

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ  
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.1.01

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА  
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ  
ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ МОДЕЛЕЙ  
ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВЫСОКИХ  
ЭНЕРГИЙ**

Студент \_\_\_\_\_ Р. В. Николаенко

Научный руководитель,  
д.ф.-м.н., проф. \_\_\_\_\_ А. А. Петрухин

Научный консультант,  
д.ф.-м.н., проф.  В. А. Окороков

Москва 2022

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ МОДЕЛЕЙ  
ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВЫСОКИХ  
ЭНЕРГИЙ**

Студент \_\_\_\_\_ Р. В. Николаенко

Научный руководитель,  
д.ф.-м.н., проф. \_\_\_\_\_ А. А. Петрухин

Научный консультант,  
д.ф.-м.н., проф.  \_\_\_\_\_ В. А. Окороков

Рецензент,  
к.ф.-м.н., доц. \_\_\_\_\_ Г. А. Нигматкулов

Секретарь ГЭК,  
к.ф.-м.н. \_\_\_\_\_ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,  
д.ф.-м.н., проф. \_\_\_\_\_ М. Д. Скорохватов

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>4</b>
Мюонная загадка . . . . .	4
Цель работы . . . . .	7
<b>1 Сравнение моделей адронных взаимодействий, используемых в программе CORSIKA</b>	<b>8</b>
1.1 Программа CORSIKA . . . . .	8
1.2 Модели адронных взаимодействий, используемых в CORSIKA	9
1.3 Параметры моделирования . . . . .	10
1.4 Выход вторичных частиц . . . . .	11
1.5 Энергетические характеристики вторичных частиц . . . . .	19
1.6 Проверка выполнения закона сохранения электрического заряда . . . . .	21
1.7 Заключение к первой главе . . . . .	23
<b>2 Использование генератора PYTHIA для расчета ядро-ядерных взаимодействий при моделировании широких атмосферных ливней в CORSIKA</b>	<b>25</b>
2.1 Гипотеза об образовании сгустка кварк-глюонной материи с большим угловым моментом . . . . .	25
2.2 Генератор PYTHIA . . . . .	29
2.3 Интерфейс CORSIKA-PYTHIA . . . . .	30
2.3.1 PYTHIA как генератор столкновений тяжелых ионов	30
2.3.2 Создание интерфейса . . . . .	33
2.3.3 Моделирование ШАЛ при помощи интерфейса CORSIKA-PYTHIA . . . . .	37
2.4 Моделирование ШАЛ с модифицированными параметрами ядро-ядерных взаимодействий . . . . .	40

2.5 Заключение ко второй главе . . . . .	46
<b>Заключение</b>	<b>47</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>49</b>

# ВВЕДЕНИЕ

## МЮОННАЯ ЗАГАДКА

Для решения проблемы происхождения, ускорения и распространения первичных космических лучей (ПКЛ) высоких и сверхвысоких энергий необходимы сведения об их энергетическом спектре и массовом составе. При энергиях выше  $10^{15}$  эВ единственным источником такой информации являются широкие атмосферные ливни (ШАЛ), формирующиеся в результате взаимодействия частиц ПКЛ с ядрами атмосферных газов, начинающее многочисленные каскадные процессы рождения вторичных элементарных частиц. Интерпретация экспериментальных данных основывается на сопоставлении измеренных распределений с результатами численных Монте-Карло расчетов. Все такие расчеты неизбежно являются модельно зависимыми, а из-за отсутствия возможности прямого наблюдения адронных взаимодействий на таких высоких энергиях, для их описания в моделях используются экстраполяции известных зависимостей на несколько порядков. Таким образом, адронные взаимодействия на ранних стадиях развития ШАЛ являются, по сути, такой же неизвестной функцией, как состав или энергетический спектр ПКЛ.

Данные последних лет, получаемые на экспериментах по исследованию мюонной компоненты ШАЛ, при сравнении с результатами расчетов для ШАЛ сверхвысоких энергий указывают на наличие большого, растущего с энергией избытка многомюонных событий, т.н. "мюонная загадка" (muon puzzle) [1]. Предпосылки к наличию избытка появились еще в ходе экспериментов ALEPH [2] и DELPHI [3] на ускорителе LEP (CERN). А определить зависимость избытка от энергии первичных частиц впервые удалось на экспериментальном комплексе НЕВОД-ДЕКОР [4,5] при помощи нового способа исследования ШАЛ - метода спектров локальной

плотности мюонов (СЛПМ) [5]. Наблюдаемые распределения событий регистрации групп мюонов при средних зенитных углах в сравнении с результатами моделирования указывают на утяжеление массового состава ПКЛ в сторону железа в области энергий  $E_0 \geq 10^{16}$  эВ, а при больших зенитных углах для  $E_0 \approx 10^{18}$  эВ не укладываются даже в рамки предположения о чисто железном составе космических лучей. Позднее данные результаты получили подтверждение на других, в том числе и гигантских, установках, как обсерватория "Пьер Оже" (Pierre Auger Observatory, PAO) [6].

Недавно рабочая группа по адронным взаимодействиям и физике ливней (WHISP: Working group in Hadronic Interactions and Shower Physics) обобщила результаты различных экспериментов, в которых регистрировались группы мюонов [7]. Ввиду совершенно разных условий работы детекторов и методик, применяемых для анализа, прямое сравнение результатов мюонных исследований, осуществленных на разных установках, невозможно. Поэтому экспериментальные данные сравниваются с моделированием, в котором воссоздаются идентичные эксперименту условия. Таким образом, результаты различных установок приводятся к так называемой z-шкале:

$$z = \frac{\ln \langle N_{\mu}^{det} \rangle - \ln \langle N_{\mu,p}^{sim} \rangle}{\ln \langle N_{\mu,Fe}^{sim} \rangle - \ln \langle N_{\mu,p}^{sim} \rangle}, \quad (1)$$

где  $\langle N_{\mu}^{det} \rangle$  — величина, характеризующая поток мюонов, наблюдаемая в эксперименте,  $\langle N_{\mu,p}^{sim} \rangle$  и  $\langle N_{\mu,Fe}^{sim} \rangle$  — та же величина, но полученная из моделирования регистрации ШАЛ от протонов и железа соответственно. Результаты для большого количества экспериментов, полученные для разных моделей, используемых в CORSIKA, представлены на рисунке 1. Исходя из (1), величина параметра z будет равна нулю в случае наблюдения чисто протонного состава ПКЛ, а в случае чисто железного состава — единице. Экспериментальные данные таким образом должны укладываться строго между этими предельными предположениями, однако, как видно из рисунка, для большинства моделей и экспериментов имеет место значительный избыток многомюонных событий даже в сравнении с железным составом ПКЛ.

Ввиду наличия значительных неопределенностей как в описании адронных взаимодействий, так и в сведениях о массовом составе, возможны

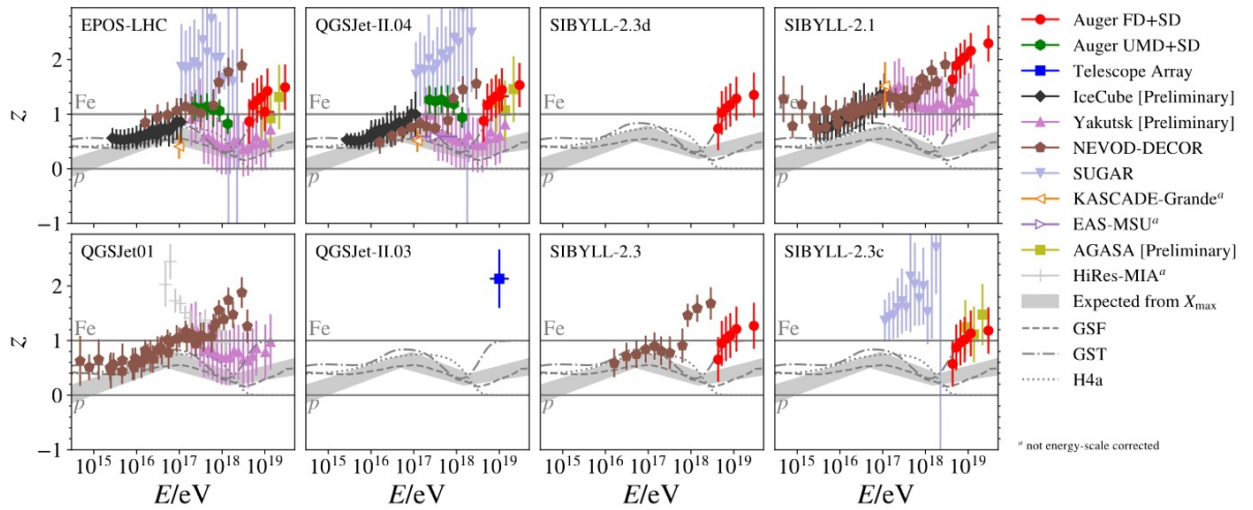


Рисунок 1 — Результаты измерений плотности мюонов, приведенные к  $z$ -шкале согласно (1), для разных моделей адронных взаимодействий

разные варианты решения мюонной загадки: наличие сильных отклонений в массовом составе ПКЛ от ожидаемого по данным более низких энергий, уточнение характеристик известных адронных процессов и введение новой физики в процессы, непосредственное наблюдение которых на ускорительных экспериментах невозможно.

Особое внимание следует уделить последнему варианту в рамках рассмотрения ядро-ядерных взаимодействий, происходящих на первых этапах развития ливня, поскольку столкновения ядер на высоких энергиях менее изучены, чем адрон-адронные, теоретическому описанию поддаются намного хуже, но при этом оказывают значительное влияние на развитие ШАЛ. В моделях, используемых в программах моделирования ШАЛ, наблюдается большой произвол в описании взаимодействия ядер, при этом доступная для пользователей информация об индивидуальных особенностях моделей фактически отсутствует. В связи с этим сравнение моделей, используемых для ядро-ядерных взаимодействий при моделировании ШАЛ, представляет большой интерес.

Для введения каких-либо изменений в физику ядро-ядерных взаимодействий в процессе моделирования ШАЛ необходимо иметь гибкий генератор, позволяющий пользователю вносить изменения в параметры процессов, добавлять новые или убирать конкретные процессы. В рамках существующих программных решений для моделирования ШАЛ это достаточно

трудная задача.

В любом случае, все исследования, направленные на решение проблемы избытка мюонов в ШАЛ, тесно связаны с инструментарием, применяемым для осуществления численных расчетов, поэтому далее ему будет дано подробное описание.

## ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Конечная цель работы — решение мюонной загадки. Но на пути к этой цели нужно решить несколько задач, которые помогут в ее достижении. Это, во-первых, сравнение моделей адронных взаимодействий, используемых в популярной для моделирования ШАЛ программе CORSIKA, на предмет описания ядро-ядерных взаимодействий. Важным дополнением к данному исследованию является проверка выполнения законов сохранения, поскольку отклонения, если таковы имеются, могут приводить к значительному расхождению результатов моделирования.

Во-вторых, в работе исследуется возможность использования Монте-Карло генератора RYTHIA для описания ядро-ядерных взаимодействий в процессе моделирования широких атмосферных ливней. Необходимо убедиться в применимости генератора для расчета событий столкновения ядер, характерных для взаимодействий космических лучей высоких и сверхвысоких энергий. Требуется проверить, что совместное моделирование CORSIKA-RYTHIA приводит к результатам, схожим со стандартным моделированием, в котором для описания ядро-ядерных взаимодействий используются интегрированные в CORSIKA модели.

Наконец, в работе исследуется влияние образования тяжелых кварков на развитие ШАЛ.



# 1 СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ПРОГРАММЕ CORSIKA

## 1.1 ПРОГРАММА CORSIKA

Наиболее распространенным инструментом для моделирования образования и развития ШАЛ в атмосфере является программа CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscADE)[8]. Разработанная изначально для моделирования отклика установки KASCADE [9], CORSIKA основывалась на трех основных программных системах, реализованных в FORTRAN. Первая была создана П.К.Ф. Грейдером в 1970-х и называлась ASICO (Air shower SIMulation and COrrelation) [10]. Эта программа, позднее переименованная CORSIKA, включала простую модель адронных взаимодействий — ISOBAR. Вторая часть — генератор взаимодействий HDPM, наследник модели DPM (Dual Parton Model), описывающей взаимодействия протонов. Третья программа занималась расчетом электромагнитной компоненты ШАЛ — EGS4 (Electron Gamma Shower) [11]. Некоторые процедуры расчета (кулоновское рассеяние, параметризация в сечениях радиационных потерь и образования  $e^+e^-$  пар, модель адронных взаимодействий GHEISHA) были заимствованы из GEANT3 [12]. Совокупность несколько модифицированных программ сформировала первую версию программы CORSIKA в 1989 году.

С тех пор CORSIKA претерпела множество изменений, улучшений и правок. Структура современной версии CORSIKA выделяет 4 основных части программы. Первая занимается вводом и выводом, трекингом частиц с учетом ионизационных потерь и рассеяния в магнитном поле Земли, осуществляет распад нестабильных частиц. Вторая отвечает за адронные

взаимодействия ядер и адронов с ядрами атмосферных газов на высоких энергиях. Третья описывает адронные взаимодействия на низких энергиях, и четвертая — пробег и взаимодействия электронов, позитронов и фотонов. Для управления программой используется система опций, настройка которых задается пользователем в управляющем файле.

В программу были интегрированы модели адронных взаимодействий высоких энергий. Однако до сих пор эти модели сталкиваются со значительными трудностями при описании взаимодействий на больших энергиях. Вообще, основная проблема моделирования ШАЛ заключается в необходимости экстраполировать модели взаимодействия в область энергий и быстрот, недоступных на ускорителях. Энергия столкновений, достигаемая на pp-коллайдерах на порядки ниже той, которая встречается в космических лучах. К тому же, ускорительные эксперименты пока не могут предоставить исчерпывающие данные о передней области взаимодействия (ввиду конструкционных ограничений), которая играет важнейшую роль в развитии ШАЛ.

Стоит также отметить, что выбор модели, которая будет применяться для расчета адронных взаимодействий в ходе моделирования, определяется исключительно решением пользователя.

## 1.2 МОДЕЛИ АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В CORSIKA

Все модели адронных взаимодействий, встроенных в CORSIKA, разделяются на две основных категории: модели, применяемые для расчета взаимодействий на низких энергиях ( $\leq 80$  ГэВ/адрон), и модели для высоких энергий.

Для низких энергий на выбор предоставляются три модели: FLUKA (FLUktuating KAscade) [13], GHEISHA (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code) [14] и UrQMD (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) [15].

Взаимодействия на высоких энергиях в программе CORSIKA версии 77402 могут описываться восемью моделями. Это DPMJET-III (Dual Parton Model with JETs) [16, 17], HDPM [18], QGSJET01 [19] и QGSJET-II-

04 (Quark Gluon String model with JETs) [20, 21, 22], SIBYLL-2.3d [23, 24, 25, 26], VENUS (Very Energetic NUClear Scattering) [27], neXus (NEXt generation of Unified Scattering approach) [28] и EPOS-LHC (Energy conserving quantum mechanical multi-scattering approach, based on Partons, Off-shell remnants and Splitting parton ladders) [29, 30, 31]. DPMJET-III и HDPM основаны на партонной модели адронных взаимодействий, но HDPM использует несколько упрощенные и более быстрые алгоритмы для расчетов. Модель VENUS была разработана для моделирования ультрарелятивистских столкновений тяжелых ионов. QGSJET01 использует квазиэйкональную померонную параметризацию для описания адронных взаимодействий на высоких энергиях. Более новая версия QGSJET-II-04 имеет ряд коррекций в соответствии с данными LHC. NEXUS основывался на моделях VENUS и QGSJET с учетом продления диапазона энергий. Модель SIBYLL-2.3d разработана на основе КХД модели мини струй. Ее особенностью является то, что ядро-ядерные взаимодействия она рассчитывает как суперпозицию нуклон-нуклонных. Наконец модель EPOS-LHC, также как и NEXUS, комбинирует возможности моделей VENUS и QGSJET01, а также включает эффекты высокой плотности. Наиболее актуальная версия использует данные LHC для уточнения параметров модели.

В проведенном исследовании рассматривались наиболее актуальные модели адронных взаимодействий высоких энергий: EPOS-LHC, QGSJET-II-04, SIBYLL-2.3d и DPMJET-III.

### 1.3 ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для сравнения выбранных моделей проведены серии моделирования взаимодействий. Так как ядро-ядерные взаимодействия на высоких энергиях представляют наибольший интерес для исследования, рассматривались только первые взаимодействия первичных частиц космических лучей с ядрами атомов атмосферы. Поскольку атмосфера Земли состоит в основном из азота, его ядро было выбрано как мишень в моделируемых событиях. В качестве первичных частиц были взяты протоны и ядра гелия ( $A = 4$ ), азота ( $A = 14$ ) и железа ( $A = 56$ ). Чтобы проследить зависимость от энергии первичных частиц, рассматривались два значения первичной энергии:

$E_0 = 10^{14}$  эВ и  $E_0 = 10^{18}$  эВ. Таким образом, всего было осуществлено 32 серии моделирования, каждая содержащая  $10^5$  событий.

Сравнение моделей основывается на трех пунктах. Прежде всего, моделирование используется для получения распределений числа частиц различных видов, образованных в результате взаимодействия. Также рассчитываются средние значения количества этих частиц. Это позволяет провести сравнение количественных характеристик механизма образования вторичных частиц, описанного в моделях. Затем строятся зависимости доли энергии взаимодействия, уносимой частицами различных видов, от массы первичной частицы. Важным дополнением к данному исследованию является проверка выполнения законов сохранения, поскольку отклонения, если таковы имеются, могут приводить к значительному расхождению результатов моделирования.

## 1.4 ВЫХОД ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Во многих наземных экспериментах измеряется множественность (и, соответственно, плотность) мюонов в зарегистрированных группах частиц ШАЛ для их исследований. Поскольку количество мюонов определяется числом образованных заряженных пионов, а множественность пионов, в свою очередь, зависит от числа адронов и доли уносимой ими энергии, было проведено сравнение количества вторичных частиц, сгенерированных различными моделями.

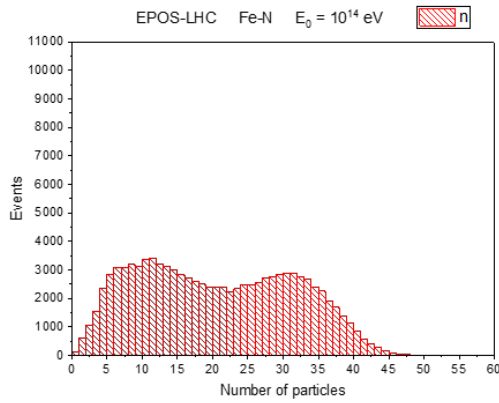
Среднее количество вторичных частиц разных типов, образовавшихся во взаимодействиях азот-азот при энергии  $10^{18}$  эВ для четырёх сравниваемых моделей, показано в таблице 1.1. Различные типы частиц были объединены в группы для сокращения таблицы, и некоторые типы частиц, не столь важные из-за их гораздо меньшего численного и энергетического вклада, были исключены из этой таблицы. Сравнение представленных чисел показывает радикальное отличие модели DPMJET-III от других для всех типов рассматриваемых частиц. Количество частиц, генерируемых этой моделью, иногда превышает количество таких же частиц в других моделях в 10 раз. Сравнение образования ядер также демонстрирует заметные различия между моделями. В то время как QGSJET-II-04 и SIBYLL-

2.3d генерируют в среднем около одного ядра при взаимодействии, EPOS-LHC даёт одно ядро на три взаимодействия, а DPMJET-III вообще не генерирует ядра. Фрагментация налетающего ядра более интенсивна при такой высокой энергии, но не может быть полной, по крайней мере, для периферических взаимодействий. Количество заряженных пионов в первых трех моделях может различаться в четыре раза. Как следствие, это вызывает различие в множественности мюонов согласно этим моделям.

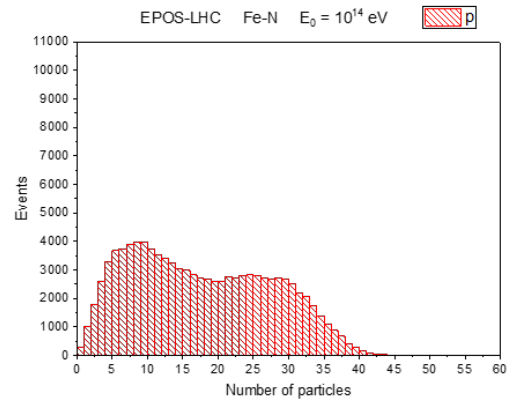
Таблица 1.1 — Средние множественности вторичных частиц различных типов, образованные во взаимодействиях азот-азот при энергии  $E_0 = 10^{18}$  эВ для разных моделей в CORSIKA

Тип частиц	Средняя множественность			
	EPOS-LHC	QGSJET-II-04	SIBYLL	DPMJET-III
$\gamma$ (от $\pi^0$ )	293	592	153	1835
$\pi^+, \pi^-$	295	571	137	1495
Нейтральные каоны	38.7	67.7	28.9	123
$K^+, K^-$	39.7	68.1	28.9	125
Нуклоны	33.6	41.3	38.6	115
Антинуклоны	18.6	30.8	26.1	88.9
Ядра ( $A \geq 2$ )	0.37	1.42	1.03	0

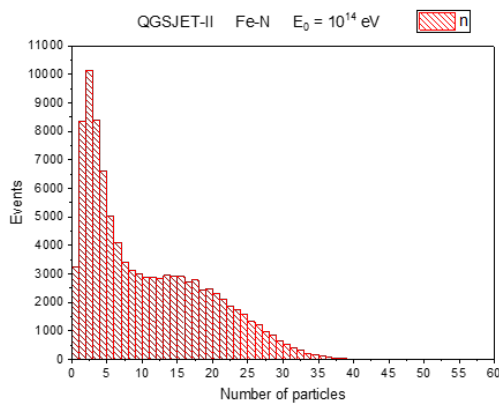
Различия между моделями заключаются не только в среднем количестве вторичных частиц, но и в самих формах распределения их количества. На рисунке 1.1 показано сравнение распределений числа вторичных нуклонов, образованных во взаимодействиях железо-азот при первичной энергии  $10^{14}$  эВ. QGSJET-II-04 и SIBYLL-2.3d предлагают аналогичные формы распределений, с той лишь разницей, что распределение SIBYLL-2.3d имеет более длинный «хвост» в области большего количества сгенерированных нуклонов. EPOS-LHC, однако, дает совершенно иное распределение. Отсутствие высокого пика в области малого числа вторичных нуклонов указывает на большую степень фрагментации налетающего ядра в этой модели. Из-за огромной разницы между DPMJET-III и другими моделями в данном сравнении эта модель не рассматривалась. Столь заметное различие



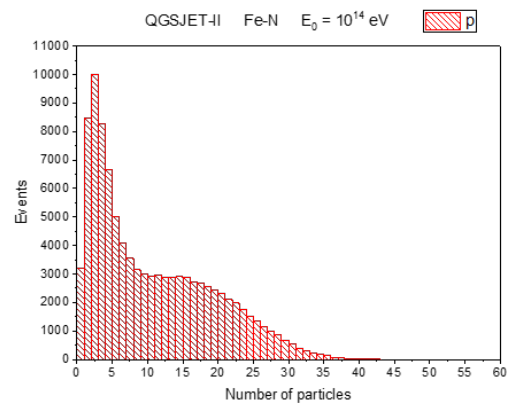
(a)



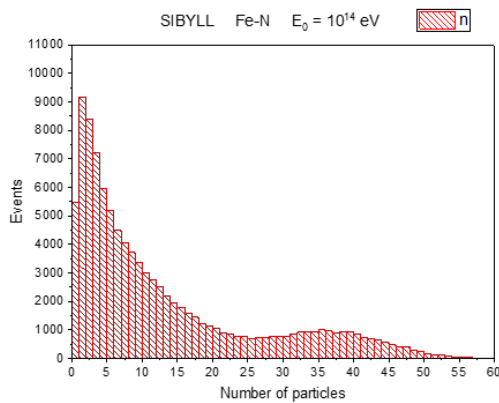
(б)



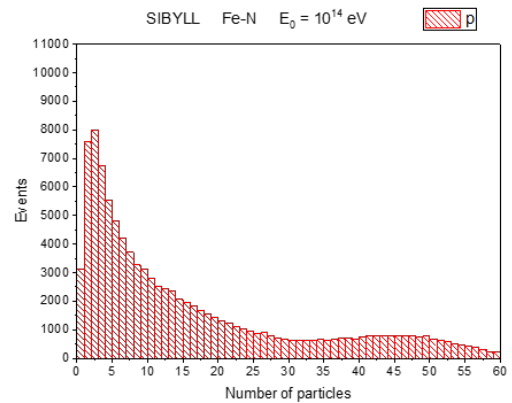
(в)



(г)



(д)



(e)

Рисунок 1.1 — Распределения числа нейтронов (слева) и протонов (справа), образованных в железо-азотных взаимодействиях при энергии первичной частицы  $E_0 = 10^{14}$  эВ для моделей EPOS-LHC, QGSJET-II-04 и SIBYLL-2.3d

интересно само по себе, поскольку данное значение энергии, в пересчете в систему центра масс, достигается на ускорительных экспериментах, и модельные данные по множественности должны хорошо сходиться друг с другом.

При переходе к энергии  $E_0 = 10^{18}$  эВ (рисунок 1.2) картина меняется не сильно. Форма распределения для модели EPOS-LHC по-прежнему заметно отличается от остальных. Хвосты распределений также вытягиваются в разные предельные множественности, так что и средние значения между моделями отличаются. Множественность нуклонов в первом взаимодействии является весьма важным параметром, поскольку нуклоны являются одним из основных источников пионов при дальнейших взаимодействиях. Корреляция их количества с долей уносимой ими энергии может заметно влиять на развитие ШАЛ.

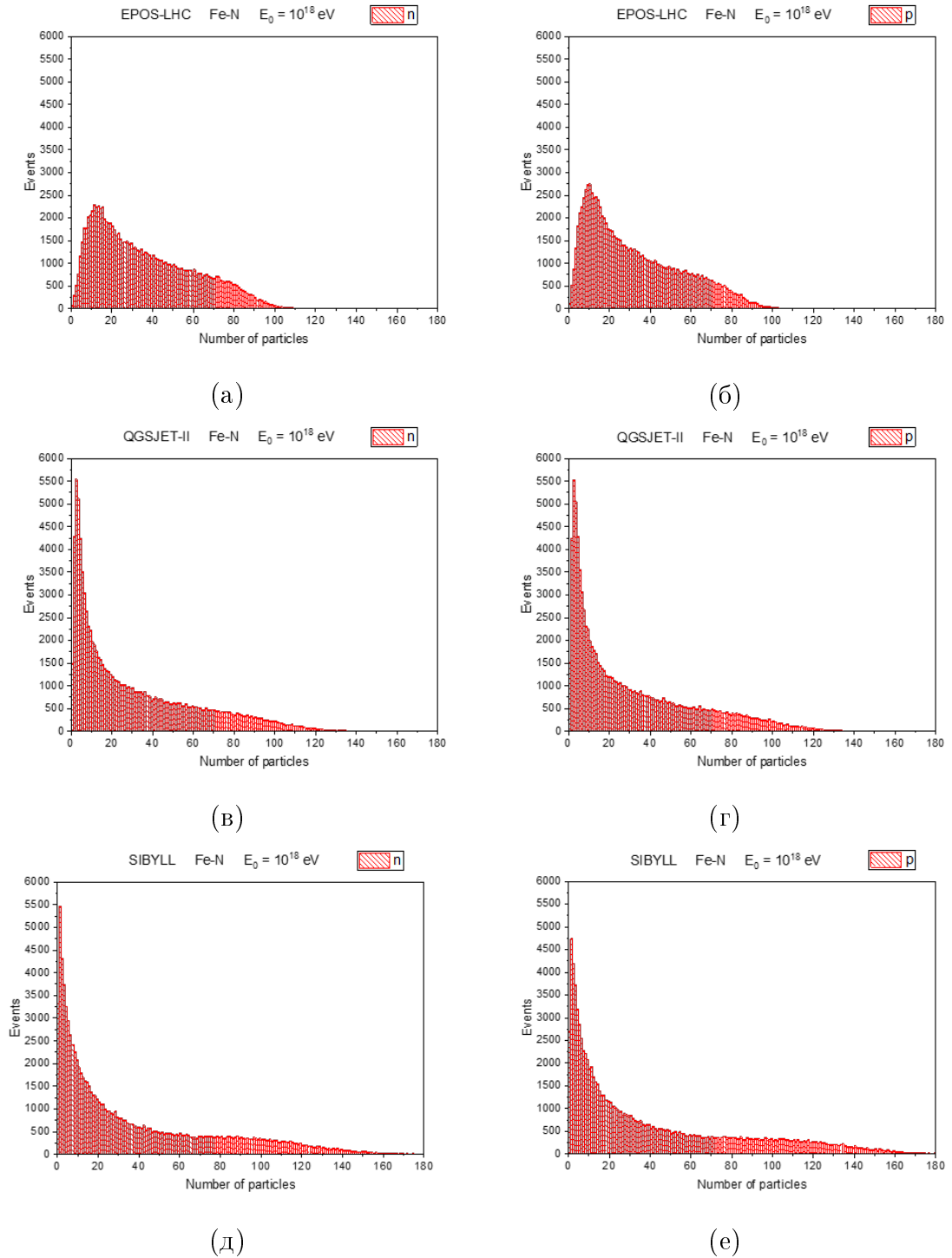


Рисунок 1.2 — Распределения числа нейтронов (слева) и протонов (справа), образованных в железо-азотных взаимодействиях при энергии первичной частицы  $E_0 = 10^{18}$  эВ для моделей EPOS-LHC, QGSJET-II-04 и SIBYLL-2.3d

Перейдем теперь к мезонам. Больше всего в адронных взаимодействиях образуется пионов — легчайших из адронов. Заряженные пионы также являются источником мюонов, поэтому изучение их множественности имеет первостепенную роль. На рисунке 1.3 представлены распределе-



ния по числу положительных пионов (на левых картинках) и положительных каонов (на картинках в правом столбике) для взаимодействий железо-азот при энергии  $E_0 = 10^{14}$  эВ. Формы распределений совпадают у всех моделей. Однако в случае пионов заметно расхождение в длине хвостов.

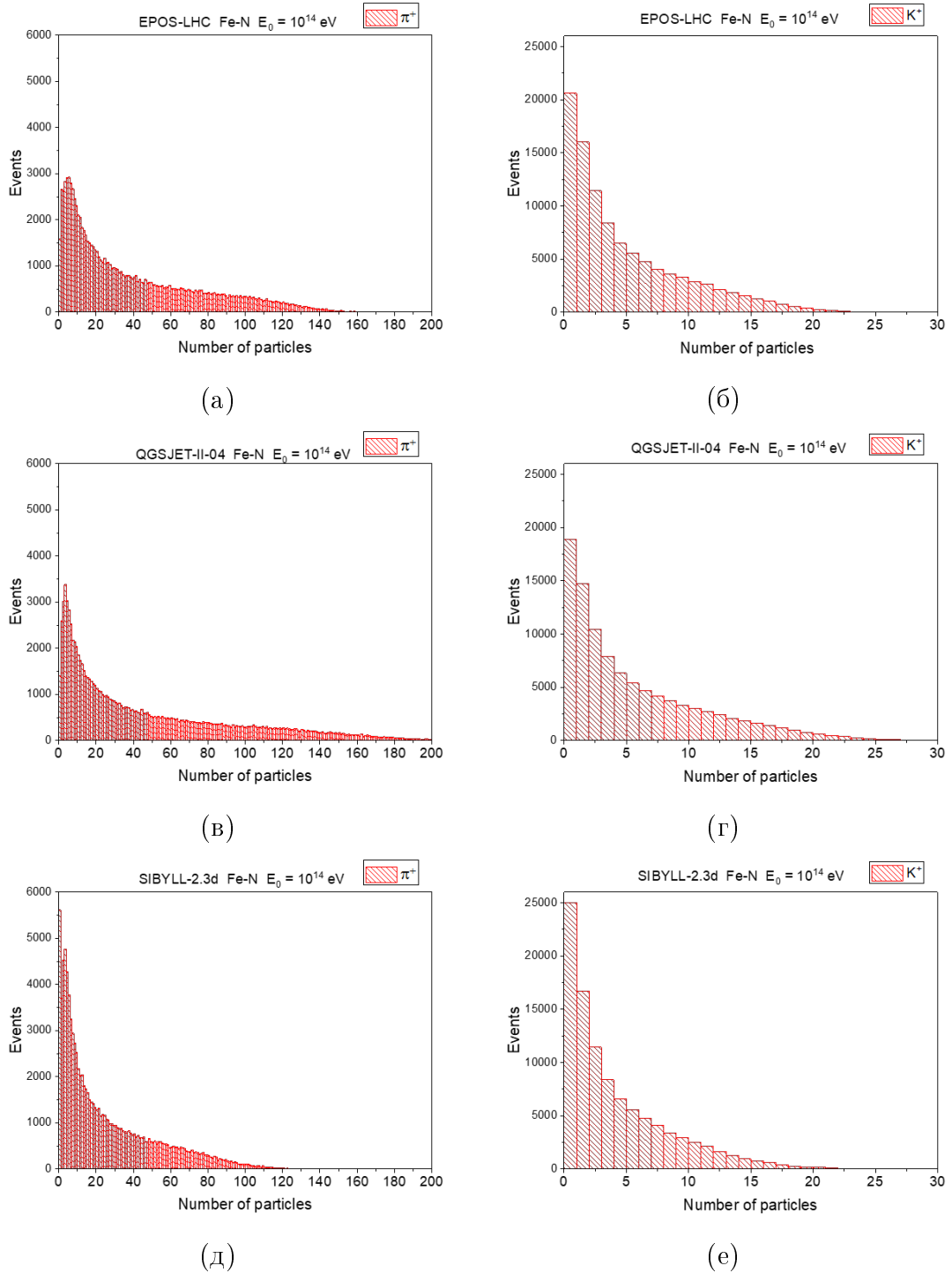
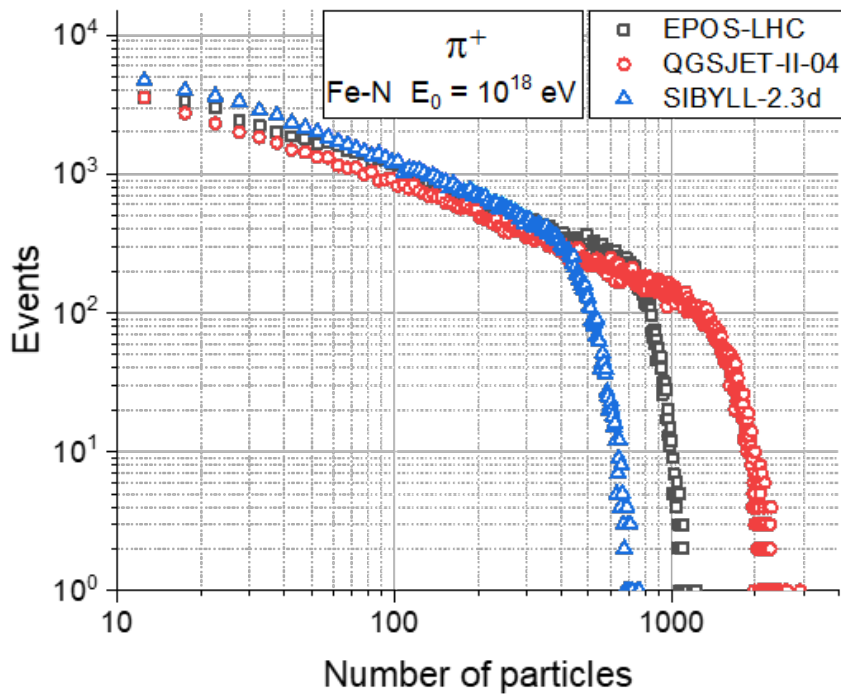
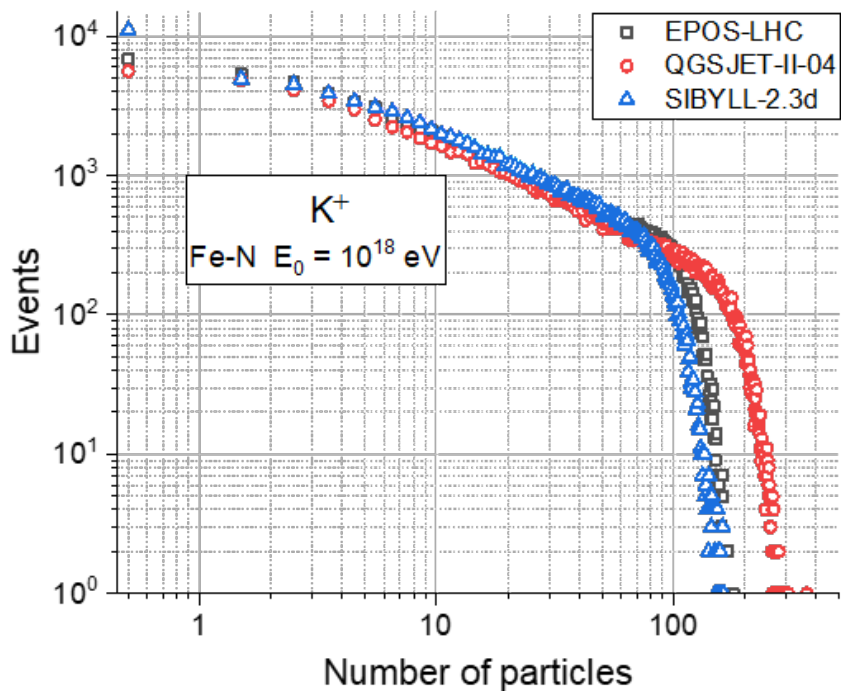


Рисунок 1.3 — Распределения числа положительных пионов (слева) и положительных каонов (справа), образованных в железо-азотных взаимодействиях при энергии первичной частицы  $E_0 = 10^{14}$  эВ для моделей EPOS-LHC, QGSJET-II-04 и SIBYLL-2.3d



(a)



(б)

Рисунок 1.4 — Распределения числа положительных пионов (а) и положительных каонов (б), образованных в железо-азотных взаимодействиях при энергии первичной частицы  $E_0 = 10^{18}$  эВ для моделей EPOS-LHC, QGSJET-II-04 и SIBYLL-2.3d. Введен дважды логарифмический масштаб для удобства сравнения

Множественность мезонов сильно возрастает при больших энергиях, поэтому для удобства сравнения распределения были приведены к логарифмическому масштабу и наложены друг на друга (рисунок 1.4). Исходя из распределений для пионов (рисунок 1.4, а), видно, что среднее число пионов между моделями различается сильно из-за отличающихся в 3-4 раза предельных значений множественности. Для каонов отличие не столь велико, однако тоже заметно на большой энергии.

## 1.5 ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Для определения свойств распределения энергии взаимодействия между вторичными частицами в рассматриваемых моделях были рассчитаны зависимости доли энергии, уносимой образованными частицами, от массы первичной частицы. Результаты представлены на рисунке 1.5. Различные

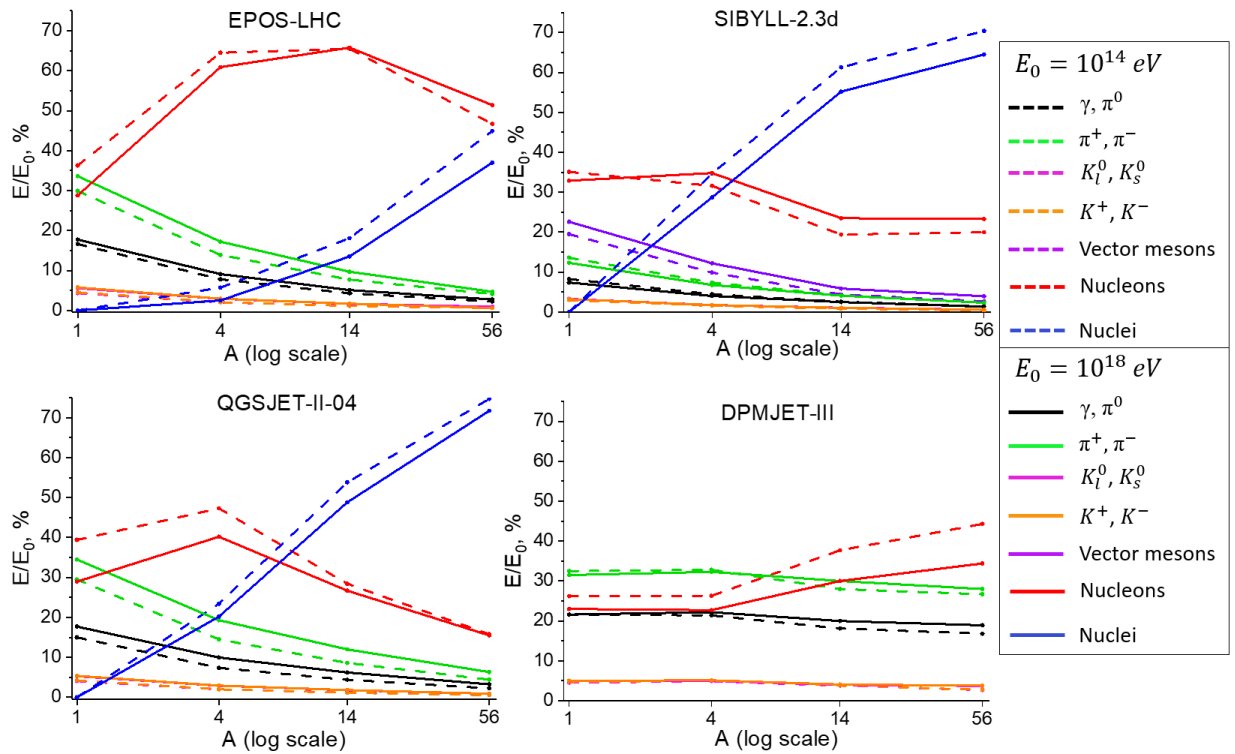


Рисунок 1.5 — Зависимости доли энергии взаимодействия, уносимой вторичными частицами разных типов, от массы первичного ядра  $A$ . Штриховые линии обозначают энергию  $E_0 = 10^{14}$  эВ, сплошные —  $E_0 = 10^{18}$  эВ

частицы снова объединены в группы, и разные линии представляют зависимости для каждой группы частиц; пунктирные линии соответствуют первичной энергии  $10^{14}$  эВ, сплошные линии —  $10^{18}$  эВ. Все модели показывают индивидуальные формы зависимостей для ядер и нуклонов. Рост доли энергии ядер довольно похож для QGSJET-II-04 и SIBYLL-2.3d, но EPOS-LHC снова сильно отличается от них; эта модель по-прежнему дает ядрам в среднем меньше энергии, чем нуклонам, даже при взаимодействиях с тяжелыми первичными ядрами. Этот факт также свидетельствует о

более интенсивной фрагментации ядер в модели EPOS-LHC. В то же время суммарная доля энергии взаимодействия, уносимой ядрами и нуклонами, оказывается примерно одинаковой для EPOS-LHC и QGSJET-II-04 для всех случаев первичных частиц. Доли энергии, передаваемые гамма-квантам, каонам и пионам, также аналогичны для EPOS-LHC и QGSJET-II-04. Полная доля энергии, забираемой мезонами, имеет схожую величину и для SIBYLL-2.3d, если учесть вклад векторных мезонов. DPMJET-III снова не имеет ничего общего с другими моделями, предлагая совершенно другие формы зависимостей. В этой модели ядра естественно не показаны, поскольку они не образуются. Стоит отметить, что во всех моделях первичная энергия налетающей частицы слабо влияет на вид зависимостей.

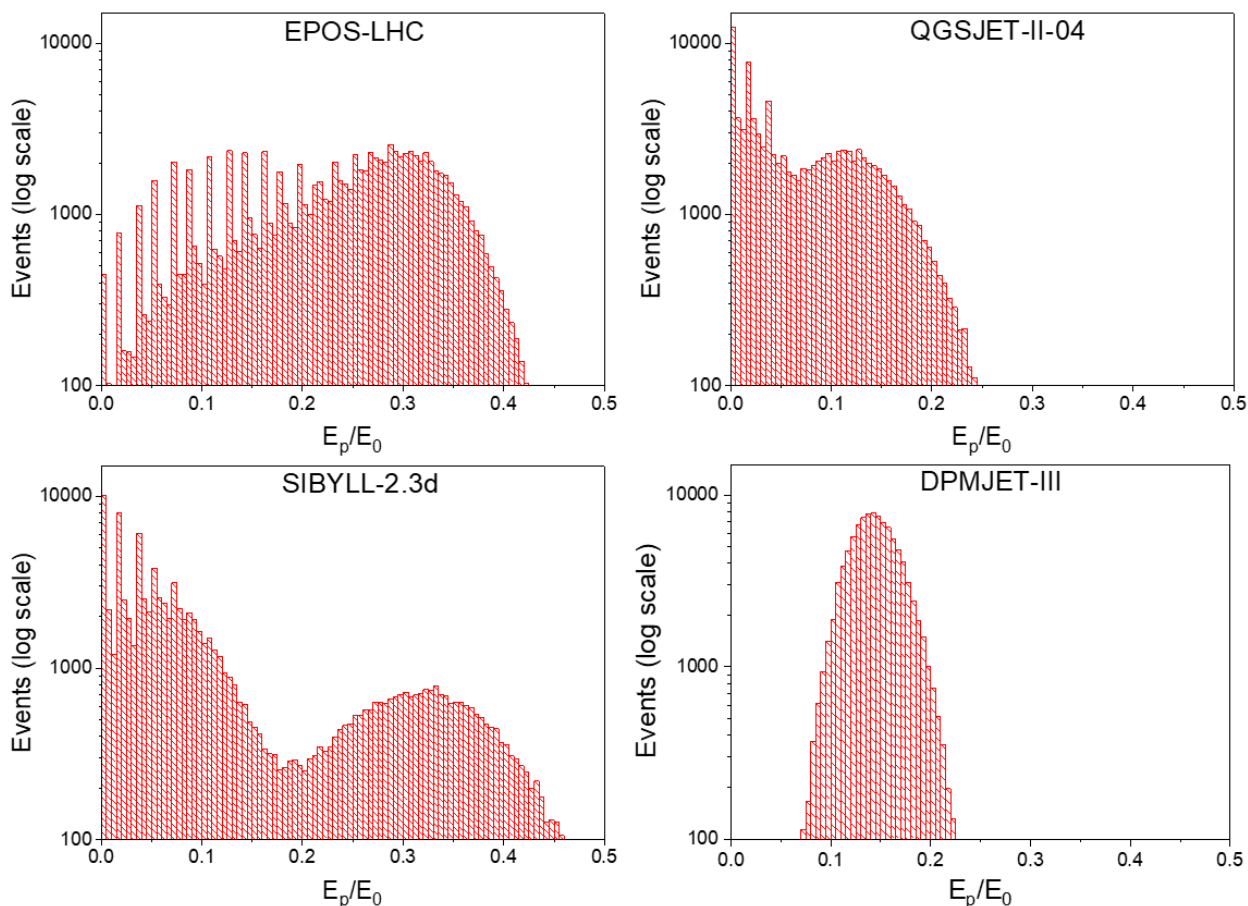


Рисунок 1.6 — Распределения доли энергии взаимодействия, уносимой всеми вторичными протонами в столкновениях железо-азот,  $E_0 = 10^{18}$  эВ, для разных моделей в CORSIKA

Анализ распределений доли энергии, уносимой частицами, раскрывает еще более специфические свойства моделей. На рисунке 1.6 показано сравнение распределений полной доли энергии взаимодействия, уносимой

всеми вторичными протонами, генерируемыми в столкновениях железо-азот при  $E_0 = 10^{18}$  эВ. Следует обратить внимание, что масштаб оси, по которой отложено число событий, на этих распределениях установлен логарифмическим. Два пика четко видны на распределениях, данных моделями QGSJET-II-04 и SIBYLL-2.3d, но достигаются они при разных значениях доли энергии. В случае DPMJET-III распределение имеет четкую форму одиночного пика. Распределение для EPOS-LHC имеет асимметричный пик. Распределения, предоставляемые моделями EPOS-LHC, QGSJET-II-04 и SIBYLL-2.3d, имеют хорошо заметные тонкие пики, торчащие из них. Эти пики соответствуют протонам-фрагментам налетающего ядра. Каждый нуклон в ядре железа несет примерно 1.8% энергии. Нуклоны и, соответственно, протоны, образовавшиеся в результате фрагментации ядра, продолжают движение с такой же энергией. Суммарная доля энергии таких протонов будет кратна 1.8%, чему и соответствуют тонкие дискретные пики на распределениях. Больше дискретных пиков видно у модели EPOS-LHC, ввиду более интенсивной фрагментации ядер.

## 1.6 ПРОВЕРКА ВЫПОЛНЕНИЯ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА

В качестве последнего этапа анализа, в рамках данного исследования, была проведена проверка выполнения закона сохранения электрического заряда. Согласно этому закону сумма зарядов вторичных частиц  $Q_{sum}$  должна быть равна суммарному заряду ядер  $Q_{total}$  до взаимодействия. Но, как хорошо видно, результаты, представленные на рисунке 1.7, противоречат этому утверждению. В большинстве случаев соотношение  $Q_{sum}/Q_{total}$  оказалось меньше 1. Такое отклонение от ожидаемого значения можно объяснить предположением, что генераторы, используемые в сравниваемых моделях, исключают из списка вторичных частиц фрагменты ядра-мишени с низкими энергиями. В этом случае отсутствие положительного заряда недостающих фрагментов ядер уменьшает результирующую сумму зарядов. Рост значения отношения  $Q_{sum}/Q_{total}$  с увеличением массы первичной частицы согласуется с этим предположением: чем тяжелее налетающее ядро, тем больше нуклонов полетит вперед после взаимодействия и больше

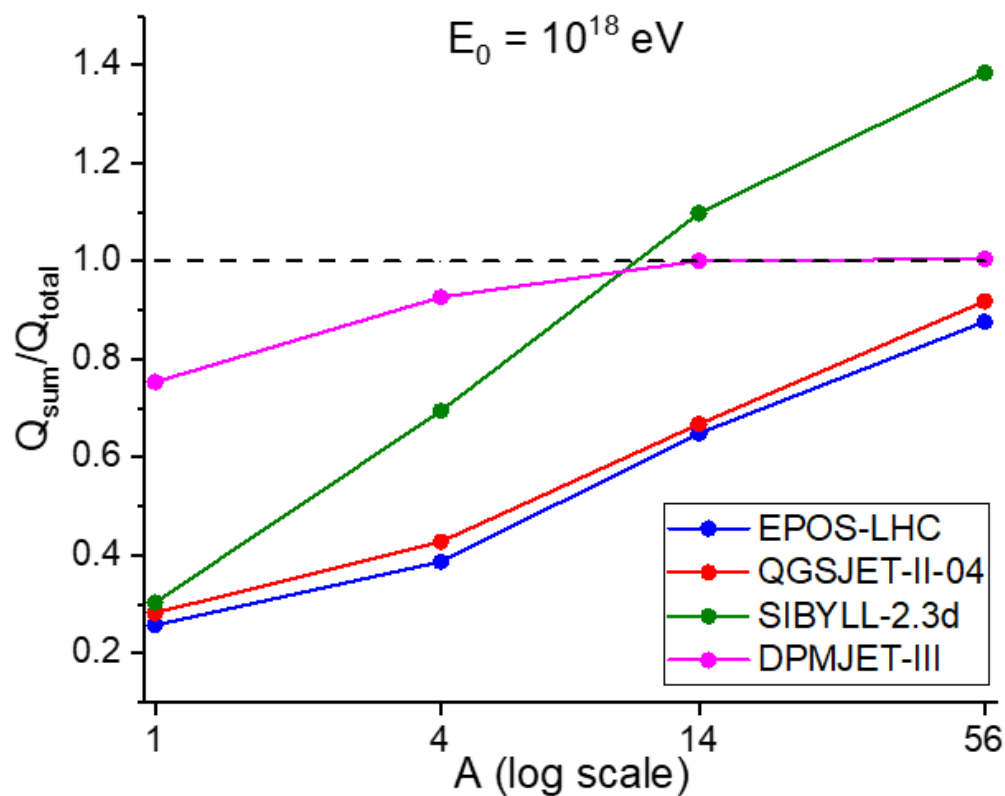
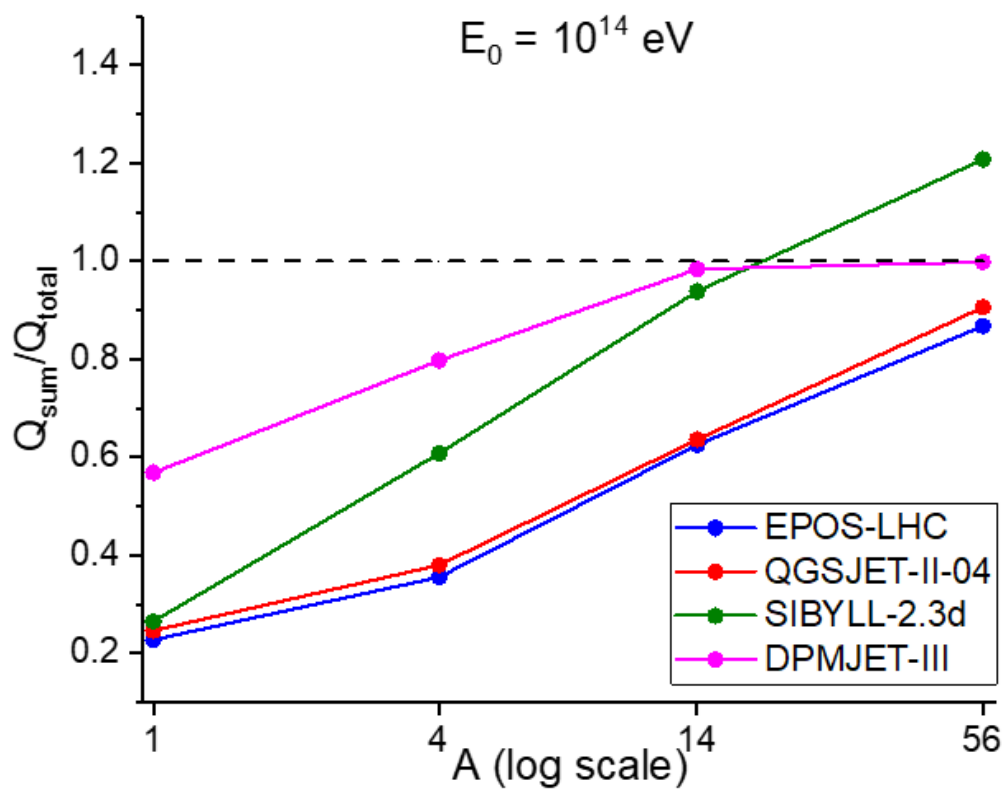


Рисунок 1.7 — Зависимости отношения суммарного электрического заряда всех частиц после взаимодействия к полному заряду ядер до взаимодействия от массы первичного ядра для сравниваемых моделей

нуклонов будет выбито из ядра-мишени. Но случай модели SIBYLL-2.3d особенный. Отношение  $Q_{sum}/Q_{total}$  превосходит значение 1 для более тяжелых первичных ядер. Поскольку сама CORSIKA не останавливает трекинг каких-либо частиц на этапе предоставления списка вторичных частиц первого взаимодействия, нет оправдания отсутствию отрицательно заряженных частиц. Таким образом, результат, полученный для этой модели, прямо указывает на нарушение закона сохранения заряда.

## 1.7 ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ПЕРВОЙ ГЛАВЕ

Сравнение четырех моделей адронных взаимодействий при высоких энергиях позволяет сформулировать следующие основные аспекты этих моделей. Во-первых, результаты DPMJET-III радикально отличаются от других моделей на всех проведенных этапах сравнения. Полное отсутствие фрагментов ядер в моделируемых взаимодействиях вызывает большие сомнения. Во-вторых, сравнение показывает, что разница в среднем количестве вторичных частиц может достигать 4 раз, как в случае заряженных пионов или ядер. В результате множественность мюонов и других частиц, регистрируемых на земле, заметно различается, а интерпретация экспериментальных данных на основе разных моделей может приводить к разным выводам. Различия в формах распределения вторичных нуклонов указывают на разные механизмы фрагментации ядер, используемые в моделях. EPOS-LHC имеет тенденцию к более сильной фрагментации, чем QGSJET-II-04 и SIBYLL-2.3d, тогда как DPMJET-III полностью фрагментирует ядра.

В-третьих, модели используют индивидуальные подходы для описания распределения энергии взаимодействия между вторичными частицами. Поведение зависимостей доли энергии, переносимой разными частицами, практически не меняется с увеличением первичной энергии. QGSJET-II-04 и SIBYLL-2.3d имеют схожие формы зависимостей для ядер и нуклонов, но EPOS-LHC заметно отличается и дает нуклонам больше энергии, чем ядрам, даже при взаимодействиях железо-азот.

И наконец, проведенная проверка на выполнение закона сохранения электрического заряда в моделях показывает отклонение суммы зарядов



вторичных частиц от значения полного заряда частиц до взаимодействия. Меньшее, чем ожидалось, значение результирующего заряда можно объяснить предположением исключения фрагментов ядра-мишени самими моделями. SIBYLL-2.3d не проходит этот тест, поскольку сумма зарядов образованных частиц в этой модели превышает общий заряд частиц до взаимодействия. Поскольку такой результат нельзя объяснить действиями программы CORSIKA, он свидетельствует о нарушении закона сохранения в данной модели.

# 2 ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРА RUTHIA ДЛЯ РАСЧЕТА ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ В CORSIKA

## 2.1 ГИПОТЕЗА ОБ ОБРАЗОВАНИИ СГУСТКА КВАРК-ГЛЮОННОЙ МАТЕРИИ С БОЛЬШИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Как уже отмечалось ранее, возможным решением мюонной загадки может служить введение новых физических процессов в ядро-ядерные взаимодействия высоких энергий, происходящих на первых этапах развития ШАЛ. Перечислим основные свойства новой модели процесса, необходимой для объяснения наблюдаемых аномальных событий [32, 33, 34]:

- Наличие порога (отклонения появляются при энергиях свыше нескольких ПэВ);
- Большое сечение (для изменения наклона спектра ШАЛ);
- Большой выход лептонов (объясняет наличие т.н. VHE-мюонов (от англ. Very High Energy muons) и потерянную энергию);
- Быстрое развитие ШАЛ (для увеличения отношения  $N_\mu/N_e$  и уменьшения темпов роста  $X_{max}$ ).

В работе [32] показано, что образование сгустка кварк-глюонной материи (СКГМ) позволяет удовлетворить всем перечисленным требованиям. В первую очередь, СКГМ отвечает условию наличия порога: образование кварк-глюонной материи требует достижения определенной плотности энергии при столкновении. Сразу же учитывается и резкое увеличение се-

чения, ведь в данном случае наблюдается переход от кварк-кварковых взаимодействий к коллективному взаимодействию большого количества кварков и глюонов. Геометрический предел для допустимого значения сечения таким образом меняется

$$\sigma = \pi\lambda^2 \rightarrow \sigma = \pi(\lambda + R)^2 \text{ или } \sigma = \pi(R_1 + R_2)^2, \quad (2.1)$$

где  $R, R_1, R_2$  — размеры фрагментов взаимодействующих ядер.

В [35] было высказано предположение об образовании СКГМ с большим угловым моментом в нецентральных ядро-ядерных столкновениях. Величина полного углового момента  $J$  пропорциональна энергии в системе центра масс  $s$ :  $J \propto s$ . Точнее, для симметричного столкновения двух ядер

$$(A, Z) + (A, Z) \rightarrow X, \quad (2.2)$$

где  $A$  — массовое число,  $Z$  — электрический заряд сталкивающихся ядер, абсолютное значение полного углового момента равно [36]

$$J(b) = 0.5A \frac{b}{\hbar c} \sqrt{s_{NN}} = 0.5A^{4/3} \frac{\zeta}{\hbar c} r_0 \sqrt{s_{NN}}, \quad \zeta = b/R, \quad (2.3)$$

$b$  — прицельный параметр,  $\sqrt{s_{NN}}$  — энергия столкновения в системе центра масс в расчете на нуклон-нуклонную пару,  $R = r_0 A^{1/3}$  — радиус сталкивающихся ядер,  $r_0 = (1.25 \pm 0.05)$  фм. Величина  $s_{NN}$  связана с энергией налетающей частицы в лабораторной системе как

$$s_{NN} = 2m_N \times (E_N + m_N), \quad (2.4)$$

где  $m_N$  — масса нуклона,  $E_N$  — энергия в расчете на нуклон. Рисунок 2.1 демонстрирует зависимости  $J(\zeta)$  от энергии на нуклон  $E_N$  для центральных, полуцентральных и периферических столкновений ядер. Функции домножены на  $A^{-4/3}$  для исключения зависимости от типа ядер. На рисунке 2.2 показаны зависимости  $J(\zeta = 1.0)$  от энергии первичного ядра  $E_0$  для полуцентральных столкновений для нескольких типов ядер. Видно, что для тяжелых ядер величина  $J(b)$  для энергии ядра  $E_0 = 10^{17}$  эВ составляет  $\sim 10^6$  (!).

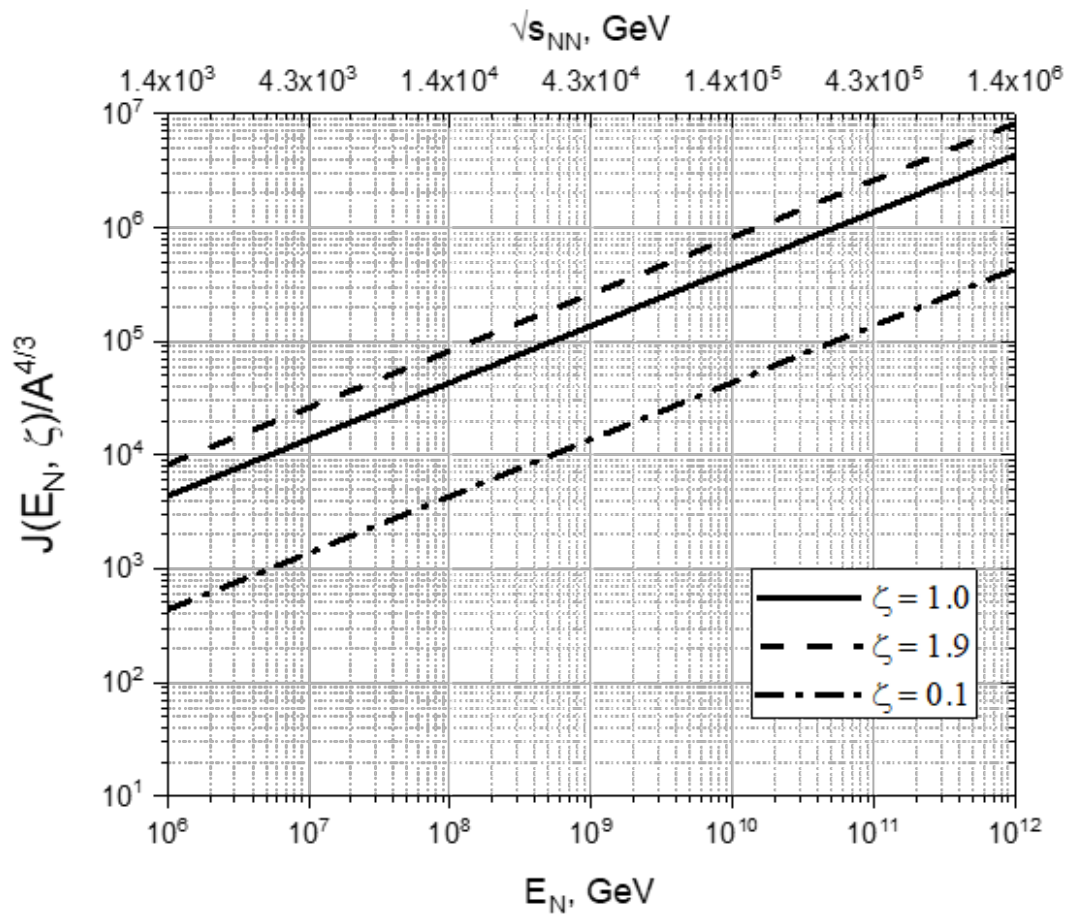


Рисунок 2.1 — Зависимости полного углового момента  $J(\zeta)/A^{4/3}$  для центральных (штрих-пунктирная линия), полужентральных (сплошная линия) и периферических (штриховая линия) столкновений от энергии на нуклон

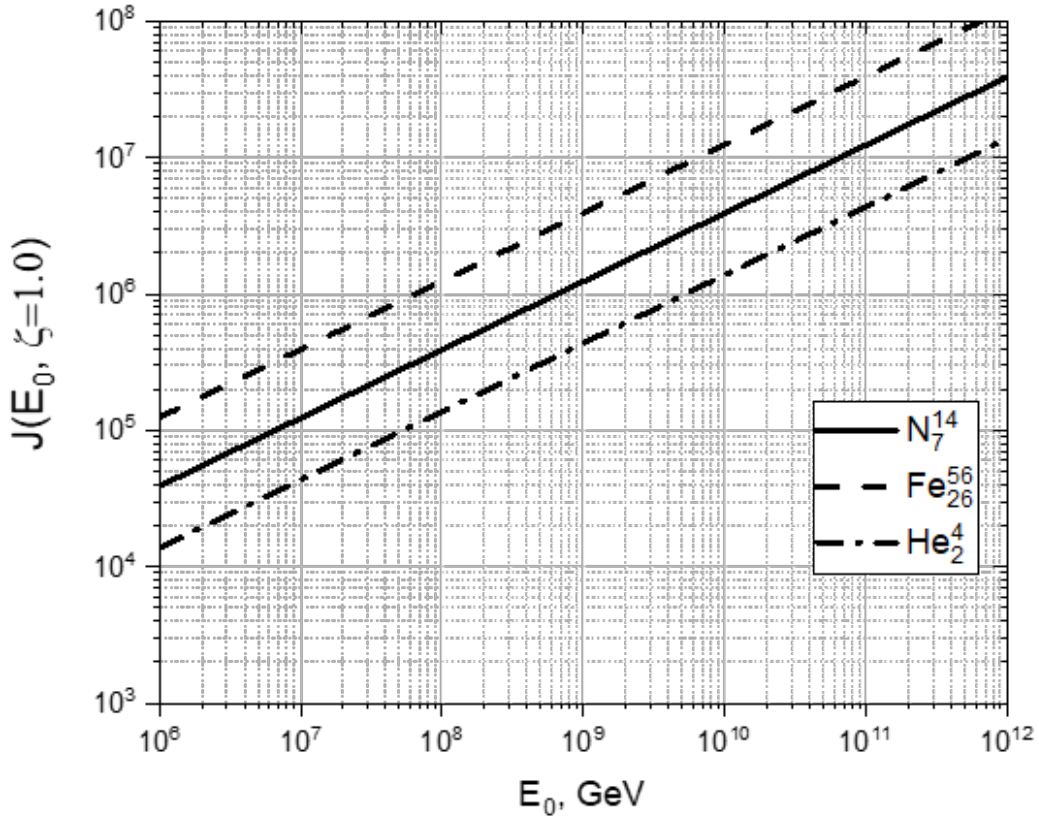


Рисунок 2.2 — Зависимости полного углового момента  $J(\zeta = 1)$  для первичных ядер гелия (штрих-пунктирная линия), азота (сплошная линия) и железа (штриховая линия) от энергии ядра

Наличие большого углового момента СКГМ приводит к необходимости учитывать центробежный потенциал:

$$V_{\text{ц}} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2mr^2}, \quad (2.5)$$

величина которого обратно пропорциональна массе частицы в СКГМ. Соответственно, вероятность преодолеть барьер значительно выше для тяжелых частиц.

Данный эффект позволяет объяснить, например, более быстрое увеличение сечения образования с-кварков. В случае образования частиц с массой  $\geq 100 \text{ ГэВ}/c^2$ , они в дальнейшем распадаются с рождением  $W$ ,  $Z$  бозонов, которые, в свою очередь, распадаются на адроны ( $\sim 70\%$ ) и лептоны ( $\sim 30\%$ ). Последний случай описывает потерю энергии при регистрации

ШАЛ, т.к. в распадах с лептонами образуются и нейтрино, не регистрируемые детекторами ШАЛ, а также высокоэнергичные мюоны (т.к. энергия, приходящаяся на  $W$  или  $Z$ , как вторичную частицу первого взаимодействия, очень велика). Энергетический спектр космических лучей, реинтерпретированный с учетом предложенного объяснения теряемой энергии, обсуждается в [33].

Центробежный барьер вдобавок увеличивает время жизни СКГМ. Вместе со свойством уменьшения барьера для тяжелых частиц это обеспечивает условие для образования  $b$ - и даже  $t$ -кварков. Если  $t$ -кварк образуется вблизи поверхности СКГМ, он может вылететь, не успев аннигилировать со своим антипартнером. Вылет  $t$ -кварка может заметно влиять на дальнейшее развитие ШАЛ, в том числе, и обуславливать увеличение числа мюонов на уровне детектора. Необходимо исследование влияния данного процесса при помощи моделирования ШАЛ, однако, структура программы CORSIKA на сегодняшний день не позволяет вносить изменения в работу генераторов взаимодействий. Требуется гибкий генератор, с возможностью отключать, изменять физические процессы или добавлять новые.

## 2.2 ГЕНЕРАТОР RUTHIA

RUTHIA [37] представляет собой Монте-Карло генератор событий столкновений в физике высоких энергий. Она описывает взаимодействия на высоких энергиях между электронами, протонами, фотонами и тяжелыми ядрами. Возможность моделировать взаимодействия ядер появилась в программе относительно недавно и основана на модели *Angantyr*. RUTHIA позволяет детально изучать все аспекты взаимодействий, включать и выключать различные процессы и рассчитывать их вклад в общую картину события. Таким образом, данный генератор может использоваться для модифицированного описания ядро-ядерных взаимодействий, происходящих в ходе развития широкого атмосферного ливня.

## 2.3 ИНТЕРФЕЙС CORSIKA-PYTHIA

### 2.3.1 PYTHIA КАК ГЕНЕРАТОР СТОЛКНОВЕНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Переключение на процедуры для генерации событий взаимодействий ядер происходит в программе PYTHIA автоматически при задании соответствующего идентификатора (id) для пучка первичных частиц. По умолчанию в PYTHIA заданы лишь несколько ядер и для добавления, например, азота необходимо вручную задать его командой:

```
Pythia8::Pythia pythia;  
pythia.particleData.addParticle(1000070140, "14N", "14Nbar", 3, 21, 0, 13.1448);
```

Первое число в скобках представляет собой новый id, с которым будет ассоциироваться ядро азота и который содержит информацию о массовом числе, заряде и спине ядра. Важно отметить, что при задании энергии ядра, необходимо использовать ее величину в отношении на нуклон. Для реализации столкновений, происходящих в системе детекторов ШАЛ, то есть, в системе, где ядро атмосферного газа (ядро-мишень) покоится, а ядро космических лучей (ядро-снаряд) налетает с заданной энергией, используется опция "Beams:frameType=2", в которой задаются энергии двух налетающих друг на друга строго вдоль оси z пучков. В общем случае, было бы удобнее для моделирования ШАЛ использовать третий режим столкновений, а не второй, в котором импульсы сталкивающихся частиц задаются покомпонентно; однако, к сожалению, данная опция недоступна на сегодняшний день для столкновений ионов.

Некоторое представление о применимости PYTHIA для расчета ядерно-ядерных взаимодействий при моделировании ШАЛ можно получить на основе сравнения генератора с моделями, используемыми в CORSIKA. В таблице 2.1 представлены средние множественности некоторых типов вторичных частиц, полученные для азот-азотных взаимодействий при энергии ядра-снаряда  $E_0 = 10^{18}$  эВ. Модели программы CORSIKA рассматривались на примере первого адронного взаимодействия, для чего использова-

лась опция “OUTFILE”.

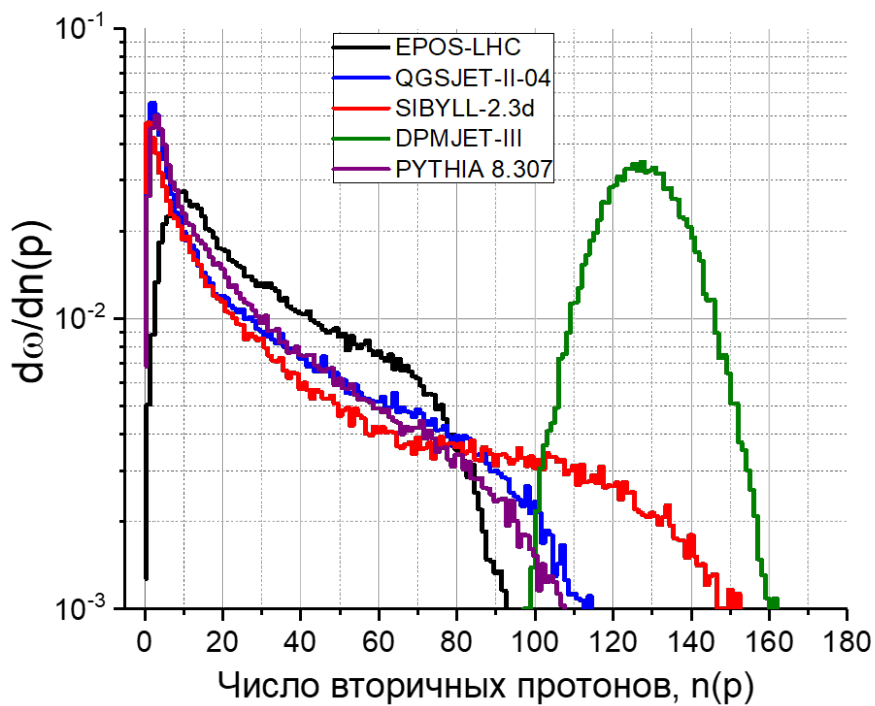
Таблица 2.1 — Средние множественности вторичных частиц различных типов, образованные во взаимодействиях азот-азот при энергии  $E_0 = 10^{18}$  эВ для PYTHIA и разных моделей в CORSIKA

Тип частиц	Средняя множественность			
	EPOS-LHC	QGSJET-II-04	SIBYLL	PYTHIA
$\gamma$	293	592	153	437
$\pi^+, \pi^-$	295	571	137	367
$K^+, K^-$	39.7	68.1	28.9	40.1
Нуклоны	33.6	41.3	38.6	34.1
Ядра ( $A \geq 1$ )	0.37	1.42	1.03	1.96

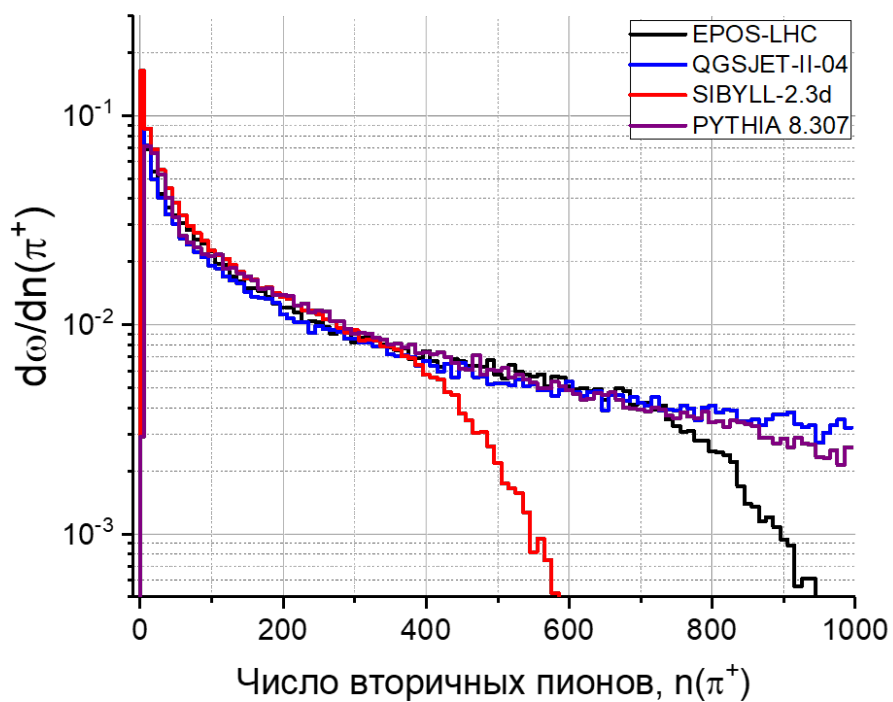
Видно, что значения от PYTHIA близки к модели EPOS-LHC. Заметным отличием PYTHIA является сильно большее среднее число вторичных ядер, но это объясняется в предположении об исключении ядер-осколков мишени моделями CORSIKA ввиду их крайне низких энергий.

Сравнение распределений множественности вторичных нуклонов и пионов для столкновений железо-азот,  $E_0 = 10^{18}$  эВ, приведено на рисунке 2.3. Форма распределений для QGSJET-II-04, SIBYLL-2.3d и PYTHIA получаются схожие, у EPOS-LHC наблюдается отличное от остальных моделей распределение по числу нуклонов.





(a)



(б)

Рисунок 2.3 — Распределения числа вторичных нуклонов (а) и пионов (б), в столкновениях железо-азот,  $E_0 = 10^{18}$  эВ, для PYTHIA и разных моделей CORSIKA

### 2.3.2 СОЗДАНИЕ ИНТЕРФЕЙСА

Использование внешнего генератора для ядро-ядерных взаимодействий в CORSIKA без вмешательства в сам код программы возможно благодаря опции “STACKIN”. Если эта опция включена, CORSIKA не разыгрывает первое взаимодействие, с которого начинается ливень, а использует список частиц, взятый из указанного файла, и моделирует дальнейшее развитие каскадов. Таким образом, в основе интерфейса лежит идея моделирования ливней от всех произошедших ядро-ядерных взаимодействий по отдельности с последующим объединением частиц, достигших поверхности, в один список. Упрощенная блок-схема интерфейса показана на рисунке 2.4.

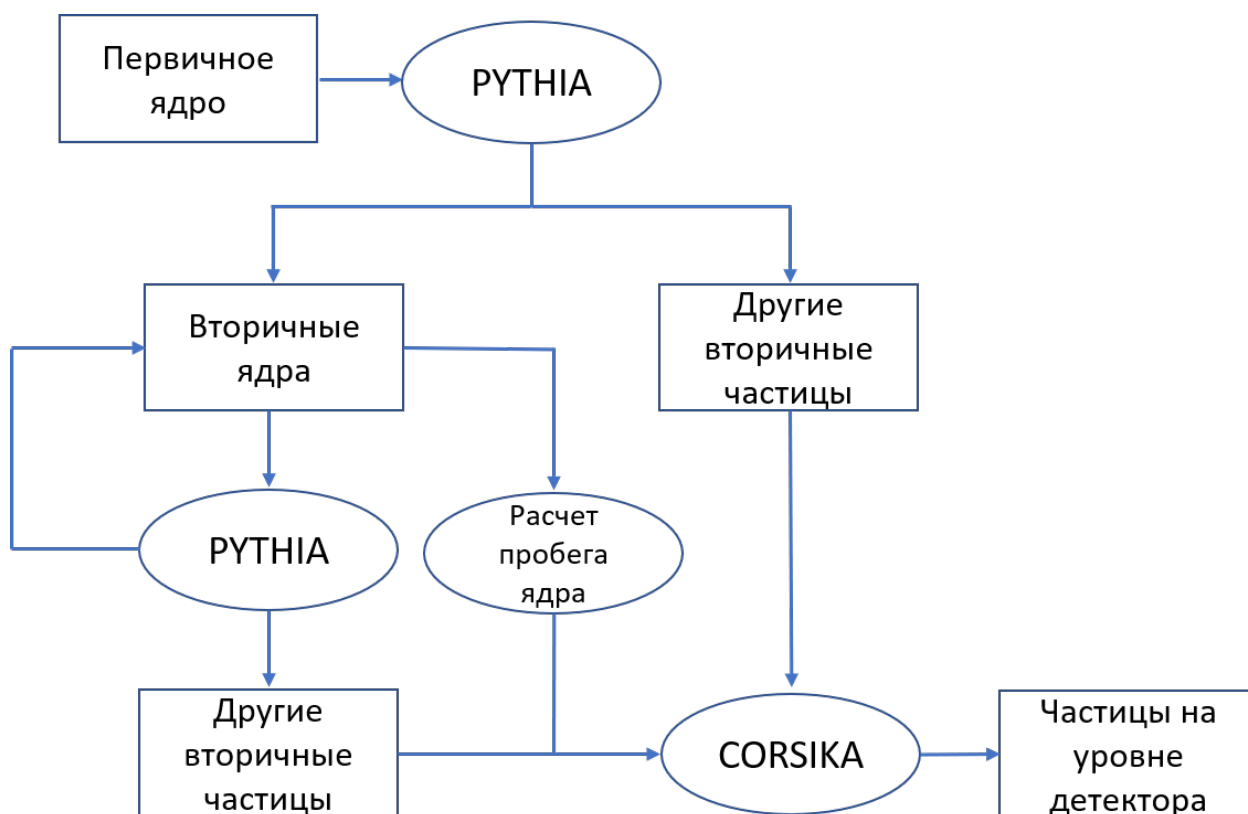


Рисунок 2.4 — Упрощенная блок-схема интерфейса CORSIKA-PYTHIA

Взаимодействие первичного ядра с ядром атмосферного газа разыгрывается в PYTHIA. Все вторичные частицы, кроме ядер, передаются в CORSIKA, которая моделирует развитие ливней от этих частиц. Вторичные ядра сталкиваются в PYTHIA, и снова все вторичные частицы, кроме ядер, передаются в CORSIKA, только теперь с учетом пробега вторичного

ядра. Процесс повторяется до тех пор, пока не произойдет полная фрагментация энергичных ядер.

Необходимым условием корректной работы интерфейса является расчет пробега образовавшихся вторичных ядер до следующего взаимодействия. Представляется разумным взять зависимости сечения от энергии ядер из самой программы CORSIKA, также как и параметризацию атмосферы. Однако явный вид зависимостей сечений не предоставляется в описании CORSIKA или ее моделей. Поэтому зависимости сечения от энергии и массы ядра были получены из информации о первом взаимодействии, непосредственно из программы. Запускались ядра с массовым числом  $A$  ( $1 \leq A \leq 56$ ) и энергией от 10 ГэВ до  $10^{10}$  ГэВ. Некоторые полученные зависимости показаны на рисунке 2.5. На этом рисунке, кстати, хорошо заметна граница переключения с модели адронных взаимодействий низких энергий на модель для высоких энергий. Величина скачка может заметно отличаться для разных моделей, лучшее соответствие показывает модель FLUKA.

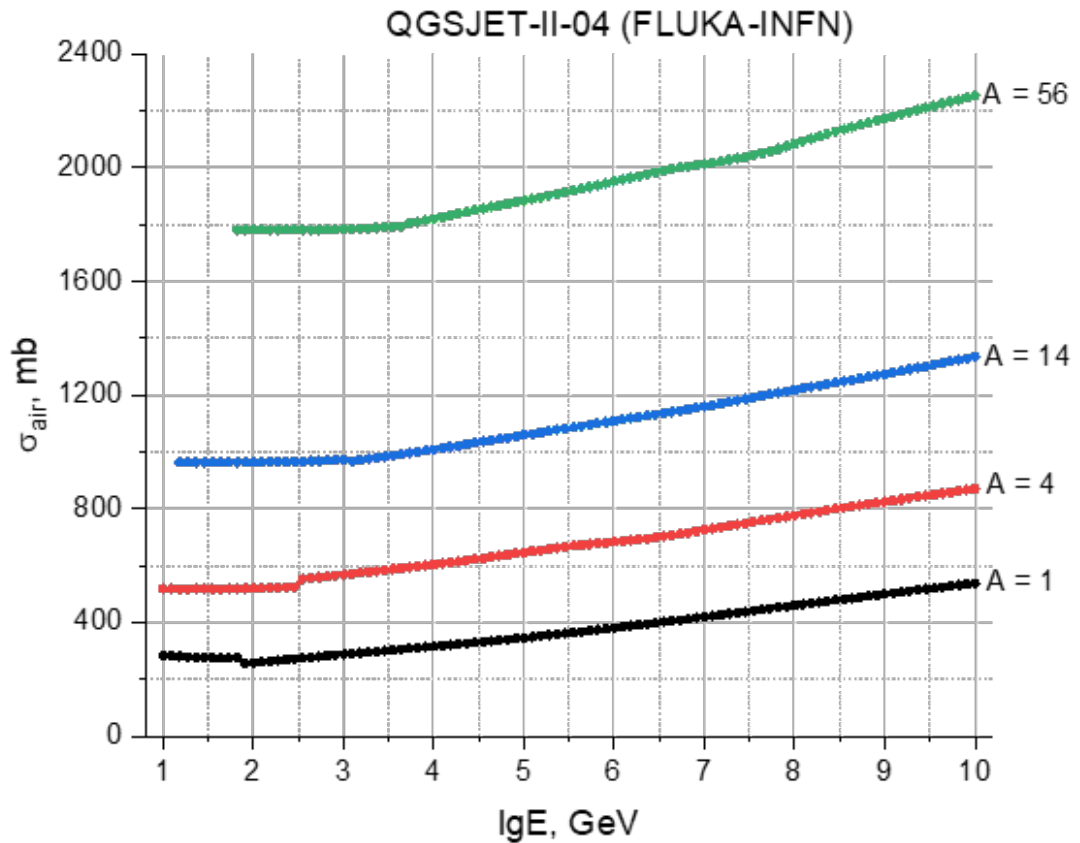


Рисунок 2.5 — Зависимость полного сечения взаимодействия ядра с воздухом от энергии согласно моделям QGSJET-II-04 и FLUKA-INFN2020 для нескольких значений массового числа  $A$

При вычислении пробега ядра величина сечения определяется из линейной интерполяции по двум точкам на кривой, между которыми лежит значение энергии ядра. Атмосфера задается пятислойной параметризацией, используемой в CORSIKA (рисунок 2.6) — параметризацией Дж. Линсли.

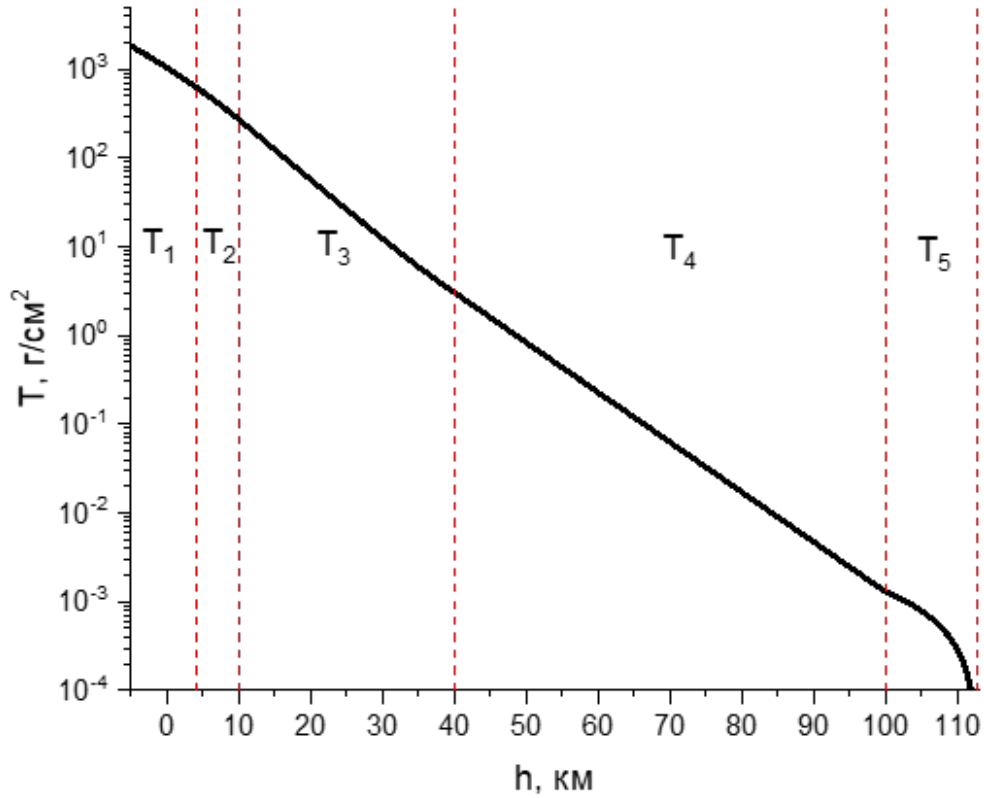


Рисунок 2.6 — Функция толщины атмосферы  $T$  в  $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$  от высоты  $h$  в км

Где

$$\begin{aligned}
 T_1(h) &= -186.556 + 1222.7 \cdot \exp(-h/9.9419), & -5.8 \leq h \leq 4, \\
 T_2(h) &= -94.9190 + 1144.9 \cdot \exp(-h/8.7815), & 4 \leq h \leq 10, \\
 T_3(h) &= 0.612890 + 1305.6 \cdot \exp(-h/6.3614), & 10 \leq h \leq 40, \\
 T_4(h) &= 540.18 \cdot \exp(-h/7.7217), & 40 \leq h \leq 100, \\
 T_5(h) &= 0.0112829 - h \cdot 10^{-4}, & 100 \leq h \leq 112.8.
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Используя обратные функции, можно получить средний пробег ядра по формуле

$$\lambda = h_0 - h(T + T_0), \quad T = \frac{m_{air}}{\sigma(E) \cdot N_A}, \tag{2.7}$$

где  $h_0$  — высота, на которой образовалось ядро,  $m_{air} = 14.485$  — молярная масса воздуха в г/моль,  $E$  — энергия ядра,  $N_A$  — число Авогадро.

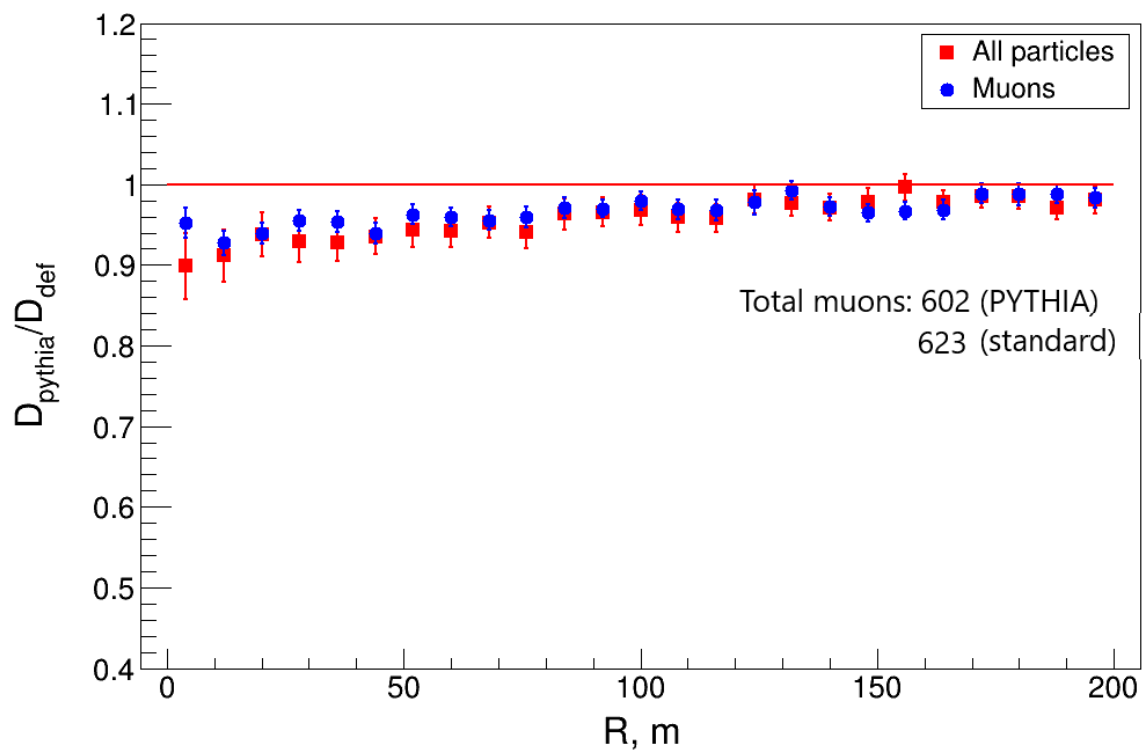
Работа интерфейса продолжается, пока не перестанут образовываться-

ся энергичные ядра-осколки. В процессе исследования наблюдались ядра 7-8 поколения, уносящие значительную ( $\geq 10\%$ ) долю всей энергии взаимодействия. Для описания других адронных взаимодействий во всех дальнейших случаях используются модели QGSJET-II-04 для высоких энергий и FLUKA-INFN2020 для низких.

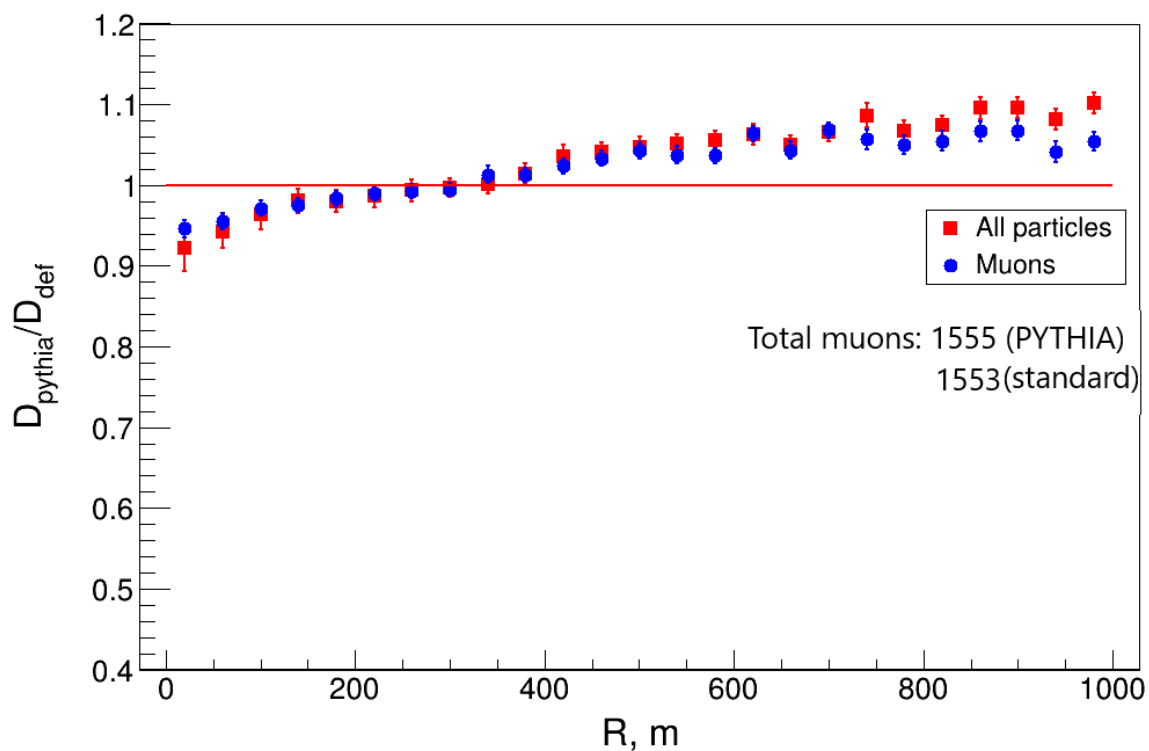
### 2.3.3 МОДЕЛИРОВАНИЕ ШАЛ ПРИ ПОМОЩИ ИНТЕРФЕЙСА CORSIKA-PYTHIA

Чтобы убедиться в корректности работы интерфейса и окончательно подтвердить возможность использования PYTHIA для ядро-ядерных взаимодействий при моделировании ШАЛ, проведено сравнение результатов расчета ливней согласно стандартной модели адронных взаимодействий QGSJET-II-04 с результатами применения PYTHIA. Первичной частицей было выбрано ядро азота, акт первого взаимодействия фиксировался на высоте 20 км для уменьшения влияния флуктуаций развития ливня. Энергия первичного ядра выбиралась  $E_0 = 10^{14}$  эВ и  $E_0 = 10^{17}$  эВ. Использовались пороговые значения для энергии отслеживаемых частиц в 50 МэВ, 10 МэВ, 1 МэВ и 50 МэВ для адронов, мюонов, электронов и гамма-квантов соответственно. Для сравнения результатов определяется зависимость отношения плотности частиц, полученной при использовании интерфейса, к плотности, полученной из стандартного моделирования, от расстояния до оси ливня. В первую очередь интерес представляют мюоны, поэтому строятся также зависимости отношения плотностей мюонов, полученных в разных подходах к моделированию.

На рисунке 2.7 представлены результаты для энергии первичного ядра азота  $E_0 = 10^{14}$  эВ, а на рисунке 2.8 — для энергии  $E_0 = 10^{17}$  эВ. Под "стандартным" понимается моделирование, в котором для высоких энергий использовалась модель QGSJET-II-04, а для низких — FLUKA-INFN2020. В моделировании с использованием интерфейса CORSIKA-PYTHIA для всех адронных взаимодействий, кроме ядро-ядерных, использовались эти же модели.

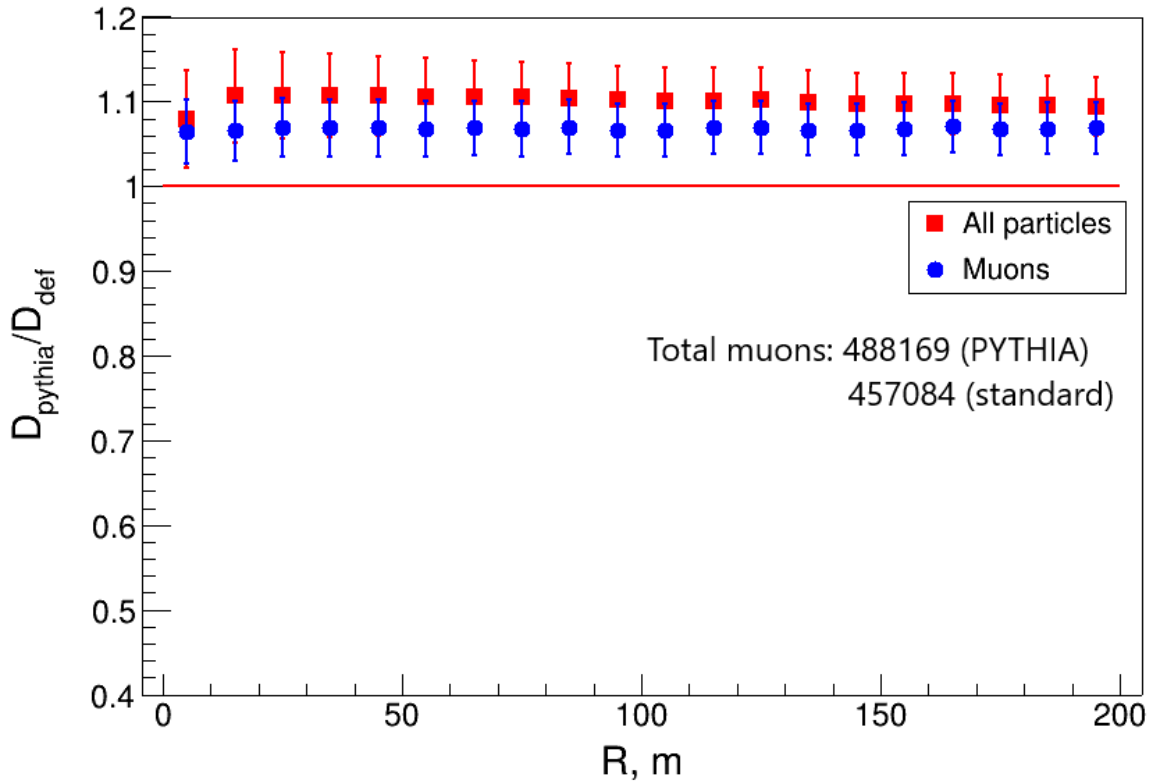


(a)

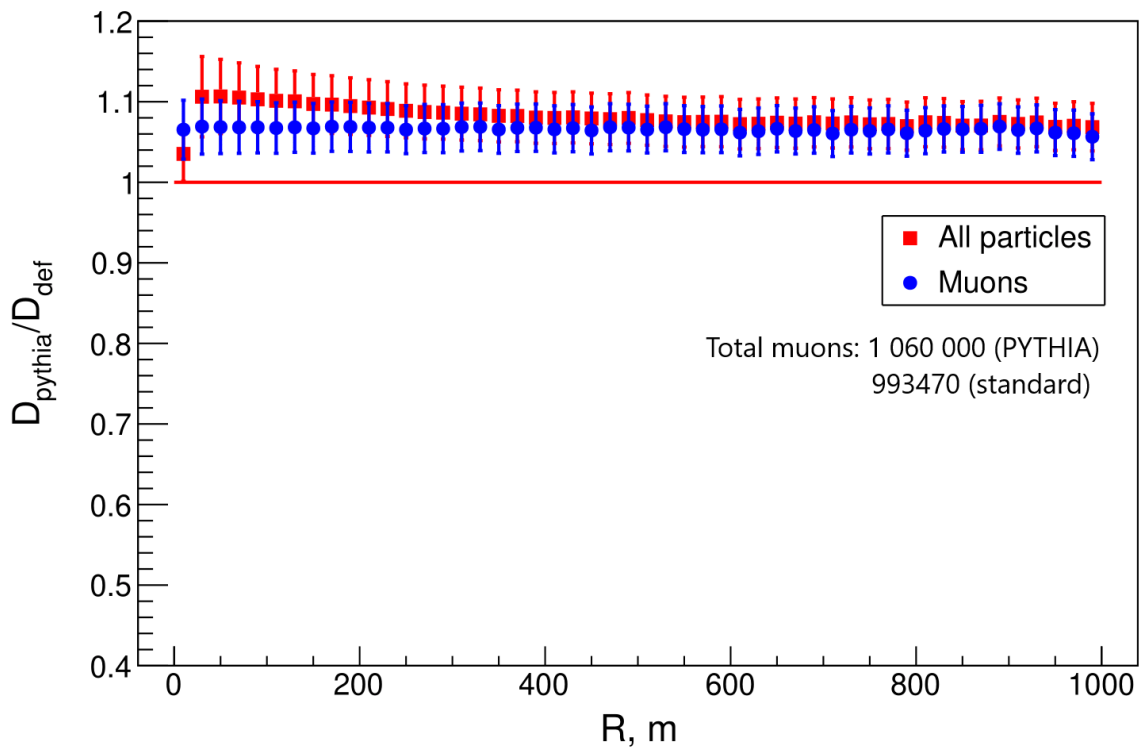


(б)

Рисунок 2.7 — Зависимости отношения плотности частиц на поверхности Земли согласно расчету с использованием интерфейса CORSIKA-PYTHIA ( $D_{\text{pythia}}$ ) и без него ( $D_{\text{def}}$ ) для расстояния от оси ШАЛ до 200 метров (а) и до 1000 м (б),  $E_0 = 10^{14}$  эВ



(a)



(б)

Рисунок 2.8 — Зависимости отношения плотности частиц на поверхности Земли согласно расчету с использованием интерфейса CORSIKA-PYTHIA ( $D_{\text{pythia}}$ ) и без него ( $D_{\text{def}}$ ) для расстояния от оси ШАЛ до 200 метров (а) и до 1000 м (б),  $E_0 = 10^{17}$  эВ



Для первичной  $E_0 = 10^{14}$  эВ энергии величина отношения отклоняется не более, чем на 10% от единицы на всем расстоянии от оси, а среднее полное число мюонов совпадает с точностью до 3% на расстоянии до 200 метров и с точностью 0.1% на расстоянии до 100 метров от оси. Флуктуации функции пространственного распределения частиц могут отличаться как из-за другого описания ядро-ядерных взаимодействий в PYTHIA, так и из-за упрощенного способа расчета пробега ядер. Здесь моделирование с использованием PYTHIA для ядро-ядерных взаимодействий приводит к схожим результатам. Для  $E_0 = 10^{17}$  эВ наблюдается стабильное превышение плотности мюонов и всех частиц на  $\sim 7\%$ . Однако, величина отклонения вполне укладывается в рамки различий между стандартными моделями, используемыми в CORSIKA.

## 2.4 МОДЕЛИРОВАНИЕ ШАЛ С МОДИФИЦИРОВАННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Генератор PYTHIA позволяет выборочно включать и отключать процессы, а также менять их характеристики, например ширину распада. В предположении о повышенном сечении образования тяжелых кварков в ядро-ядерных взаимодействиях на столь высоких энергиях, проведено исследование влияния рождения топ-кварка на развитие ливня. В результате распада  $t \rightarrow W + b \rightarrow \dots$  может значительно возрасть число мюонов. Включение процессов с t-кварком осуществляется командой

```
Pythia8::Pythia pythia;  
pythia.readString("Top:all = on");
```

В этом режиме рассматриваются только события с t-кварком, поэтому отличие от стандартного моделирования должно быть хорошо заметно (см. рисунок 2.9, множественность  $\pi^+$  в событиях с t-кварком больше на 38%).

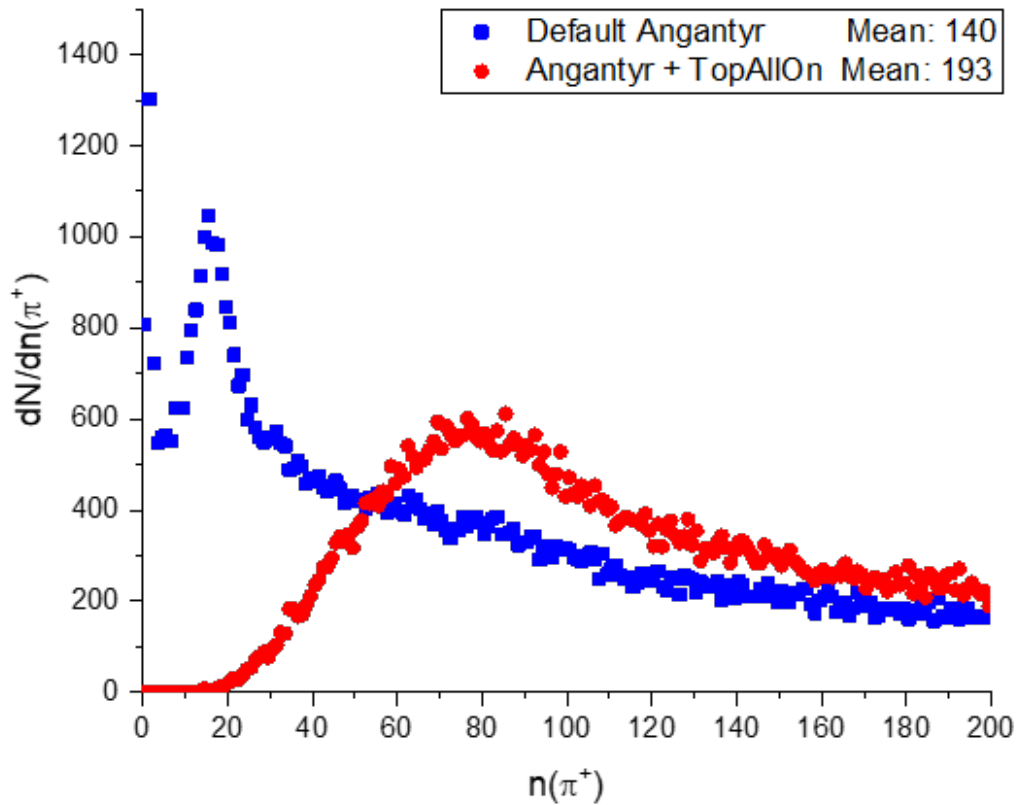
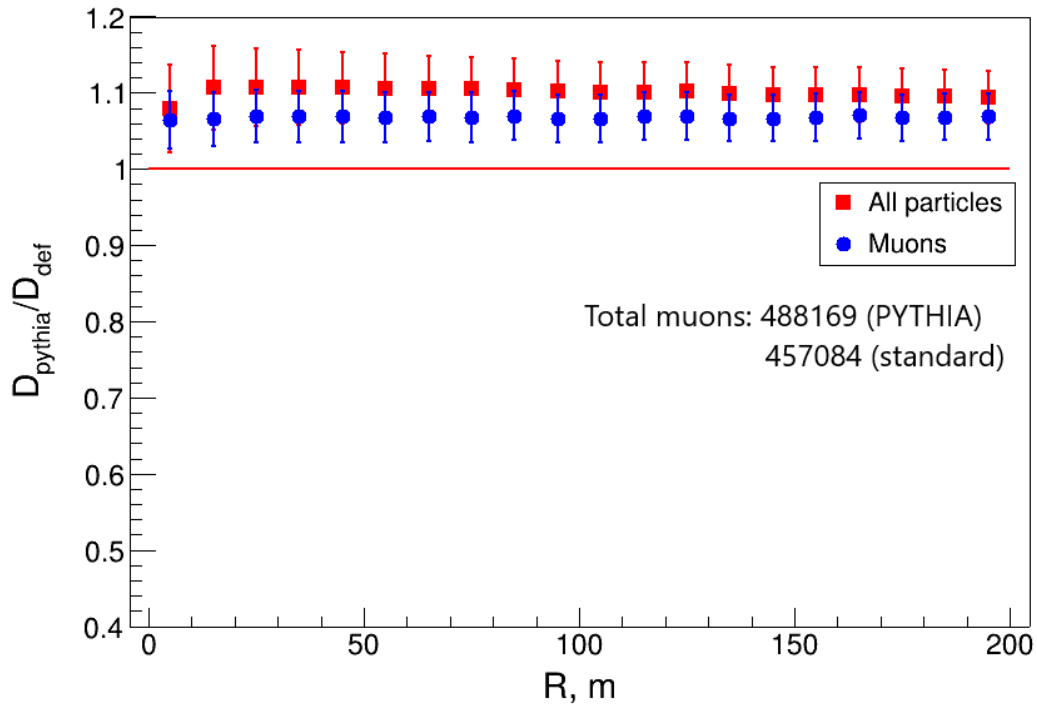
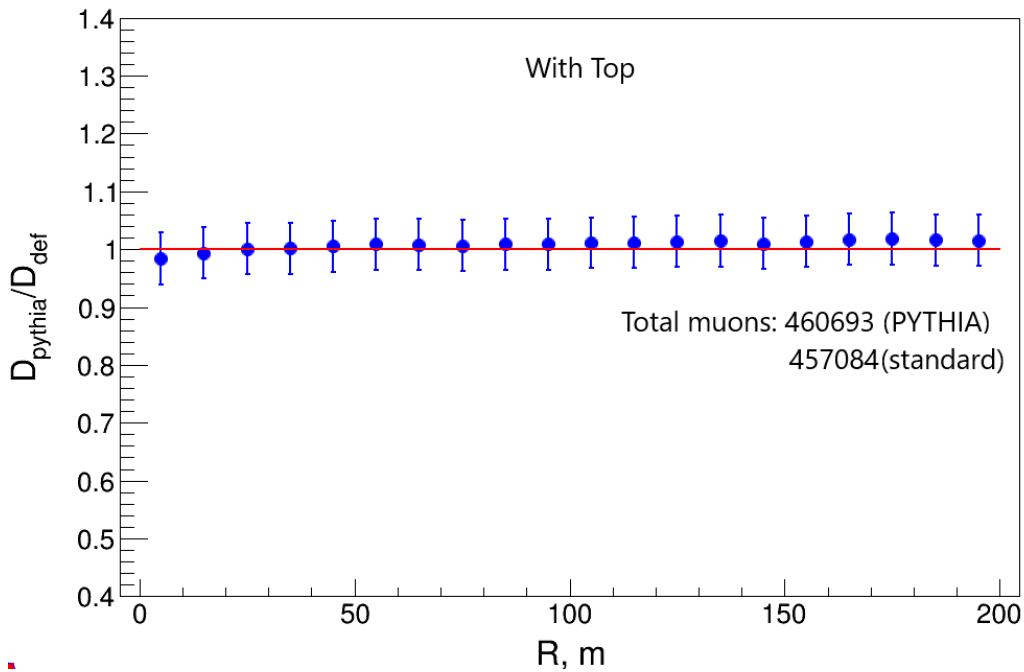


Рисунок 2.9 — Распределения множественности положительных пионов, образованных во взаимодействиях азот-азот,  $E_0 = 10^{17}$  эВ, согласно генератору RYTHIA при обычных настройках (синие точки) и при включении процессов с  $t$ -кварком (красные)

На рисунках 2.10-2.13 приведены результаты сравнения моделирования ШАЛ по стандартным моделям CORSIKA, с интерфейсом CORSIKA-RYTHIA в обычном режиме и с рождением  $t$ -кварков в ядро-ядерных взаимодействиях. Везде рассматривалось отношение плотностей мюонов в зависимости от расстояния от оси ливня. Сравнение без дополнительных условий приведено на рисунке 2.10 ( $E_0 = 10^{17}$  эВ). Сравнение с отбором мюонов по их энергии по энергии (более 1, 10 или 100 ГэВ) показано на остальных рисунках. На них также указаны средние полные числа мюонов в ливне в пределе до 200 метров от оси.

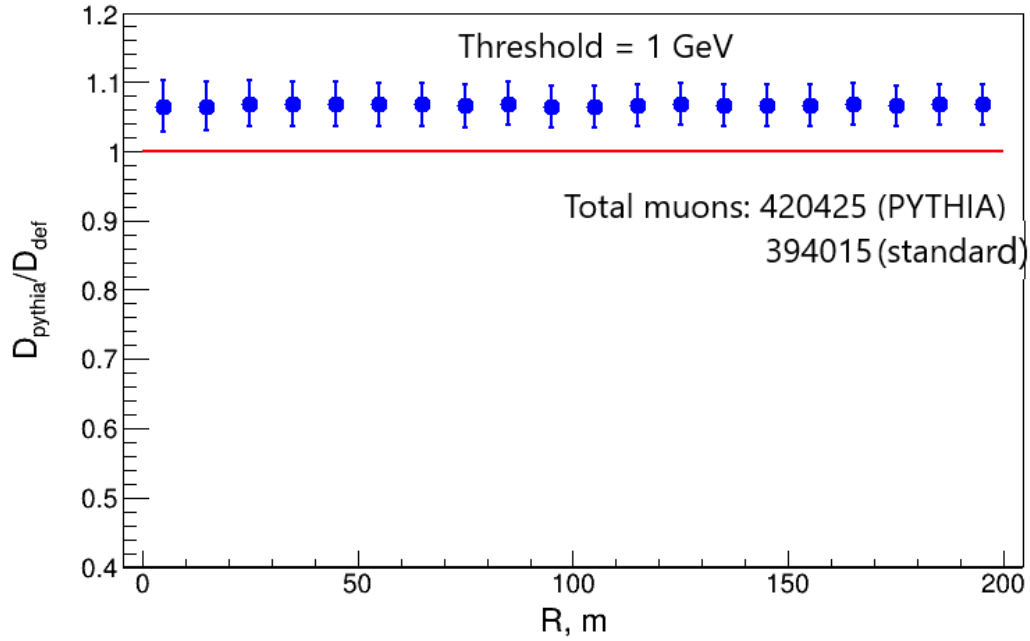


(a)

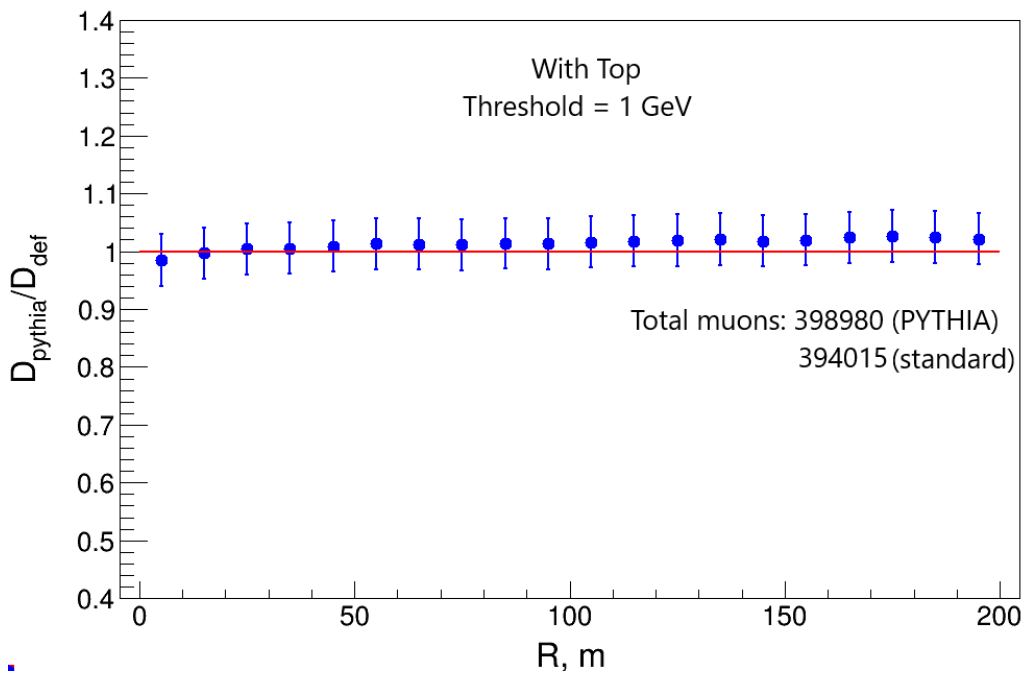


(б)

Рисунок 2.10 — (а) — зависимость отношения плотности мюонов при использовании интерфейса CORSIKA-PYTHIA к плотности мюонов согласно стандартному расчёту в CORSIKA от расстояния до оси,  $E_0 = 10^{17}$  эВ; (б) — аналогичная зависимость, но в моделировании ядро-ядерных взаимодействий в PYTHIA используется опция TopAllOn

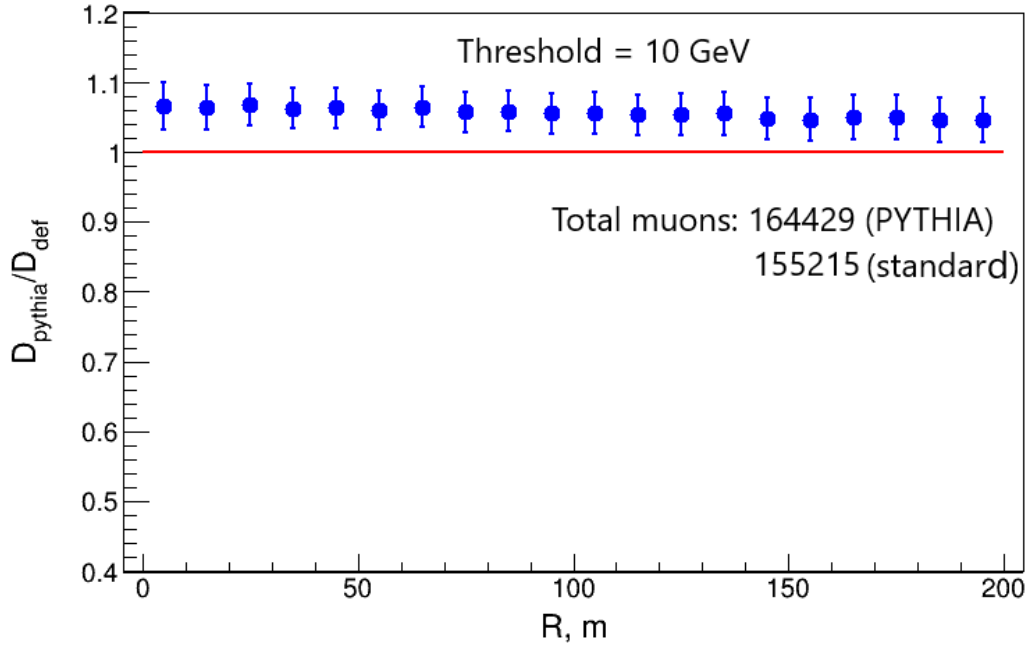


(a)

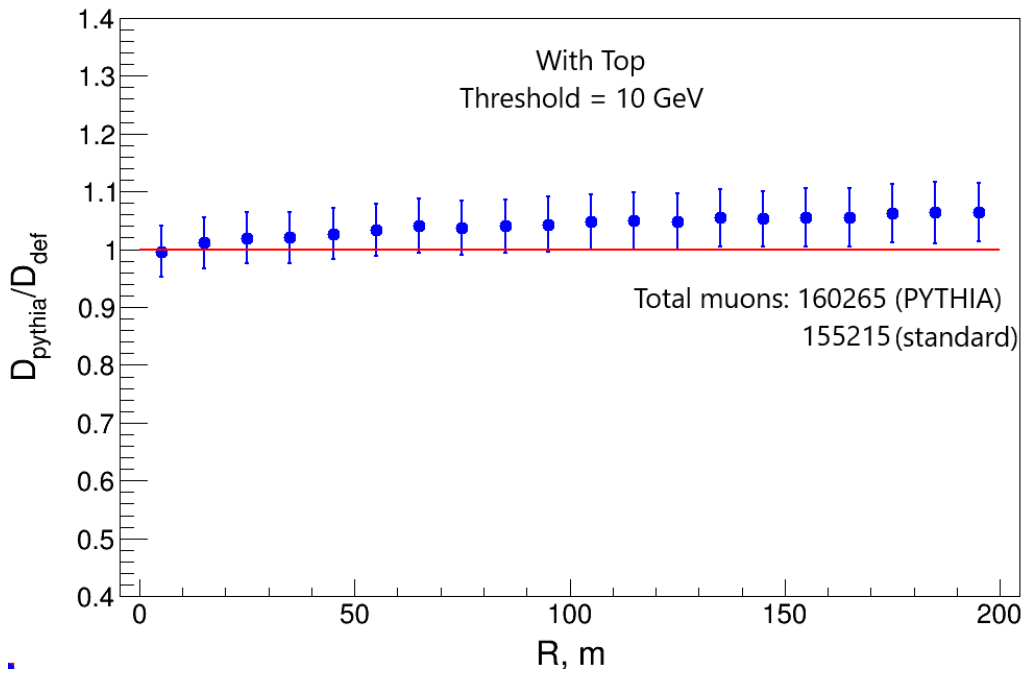


(б)

Рисунок 2.11 — (а) — зависимость отношения плотности мюонов с энергией более 1 ГэВ при использовании интерфейса CORSIKA-PYTHIA к плотности мюонов согласно стандартному расчёту в CORSIKA от расстояния до оси,  $E_0 = 10^{17}$  эВ; (б) — аналогичная зависимость, но в моделировании ядро-ядерных взаимодействий в PYTHIA используется опция TopAllOn

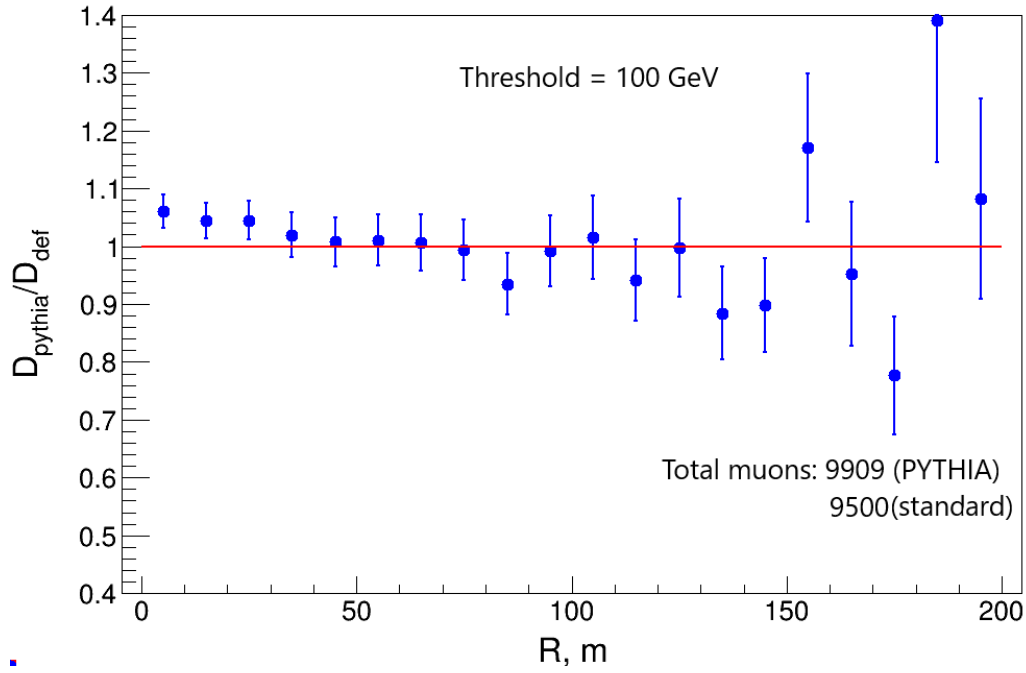


(a)

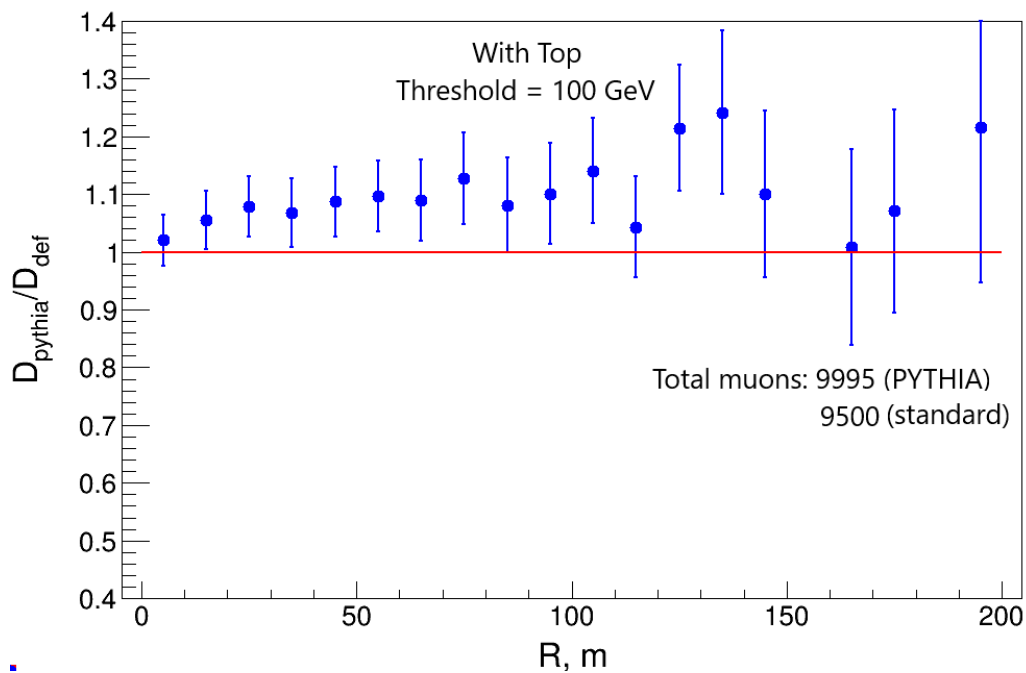


(б)

Рисунок 2.12 — (а) — зависимость отношения плотности мюонов с энергией более 10 ГэВ при использовании интерфейса CORSIKA-PYTHIA к плотности мюонов согласно стандартному расчёту в CORSIKA от расстояния до оси,  $E_0 = 10^{17}$  эВ; (б) — аналогичная зависимость, но в моделировании ядро-ядерных взаимодействий в PYTHIA используется опция TopAllOn



(a)



(б)

Рисунок 2.13 — (а) — зависимость отношения плотности мюонов с энергией более 100 ГэВ при использовании интерфейса CORSIKA-PYTHIA к плотности мюонов согласно стандартному расчёту в CORSIKA от расстояния до оси,  $E_0 = 10^{17}$  эВ; (б) — аналогичная зависимость, но в моделировании ядро-ядерных взаимодействий в PYTHIA используется опция TopAllOn

Видно, что образование  $t$ -кварков в ядро-ядерных взаимодействиях

действительно влияет на распределение частиц у поверхности. Изменение физики процессов в столкновениях ядер в генераторе RYTHIA было затронуто поверхностно, и, вероятно, более точное использование возможностей программы позволит получить ожидаемое возрастание числа мюонов.

## 2.5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ КО ВТОРОЙ ГЛАВЕ

На основании сравнения характеристик вторичных частиц, образованных в столкновениях ядер в Монте-Карло генераторе RYTHIA, с моделями, используемыми в программе CORSIKA, сделан вывод о применимости RYTHIA для расчета ядро-ядерных взаимодействий при моделировании широких атмосферных ливней в CORSIKA.

Создан интерфейс для осуществления совместного моделирования, включающий алгоритмы для расчета пробегов вторичных ядер. Проведенное моделирование показало, что функции распределения частиц вблизи поверхности Земли, полученные с использованием интерфейса, мало отличаются от результатов обычного моделирования.

Проведено пробное моделирование с добавлением процессов образования  $t$ -кварков в событиях, генерируемых RYTHIA.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучались модели адронных взаимодействий, применяемые для моделирования образования и развития ШАЛ, с точки зрения самого неприятного типа событий, к описанию которого все модели неизбежно применяются — это ядро-ядерные взаимодействия высоких и сверхвысоких энергий. Все модели сталкиваются с заметными трудностями при расчете столкновений ядер, а отсутствие экспериментальных данных в указанном интервале энергий оставляет обширную область для догадок и предположений о конкретном течении процессов. Существующие модели используют разные подходы, и для систематизации особенностей моделей необходим однотипный анализ в рамках одних и тех же условий применения моделей.

Сравнение четырех основных моделей адронных взаимодействий при высоких энергиях, EPOS-LHC, QGSJET-II-04, SIBYLL-2.3d и DPMJET-III, которые используются в программе моделирования ШАЛ CORSIKA, на примере первых ядро-ядерных столкновений отчетливо продемонстрировало необходимость такого подхода. Модели по-разному описывают множественность вторичных частиц и распределение энергии между ними, причем такое поведение наблюдается и при энергиях, давно достигнутых на ускорителях. В ходе изучения моделей сразу же обнаруживаются сомнительные моменты: крайне интенсивная фрагментация ядер в модели EPOS-LHC, полная фрагментация ядер и радикально отличающаяся от других моделей множественность вторичных частиц у DPMJET-III, несохранение электрического заряда в модели SIBYLL-2.3d, малая доля энергии, приходящаяся на вторичные ядра в модели EPOS-LHC. Все эти особенности могут оказывать заметное влияние на результаты расчетов, при этом подгонка параметров модели, основанная на сближении моделирования и экспериментальных данных, может уходить от правильного направления.

В то время, как существующие модели постепенно совершенствуются, обновляются и корректируются в соответствии с новыми эксперименталь-



ными данными, активно развивается направление, связанное с введением новой физики в процессы, происходящие на ранних стадиях развития ШАЛ. Одной из таких возможностей является предположение об образовании сильно поляризованной (с большим угловым моментом) кварк-глюонной материи в нецентральных столкновениях первичных ядер. Сгусток кварк-глюонной материи (СКГМ) с большим центробежным барьером может предоставлять условия для значительного увеличения сечения рождения тяжелых частиц, что в свою очередь, позволяет помочь в решении мюонной загадки.

Подобное исследование возможно только при наличии возможности внесения изменений в заданную физику ядро-ядерных взаимодействий в программах моделирования ШАЛ. В результате работы создан интерфейс, позволяющий применять Монте-Карло генератор PYTHIA для расчета ядро-ядерных взаимодействий в процессе моделирования ШАЛ в программе CORSIKA. Продемонстрированная работа интерфейса приносит хорошие результаты и открывает возможности для широкого круга исследований, связанных с поиском решений проблем в физике космических лучей сверхвысоких энергий.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. A.A. Petrukhin. Muon puzzle in cosmic ray experiments and its possible solution. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*, 742, P 228-231 (2014).
2. 6. V. Avati et al. Cosmic multi-muon events observed in the underground CERN-LEP tunnel with the ALEPH experiment. *Astroparticle Phys.* 19, 513-523 (2003).
3. 7. J. Abdallah et al. Study of multi-muon bundles in cosmic ray showers detected with the DELPHI detector at LEP. *Astroparticle Phys.* 28, 273-286 (2007).
4. I.I. Yashin et al. NEVOD — An experimental complex for multi-component investigations of cosmic rays and their interactions in the energy range 1–1010 GeV. *JINST* 16 T08014 (2021).
5. А.Г. Богданов и др. Исследование характеристик потока и взаимодействия космических лучей сверхвысоких энергий с помощью метода спектров локальной плотности мюонов. *Ядерная физика*, 73, № 11, с. 1904-1920 (2010).
6. J. Abraham et al. (PAO Collab.), *Phys. Rev. Lett.* 101, 061101 (2008).
7. H.P. Dembinski et al. Report on tests and measurements of hadronic interaction properties with air showers. *EPJ Web Conf.* 210, 02004 (2019).
8. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, FZKA 6019 (Forschungszentrum Karlsruhe, 1998).

9. P. Doll et al., The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE, Report KfK 4686 (1990), Kernforschungszentrum Karlsruhe; Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 14A (1990) 336
10. P.K.F. Grieder, Report INS–J125 (1970), Inst. for Nuclear Studies, Univ. of Tokyo; P.K.F. Grieder, Proc. 16 th Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto, 9 (1979) 161.
11. W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W.O. Rogers, Report SLAC 265 (1985), Stanford Linear Accelerator Center.
12. R. Brun et al., GEANT3, Report CERN DD/EE/84–1 (1987), CERN, Geneva.
13. A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fassò, and J. Ranft, Report CERN-2005-10 (2005); INFN/TC 05/11; SLAC-R-773 (2005); G. Battistoni et al., Annals of Nuclear Energy 82 (2015) 10-18; <http://www.fluka.org/>
14. Application Software Group, GEANT, CERN Program Library (1994).
15. S.A. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 41 (1998) 225; M. Bleicher et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1859; <http://urqmd.org/>
16. S. Roesler, R. Engel and J. Ranft, in Proceedings Monte Carlo 2000 Conference, Lisbon, Portugal, 2000, Ed. by A. Kling et al. (Springer, Berlin, 2001), p. 1003 [S. Roesler et al., arXiv:hep-ph/0012252, 2000].
17. A. Fedynitch and R. Engel, in Proceedings of the 14th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, Italy, 2015, Ed. by F. Cerutti et al. (CERN, Geneva, 2015), p. 291.
18. J. Knapp, D. Heck, and G. Schatz, Report FZKA 5828 (1996), Forschungszentrum Karlsruhe; <https://web.ikp.kit.edu/heck/publications/>; J. Knapp, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 75A (1999) 89; D. Heck et al. (KASCADE Collaboration), Proc. 27 th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg (Germany), (2001) 233; J. Knapp et al., Astropart. Phys. 19 (2003) 77; D. Heck, M. Risse, and J. Knapp, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 122 (2003) 40.

19. N.N. Kalmykov and S.S. Ostapchenko, *Yad. Fiz.* 56 (1993) 105; *Phys. At. Nucl.* 56 N3 (1993) 346; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Izv. RAN Ser. Fiz.* 58 (1994) N12 p.21; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Bull. Russ. Acad. Science (Physics)* 58 (1994) 1966; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B (1997) 17; S.S. Ostapchenko, private communications (2001).
20. N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B, 17 (1997).
21. S. Ostapchenko, *Phys. Rev. D* 83, 014018 (2011).
22. S. Ostapchenko, *Phys. Rev. D* 89, 074009 (2014).
23. R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* 50, 5710 (1994).
24. J. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* 46, 5013 (1992).
25. E.-J. Ahn, R. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* 80, 094003 (2009)
26. F. Riehn et al., arXiv: 1912.03300 [astro-ph], 2019.
27. K. Werner, *Phys. Rep.* 232 (1993) 87.
28. H.J. Drescher et al., *Phys. Rep.* 350 (2001) 93.
29. K. Werner, F. M. Liu, and T. Pierog, *Phys. Rev. C* 74, 044902 (2006).
30. T. Pierog and K. Werner, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* 196, 102 (2009)
31. T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner, *Phys. Rev. C* 92, 034906 (2015).
32. A. A. Petrukhin, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* 175–176, 125 (2008).
33. A. A. Petrukhin, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* 212–213, 235 (2011).
34. A. A. Petrukhin, A. G. Bogdanov. Nucleus-nucleus interactions in very-high-energy cosmic ray experiments. *EPJ Web Conf.*, 158 (2017) 01003

35. Zuo-Tang Liang and Xin-Nian Wang: Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 1023
36. В. А. Окороков, частные сообщения.
37. T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Z. Skands, A brief introduction to PYTHIA 8.1, Comput. Phys. Commun. 178 (2008) 852, arXiv:0710.3820 [hep-ph].