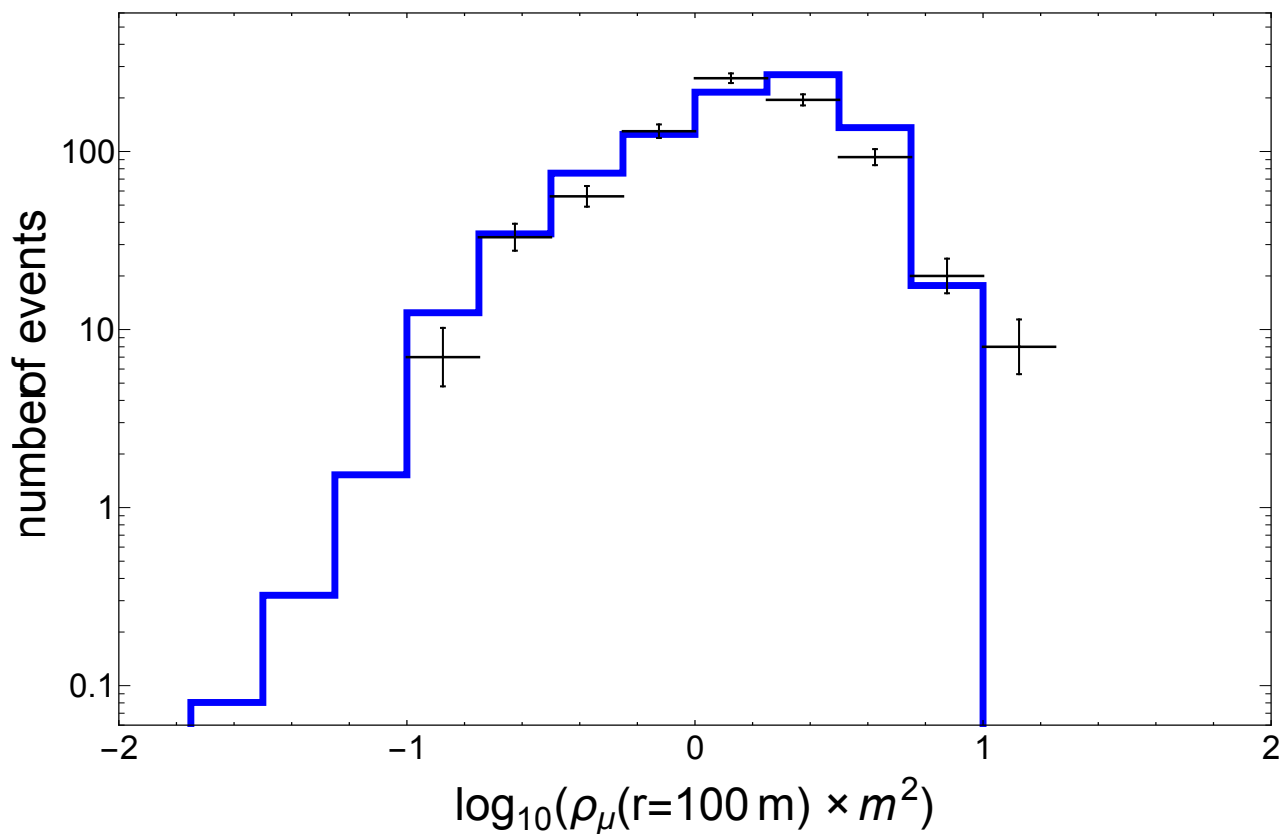


Рис. 2.5. Сравнение распределения $\rho_{\mu}(100)$ в данных и МК. Точки с ошибками: данные; синяя гистограмма: МК (наилучшая подгонка первичного состава по распределению S : 57% ядер железа, 43% протонов). Используется модель адронных взаимодействий при высоких энергиях QGSJET-II-04.

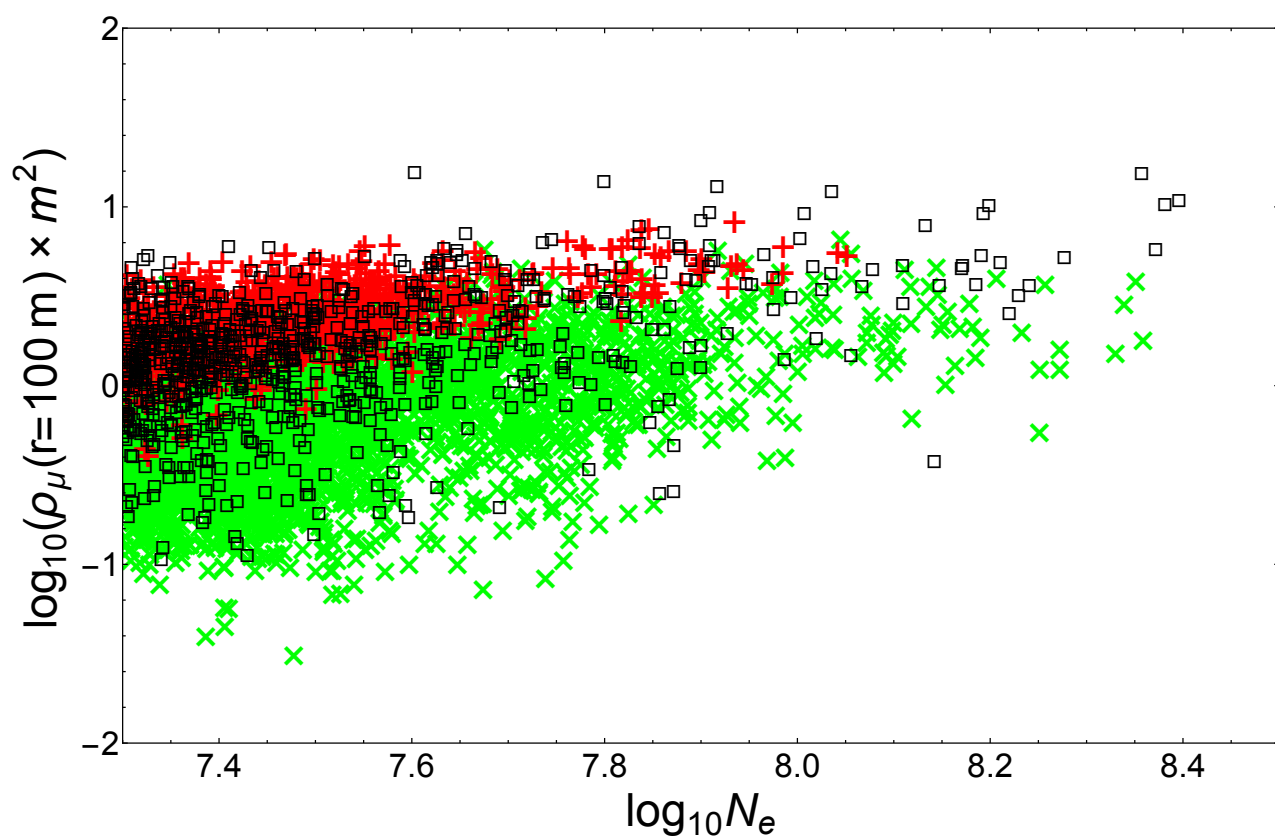
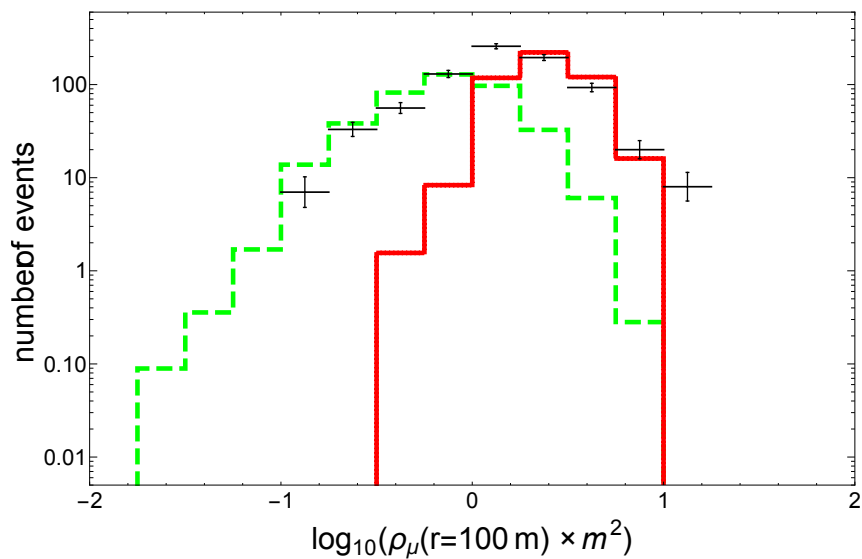
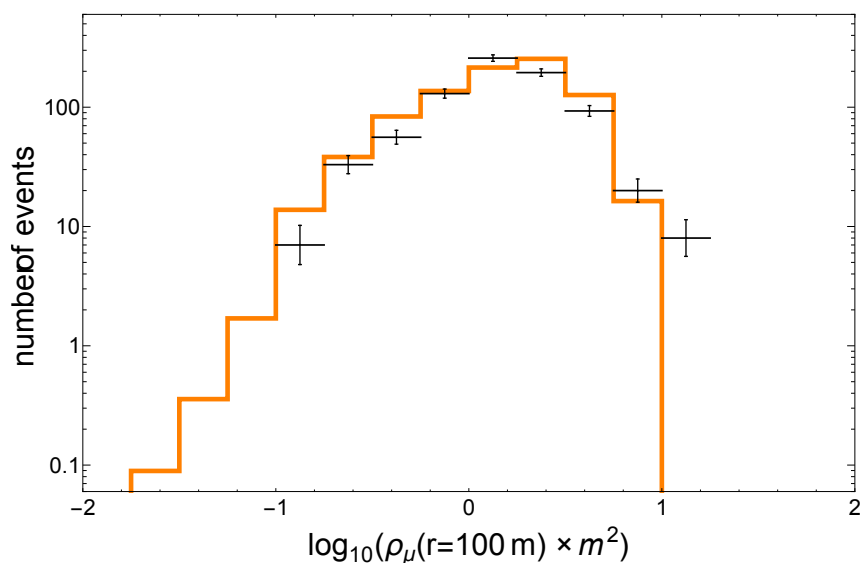


Рис. 2.6. Зависимость $\rho_\mu(100)$ от N_e . Черные пустые квадратики: данные; зеленые плюсы: МК (протоны); красные кресты: МК (ядра железа).



(a)



(b)

Рис. 2.7. Распределение $\rho_{\mu}(100)$ в данных и в Монте-Карло. Точки с ошибками: данные. (а): зеленая пунктирная гистограмма: МК (протоны), красная штриховая гистограмма: МК (железо); (б): оранжевая гистограмма: МК (наилучшая подгонка, 46% протонов и 54% ядер железа).

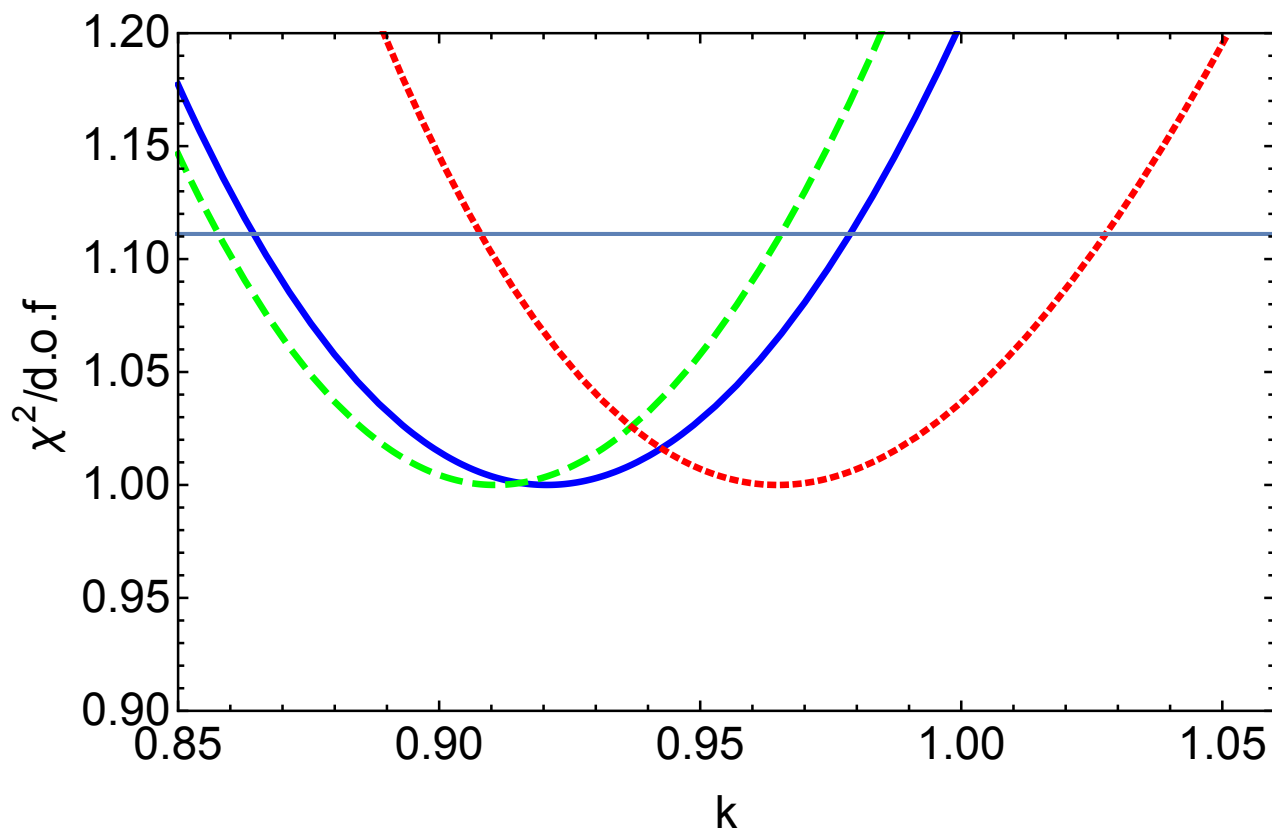


Рис. 2.8. Нормированная на число степеней свободы функция $\chi^2(k)$. Синяя сплошная линия: первичный состав из наземной части эксперимента ШАЛ-МГУ (43% p, 57% Fe); зеленая пунктирная линия: первичный состав из эксперимента KASCADE-Grande [54] (41% p, 59% Fe); красная линия точками: первичный состав из эксперимента Tunka-133 [55] (49% p, 51% Fe). Горизонтальная линия соответствует 68% CL.

Эксперимент	X , $\text{г}/\text{см}^2$	E , эВ	E_μ , ГэВ	r/R_0	избыток мюонов
HiRes-MIA [19]	860	$10^{17} - 10^{18}$	$\gtrsim 0.85$	$\gtrsim 10$	+
РАО [14, 16, 17]	880	$\gtrsim 10^{19}$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 10$	+
ЯКУШАЛ [18]	1020	$\gtrsim 10^{19}$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 10$	+
IceTop [20]	680	$10^{15} - 10^{17}$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 10$	-
ШАЛ- МГУ	990	$10^{17} - 10^{18}$	$\gtrsim 10$	2 - 3	-

Таблица 2.4. Сравнение с предыдущими исследованиями мюонной компоненты ШАЛ.

на уровне достоверности 92%. Аналогичный вывод получен для других адронных моделей и экспериментов.

Тем не менее, хорошее согласие предсказанной и наблюдаемой мюонной плотности в эксперименте ШАЛ-МГУ не означает, что в любом случае модель адронного взаимодействия QGSJET-II-04 дает правильное описание рождения мюонов в ШАЛ. В данном случае согласие между экспериментальными данными и моделированием наблюдается при первичных энергиях $E \sim 10^{17}$ эВ, энергиях мюонов в ШАЛ $E_\mu > 10$ ГэВ. Полученные при различных условиях (высота установки над уровнем моря, измеряемый диапазон первичных энергий, энергия мюонов, расстояние до оси ливня) результаты предыдущих исследований этого вопроса просуммированы в таблице 2.4. Об избытке мюонов в ШАЛ сообщалось на основе данных экспериментов РАО [14, 16, 17] и ЯКУШАЛ [18] для первичных энергии $E \gtrsim 10^{19}$ эВ и энергий мюонов $E_\mu \gtrsim 1$ ГэВ. Эксперимент HiRes-MIA [19] обнаружил превышение мюонов в диапазоне первичных энергий 10^{17} эВ $\lesssim E \lesssim 10^{18}$ эВ при энергиях мюонов в ШАЛ $E_\mu \gtrsim 0.85$ ГэВ. Однако, свою очередь, коллаборация IceTop продемонстрировала предварительный противоположный результат [20]; при первичных энергиях 10^{15} эВ $\lesssim E \lesssim 10^{17}$ эВ и энергиях мюонов в ШАЛ $E_\mu \sim 1$ ГэВ избытка плотности мюонов не наблюдается. Также стоит отметить важную разницу между настоящей работой и другими исследованиями, о которых говорилось выше: здесь мы исследуем внутреннюю часть ШАЛ, которая соответствует расстояниям от оси ливня $r \sim (2 - 3)R_0$, в то время как результаты других экспериментов рассматривают внешние части, $r \sim 10R_0$ (R_0 - мольеровский радиус). Обратите внимание, что при более низких E и при $E_\mu \gtrsim 1$ ТэВ, мюонный избыток может быть исследован с помощью атмосферных мюонов [67, 68]. Предварительные результаты эксперимента KASCADE-Grande [69] (110 м над уровнем моря, 1022 г/см²) при показали, что при первичных энергиях $E \sim 10^{17}$ эВ атмосферное затухание числа мюонов ($E_\mu > \gtrsim 0.23$ ГэВ, $r/R_0 \gtrsim 3$) оказывается недостаточным, по

сравнению с экспериментальными данными, во всех доступных моделях адронных взаимодействий при высоких энергиях, в том числе QGSJET-II-04. Очевидно, для понимания причины возникновения избыточного количества мюонов в ШАЛ и улучшения моделей адронных взаимодействий потребуются дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

ГЛАВА 3

ОГРАНИЧЕНИЕ НА ПОТОК ФОТОНОВ ИЗ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА ШАЛ-МГУ

В данной главе представлен метод и приведены результаты поиска фотонов в космических лучах при энергиях $\sim (10^{16} - 10^{17.5})$ эВ. В отличие от предыдущих исследований [39–41], основанных на данных того же эксперимента, для оценки потока фотонов используется полное моделирование установки. В главе будут получены верхние пределы на диффузный поток космических фотонов соответствующих энергий.

3.1 Актуальность поисков фотонов в космических лучах

Поиск астрофизических фотонов в диапазоне энергий 10^{15} эВ $\lesssim E_\gamma \lesssim 10^{20}$ эВ привлекает значительное внимание при исследованиях космических лучей [21, 22]. Эти исследования чрезвычайно важны для разных задач астрофизики частиц. Фотоны сверхвысоких энергий возникают в ряде моделей, принимаемых для объяснения происхождения космических лучей и нейтрино. Из-за образования пар на реликтовом излучении, поток фотонов от внегалактических источников в диапазоне энергий от \sim ПэВ до \sim ЕэВ сильно подавлен, поэтому отсутствие экспериментального обнаружения гамма-излучения в этой области энергий будет говорить о внегалактическом происхождении, например, астрофизических нейтрино, обнаруженных экспериментом IceCube [32, 33]. Также отсутствие фотонов в диапазоне более высоких энергий [70] будет сильно ограничивать модели с протонным составом космических лучей энергией $E \gtrsim 10^{19.5}$ эВ, см. работы [71, 72]. С другой стороны, обнаружение гамма-излучения сверхвысоких энергий может дать указание на наличие "новой физики": распад частиц сверхтяжелой темной материи [26–29], аксионоподобные частицы [30] или некоторые теории с на-

рушением Лоренц-инвариантностью [31].

Как и адроны, при сверхвысокой энергии фотоны взаимодействуют с атомами вещества воздуха и создают широкие атмосферные ливни. Экспериментальная задача поиска первичных гамма-квантов заключается в отделении фотонных событий от ливней, вызванных первичными ядрами. Один из лучших параметров, позволяющий определить тип первичной частицы - это число мюонов в ШАЛ. Как правило, фотонное событие содержит значительно меньше фотонов, чем вызванный адроном ливень. Это различие связано с тем, что ливень, вызванный первичным фотоном, развивается в основном за счет электромагнитного взаимодействия, и единственным источником мюонов в нем являются фотоядерные реакции, которые имеют относительно небольшое сечение. Ливни, индуцированные первичными адронами, наоборот, имеют большее количество мюонов за счет распадов заряженных пионов, возникающие в ходе адронных взаимодействий. К сожалению, во многих современных экспериментах по исследованию космических лучей мюонные детекторы либо отсутствуют, либо недостаточно эффективны. Благодаря наличию большого мюонного детектора данные эксперимента ШАЛ-МГУ можно использовать для поиска широких атмосферных ливней с малым содержанием мюонов.

Предыдущие предварительные исследования показали некоторый избыток кандидатов на роль первичных фотонов по сравнению с ожидаемым фоном [39–41]. Но в этих исследованиях фон оценивался через моделирование плотности мюонов без учета отклика детекторов от отдельных частиц, поэтому флуктуации мюонной плотности могли быть недооценены. Тем самым, актуальной представляется задача проверки ранее полученных результатов современными методами [42]. Для задачи о поиске космических фотонов в эксперименте ШАЛ-МГУ мы используем полное моделирование установки методами Монте-Карло.

3.2 Моделирование фотонных ШАЛ

Для того чтобы отделить фотонные ливни от адронных, применяется следующее определение фотоподобного события: мюонный детектор не срабатывает во время регистрации ШАЛ установкой. Остальные критерии отбора кандидатов на роль фотонных ливней такие же, как для решения других задач (смотрите раздел 1.2.2), за исключением более низкого порога отбора по числу частиц $N_e > 10^7$, что позволяет расширить исследуемый диапазон энергий. Мы используем 1204 дня наблюдений (1984-1990). С учетом $N_e > 10^7$, общее количество выбранных событий составляет 3148. Для того, чтобы убедиться в том, что моделирование описывает данные с $N_e > 10^7$, в приложении будут представлены распределения по основным параметрам ШАЛ (N_e , возраст ливней S , расстояние между центром массива и осью ливня R , зенитный угол θ) для этой выборки.

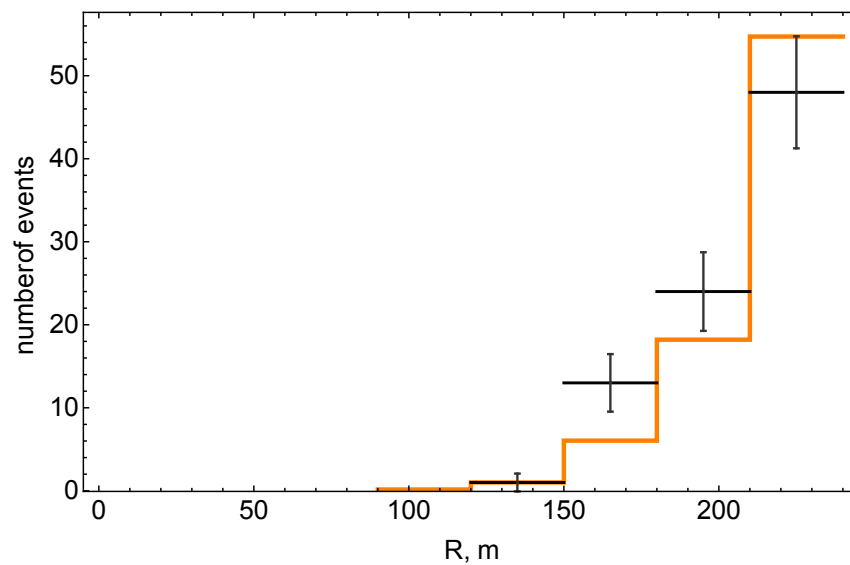
Низкоэнергетические протоны не всегда создают в ливне достаточное количество мюонов для активации мюонного детектора, особенно если ось ШАЛ находится на большом расстоянии от центра установки. Для оценки количества фоновых безмюонных событий от первичных ядер мы используем полное моделирование установки ШАЛ-МГУ, описанной в первой главе и в работе [43]. Мюонная компонента ШАЛ связана с первичным составом космических лучей, поэтому количество безмюонных фоновых событий зависит от предполагаемой доли протонов. Поэтому для поиска фотонов сверхвысоких энергий нужно использовать первичный состав, который был определен с помощью подгонки смоделированного распределения по плотности мюонов к наблюдаемому. Из результатов анализа мюонных данных, которые были приведены во второй главе и опубликованы в работе [44], доля протонов составляет $46 \pm 6\%$. Напомним, что доля протонов из анализа мюонных данных хорошо согласуется с первичным составом, полученным из данных наземных регистрационных пунктов установки ШАЛ-МГУ.

Для оценки полного потока гамма-излучения в эксперименте ШАЛ-МГУ важно также определить число пропущенных фотонных событий, то есть необходимо оценить эффективность регистрации первичных фотонов. Также потребуется зависимость числа частиц N_e в фотонном ШАЛ от первичной энергии E_γ , $N_e(E_\gamma)$, для того чтобы определить число фотоподобных событий в определенном диапазоне энергий. Для вычисления эффективности регистрации безмюонных ливней от первичных фотонов и $N_e(E_\gamma)$ выполняется моделирование фотонных ШАЛ тем же способом, как были смоделированы адронные ливни. Всего используется библиотека из 300 независимых искусственных ливней, вызванных первичными фотонами. Фотонные ливни также смоделированы без процедуры прореживания. Первичная энергия ливней в библиотеке соответствует дифференциальному энергетическому спектру E^{-1} и меняется в диапазоне $10^{16} \text{ эВ} < E_\gamma < 10^{17.5} \text{ эВ}$. Смоделированные события набрасываются на установку с дифференциальным спектром $dN/dE \sim E_\gamma^{-2}$. Верхние пределы на поток фотонов несильно зависят от предполагаемого спектра, так как в основном они связаны с эффективностью регистрации. Общее число фотонных искусственных событий составляет 27310, из них 3898 с $N_e > 10^7$, а также удовлетворяющих остальным критериям отбора.

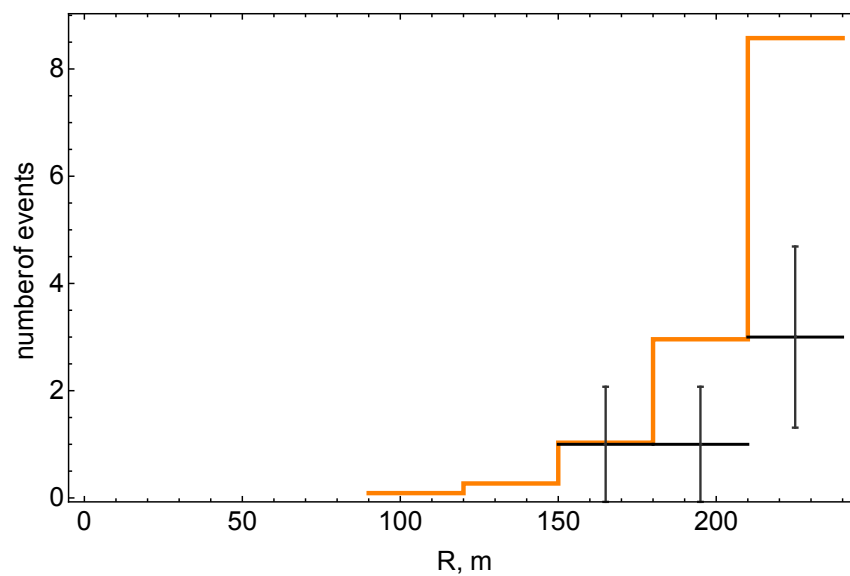
3.3 Ограничение на поток гамма-излучения

Общее количество безмюонных событий с $N_e > 10^7$ в экспериментальных данных равняется 86, в то время как ожидаемое число безмюонных фоновых событий, вызванных первичными адронами, равно 83.5. Распределение по расстоянию от центра до оси этих безмюонных ливней R показано на рисунке 3.1(а).

Как говорилось выше, для того чтобы исследовать поток фотонов в различных энергетических диапазонах, нужно найти зависимость числа частиц



(a)



(б)

Рис. 3.1. Сравнение распределений по R безмюонных событий в данных и в Монте-Карло. Точки с ошибками: данные; оранжевая гистограмма: МК. Первичный состав определен из анализа данных мюонного детектора: 46% протонов и 54% ядер железа. (а): $E_\gamma > 2 \times 10^{16}$ эВ; (б): $E_\gamma > 10^{17}$ эВ.

от энергии $N_e(E_\gamma)$. Связь между N_e и E_γ различна для фотонных и адронных ливней, и в поиске гамма-излучения высокой энергии этот факт нужно принять во внимание [28, 73]. Соотношение $N_e(E_\gamma)$ можно оценить из моделирования регистрации фотонов установкой тем же методом, как были определены в пункте 1.4.2 аналогичные соотношения для адронных моделей. В итоге связь между N_e и E_γ выглядит следующим образом:

$$N_e(E_\gamma) = 4.1 \times 10^{-10} \frac{E_\gamma}{\text{эВ}}. \quad (3.1)$$

Условие, используемое при отборе данных для поиска фотонов с энергией $E_\gamma > E_\gamma^{\text{min}}$:

$$N_e > \max \{ 10^7, a N_e(E_\gamma^{\text{min}}) \}, \quad (3.2)$$

где коэффициент $a = 0.56$ выбирается из условия того, чтобы 90% смоделированных фотонных событий удовлетворяло бы этому условию.

Для каждой минимальной энергии E_γ^{min} мы определяем число наблюдаемых безмюонных событий в данных n_{obs} , а также ожидаемое количество фоновых безмюонных событий, вызванных первичными адронами n_b . Избытка безмюонных событий по сравнению с предсказанным числом фоновых событий не наблюдается. Мы оценили максимальное количество событий, вызванных первичными фотонами, n_γ^{FC} , используя стандартный метод Фельдмана-Казинса [74] для уровней достоверности 90% и 95%. Для того чтобы вычислить верхний предел на поток фотонов, нужно разделить n_γ^{FC} на эффективную экспозицию установки в данном диапазоне энергий. Эффективная экспозиция учитывает долю фотонов, не прошедших реконструкцию и критерии отбора, а также тот факт, что фотонный ливень может активировать мюонный детектор. Далее мы покажем, как она вычисляется.

Геометрическая экспозиция для экспериментальных данных при используемых условиях ($R \leq R_{\text{max}} = 240$ м, $\theta \leq \theta_{\text{max}} = 30^\circ$) определяется следующим образом: $A_{\text{data}} = \Omega \times S \times T$, где $\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta_{\text{max}})$ – телесный угол, $S = \pi R_{\text{max}}^2$ – площадь установки, $T = 14060.7$ часов – время набора

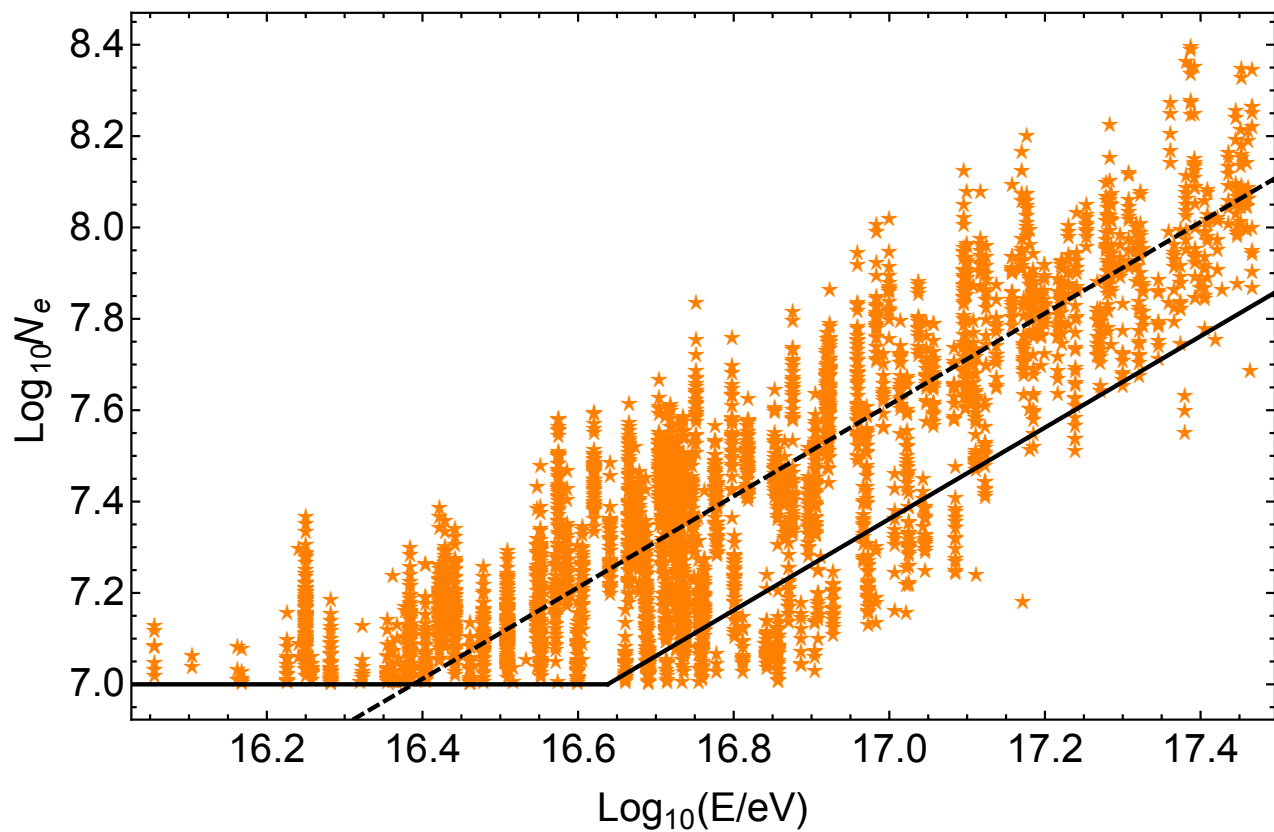


Рис. 3.2. Зависимость первичной энергии смоделированных фотонов E_γ от реконструированного N_e . Звездочки: Монте-Карло фотонов; пунктирная линия: формула (3.1); сплошная линия: условие на N_e в зависимости от E_γ , формула (3.2).

рассматриваемых экспериментальных данных.

Смоделированные адронные и фотонные ливни имеют зенитный угол до $\theta_{MC} = 35^\circ$ и набрасываются в центральную область установки площадью $S_{MC} = (280 \text{ м})^2 = 0.3136 \text{ км}^2$. Соответствующая геометрическая экспозиция для модельных ливней равняется $A_{MC} = \Omega_{MC} \times S_{MC} \times T$, где $\Omega_{MC} = \pi \sin^2 \theta_{MC}$ и $\theta_{MC} = 35^\circ$. Отметим, что Ω определяется в геометрической экспозиции для экспериментальных данных и Монте-Карло модели по-разному, так как в первом случае R - это расстояние от центра до оси ливня, в то время как в моделировании $R' = 280$ - это расстояние от центра до точки пересечения оси ливня с плоскостью установки. Мы вычислили число смоделированных фотонных безмюонных событий, $n_{\text{pass},0\mu} = 2571$, прошедших все критерии отбора (в частности, те, которые соответствуют геометрической экспозиции для экспериментальных данных A_{data}), и поделили это число на общее число фотонных искусственных событий $n_{MC} = 27310$. В итоге мы можем вычислить эффективную экспозицию как $A_{\text{eff}} = \xi A_{\text{geom}}$, где ξ - коэффициент эффективности регистрации безмюонных фотонов, определяемый по формуле:

$$\xi = \frac{n_{\text{pass},0\mu}}{n_{MC}} \frac{A_{MC}}{A_{\text{geom}}}. \quad (3.3)$$

Эффективность реконструкции первичных протонов и фотонов (не обязательно только безмюонных), прошедших все критерии отбора, высчитывается аналогичным образом. Отметим, что она иногда становится больше единицы из-за того, что событие, брошенное за пределами A_{geom} , может восстановиться с геометрическими параметрами, соответствующими требуемым критериям отбора. Как было оговорено выше, верхний предел на поток фотонов определяется как отношение n_γ^{FC} к A_{eff} ,

$$I_\gamma = n_\gamma^{\text{FC}} / A_{\text{eff}}, \quad (3.4)$$

где n_γ^{FC} - предполагаемое максимальное число фотонов при определенном уровне достоверности. Рисунок 3.3 показывает зависимость коэффициента

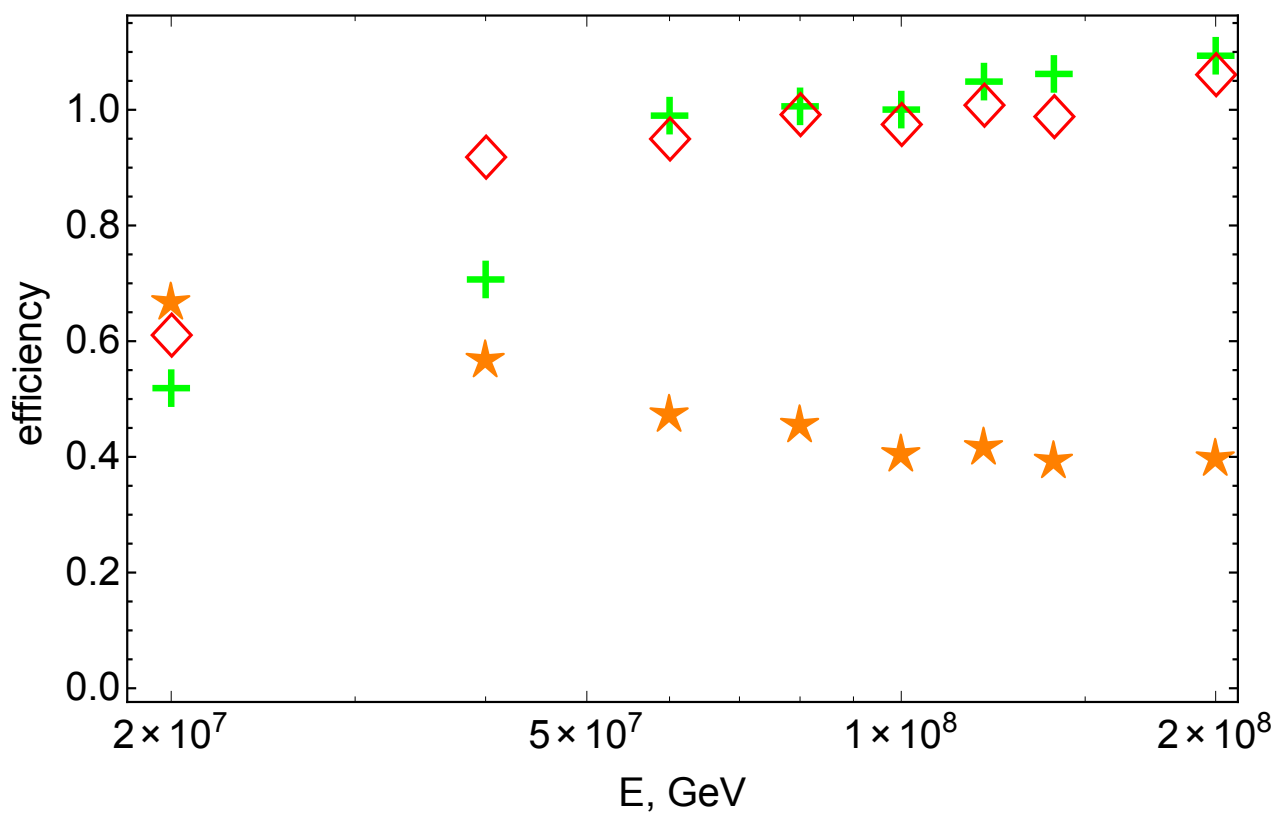


Рис. 3.3. Коэффициент эффективности регистрации безмюонных фотонов ξ (звездочки) и эффективность реконструкции для первичных протонов (плюсы) и фотонов (ромбы) при определенных энергиях. Смотрите текст.

эффективности регистрации безмюонных фотонов ξ от энергии. Для сравнения на этом рисунке показаны также эффективности реконструкции первичных протонов и фотонов. Уменьшение коэффициента эффективности регистрации безмюонных фотонов ξ на больших энергиях связано с тем, что с ростом первичной энергии фотонного ШАЛ увеличивается число фотоядерных реакций, в ходе которых возникают заряженные пионы, распадающиеся на мюоны.

Полученные ограничения на интегральный поток гамма-излучения, которые представляют собой основной результат этой главы, представлены в таблице 3.1.

3.4 Обсуждение полученных результатов поиска фотонов

3.4.1 Систематические неопределенности

Основным источником систематических неопределенностей в исследовании является моделирование фоновых безмюонных событий, вызванных первичными адронами. Как говорилось во второй главе, известно, что модели адронных взаимодействий, используемые при моделировании широких атмосферных ливней, не являются совершенными, в особенности в части описания мюонной компоненты ШАЛ. Несмотря на то, что основная часть данных мюонного детектора хорошо описывается моделью QGSJET-II-04, с учетом первичного состава из анализа показаний наземных регистрационных пунктов, адронная модель может себя вести по-другому для наблюдаемых редких маломюонных ШАЛ. Эта проблема может привести к некорректной оценке величины фона. Из таблицы 3.1 видно, что при определенных энергиях число наблюдаемых безмюонных событий в экспериментальных данных значительно меньше, чем предсказано при моделировании адронных безмюонных ШАЛ. Поэтому, помимо стандартной оценки предела интегрального потока гамма лучей, мы вычисляем "ожидаемый" верхний предел потока, основан-

E_γ^{\min} ,	N_e^{\min} ,	n_{obs}	n_b	n_γ^{FC}		$10^{16} \times A_{\text{eff}}$,	$I_\gamma \times 10^{-16} / (\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср})$	
эВ	10^7			(90% CL)	(95% CL)	(с·м ² ·ср)	(90% CL)	(95% CL)
2×10^{16}	1	86	80.1	22.4	25.71	5.16	4.34	4.98
4×10^{16}	1	86	80.1	22.4	25.71	4.39	5.09	5.85
6×10^{16}	1.38	29	42.6	2.48	3.85	3.67	0.68	1.05
8×10^{16}	1.84	9	21.7	1.26	2.13	3.53	0.36	0.6
10^{17}	2.3	5	12.9	1.21	1.84	3.14	0.39	0.58
1.2×10^{17}	2.76	4	8.6	1.66	2.38	3.23	0.51	0.74
1.4×10^{17}	3.22	2	5.6	1.44	2.16	3.05	0.47	0.71
2×10^{17}	4.6	1	2.8	2	2.75	3.08	0.65	0.89

Таблица 3.1. Ограничения сверху на интегральный поток гамма-излучения I_γ при первичных энергиях $E_\gamma > E_\gamma^{\min}$. Значение N_e^{\min} определяется выражением (3.1); n_{obs} - число наблюдаемых безмюонных событий с $N_e > N_e^{\min}$; n_b - ожидаемое число фоновых безмюонных событий; n_γ^{FC} - верхний предел количества безмюонных событий, вычисленный методом Фельдмана-Казинса; A_{eff} - эффективная экспозиция для фотонов. n_γ^{FC} и I_γ даны для двух значений уровня достоверности - 90% и 95%.

ный на предположении о том, что при $n_{\text{obs}} < n_b$, число наблюдаемых событий принимается равным вычисленному нами фону n_b . Такой метод часто используется в физике частиц при интерпретации результатов ускорительных экспериментов. В качестве альтернативы можно оценить пределы потоков в предположении, что модель Монте-Карло дает неправильную оценку фона. Для этого мы используем "основанный на наблюдениях" верхний предел потока, который подразумевает, что фон должен быть равен числу наблюдаемых событий n_{obs} . Эти "ожидаемые" и "основанные на наблюдениях" ограничения на поток гамма-излучения представлены в таблице 3.2 и сравниваются между собой на рисунке 3.4.

Кроме того, имеются систематические ошибки, связанные с неопределенностью первичного состава. Для того чтобы оценить их, мы изменяем состав в пределах погрешности доли протонов, $\pm 6\%$ и определяем, как изменяются при этом верхние пределы. При такой оценке вариации пределов уменьшаются с энергией: 21% при минимальной энергии и 4% при максимальной энергии. В среднем ошибка в определении первичного состава может изменить основной результат на 11%.

Внимательное рассмотрение соотношения между n_{obs} и n_b показывает одну особенность, которая, вероятно, связана с моделированием адронных взаимодействий, но, в принципе, также может быть объяснена с точки зрения наличия некоторого количества первичных фотонов. Соотношение n_{obs}/n_b остается постоянным, ~ 0.4 , при энергиях $E_\gamma \gtrsim 8 \times 10^{16}$ эВ, но при этом быстро увеличивается до ~ 1 при меньших энергиях. Если есть некоторая систематика в моделировании, которая завышает фон по сравнению с наблюдаемым числом безмюонных событий, и она не сильно меняется с энергией, то можно предположить наличие избытка безмюонных событий при энергиях 2×10^{16} эВ $\lesssim E \lesssim 8 \times 10^{16}$ эВ, которые могут соответствовать, например, потоку фотонов от распада частиц сверхтяжелой темной материи. Конечно, эту гипотезу нельзя проверить в ближайшее время, пока не будет полного

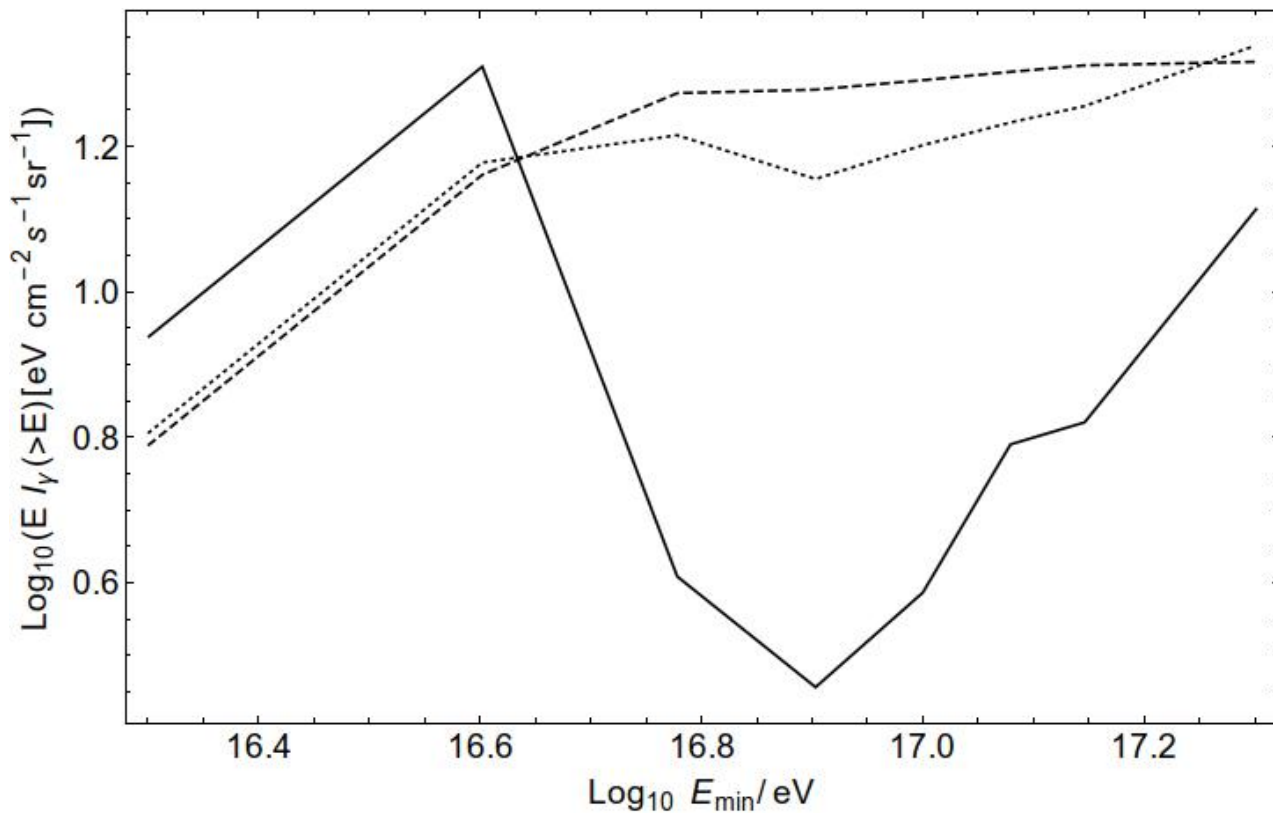


Рис. 3.4. Ограничения сверху (90% CL) на интегральный поток гамма-излучения при разных предложениях о фоне: стандартное (сплошная линия); "основанное на наблюдениях" (точечная линия); "ожидаемое" (пунктирная линия).

E_{γ}^{\min} , эВ	$I_{\gamma} \times 10^{16}$, $(\text{s}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{sr})^{-1}$		
	“ожидаемый”	стандартный	“основанный на наблюдениях”
2×10^{16}	3.08	4.34	3.20
4×10^{16}	3.62	5.09	3.76
6×10^{15}	3.12	0.68	2.73
8×10^{16}	2.37	0.36	1.79
10^{17}	1.95	0.39	1.59
1.2×10^{17}	1.67	0.51	1.42
1.4×10^{17}	1.46	0.47	1.28
2×10^{17}	1.04	0.65	1.09

Таблица 3.2. Оценка систематической неопределенности в пределах потока: “ожидаемые” и “основанные на наблюдениях” пределы в сравнении со стандартным результатом, приведенным в этой главе (90% CL).

понимания адронных взаимодействий при высоких энергиях, которое чрезвычайно необходимо для оценки фона.

3.4.2 Сравнение с предыдущим исследованием

Предыдущий анализ данных эксперимента ШАЛ-МГУ в том же диапазоне энергий показал наличие избыточного количества фотоподобных безмюонных событий по сравнению с предсказанным фоном [39–41], которые могли объясняться наличием потока первичных фотонов с энергией $E \sim 10^{17}$ эВ. Данное исследование не подтверждает это утверждение, а приводит только строгие ограничения сверху на интегральный поток гамма-излучения, которые представлены в таблице 3.1. Величины этих ограничений не сильно отличаются от оценок потока фотонов [39–41], поэтому важно понять различие между предыдущим анализом и анализом, который представлен в этой работе.

Представленный в работе окончательный вариант исследования имеет два важных преимущества. Во-первых, этот анализ основан на современных методах полного Монте-Карло моделирования широких атмосферных ливней и установки [43]. Экспериментальные данные и данные моделирования имеют одинаковый формат и обрабатываются одними и теми же процедурами реконструкции. Таким образом, такой подход принимает во внимание все возможные отклонения, которые могут возникать на стадии реконструкции, а также учитывает флуктуации в развитии и регистрации ШАЛ. Во вторых, была обновлена программа реконструкции параметров ШАЛ и введена новая проверка на качество регистрации безмюонного события. Старая версия программы для реконструкции параметров ШАЛ давала некоторое завышение числа частиц N_e . Основной общий эффект корректировки реконструкции состоит в том, что безмюонные события остаются в наборе данных, но реконструированное число частиц N_e стало для большинства из них ниже, чем в прошлом анализе. Для пояснения рассмотрим 48 безмюонных событий

с $N_e \geq 2 \times 10^7$, изученных в работе [40]. Из них 28 событий имеют в новом анализе $N_e < 2 \times 10^7$; 4 события находятся в данных, собранных до 1984 года, которые не рассматриваются в данной работе; 10 событий зарегистрированы в те дни, которые исключены из данного анализа по причине некачественной работы мюонного детектора, то есть в эти дни работало менее 28 коробок со счетчиками Гейгера-Мюллера из 32; 6 безмюонных событий остались в данном анализе. Кроме этого, в новом анализе появились 3 новых безмюонных события, которые полностью отвечают всем критериям отбора. В итоге в данном исследовании мы имеем 9 безмюонных событий с $N_e \geq 2 \times 10^7$. Все это привело к уменьшению числа кандидатов на роль первичных фотонов по сравнению с предсказанным фоном, который для данных энергий составляет 18,9 события. Так что для обновленного набора данных и анализа избыток безмюонных событий отсутствует. На рисунке 3.5 показано сравнение новых ограничений на поток фотонов с результатами предыдущих исследований. Несмотря на то, что в новом исследовании нет избытка безмюонных событий, величина верхних пределов потока фотонов стала немного больше по сравнению со старыми результатами. Это связано с тем фактом, что в данном случае поток фотонов считается через эффективную экспозицию регистрации гамма-излучения, которая учитывает тот факт, что только 40% фотонных ливней не засвечивают мюонный детектор.

3.4.3 Сравнение с другими экспериментами и возможные приложения

Многие эксперименты проводили поиски первичных фотонов сверхвысоких энергий, но пока никому не удалось их обнаружить. Наши пределы потока гамма-излучения в сравнении с другими экспериментами показаны на рисунке 6. Мы видим, что наши пределы совместимы с результатами эксперимента KASCADE-Grande, а при некоторых энергиях являются наиболее строгими в мире. Можно увидеть, что рассматриваемый в данной работе

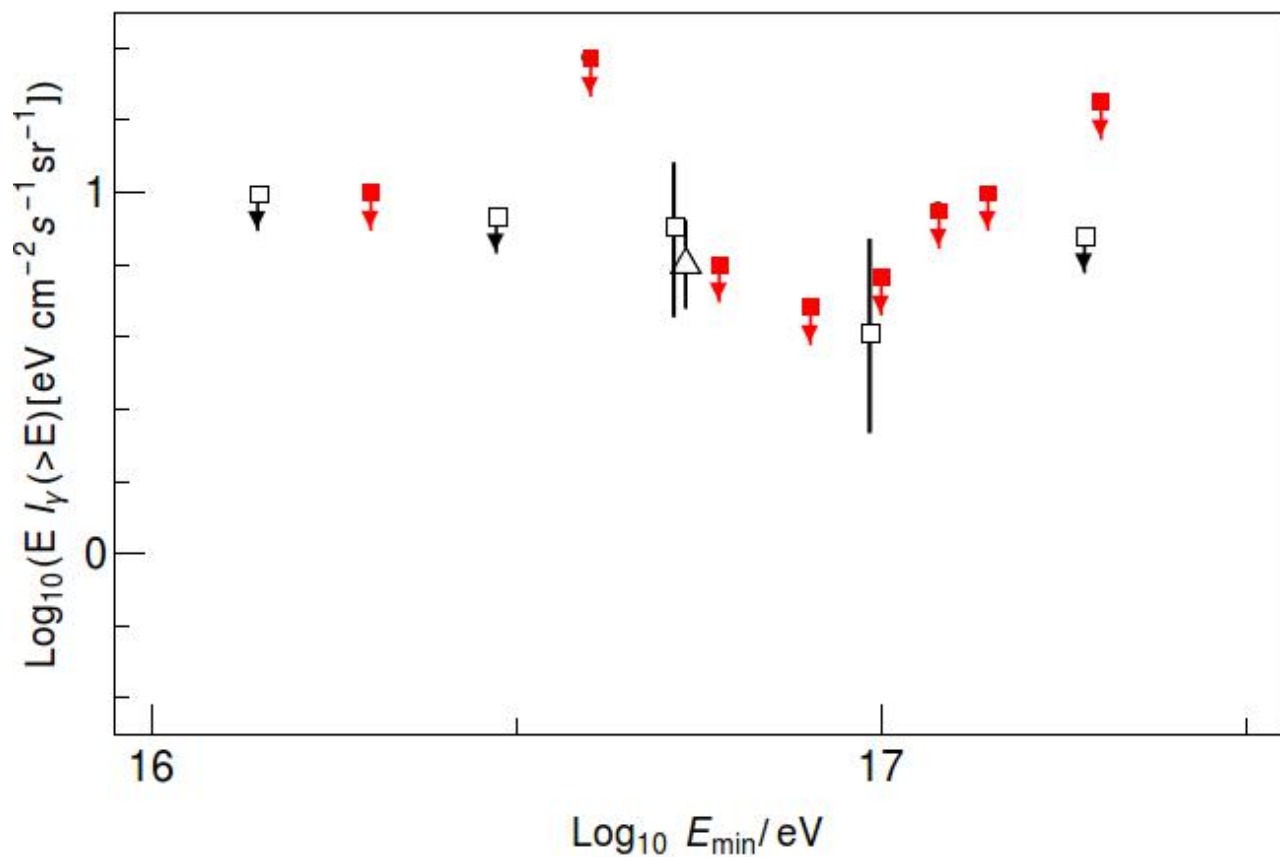


Рис. 3.5. Сравнение новых верхних пределов (95% CL) интегрального диффузного потока гамма-излучения с предыдущими результатами эксперимента ШАЛ-МГУ. Красные заполненные квадраты: настоящая работа; пустые квадраты: работа [41]; пустой треугольник: работа [40].

диапазон энергий ($10^{16} - 10^{18}$) эВ является одним из наименее исследованных. Дальнейшие поиски фотонов сверхвысоких энергий чрезвычайно важны для ограничения астрофизических моделей с источниками галактических нейтрино с энергиями порядка ПэВ или сверхтяжелой темной материи (в частности, распадающейся по двухфотонному каналу).

3.5 Итоги поисков фотонов в ШАЛ-МГУ

В работе представлены результаты поиска первичных фотонов в данных эксперимента ШАЛ-МГУ. В этом исследовании использовалось полное моделирование установки методами Монте-Карло и обновленная программа реконструкции параметров ШАЛ. В отличие от предыдущего анализа этих же данных, мы не обнаружили избытка безмюонных событий, которые могли бы быть кандидатами на роль вызванных фотонами ливней. Этот факт позволил определить верхние пределы на диффузный поток первичного гамма-излучения при энергиях $\sim (10^{16} - 10^{17})$ эВ. Разумеется, из этих ограничений нельзя сделать вывод об отсутствии первичных фотонов при $E_\gamma \sim 5 \times 10^{16}$ эВ. Разница с предыдущим исследованием связана, в основном, с изменением реконструкции: энергия безмюонных событий немного сместилась вниз, а при низких энергиях возникает больше фоновых событий, вызванных адронами. Пределы, полученные в данной работе, могут быть использованы для усовершенствования различных астрофизических моделей и для установления ограничений на модели "новой физики".

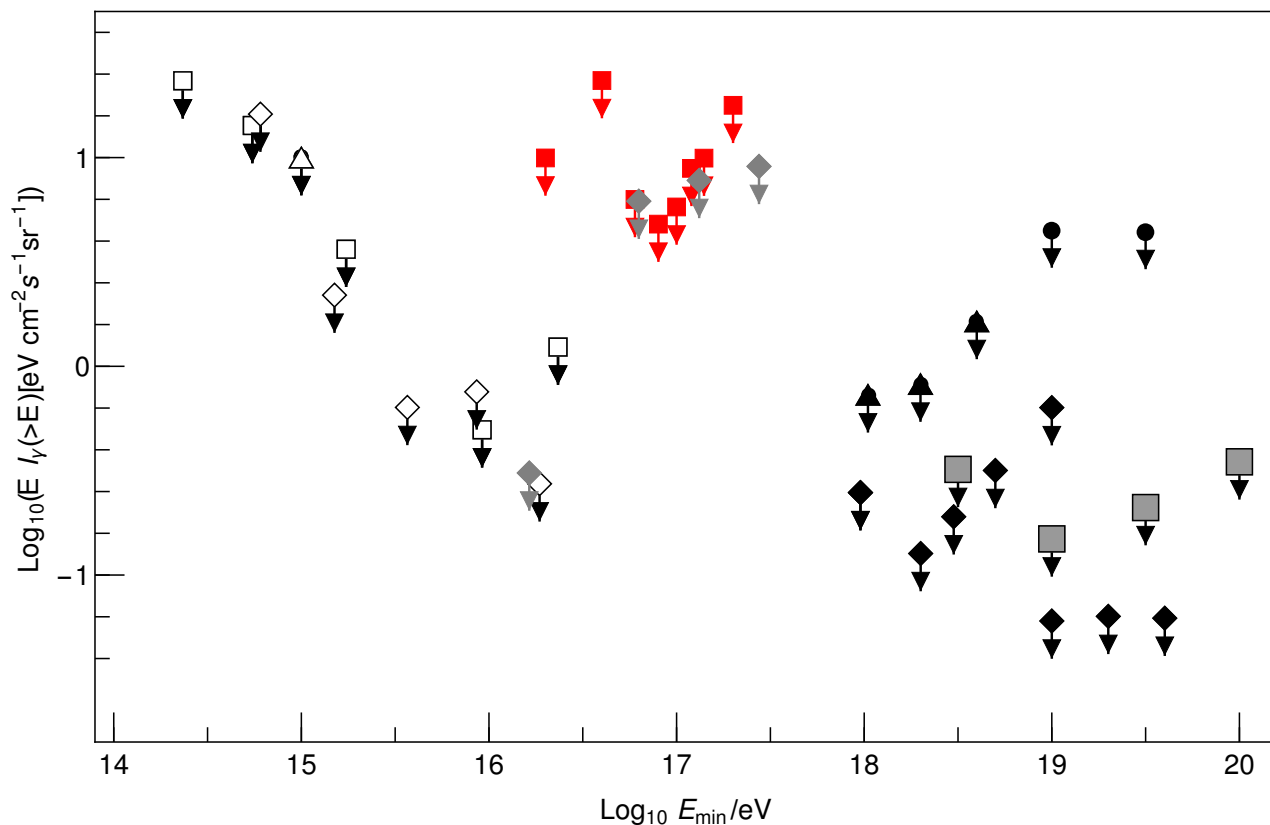


Рис. 3.6. Ограничения сверху на интегральный поток диффузного космического гамма-излучения от ПэВ до ЗэВ. Красные сплошные квадраты: настоящая работа; пустые треугольники: EAS-TOP [75], пустые квадраты: CASA-MIA [76], пустые ромбы: KASCADE [77], серые ромбы: KASCADE-Grande [78], сплошные треугольники: Yakutsk [79], сплошные ромбы Pierre Auger [80, 81], сплошные кружочки: AGASA [82], сплошные большие квадраты: Telescope Array [83]. Все пределы ниже 10^{18} эВ имеют уровень достоверности 90%, все пределы выше 10^{18} эВ имеют уровень достоверности 95%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были получены следующие основные результаты:

- Построена полная модель установки ШАЛ-МГУ с использованием метода Монте-Карло, учитывающая отклик каждого детектора установки. Модельные искусственные события записываются в том же формате, что и экспериментальные данные, и обрабатываются теми же процедурами. Показано, что модель хорошо описывает экспериментальные данные.
- По данным ШАЛ-МГУ определен первичный состав космического излучения при энергиях в диапазоне от $10^{16.5}$ эВ до $10^{17.75}$ эВ двумя независимыми методами - на основе анализа возраста ливней и на основе анализа мюонной компоненты. В предположении двухкомпонентного состава (протоны и ядра железа) доля протонов, определенная по возрасту ливня, составляет 43%; по содержанию мюонов 46%.
- Показано, что содержание мюонов с энергиями $E_\mu \gtrsim 10$ ГэВ в ШАЛ, вызванных первичными космическими частицами с энергиями $E \sim 10^{17}$ эВ, хорошо описывается моделью адронных взаимодействий QGSJET-II-04. В условиях эксперимента ШАЛ-МГУ избыток наблюдаемого числа мюонов по сравнению с моделью отсутствует.
- На основе данных мюонного детектора ШАЛ-МГУ получены ограничения сверху на потоки диффузного космического гамма-излучения с энергиями $E \gtrsim 10^{16}$ эВ. Ограничения на интегральный поток фотонов с $E \gtrsim 8 \times 10^{16}$ эВ и $E \gtrsim 10^{17}$ эВ составляют 3.6×10^{15} см⁻²с⁻¹ср⁻¹ и 3.9×10^{15} см⁻²с⁻¹ср⁻¹, соответственно, и являются наиболее строгими в мире.

Автор выражает огромную искреннюю благодарность своему научному руководителю Сергею Вадимовичу Троицкому за научную и моральную поддержку, которую он оказывал в течение всей работы.

Автор чрезвычайно благодарен соавтору и коллеге Н.Н. Калмыкову за чрезвычайно полезные и интересные замечания и советы при выполнении данной работы. От души автор хотел бы выразить признательность и благодарность своим соавторам В.П. Сулакову, Г.И. Рубцову и М.Ю. Кузнецову, без которых эта работа вероятно не была бы закончена. Отдельно автор благодарит своих соавторов Ю.А. Фомина и Г.В. Куликова - участников проведения эксперимента ШАЛ-МГУ.

Отдельную благодарность автор выражает Ю.Г. Куденко и его коллективу. Автор искренне благодарен Л.Б. Безрукову. Автор чрезвычайно признателен заведующему сектором аспирантуры ИЯИ РАН Э.Я. Нугаеву и секретарю аспирантуры Е.А.Московцевой.

Хочется отдельно отблагодарить коллектив отдела теоретической физики Института ядерных исследований Российской академии наук за теплую дружескую атмосферу. В частности, автор благодарен за моральную поддержку своим друзьям и коллегам А.Г Панину, Д.В Кирпичникову, Д.А Тлисову, Я.О. Шустрову.

Автор выражает огромную благодарность свои родителям Т.В Карпиковой и С.И. Карпикову.

ПРИЛОЖЕНИЕ А
СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И
МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ $N_E > 10^7$.

В этом приложении мы приводим сравнения параметров ШАЛ из экспериментальных данных и данных Монте-Карло при расширенном диапазоне $N_e > 10^7$, который используется при поиске фотонов сверхвысоких энергий. Первичный состав взят из анализа мюонных данных, который описан в главе 2: 46% протонов и 54% железа. Распределения по S , N_e , R , θ и плотности мюонов на 100 м $\rho_\mu(100)$ показаны на рисунках А.1-А.5. Как и при $N_e > 2 \times 10^7$ при $N_e > 10^7$ основные распределения параметров ливней согласуются с экспериментальными данными.

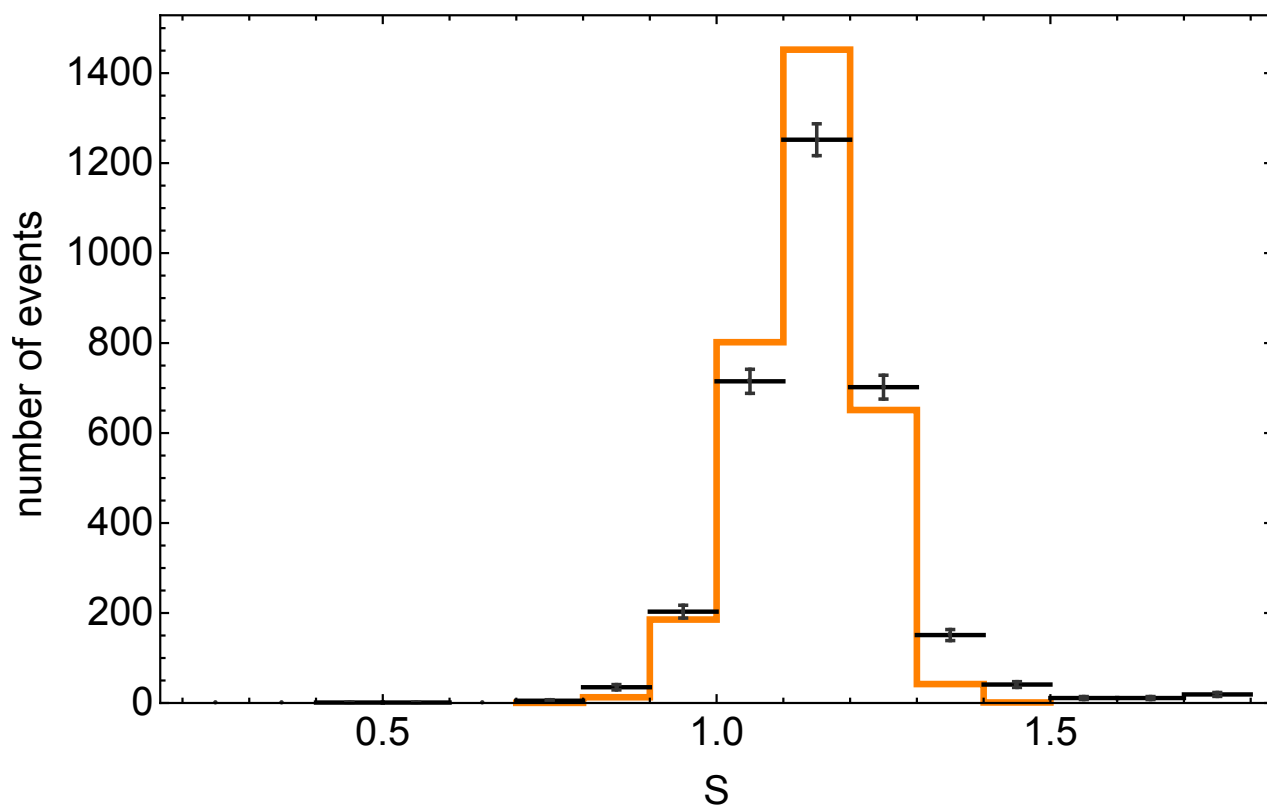


Рис. А.1. Сравнение распределений по S в данных и Монте-Карло. Точки с ошибками: экспериментальные данные; оранжевая гистограмма: Монте-Карло.

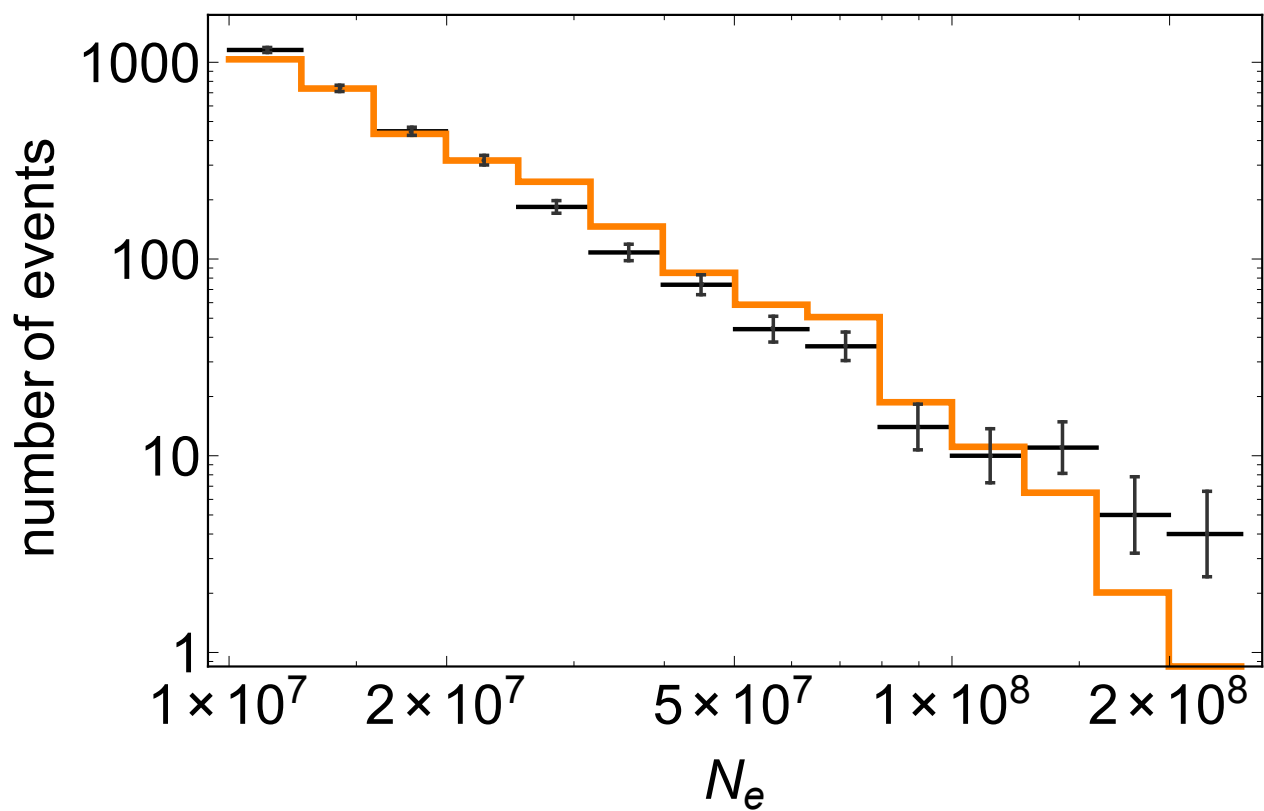


Рис. А.2. Сравнение распределений по N_e в данных и Монте-Карло. Точки с ошибками: экспериментальные данные; оранжевая гистограмма: Монте-Карло.

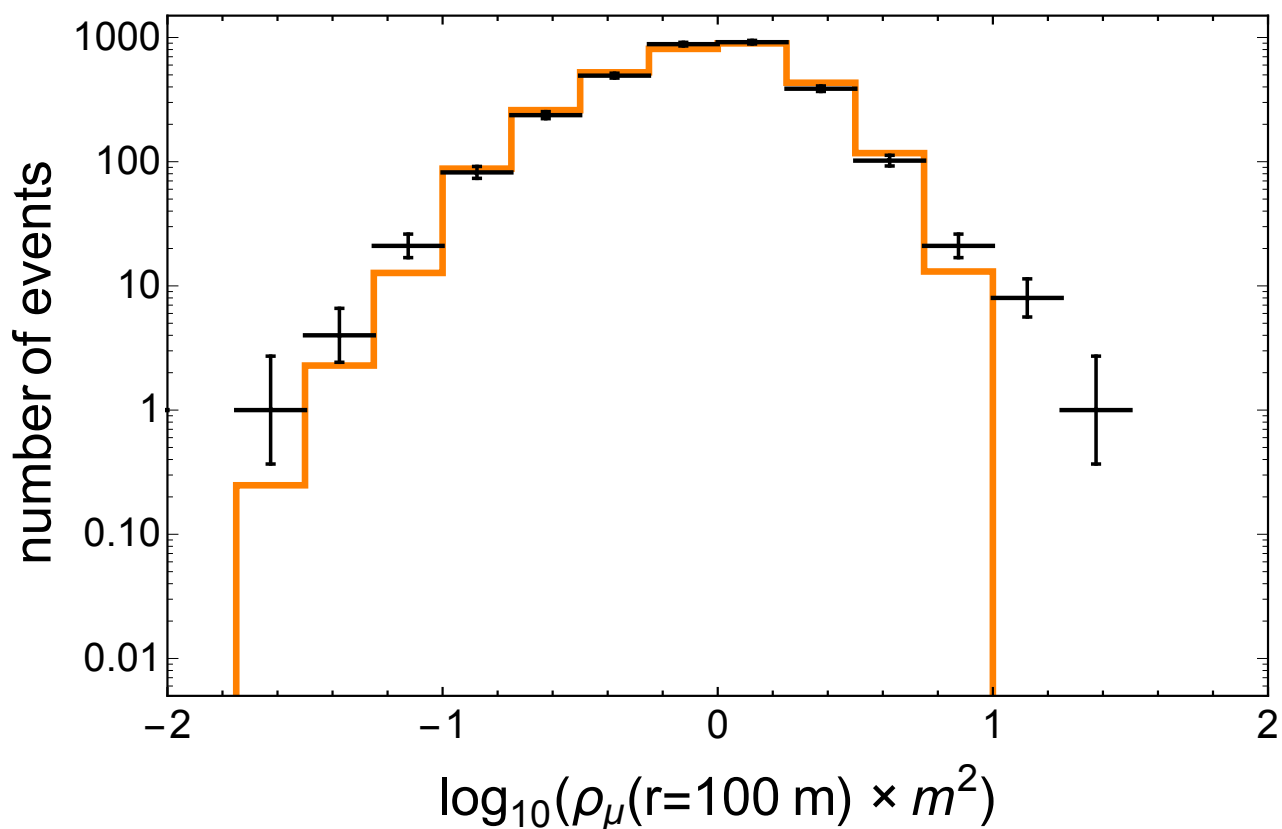


Рис. А.3. Сравнение распределений по $\rho_{\mu}(100)$ в данных и Монте-Карло. очки с ошибками: экспериментальные данные; оранжевая гистограмма: Монте-Карло.

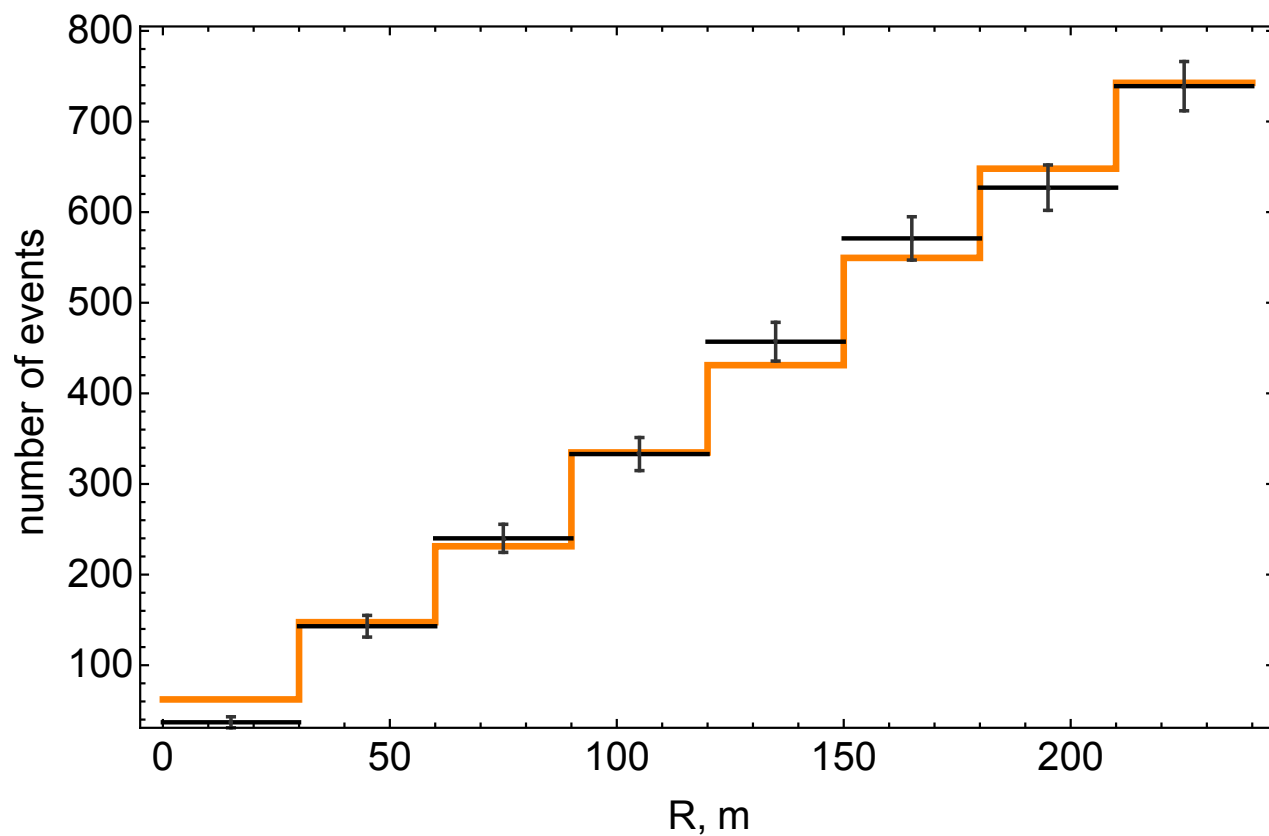


Рис. А.4. Сравнение распределений по R в данных и Монте-Карло. Точки с ошибками: экспериментальные данные; оранжевая гистограмма: Монте-Карло.

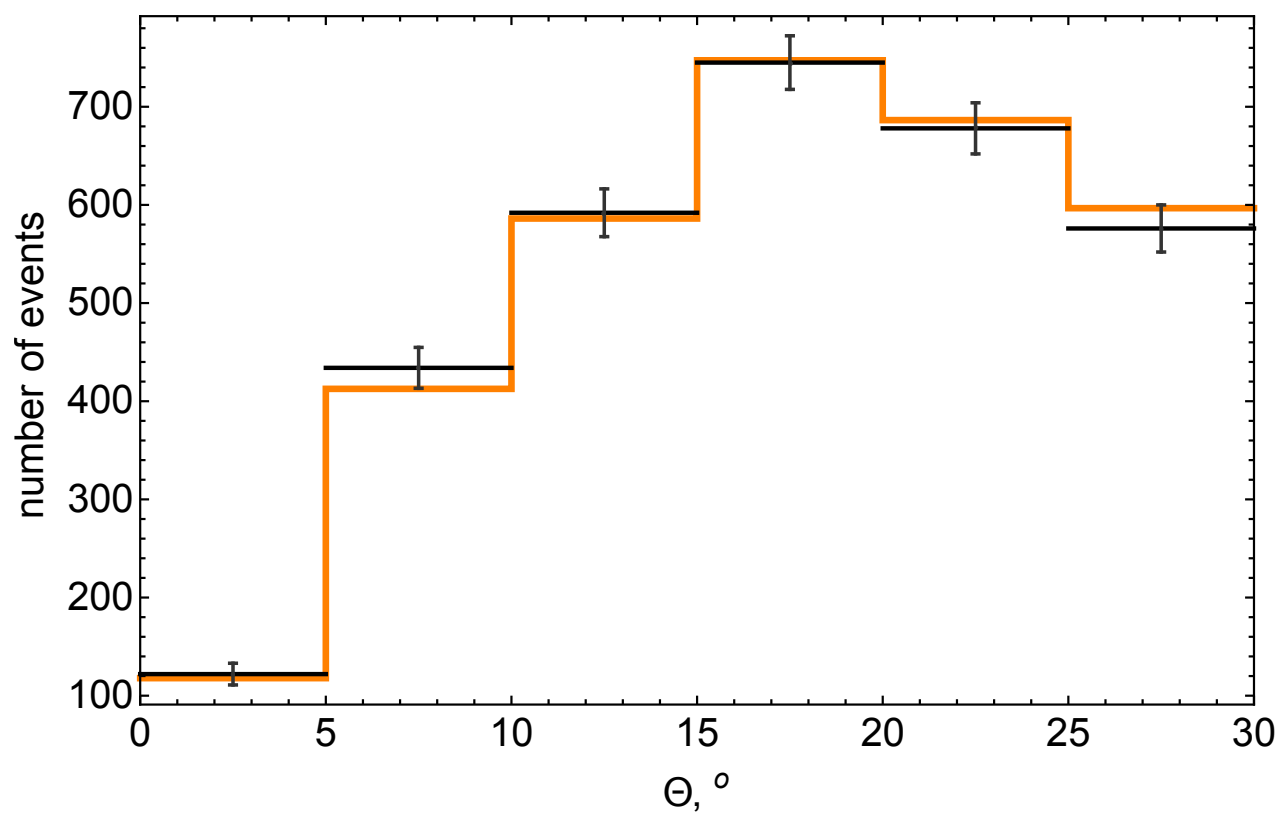


Рис. А.5. Сравнение распределений по θ в данных и Монте-Карло. Точки с ошибками: экспериментальные данные; оранжевая гистограмма: Монте-Карло.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. F. Hess. Uber Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten // Physikalische Zeitschrift. -1912. -13. -p.1084–1091.
2. P. Auger et al. Extensive Cosmic-Ray Showers // Rev. Mod. Phys. -1939. -11 (3–4). -p.288–291.
3. D. Heck et al. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers // Tech. Rep. -1998. -FZKA. -6019
4. J. Ranft. Dual parton model at cosmic ray energies // Phys. Rev. -1995. -D51. -p.64.
5. T. Pierog et al. EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider. // Phys. Rev. C -2015. -92. -034906. [arXiv:1306.0121 [hep-ph]].
6. K. Werner, F. M. Liu, S. Ostapchenko and T. Pierog. A New string model: NEXUS 3. // Heavy Ion Phys. -2004. -21. -p.279.
7. N. N. Kalmykov and S. S. Ostapchenko. The Nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation, and fluctuations of extensive air showers. // Phys. Atom. Nucl. -1993. -56. -p.346. // Yad. Fiz. -1993. -56. -p.105.
8. E. J. Ahn et al. Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1. // Phys. Rev. D. -2009. -80. -094003. [arXiv:0906.4113 [hep-ph]].
9. K. Werner. Strings, pomerons, and the VENUS model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies. // Phys. Rept. -1993. -232. -p.87.
10. S. Ostapchenko. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model // Phys. Rev. D -2011. -83. -014018. [arXiv:1010.1869 [hep-ph]].
11. V. N. Gribov. A Reggeon Diagram Technique // Sov. Phys. JETP -1969. -26. -p.414.
12. G. Aad et al. (ATLAS Collaboration). Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics // arXiv:0901.0512 [hep-ex].

13. V. Berardi et al. (TOTEM Collaboration). // Report No. CERN-LHCC-2004-002, 2004 (Unpublished). // Report No. CERN-LHCC-2004-020, 2004 (Unpublished).
14. R. Engel (Pierre Auger Collaboration). Test of hadronic interaction models with data from the Pierre Auger Observatory // arXiv:0706.1921 [astro-ph].
15. T. Abu-Zayyad et al. (Telescope Array Collaboration). The Cosmic Ray Energy Spectrum Observed with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment // Astrophys. J. -2013. -768. -L1. [arXiv:1205.5067 [astro-ph.HE]].
16. A. Aab et al. (Pierre Auger Collaboration). Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: Measurement of atmospheric production depth // Phys. Rev. D. -2014. -90. -012012. [arXiv:1407.5919 [hep-ex]]
17. A. Aab et al. (Pierre Auger Collaboration). Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: Mean number in highly inclined events. // Phys. Rev. D. -2015. -91. -032003. [arXiv:1408.1421 [astro-ph.HE]].
18. A. V. Glushkov et al. Muon content of ultrahigh-energy air showers: Yakutsk data versus simulations // JETP Lett. -2008. -87. -p.190. [arXiv:0710.5508 [astro-ph]].
19. T. Abu-Zayyad et al. (HiRes and MIA Collaborations). Evidence for Changing of Cosmic Ray Composition between 10^{17} eV and 10^{18} eV from Multicomponent Measurements // Phys. Rev. Lett. -2000. -84. -4276. [astro-ph/9911144].
20. J. G. Gonzalez (IceCube Collaboration). Measurement of the Muon Content of Air Showers with IceTop. // J. Phys. Conf. Ser. -2016. -718 -p.052017.
21. G.B. Khristiansen, G.V. Kulikov, Yu.A. Fomin. Ultra-high-energy cosmic radiation. // -1975. Moscow, Atomizdat.
22. M. Risse and P. Homola. Search for ultrahigh energy photons using air showers. // Mod. Phys. Lett. A. -2007. -22. -p.749. [astro-ph/0702632].

23. T. Tanimori et al. (CANGAROO Collaboration), Detection of gamma-rays up to 50-TeV from the Crab Nebula. // *Astrophys. J.* -1998. -492. -p.L33.
24. Greisen K. End to the cosmic ray spectrum? // *Phys. Rev. Lett.* -1966. -16. -p.748.
25. Zatsepin G. T. and Kuzmin V. A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. // *JETP Lett.* -1966. -4. -p.78. // *Pisma ZhETF.* -1966. -4. p.114.
26. V. Berezhinsky, M. Kachelriess and A. Vilenkin. Ultrahigh-energy cosmic rays without GZK cutoff. // *Phys. Rev. Lett.* -1997. -79. p.4302. [astro-ph/9708217].
27. V. A. Kuzmin and V. A. Rubakov. Ultrahigh-energy cosmic rays: A Window to postinflationary reheating epoch of the universe? // *Phys. Atom. Nucl.* -1998. -61. -p.1028. [astro-ph/9709187].
28. O. E. Kalashev, G. I. Rubtsov and S. V. Troitsky. Sensitivity of cosmic-ray experiments to ultra-high-energy photons: reconstruction of the spectrum and limits on the superheavy dark matter. // *Phys. Rev. D.* -2009. -80. -p.103006. [arXiv:0812.1020 [astro-ph]].
29. O. K. Kalashev and M. Y. Kuznetsov. Constraining heavy decaying dark matter with the high energy gamma-ray limits. // *Phys. Rev. D.* -2016. -94. -p.063535. [arXiv:1606.07354 [astro-ph.HE]].
30. M. Fairbairn, T. Rashba and S. V. Troitsky. Photon-axion mixing and ultra-high-energy cosmic rays from BL Lac type objects – Shining light through the Universe. // *Phys. Rev. D.* -2011. -84. -p.125019. [arXiv:0901.4085 [astro-ph.HE]].
31. M. Galaverni and G. Sigl. Lorentz Violation in the Photon Sector and Ultra-High Energy Cosmic // Rays. *Phys. Rev. Lett.* -2008. -100. -p.021102. [arXiv:0708.1737 [astro-ph]].
32. M. Ahlers and K. Murase. Probing the Galactic Origin of the IceCube Excess with Gamma-Rays. // *Phys. Rev. D.* -2014. -90. -p.023010. [arXiv:1309.4077 [astro-ph.HE]].

33. O. E. Kalashev and S. V. Troitsky. IceCube astrophysical neutrinos without a spectral cutoff and 10^{15} - 10^{17} eV cosmic gamma radiation. // JETP Lett. -2015. -100. -p.761. // Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. -2014. -100. -p.865. [arXiv:1410.2600 [astro-ph.HE]].
34. S. N. Vernov et al. New Installation Of Moscow State University For Studying Extensive Air Showers With Energies To 10^{18} eV // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. -1980. -44. -p.80. // Izv. Ross. Akad. Nauk Ser. Fiz. -1980. -44. -p.537.
35. G. V. Kulikov, G. B. Khristiansen. On the Size Spectrum of Extensive Air Showers // Sov. Phys. JETP. -1959. -8. -p.441. // Zh. Exp. Teor. Fiz. -1958. -35. -p.635.
36. Yu.A. Fomin et al. Energy spectrum of cosmic rays at energies 5×10^{15} — 5×10^{17} eV // Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf., Dublin **2** (1991) 85.
37. G. B. Khristiansen et al. Primary cosmic ray mass composition at energies 10^{15} eV to 10^{17} eV as measured by the MSU EAS array // Astropart. Phys. -1994. -2. -p.127.
38. Yu. A. Fomin et al. Nuclear composition of primary cosmic rays in the 'knee' region according MSU EAS array data // J. Phys. G. -1996. -22. -p.1839.
39. N. Kalmykov, J. Cotzomi, V. Sulakov and Yu. A. Fomin. Primary cosmic ray composition at energies from 10^{17} to 10^{18} eV according to the EAS MSU array data // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. -2009. -73. -p.547. //Izv. Ross. Akad. NaukSer. Fiz.-2009. -73. -p.584.
40. Yu. A. Fomin et al. Estimate of the fraction of primary photons in the cosmic-ray flux at energies $\sim 10^{17}$ eV from the EAS-MSU experiment data // J. Exp. Theor. Phys. -2013. -117. -p.1011. // Zh. Exp. Teor. Fiz. -2013. -144. -p.1153. [arXiv:1307.4988 [astro-ph.HE]]
41. Y. A. Fomin et al. Estimates of the cosmic gamma-ray flux at PeV to EeV energies from the EAS-MSU experiment data // JETP Lett. -2015. -100. -p.699. [arXiv:1410.2599 [astro-ph.HE]]

42. T. Abu-Zayyad et al. (Telescope Array Collaboration). CORSIKA Simulation of the Telescope Array Surface Detector // arXiv:1403.0644 [astro-ph.IM].
43. Y. A. Fomin et al. Full Monte-Carlo description of the Moscow State University Extensive Air Shower experiment. // JINST -2016. -11. -T08005. [arXiv:1607.00309 [astro-ph.HE]].
44. Yu. A. Fomin et al. No muon excess in extensive air showers at 100-500 PeV primary energy: EAS-MSU results // Astropart. Phys. -2017. -92. -p.1-6. [arXiv:1609.05764[astro-ph.HE]].
45. Y. A. Fomin et al. Constraints on the flux of $\sim (10^{16} - 10^{17.5})$ eV cosmic photons from the EAS-MSU muon data. // arXiv:1702.08024[astro-ph.HE]
46. G.B. Khristiansen, G.V. Kulikov, Yu.A. Fomin. Cosmic Rays of Superhigh Energies // Karl Tiemig Verlag, Munchen. -1980. -p.246.
47. L. Kartsev, A. Sergeyev, V. Petrov, A. Gavrishev. Weather statistics for Russian cities // <http://www.atlas-yakutia.ru>.
48. N.N. Kalmykov, G.V. Kulikov, V.P. Sulakov, Yu.A. Fomin. On the choice of the lateral distribution function for EAS charged particles. // Bull. Rus. Acad. Sci. -2007. -71. -p.522. // Izv. Ross. Acad. Nauk Ser. Fiz. -2007. -71. -p.539.
49. K. Kamata, J. Nishimura. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers // Prog. Theor. Phys. Suppl. -1958. -6 -p.93.
50. K. Greisen. Cosmic ray showers. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. -1960. -10. -p.63.
51. G. Battistoni *et al.*. The FLUKA code: Description and benchmarking // AIP Conf. Proc. -2007. -896. -p.31.
52. W. R. Nelson, H. Hirayama, D. W. O. Rogers. The EGS4 code system. // Tech. Rep. -1985. -SLAC. -0265

53. K. A. Olive et al. (Particle Data Group Collaboration) // Review of Particle Physics, Chin. Phys. C. -2014. -38. -090001
54. J. C. Arteaga-Velazquez et al. The KASCADE-Grande observatory and the composition of very high-energy cosmic rays // J. Phys. Conf. Ser. -2015. -651. -012001
55. S. F. Berezhnev et al. Tunka-133: Primary Cosmic Ray Energy Spectrum in the energy range $6 \cdot 10^{15} - 10^{18}$ eV // Proc. 32nd ICRC, Beijing -2011. -1. -p.209.
56. D. E. Groom, N. V. Mokhov and S. I. Striganov. Muon stopping power and range tables 10 MeV to 100 TeV // Atom. Data Nucl. Data Tabl. -2001. -78. -p.183.
57. N. Sakaki et al. Energy estimation of AGASA events // Proceedings of ICRC -2001. -329.
58. M. Risse and P. Homola. Search for ultrahigh energy photons using air showers // Mod. Phys. Lett. A. -2007. -22. -p.749. [astro-ph/0702632 [ASTRO-PH]].
59. O. E. Kalashev, G. I. Rubtsov and S. V. Troitsky. Sensitivity of cosmic-ray experiments to ultra-high-energy photons: reconstruction of the spectrum and limits on the superheavy dark matter // Phys. Rev. D -2009. -80. -p.103006. [arXiv:0812.1020 [astro-ph]].
60. G.B. Khristiansen, G.V. Kulikov, Yu.A. Fomin. Cosmic Rays of Superhigh Energies // Karl Tiemig Verlag, Munchen, -1980. -p.246.
61. P. Abreu et al. (Pierre Auger Collaboration). The Pierre Auger Observatory II: Studies of Cosmic Ray Composition and Hadronic Interaction models // ICRC -2011. -V03. -0956. arXiv:1107.4804 [astro-ph.HE].
62. G. I. Rubtsov et al. (Telescope Array Collaboration). Statistical methods for cosmic ray composition analysis at the Telescope Array Observatory. // J. Phys. Conf. Ser. -2015. -608. №1. 012067.

63. Yu. A. Fomin et al. Nuclear composition of primary cosmic rays in the 'knee' region according MSU EAS array data. *J. Phys. G* -1996. -22. -p.1839.
64. M. Kobal (Pierre Auger Collaboration). A thinning method using weight limitation for air-shower simulations. // *Astropart. Phys.* -2001. -15. -p.259.
65. D. S. Gorbunov, G. I. Rubtsov and S. V. Troitsky. Air-shower simulations with and without thinning: Artificial fluctuations and their suppression. // *Phys. Rev. D.* -2007. -76. -p.043004. [astro-ph/0703546 [ASTRO-PH]].
66. T. W. Anderson, D. A. Darling. Asymptotic theory of certain «goodness of fit» criteria based on stochastic processes // *Ann. Math. Statist.* -1952. -23. -p.193—212.
67. L. G. Dedenko, T. M. Roganova and G. F. Fedorova. Test of hadron interaction models in the most important energy range of secondary particles in spectra of atmospheric muons. // *JETP Lett.* -2014. -100. -p.247.
68. L. G. Dedenko, A. V. Lukyashin, G. F. Fedorova and T. M. Roganova. Constraints of hadronic interaction models from the cosmic muon observations. // *EPJ Web Conf.* -2015. -99. -p.10003. [arXiv:1504.05853 [astro-ph.HE]].
69. J. C. Arteaga-Velazquez et al. Confronting the EPOS-LHC model predictions on the charged particle and muon attenuation lengths of EAS with the measurements of the KASCADE-Grande observatory. // *EPJ Web Conf.* -2015. -99. -p.12002.
70. J. Wdowczyk, W. Traczyk, C. Adcock and A. W. Wolfendale. The possibility of detectable fluxes of cosmic ray γ rays with energy above 10^{19} eV. // *J. Phys. A: Gen. Phys.* -1971. -4. L37.
71. G. Gelmini, O. E. Kalashev and D. V. Semikoz. GZK photons as ultra high energy cosmic rays. // *J. Exp. Theor. Phys.* -2008. 106. -p.1061. // *Zh. Exp. Teor. Fiz.* -2008. -133. -p.1214. [astro-ph/0506128].

72. D. Hooper, A. M. Taylor and S. Sarkar. Cosmogenic photons as a test of ultra-high energy cosmic ray composition. // *Astropart. Phys.* -2011. -32. -p.340. [arXiv:1007.1306 [astro-ph.HE]].
73. G. I. Rubtsov, L. G. Dedenko, G. F. Fedorova et al. Upper limit on the ultrahigh-energy photon flux from agasa and yakutsk data. // *Phys. Rev. D.* -2006. -73. -p.063009. [astro-ph/0601449].
74. G. J. Feldman and R. D. Cousins. A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. // *Phys. Rev. D.* -1998. -57. -p.3873. [physics/9711021 [physics.data-an]].
75. M. Aglietta, B. Alessandro, P. Antoni et al. (EAS-TOP Collaboration). A Limit to the rate of ultrahigh-energy gamma-rays in the primary cosmic radiation. // *Astropart. Phys.* -1996. -6. -p.71.
76. M. C. Chantell, C.E. Covault, J.W. Cronin et al. (CASA-MIA Collaboration). Limits on the isotropic diffuse flux of ultrahigh-energy gamma radiation. // *Phys. Rev. Lett.* -1997. -79. -p.1805. [astro-ph/9705246].
77. Z. Feng et al. (KASCADE-Grande Collaboration). Limits on the isotropic diffuse γ -rays at ultra high energies measured with KASCADE. // *PoS. ICRC*, -2015. -p.823.
78. D. Kang et al. (KASCADE-Grande collaboration). A limit on the diffuse gamma-rays measured with KASCADE-Grande. // *J. Phys. Conf. Ser.* -2015. -632. -p.012013.
79. A. V. Glushkov, I. T. Makarov, M. I. Pravdin et al. Constraints on the flux of primary cosmic-ray photons at energies $E > 10^{18}$ eV from Yakutsk muon data. // *Phys. Rev. D.* -2010. -82. -p.041101. [arXiv:0907.0374 [astro-ph.HE]].
80. A. Aab et al. (Pierre Auger Collaboration). The Pierre Auger Observatory: Contributions to the // 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015). [arXiv:1509.03732 [astro-ph.HE]].

81. P. Abreu, M. Aglietta, E.J. Ahn et al. (Pierre Auger Collaboration). The Pierre Auger Observatory III: Other Astrophysical Observations // arXiv:1107.4805 [astro-ph.HE].
82. K. Shinozaki, M. Chikawa, M. Fukushima et al. (AGASA Collaboration). Upper limit on gamma-ray flux above 10^{19} eV estimated by the Akeno Giant Air Shower Array experiment. // *Astrophys. J.* -2002. -571. -L117.
83. G. I. Rubtsov et al. (Telescope Array Collaboration). Telescope Array search for photons and neutrinos with the surface detector data. // *PoS. ICRC*, -2015. -p.331.