

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

им. М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

УДК 537.591.15+16

Назаров Сергей Николаевич

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РЕГИСТРАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ
ЭМУЛЬСИОННЫХ И ЧЕРЕНКОВСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Специальность 01.04.23 – физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:

кандидат физико-математических наук,

доцент Галкин В.И.

Москва 2002

Оглавление

Введение.	3
1 Моделирование процесса регистрации космических лучей в эмульсионной камере, как основа получения корректных физических результатов.	10
1.1 Оценка параметров пороговой области упрощенным методом. . .	12
1.2 Учет электромагнитных каскадов в среднем.	13
2 Российско-Японский баллонный эксперимент RUNJOB.	16
3 Программный комплекс для моделирования эмульсионной камеры.	21
3.1 Общая схема моделирования эмульсионной камеры.	21
3.2 Моделирование прохождения частиц через эмульсионную камеру.	23
3.2.1 Введение.	23
3.2.2 Моделирование ядерного взаимодействия.	24
3.2.3 Учет эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала при моделировании электромагнитных процессов.	28
3.2.4 Выходные данные программы моделирования прохождения частиц через эмульсионную камеру.	33
3.2.5 Выбор параметров моделирования для эмульсионной камеры эксперимента RUNJOB 1996 года.	36
3.3 Моделирование процесса регистрации частиц в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года.	41
4 Моделирование эффективности регистрации протонов и ядер в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года.	46
4.1 Эффективность регистрации протонов и ядер в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года.	48

4.2	Влияние энергетического порога отбора экспериментальных событий на эффективность регистрации протонов в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года.	57
5	Модель функции пространственно-углового распределения черенковского света широких атмосферных ливней с учетом влияния геомагнитного поля.	61
5.1	Задача моделирования черенковского света широких атмосферных ливней с учетом влияния геомагнитного поля.	65
5.2	Моделирование.	67
5.3	Модель средней функции пространственно-углового распределения черенковского света.	69
5.4	Оценка отношения скоростей счета широких атмосферных ливней с севера и юга.	71
5.4.1	Эффективная площадь регистрации широких атмосферных ливней.	72
5.4.2	Оценка скорости счета широких атмосферных ливней. . .	72
	Заключение.	77
	Приложение.	79
	Библиография.	86

Введение.

Космические лучи (КЛ) высоких энергий являются одним из важнейших источников информации о процессах, происходящих во Вселенной. К настоящему моменту установлено, что спектр КЛ простирается до гигантских энергий, превышающих 10^{20} эВ. В тоже время, до сих пор нет окончательного понимания механизмов происхождения и ускорения КЛ даже в области более низких энергий. Прежде всего здесь следует отметить так называемую проблему "колена" – излом в спектре КЛ при энергии $\approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ. Первый сигнал о наличии излома в энергетическом спектре КЛ был получен уже более 40 лет назад [1]. С тех пор продолжают попытки объяснить причину излома как особенностями ускорения КЛ в источниках [2, 3], так и результатом процесса распространения КЛ в галактике [4, 5, 6, 7, 8]. Каждая из предлагаемых моделей происхождения, ускорения и распространения КЛ позволяет сделать некоторые предсказания относительно формы спектра и химического состава КЛ в области "колена". При этом, одни модели предсказывают существенное изменение ("утяжеление" или "облегчение") химического состава КЛ в области "колена" [9, 10], в то время, как другие – напротив, отсутствие сильной разницы химического состава до и после излома [11, 12]. Следует отметить, что существует также мнение, что излом в первичном спектре может быть связан с изменением характера элементарного акта взаимодействия в области сверхвысоких энергий [13].

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о спектре и химическом составе КЛ в области "колена" еще недостаточно точны для того, чтобы на их основе можно было бы сделать окончательный выбор какой-либо модели. Необходимы дальнейшие измерения в этой энергетической области. Здесь, однако, существуют свои проблемы, связанные с тем, что прямые измерения химического состава при столь высоких энергиях довольно трудны, поскольку требуют больших времен наблюдения, а в наземных экспериментах по регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) существует проблема

точного определения типа первичной частицы.

В настоящее время имеются данные прямых измерений на спутниках и баллонах спектра протонов до энергии несколько сотен ТэВ и спектров тяжелых элементов до энергий несколько десятков ТэВ на нуклон [14, 15, 16, 17, 18, 19]. При этом, если для протонных спектров, полученных разными группами, наблюдается относительное согласие, то спектры других компонент существенно различаются. Различия могут объясняться как малой статистикой в области высоких энергий, так и методическими особенностями проведения экспериментов и обработки экспериментальных данных.

Применяемые для подобных экспериментов эмульсионные камеры являются сложными детекторами. Для получения достоверных результатов при помощи таких установок требуется точное знание их характеристик, которое может быть получено только в результате детального моделирования процессов прохождения и регистрации частиц в камере.

При регистрации КЛ высоких энергий на поверхности Земли по сути применяется детектор, где в качестве калориметра используется земная атмосфера. Дополнительная сложность заключается в том, что если при прямых измерениях мы собираем информацию о развитии каскада на разных уровнях наблюдения (чувствительных слоях камеры) от точки входа первичной частицы в камеру до выхода вторичных частиц из камеры, то в наземном эксперименте регистрируется лишь некоторая доля вторичных частиц, рожденных в процессе развития всего каскада и собранных на одном уровне наблюдения. Таким образом, необходимо решать обратную задачу определения параметров первичной частицы на основе данных регистрации вторичных частиц, которая, кроме того, усложняется тем, что мы имеем информацию только о малой доле всех вторичных частиц, образовавшихся в процессе развития каскада. Решить эту задачу можно только на основе детального моделирования процесса развития каскада в атмосфере.

Обычно, подобные задачи не могут быть решены аналитическими методами, поскольку

а). при этом необходимо учитывать большое количество элементарных процессов, что мешает упрощать исходные уравнения;

б). существуют экспериментальные пороги, а также различные, часто достаточно сложные, ограничения и триггерные условия;

в). необходимо учитывать неоднородность и сложную геометрию сред, че-

рез которые проходит излучение;

г). нередко требуется получение не только средних функций, но также флуктуаций и даже функций распределения для различных, иногда очень дифференциальных, величин.

Естественный, на первый взгляд, путь решения таких задач – использование методов статистического моделирования. Здесь, однако, также возникает ряд проблем. С точки зрения исследователя, решающего конкретную задачу – это

а). есть ли готовый инструмент (программа), с помощью которого можно решить стоящую задачу;

б). имеются ли в наличии достаточные вычислительные ресурсы.

Случаи утвердительного ответа сразу на оба вопроса довольно редки. Чаще всего отсутствует адекватная поставленной задаче инструментальная программа.

До недавнего времени в физике космических лучей высоких энергий отсутствовали сколько нибудь универсальные программные комплексы, сделанные на высоком физическом и программистском уровне и доступные всему мировому сообществу. Разработка, тестирование и поддержка такого комплекса требует значительных временных и материальных затрат, и, как правило, не под силу не только одному исследователю, но и отдельной группе.

Нередко космики пользуются инструментами, созданными в ускорительных центрах, например, GEANT3 (CERN) [20] и EGS4 (SLAC) [21], однако, поскольку эти комплексы создавались для задач ускорительной физики высоких энергий, использование их в физике космических лучей в исходном виде иногда опасно, а часто просто невозможно.

В настоящее время имеются два достаточно универсальных программных комплекса, в значительной мере ориентированных на задачи физики космических лучей: GEANT4 (CERN) [22], являющийся преемником GEANT3, уо учитывающий особенности космических экспериментов, и CORSIKA [23], первоначально созданный группой физиков из Карлсруэ специально для эксперимента KASCADE [24] и смежных задач из целого ряда готовых программ разных авторов. Оба комплекса постепенно развиваются, в частности, все более учитывая потребности пользователя-космика.

Тем не менее, для многих современных задач готового адекватного инструмента все еще не существует. Единственным разумным решением в этом

случае является квалифицированная модификация наиболее подходящей по возможностям программы или, в более общем случае, использование существующих программных комплексов, как базовых элементов и создание на их основе необходимого, обладающего нужной функциональностью программного инструмента. Вмешательство в готовые, отлаженные и протестированные программы предполагает программистский опыт, знание методов машинных вычислений и близкое знакомство с соответствующей физикой. По окончании такой доработки должен быть проведен цикл тестирования полученного инструмента на задачах с известным решением, как и в случае разработки новой программы.

В многомерных задачах космической физики высоких энергий может очень остро встать вторая проблема. Ограниченность вычислительных ресурсов накладывает дополнительные, порой весьма жесткие условия на процесс модификации программ. Компромисс между универсальностью программы и ее быстродействием, найденный в каждом конкретном программном комплексе, при его переделке обычно приходится сдвигать в сторону большего быстродействия. Например, при четырехмерном моделировании прохождения энергичных частиц через конкретную установку разумно ограничить рассмотрение только теми ветками соответствующих каскадов, которые создадут сигнал в ее чувствительных элементах. Определение совокупности таких ограничений можно выделить в отдельную задачу, которая может в разных случаях решаться как методами статистического моделирования, так и аналитическими методами каскадной теории.

Описанная ситуация постановки и решения задач моделирования космического эксперимента, скорее всего, окажется актуальной еще долгое время в силу хорошо известной диалектики взаимоотношений прогресса вычислительной и экспериментальной техники и особенностей научного мышления: технический прогресс позволяет профессионалам ставить все более сложные и детальные задачи, а особенности мышления заставляют этих же профессионалов ставить задачи настолько сложные и детальные, что они находятся на грани возможностей современной техники. В результате можно констатировать следующие черты, которые с необходимостью принимает деятельность по математическому моделированию сложных экспериментов (по-видимому, не только в космических лучах):

– использование общедоступного, универсального и основанного на современ-

ных физических моделях программного обеспечения в качестве базы для построения более специализированных продуктов;

- дополнение одного или нескольких базовых комплексов программными блоками, отражающими специфику конкретного эксперимента или класса экспериментов и обязательно хорошо документированными;
- проведение циклов отладки и тестирования результирующего комплекса на задачах с известным решением;
- проведение основного цикла моделирования (собственно решение поставленной задачи);
- оценка реальных универсальности и производительности вновь созданного программного комплекса и доведение ее до сведения научного сообщества;
- в случае конкурентоспособности продукта и наличия материальных ресурсов – распространение, развитие и поддержка его, то есть вклад в развитие того самого общедоступного, универсального и современного математического обеспечения, с которого начиналось решение задачи.

В данной работе представлены два круга задач, поставленных в связи с нуждами конкретных экспериментов в области космических лучей сверхвысоких энергий и решенных с использованием широко известных программных комплексов GEANT3 и CORSIKA в качестве базовых программ.

Целью работы является создание программного комплекса для моделирования прохождения и регистрации космических лучей в эмульсионной камере; применение этого комплекса для моделирования характеристик эмульсионной камеры Российско-Японского баллонного эксперимента RUNJOB; построение модели функции пространственно-углового распределения черенковского света ШАЛ с учетом влияния геомагнитного поля и оценка величины эффекта влияния геомагнитного поля на наблюдаемые характеристики ШАЛ.

Научная новизна работы заключается в том, что в ней впервые создан и протестирован полностью монте-карловский программный комплекс для моделирования эмульсионных камер, учитывающий все основные процессы (в том числе и эффект Ландау-Померанчука-Мигдала, а также ядерные взаимодействия на основе современного генератора QGSJET), позволяющий моделировать камеры различных конструкций и решать широкий круг задач; впервые построена модель функции пространственно-углового распре-

деления (ФПУР) черенковского света ШАЛ с учетом влияния геомагнитного поля на процесс развития ливня.

Научная и практическая ценность работы определяется возможностью использования созданного программного обеспечения для решения различных задач как эксперимента RUNJOB, так и других подобных экспериментов; возможностью использования созданной модели ФПУР черенковского света ШАЛ для решения других задач, требующих учета влияния геомагнитного поля на процесс развития ливня. Полученные результаты могут быть использованы при обработке данных и проектировании эмульсионных и черенковских экспериментов, проведении расчетов, требующих детального моделирования процессов прохождения и регистрации частиц в детекторе, например, в экспериментах KLEM и ATIC.

На защиту выносятся:

1. Методика моделирования процесса прохождения и регистрации частиц в эмульсионной камере.
2. Результаты моделирования эффективности регистрации протонов, ядер гелия и железа в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года, а именно: а). вывод о независимости, в рамках проведенного сравнения результатов расчета двумя разными методами, оценки эффективности регистрации протонов и ядер гелия эмульсионной камерой эксперимента RUNJOB 1996 года от модели ядерного взаимодействия и деталей расчетов электронно-фотонных каскадов; б). вывод о существенном влиянии различий в методах моделирования ядерных каскадов в камере на оценку эффективности регистрации ядер железа эмульсионной камерой эксперимента RUNJOB 1996 года.
3. Модель функции пространственно-углового распределения черенковского света ШАЛ для энергий $10^{14} - 10^{15}$ эВ с учетом влияния геомагнитного поля на процесс развития ливня.
4. Оценка знака и величины эффекта влияния геомагнитного поля на отношение скоростей счета ШАЛ черенковским телескопом при различных его ориентациях.

Апробация работы и публикации. Результаты диссертации докладывались на Международных конференциях по космическим лучам в

1995, 1999 и 2001 годах. По материалам диссертации сделаны доклады в НИИЯФ МГУ, ИЯИ РАН и МИФИ. Содержание диссертации опубликовано в 7 научных работах.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, приложения и списка литературы, содержит 34 рисунка и 5 таблиц; список литературы включает 69 наименований. Объем диссертации 89 страниц.

Глава 1

Моделирование процесса регистрации космических лучей в эмульсионной камере, как основа получения корректных физических результатов.

Эмульсионные камеры, применяемые в современных экспериментах, являются сложными детекторами частиц. Как любой реальный детектор, такая камера имеет некоторый ограниченный диапазон параметров частиц, в пределах которого возможно применение данного прибора для регистрации КЛ. Характеристикой этого диапазона можно считать, например, эффективность регистрации частиц в камере в зависимости от различных параметров первичной частицы или вторичных частиц. Для задачи измерения первичного спектра такой характеристикой будет зависимость эффективности регистрации частиц от энергетических переменных (первичной энергии, доли энергии, выделенной в электромагнитную компоненту и т.п.). Для эмульсионных камер в этом случае обычно используется зависимость эффективности от величины ΣE_γ – части энергии первичной частицы, переданной в электронно-фотонную компоненту, поскольку первичная энергия E_0 прямо не наблюдаема.

Типичный вид зависимости эффективности от энергии включает в себя так называемую пороговую область – нелинейную область роста эффективности с увеличением энергии и область плато – линейная область, где эффективность выходит на насыщение и не зависит от энергии. Правый предел – падение эффективности с дальнейшим ростом энергии, при падающем спектре, обычно недостижим.

При работе в области плато эффективности, например, при изучении формы спектра КЛ, точное знание характеристики детектора не обязательно, поскольку форма зарегистрированного спектра повторяет форму первичного спектра. Знание эффективности необходимо в этом случае только для перехода к абсолютным значениям интенсивности. Однако, во многих случаях, в связи с тем, что спектр КЛ резко падает с энергией, большая, а иногда и бо́льшая доля экспериментальной статистики приходится на пороговую область эффективности регистрации частиц в камере. Плохое знание вида кривой эффективности в пороговой области может привести в этом случае к существенным искажениям как формы первичного спектра, так и абсолютных значений интенсивности КЛ в соответствующем энергетическом диапазоне. Таким образом, одним из важных условий получения достоверных физических результатов во многих современных эмульсионных экспериментах является хорошее знание соответствующих характеристик используемых эмульсионных камер. Такое знание в большинстве случаев может быть получено только как результат математического моделирования процесса регистрации частиц в конкретной эмульсионной камере.

Полное трехмерное моделирование методом Монте-Карло (МК) процесса регистрации частиц с энергией $\sim 10 - 100$ ТэВ в эмульсионной камере требует достаточно больших вычислительных затрат, поскольку при этом необходимо проследивать процесс развития каскада в плотном веществе на $7 - 8$ порядков по энергии. А получение достаточной для определения необходимых характеристик камеры статистики искусственных событий стало возможным только в последние годы, в связи с быстрым развитием вычислительной техники. Еще $5 - 10$ лет назад такое моделирование было практически невозможно в силу недостаточных вычислительных ресурсов. Поэтому соответствующая вычислительная задача упрощалась, решалась приближенно, при этом оценить точность используемых приближений порой было невозможно.

По сути, задача определения характеристик эмульсионной камеры в той или иной мере решается в любом эмульсионном эксперименте. Обозреть здесь все применяемые для этой цели методы не представляется возможным, в частности, постольку, поскольку эти, в общем чисто методические данные, часто просто не публикуются. Поэтому я остановлюсь здесь только на двух существенно различных способах решения такой задачи.

1.1 Оценка параметров пороговой области упрощенным методом.

Один из наиболее "дешевых" в плане вычислительных затрат методов оценки параметров пороговой области предлагается в работе [26]. Идея метода заключается в том, что моделируется только первое взаимодействие первичной частицы в мишенном блоке камеры. Для моделирования ядерного взаимодействия авторы использовали модель адрон-ядерного, ядро-ядерного взаимодействия FRITIOF [27]. В качестве критерия регистрации события используется следующее условие: событие считается зарегистрированным, если суммарная энергия γ -квантов, продолжения траекторий которых на уровне наблюдения попадают в пределы круга радиуса $R_0 = 100$ мкм, превышает значение $\epsilon_0 = 1$ ТэВ.

Конечно, полученная таким образом эффективность регистрации частиц не может использоваться для точной коррекции получаемого спектра. Постольку, поскольку такой упрощенный подход не учитывает множество факторов, влияющих на форму и положение пороговой области эффективности. Например таких, как повторные взаимодействия ядерноактивных частиц каскада в камере, особенности развития электромагнитных каскадов в сильно неоднородной камере, точный учет геометрии камеры, учет особенностей реальной процедуры регистрации событий в камере.

Авторы, впрочем, и не ставили перед собой такой задачи. Целью работы являлось выяснение влияния особенностей конструкции камеры на параметры ее энергетической пороговой области. При этом сравнивались результаты расчетов, проведенных для двух типов эмульсионных камер: с углеродной мишенью – модель камеры эксперимента JACEE [15, 16], – и свинцовой мишенью – модель камеры эксперимента MUBEE [19, 28].

Уже на основе такого упрощенного подхода получена существенная зависимость параметров пороговой области от особенностей конструкции камеры. В частности то, что пороговая область для установки со свинцовой мишенью уже и находится левее по шкале энергий. Соответственно, значение энергии при которой регистрируемый спектр начинает отличаться от падающего для установки со свинцовой мишенью меньше, чем для установки с углеродной мишенью.

Несмотря на то, что данный метод является слишком упрощенным для

определения точных искажений измеряемого спектра, он может эффективно использоваться, например, для предварительной оценки параметров пороговой области при планировании эмульсионного эксперимента и выборе оптимальной конструкции эмульсионной камеры.

1.2 Учет электромагнитных каскадов в среднем.

В работах [29, 30, 31] развит иной подход к решению задачи определения характеристик эмульсионной камеры. При моделировании искусственных событий учитывается точная структура и геометрия камеры. Ядерные взаимодействия при прослеживании ядерного каскада в камере разыгрываются по модели FRITIOF. Для ускорения расчетов электронно-фотонные каскады от γ -квантов, рожденных во взаимодействиях не моделируются, а заменяются соответствующими средними каскадными кривыми, определяемыми на основе заранее полученного банка каскадных кривых.

Банк средних каскадных кривых рассчитывался при помощи программы трехмерного МК моделирования развития электронно-фотонных каскадов в неоднородной среде [31]. При моделировании учитывались основные электромагнитные процессы: ионизационные потери (на основе приближенного выражения для ионизационных потерь на каскадной единице длины $-\Delta E/\Delta t = \epsilon$, где ϵ - критическая энергия вещества), комптоновское рассеяние, тормозное излучение, образование пар фотонами, многократное рассеяние. На основе построенных авторами аппроксимаций сечений Мигдала учитывался эффект Ландау-Померанчука-Мигдала (ЛПМ).

Для того, чтобы иметь возможность использовать один банк каскадных кривых для моделирования камер различной конструкции, каскадные кривые рассчитывались для некоторой абстрактной конструкции камеры, которую авторы называют стандартной. Для описания конструкции камеры используются следующие параметры (см. рис 1.1):

H – расстояние от точки взаимодействия первичной частицы в мишенном блоке камеры до начала свинцового калориметра;

L – толщина свинцовых пластин калориметра;

Δ – расстояние между свинцовыми пластинами;

δ – расстояние от нижней плоскости свинцовой пластины до слоя чувствительного материала, где происходит регистрация частиц каскада.

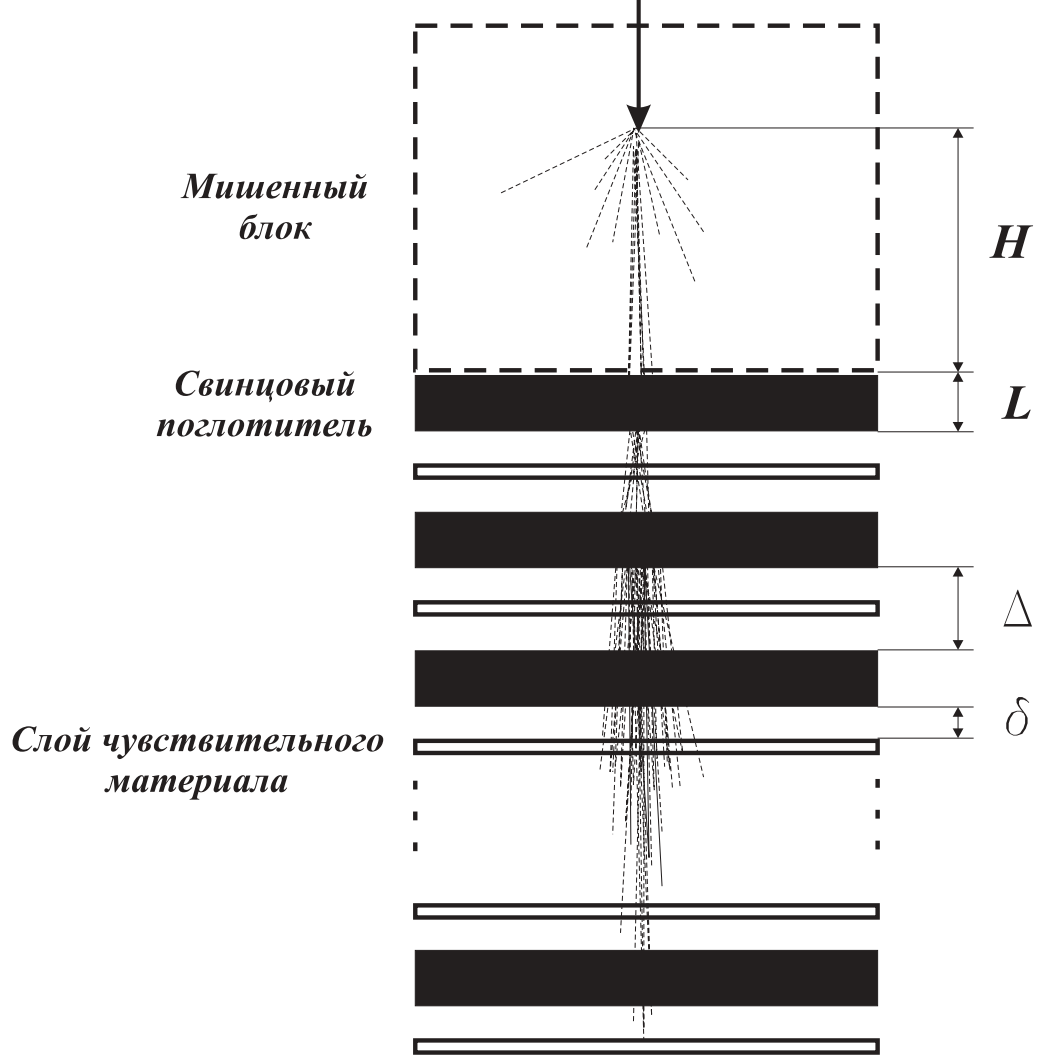


Рис. 1.1: Параметры конструкции эмульсионной камеры.

Стандартная камера описывается следующими значениями параметров: $\Delta = 1$ мм, $\delta = H = 0$, $L = 2.5$ мм. Промежуток Δ при этом считается заполненным воздухом.

Каскадная кривая в камере другой конструкции определяется следующим образом:

$$\begin{aligned}
 N_e(\Delta, \delta, H) &= \left(\frac{N_e(\Delta, \delta, H)}{N_e(1, \delta, H)} \right)_{\delta, H: fix} \left(\frac{N_e(1, \delta, H)}{N_e(1, 0, H)} \right)_{H: fix} \times \\
 &\quad \times \left(\frac{N_e(1, 0, H)}{N_e(1, 0, 0)} \right) N_e(1, 0, 0) \simeq \\
 &\simeq \left(\frac{N_e(\Delta, 0, 0)}{N_e(1, 0, 0)} \frac{N_e(1, \delta, 0)}{N_e(1, 0, 0)} \frac{N_e(1, 0, H)}{N_e(1, 0, 0)} \right) N_e(1, 0, 0) \equiv \\
 &\equiv [q_1(\overline{\Delta}) q_2(\delta) q_3(H)] N_e(1, 0, 0),
 \end{aligned}$$

здесь $N_e(1, 0, 0)$ – средняя каскадная кривая, вычисленная для стандартной камеры, $\overline{\Delta} = \Delta - 1\text{мм}$, q_1, q_2, q_3 – поправочные функции, получаемые аппроксимацией расчетных данных:

$$q_i(x) = \frac{1 - e^{-U_i(x)}}{U_i(x)}, \quad U_i(x) = \alpha_i x^{\beta_i},$$

α_i, β_i – подгоночные параметры.

Авторами исследовано также влияние наличия вещества как в промежутке H между точкой взаимодействия и началом калориметра, так и в зазорах Δ между свинцовыми пластинами калориметра (рентгеновские пленки, пленки ядерной эмульсии и т.п.). Как показали модельные расчеты, учет этого эффекта может быть осуществлен параллельным сдвигом всей каскадной кривой (для учета вещества в зазоре H) или соответствующей ее части (для зазоров Δ) на значение толщины соответствующего элемента, выраженное в каскадных единицах.

При определении эффективности регистрации частиц в камере моделируется экспериментальная процедура отбора событий.

Данный метод определения характеристик эмульсионной камеры свободен от большинства недостатков метода, описанного в предыдущем пункте. Однако, и здесь имеются некоторые неопределенности, например, ошибки, получаемые при переходе от реперных каскадных кривых, рассчитанных для стандартной камеры, к каскадной кривой для конкретной камеры; отсутствие учета индивидуальных особенностей электромагнитных каскадов в камере.

Оценить влияние этих неопределенностей можно только на основе полного МК моделирования камеры. Кроме того, представляет интерес провести моделирование камеры с использованием какой-либо другой модели ядерного взаимодействия для того, чтобы оценить зависимость характеристик пороговой области от модели ядерного взаимодействия. Проведение такого моделирования и является одной из задач этой диссертации.

Глава 2

Российско-Японский баллонный эксперимент RUNJOB.

Российско-Японский совместный баллонный эксперимент начал свою работу в 1995 году. С того времени совершено 10 успешных запусков (по два в 1995, 1996, 1997 годах и четыре в 1999 году) эмульсионных камер на баллонах по трассе Камчатка – Поволжье [32, 33, 34, 35, 36, 37]. Среднее время экспозиции для каждого запуска составляло ≈ 150 часов. Полное время экспозиции – 1437.5 часов. Средняя высота полета – 30 км., что соответствует глубине в атмосфере $\approx 10\text{г/см}^2$.

Поперечные размеры камеры $50 \times 80\text{см}^2$. Для удобства проявки, сборки и обработки, камера разделена на две части, каждая размером $50 \times 40\text{см}^2$. Таким образом, полная экспозиция с учетом полетов 1999 года составила $575\text{ м}^2 \cdot \text{час}$.

Конструкции камер, используемых в разные годы, несколько отличались друг от друга [32, 33, 34, 35, 36, 37]. Схематически различия конструкций камер показаны на рис. 2.1. Поскольку наши расчеты проводились для камеры 1996 года, то рассмотрим основные особенности конструкции на ее примере.

Камера состоит из 5 основных структурных модулей:

Первичный модуль. Используется для определения заряда первичной частицы. Представляет собой стопку пленок ядерной эмульсии, разделенных экранными рентгеновскими пленками (SXF-E). Толщина блока – 0.15 р.е.

Мишенный модуль. В данном модуле должно происходить взаимодействие первичной частицы и, соответственно, передача ее энергии регистрируемым впоследствии вторичным частицам. Мишенный модуль состоит из стопки 2.5 мм стальных пластин, разделенных рентгеновскими пленками, пленками ядерной эмульсии и экранными рентгеновскими пленками. Толщина блока

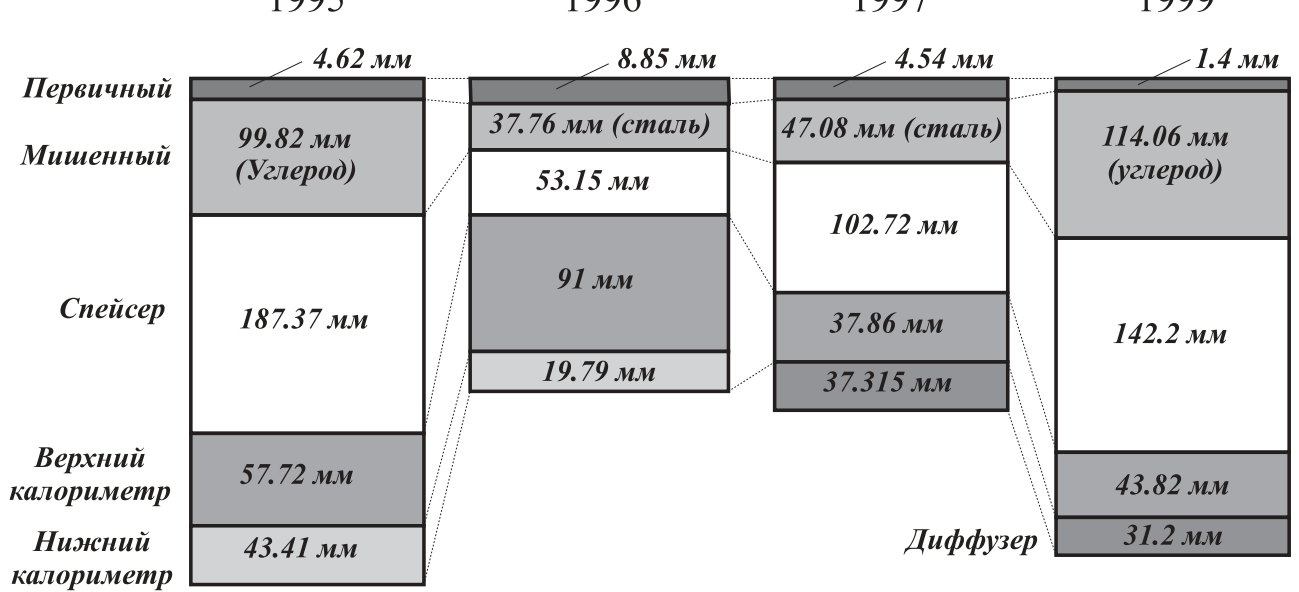


Рис. 2.1: Упрощенные схемы конструкций эмульсионных камер эксперимента RUNJOB 1996 – 1999 годов.

– 1.4 р.е., что составляет 0.16 протонных пробегах взаимодействия или 0.75 пробегах взаимодействия ядер железа.

Спейсер. Представляет из себя зазор, заполненный легким веществом, необходимый для того, чтобы вторичные продукты взаимодействия первичной частицы в мишенном модуле разошлись в поперечном направлении на достаточное для их последующей регистрации расстояние. Включает в себя набор 1 см пенопластовых пластин, разделенных пленками ядерной эмульсии. Толщина блока – 0.03 р.е.

Верхний и нижний калориметры. Служат для поиска электромагнитных каскадов, образованных вторичными частицами, рожденными во взаимодействии первичной частицы с веществом камеры. Верхний калориметр представляет собой набор 1 мм свинцовых пластин, между которыми расположены рентгеновские пленки, пленки ядерной эмульсии, а также 7 мм пенопластовые пластины. Кроме задачи прослеживания электромагнитных каскадов от нижнего калориметра к мишенному модулю, верхний калориметр выполняет роль дополнительного спейсера. Толщина верхнего калориметра – 1.9 р.е. Нижний калориметр включает в себя пять 2.5 мм слоев свинца со светочувствительными пленками (рентгеновские, ядерные и экранные) между ними. В данном модуле осуществляется первичный поиск электромагнитных каскадов. Толщина блока – 2.34 р.е.

В камере используется 3 различных типа светочувствительных материа-

ЛОВ:

Пленки ядерной эмульсии. Представляют из себя пластиковую пластину с нанесенными на нее с двух сторон слоями ядерной эмульсии типа Fuji ET7B. В камере используются 3 типа таких пленок, различающихся толщиной подложки (500 или 800 мкм) и толщиной слоев эмульсии (55, 60 или 100 мкм). Используются для регистрации треков заряженных частиц с микронной точностью. Требуют применения микроскопа с большим увеличением (не менее 100 – 200) и, следовательно, предварительного целеуказания. Такое целеуказание получается при помощи рентгеновских пленок.

Рентгеновские пленки. Используются рентгеновские пленки типа #200, конструкция которых аналогична конструкции пленок ядерной эмульсии, но со слоями существенно меньшей толщины: 175 мкм – толщина подложки, 25 мкм – толщина слоя рентгеновской эмульсии. Служат для регистрации электромагнитных каскадов, пятна потемнения от которых видны в них невооруженным глазом или с помощью лупы. Это позволяет производить полное сканирование всей площади пластины ($50 \times 40 \text{ см}^2$) и получать целеуказания для поиска событий в пленках ядерной эмульсии.

Пленки экранного типа (SXF-E). Представляют из себя сложную конструкцию [14], включающую слои рентгеновской эмульсии, окруженные сцинтилляционными экранами, усиливающими потемнение. Являются уникальным инструментом для регистрации ядер тяжелее кремния. Используются для определения заряда первичной частицы.

В наземных экспериментах с эмульсионными камерами энергия первичной частицы обычно определяется фотометрическим методом (по каскадной кривой), когда на основе измерений потемнений в различных слоях рентгеновских пленок камеры строится каскадная кривая, с помощью которой определяется энергия частицы, вызвавшей каскад. В связи с тем, что использование баллонов в качестве носителей камеры накладывает жесткие ограничения на максимальный вес установки, толщина калориметра камеры составляет всего немногим более 4 р.е. Это приводит к тому, что большая доля каскадов не достигает своего максимума развития в камере. Таким образом, определение энергии фотометрическим методом, оказывается затруднительным. Поэтому наряду с фотометрическим методом определения энергии в эксперименте RUNJOB разрабатываются и используются другие методы, основанные на измерениях углов вылета вторичных γ -квантов, заряженных частиц и фраг-

ментов (p , α , ...). Я не буду здесь подробнее касаться проблемы определения энергии первичной частицы, являющейся отдельной большой задачей, обозреть которую здесь не представляется возможным. Методам определения энергии для камер с "тонким" калориметром посвящены, например, работы [30, 31, 38, 39, 40].

Остановимся кратко на процедуре обработки экспериментальных событий. После проявки проэкспонированной пленки осуществляется поиск пятен потемнения в рентгеновских пленках нижнего калориметра. Поиск начинается с нижних слоев, где каскады наиболее развиты и легче всего обнаружимы, и продолжается из слоя в слой вверх по камере. Составляются соответствующие карты событий, которые служат для целеуказания при поиске событий в пленках ядерной эмульсии. С помощью пленок ядерной эмульсии координаты событий уточняются и прослеживаются вверх по камере вплоть до точки взаимодействия. В реальности процесс прослеживания представляет из себя достаточно сложную процедуру, поскольку при прослеживании вверх по камере каскады становятся все слабее и начинают сливаться с фоном. При этом для предсказания положения точки взаимодействия используется метод триангуляции, подробно описанный в [41]. После того, как находится точка взаимодействия, осуществляется поиск первичной частицы и определение ее заряда [42, 43]. Для этого изображение трека первичной частицы в ядерной эмульсии оцифровывается с помощью CCD-камеры и определяется его потемнение, которое пропорционально квадрату заряда частицы. Далее тем или иным методом определяется энергия первичной частицы.

К настоящему моменту обработан экспериментальный материал полетов 1995 и 1996 годов.

Для получения окончательных результатов эмульсионного эксперимента необходимо знание некоторых характеристик используемой эмульсионной камеры, которые могут быть получены только в результате численного моделирования. Например для определения первичного спектра, необходимо знание эффективности регистрации частиц в камере. Получаемые результаты могут существенно зависеть от качества моделирования этих величин.

Моделирование эмульсионных камер эксперимента RUNJOB проводилось японской стороной на основе гибридной методики, описанной в 1.2. Для того, чтобы быть уверенными в получаемых результатах, хотелось провести моделирование основных характеристик используемых камер другим, по-

возможности наиболее прямым, методом и оценить насколько чувствительны эти характеристики к разнице в методах расчета. Кроме того, существовала необходимость в программном инструменте, позволяющем решать и другие задачи моделирования эмульсионных камер, как эксперимента RUNJOB, так и других подобных эмульсионных экспериментов.

Таким образом, передо мной была поставлена задача создания программного комплекса моделирования процесса прохождения и регистрации различных частиц в эмульсионной камере. Моделирование должно осуществляться наиболее прямым методом, то есть методом Монте-Карло. Программный комплекс должен быть достаточно универсальным, чтобы позволять решать по возможности максимально широкий круг задач моделирования для эмульсионных камер различных конструкций. С помощью созданного комплекса провести моделирование эффективности регистрации протонов и ядер в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года. Сравнить полученные результаты с результатами предыдущих расчетов другим методом и оценить чувствительность эффективности регистрации частиц в камере к разнице в методах расчета.

В следующих двух главах будет описан созданный в результате программный комплекс для моделирования эмульсионных камер и результаты моделирования эффективности регистрации частиц в камере эксперимента RUNJOB 1996 года.

Глава 3

Программный комплекс для моделирования эмульсионной камеры.

3.1 Общая схема моделирования эмульсионной камеры.

Детальное моделирование процесса прохождения частиц космических лучей через эмульсионную камеру требует достаточно больших вычислительных затрат, поскольку уже при энергиях частиц $\sim 10 - 100$ ТэВ необходимо прослеживать процесс развития ядерного каскада в камере на 7 – 8 порядках по энергии. В некоторых случаях нет необходимости проводить моделирование прохождения частиц через камеру для каждой конкретной задачи в отдельности. Достаточно провести эти наиболее трудоемкие в плане вычислительных затрат расчеты один раз, сохранив при этом некоторые промежуточные результаты, которые после соответствующей обработки могут быть использованы для решения сразу некоторого круга задач. Естественно, чем более детальная информация будет сохранена на промежуточном этапе, тем для решения более широкого круга задач она будет применима. В то же время, это приведет к необходимости хранения больших массивов промежуточных данных и усложнению процедур их обработки. Таким образом, в каждом конкретном случае, исходя из технических возможностей и выбранного круга задач, должен быть определен уровень детализации промежуточных результатов.

Обычно эмульсионный эксперимент включает в себя два основных этапа: собственно накопление экспериментального материала (экспонирование камеры) и обработка полученного материала для получения физических результатов. Численный эксперимент, подобно реальному, естественно провести в два этапа: сначала накопить некоторый промежуточный материал, который

затем использовать для решения необходимых задач.

Общая схема моделирования эмульсионной камеры представлена на рис. 3.1. В соответствии с предложенной схемой был создан комплекс программ, ори-



Рис. 3.1: Общая схема моделирования эмульсионной камеры.

ентированный на решение задач определения эффективности регистрации частиц в эмульсионной камере, тестирования методов определения параметров первичной частицы, оптимизации методов обработки экспериментальных данных. В настоящее время данный программный комплекс используется для решения отмеченных выше задач в эксперименте RUNJOB. Однако, он может быть использован для моделирования эмульсионных камер других конструкций. Кроме того, при необходимости может быть изменен уровень детализации промежуточных результатов и расширен возможный круг решаемых задач.

Далее в этой главе будет дано более детальное описание созданного комплекса программ моделирования эмульсионных камер эксперимента RUNJOB.

3.2 Моделирование прохождения частиц через эмульсионную камеру.

3.2.1 Введение.

Мы не ставили перед собой задачи создания программы полного трехмерного МК моделирования прохождения частиц различной природы через сложную, сильно неоднородную многослойную камеру "с нуля". В то же время найти готовую программу, пригодную для решения стоящей перед нами задачи не удалось. Выбор ограничивался в частности тем, что мы не хотели использовать мало известные и слабо проверенные коды. Ни одна из двух доступных нам широко известных трехмерных МК программ GEANT [20] и CORSIKA [23] не могла полностью удовлетворить нашим потребностям. CORSIKA ориентирована на моделирование развития ШАЛ в атмосфере и не подходила, поскольку не позволяла описать и учесть сложную структуру моделируемого детектора и процесса регистрации частиц в нем. GEANT, в свою очередь, как раз предназначен для моделирования детекторов сложной конструкции, используемых в ускорительных экспериментах, однако, не включает механизма моделирования каскадов от ядер, а также содержит существенные ошибки в реализации электромагнитных процессов при сверхвысоких энергиях (учет эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала).

В итоге было решено построить программу моделирования прохождения частиц через эмульсионную камеру на основе программы GEANT, модифицировав ее таким образом, чтобы удовлетворить требованиям стоящей перед нами задачи. Следует отметить, что кроме того, что данная программа

- а). широко известна и проверена на ускорительных данных и
- б). позволяет достаточно удобно описать сложную структуру моделируемой эмульсионной камеры и осуществляет весь процесс прослеживания каскада через эту структуру, она также
- в). хорошо документирована, имеет достаточно развитый интерфейс для включения пользовательских модулей и управления процессом моделирования,
- г). доступна в исходных кодах, что позволяет достаточно легко модифицировать и расширять программу в соответствии с конкретными нуждами пользователя.

Как было отмечено выше, нам потребовалось модифицировать часть про-

граммного кода GEANT, отвечающую за моделирование ядерного взаимодействия, а также модифицировать процедуры розыгрыша сечений процессов тормозного излучения и образования пар для того, чтобы учесть влияние эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала. В следующих двух пунктах будут более подробно описаны проведенные модификации.

Следует отметить, что в результате проведенных работ по расширению функциональности программного комплекса GEANT, создан многофункциональный программный комплекс, имеющий широкую область применения, выходящую за рамки поставленной задачи моделирования эмульсионных камер. Комплекс может использоваться как для решения стандартных для GEANT задач, включая при этом область более высоких энергий (за счет учета эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала и использования современного генератора ядерного взаимодействия), так и для решения задач, требующих моделирования каскадов от ядер в сложной неоднородной среде.

3.2.2 Моделирование ядерного взаимодействия.

В зависимости от энергии, в качестве генератора ядерного взаимодействия при прослеживании ядерного каскада в GEANT может быть использована одна из двух программ: GHEISHA или FLUKA. Обе эти программы рассчитаны на моделирование нуклон-ядерного взаимодействия и не пригодны для моделирования ядро-ядерного взаимодействия, которое нам необходимо. Кроме того, поскольку нам требуется моделирование ядерного взаимодействия при достаточно высоких энергиях (до 10 ПэВ), мы хотели использовать какую-либо современную модель ядерного взаимодействия, отвечающую современным представлениям о процессах в данной энергетической области. В качестве такой модели была выбрана модель ядро-ядерного взаимодействия QGSJET [44, 45]. Соответствующий генератор ядерного взаимодействия был взят из программного кода CORSIKA.

Мы создали программный интерфейс, позволяющий использовать QGSJET в качестве генератора ядерного взаимодействия для области высоких энергий при моделировании ядерного каскада в GEANT. QGSJET не применяется при энергиях ниже 80 ГэВ/нуклон, поэтому интерфейсный модуль использует GHEISHA при энергии налетающей частицы < 80 ГэВ/нуклон и QGSJET в остальных случаях. Порядок использования генераторов ядерного взаимодействия при моделировании ядерного каскада проиллюстрирован

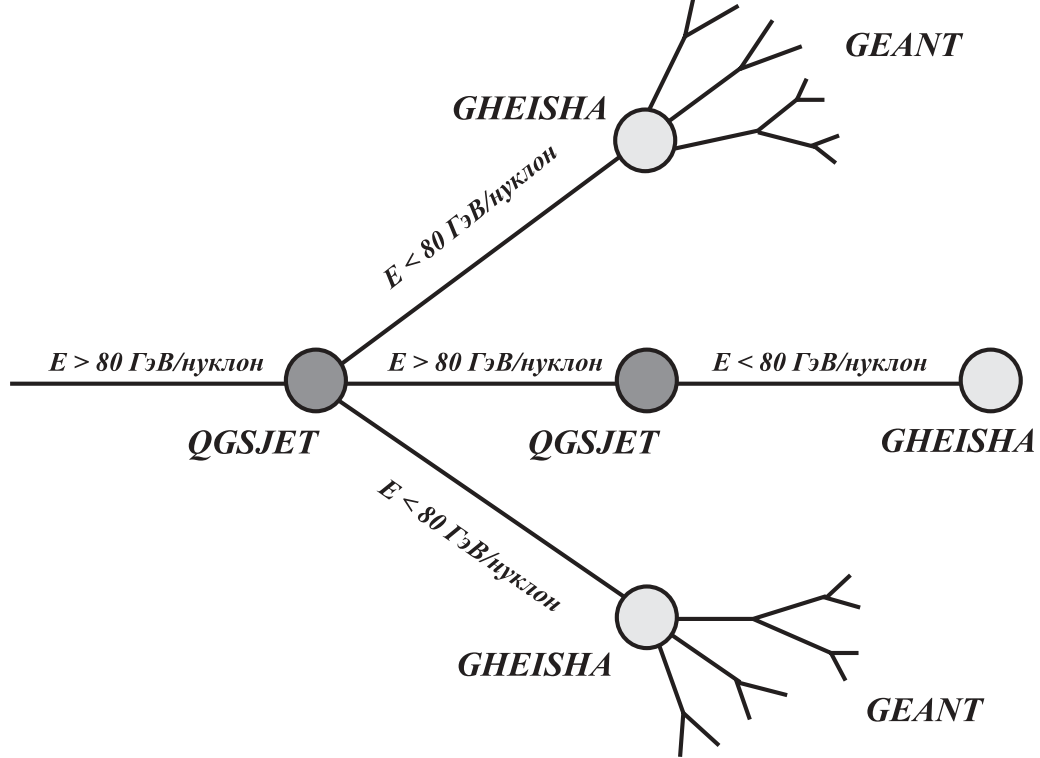


Рис. 3.2: Схема использования генераторов ядерного взаимодействия.

на рис. 3.2. Следует отметить, что GHEISHA неадекватно описывает взаимодействие ядер тяжелее, чем α -частицы. Однако такие ядра с энергией менее 80 ГэВ/нуклон не образуются в наших расчетах при использовании реалистичных опций, управляющих процессом фрагментации ядер в QGSJET.

Кроме QGSJET в состав пакета CORSIKA включены и другие генераторы ядро-ядерного взаимодействия: VENUS, HDPM, SYBILL, DPMJET. Созданный интерфейс QGSJET – GEANT позволяет нам относительно легко перейти к использованию любого из этих генераторов ядерного взаимодействия в созданном программном комплексе.

Кроме замены генератора ядерного взаимодействия, необходимо было заменить и используемые в GEANT аппроксимации сечений ядерного взаимодействия при энергиях, превышающих 80 ГэВ/нуклон. Мы не могли взять аппроксимации, используемые в CORSIKA, поскольку они рассчитаны только на легкие мишени типа N, O, Ar. Для этой цели было проведено сравнение доступных нам универсальных (то есть пригодных для широкой области энергий и различных масс налетающей частицы и мишени) аппроксимаций сечений ядерного взаимодействия. На рис. 3.3(а – г) показаны различные аппроксимации сечений ядерного взаимодействия:

- 1). QGSJET из пакета CORSIKA,
- 2). Jar.0 - модель жесткой сферы [46],
- 3). Jar.1 - модель мягкой сферы с Гауссовой аппроксимацией ядерной плотности [47],
- 4). Jar.2 - модель мягкой сферы с Ферми I аппроксимацией ядерной плотности [47],

для различных энергий и масс налетающей частицы в зависимости от массы мишени. Мы выбрали аппроксимацию Jar.2, которая лучше других согласуется с сечениями QGSJET для легких мишеней.

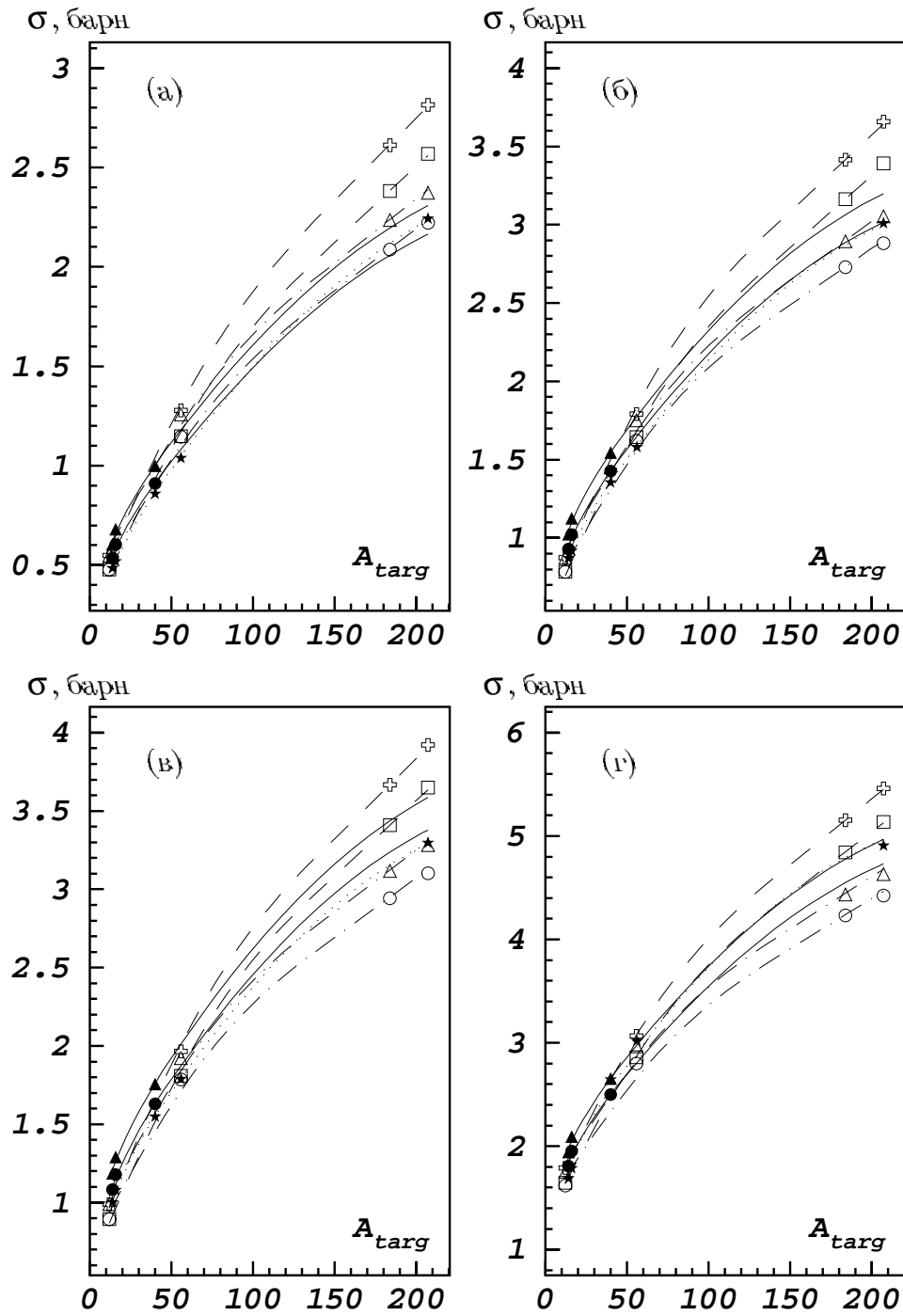


Рис. 3.3: Различные аппроксимации сечения ядро-ядерного взаимодействия в зависимости от массы мишени для различных энергий и типов налетающей частицы: He (а), С (б), О (в) и Fe (г). Звездочки – Jap.0, закрашенные кружки и треугольники – QGSJET, при энергии налетающей частицы 1 и 100 ТэВ соответственно; пустые кружки и треугольники – аналогичные данные для Jap.2; квадраты и кресты – данные для Jap.1.

3.2.3 Учет эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала при моделировании электромагнитных процессов.

Мы обнаружили, что декларируемый в описании GEANT учет эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала (ЛПМ) при моделировании электромагнитных процессов на самом деле не реализован или реализован некорректно. На рис. 3.4(а, б) приведены интегральные сечения процессов тормозного излу-

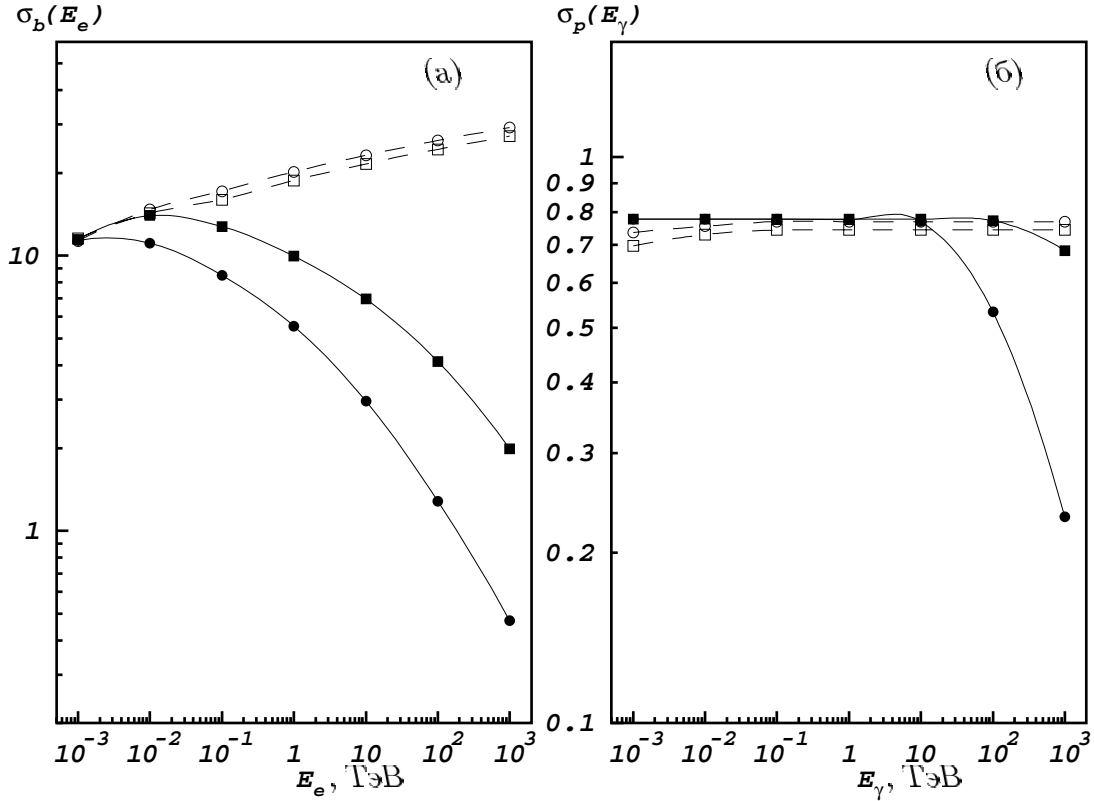


Рис. 3.4: Интегральные сечения в расчете на одну каскадную единицу для процессов тормозного излучения - (а) и образования пар - (б), вычисленные по формулам Мигдала для свинца и углерода - закрашенные кружки и квадраты, и реализованные в GEANT - пустые кружки и квадраты.

чения и образования пар, реализованные в GEANT и рассчитанные по формулам Мигдала из [48]. Видно, что сечения GEANT существенно отличаются от сечений Мигдала.

В рассматриваемой нами области энергий, особенно при моделировании прохождения γ -квантов через камеру, эффект ЛПМ может оказывать заметное влияние на процесс развития каскада. В связи с этим, нам пришлось модифицировать соответствующие процедуры GEANT, для того, чтобы кор-

ректно учесть влияние эффекта ЛПМ при моделировании электромагнитных каскадов в камере.

Для этой цели были созданы процедуры розыгрыша сечений Мигдала по формулам из [48] для процессов тормозного излучения и рождения пар.

Пусть $w_b(E_e, v)dv$ – вероятность электрону с энергией E_e образовать тормозной фотон с энергией $E_\gamma = vE_e$, $w_p(E_\gamma, u)du$ – вероятность фотону с энергией E_γ образовать e^+e^- -пару, одна из компонент которой будет иметь энергию $E_e = uE_\gamma$.

Для того, чтобы определить длину свободного пробега частицы, нам необходимо иметь величину интегрального сечения:

$$\sigma_b(E_e) = \int_{v_{min}}^1 w_b(E_e, x)dx, \quad \sigma_p(E_\gamma) = \int_{u_{min}}^1 w_p(E_\gamma, x)dx.$$

Поскольку при моделировании всегда имеется некоторый нижний порог прослеживания вторичных частиц и нет необходимости генерировать частицы с энергией ниже этого порога, то в приведенных формулах интегрирование осуществляется не с нуля. Подпороговые процессы при этом учитываются как непрерывные энергетические потери.

Кроме того для розыгрыша энергий вторичных частиц методом обратных функций нам необходимо иметь соответствующие функции распределения:

$$S_b(E_e, v) = \int_{v_{min}}^v w_b(E_e, x)dx, \quad S_p(E_\gamma, u) = \int_{u_{min}}^u w_p(E_\gamma, x)dx.$$

Моделирование процессов тормозного излучения и образования пар осуществляется тогда следующим образом. В начале работы программы для всех необходимых веществ производится расчет таблиц функций $S_b(E_e, v)$, $S_p(E_\gamma, u)$ и интегральных сечений $\sigma_b(E_e)$, $\sigma_p(E_\gamma)$. Таблицы функций распределения рассчитываются на равномерной в логарифмическом масштабе сетке энергий, содержащей 5 точек на 1 порядок по энергии. Сечение для каждой данной энергии вычисляется на неравномерной сетке по доле вторичной энергии (u, v) , в диапазоне от $u_{min}(v_{min})$, зависящей от заданного нижнего энергетического порога моделирования электромагнитных процессов, до 1. Сетка выбирается таким образом, чтобы обеспечить точность интерполяции между узлами порядка десятых долей процента. Точность интегрирования при вычислении интегральных сечений составляет величину того же порядка.

В дальнейшем, при моделировании электромагнитных процессов при некоторой промежуточной энергии нужные функции вычисляются интерполяцией по соответствующим таблицам.

Результаты расчета функций $S_b(E_e, v)$, $S_p(E_\gamma, u)$ при помощи созданных процедур представлены на рис. 3.5(а, б). Интегральные сечения приводятся

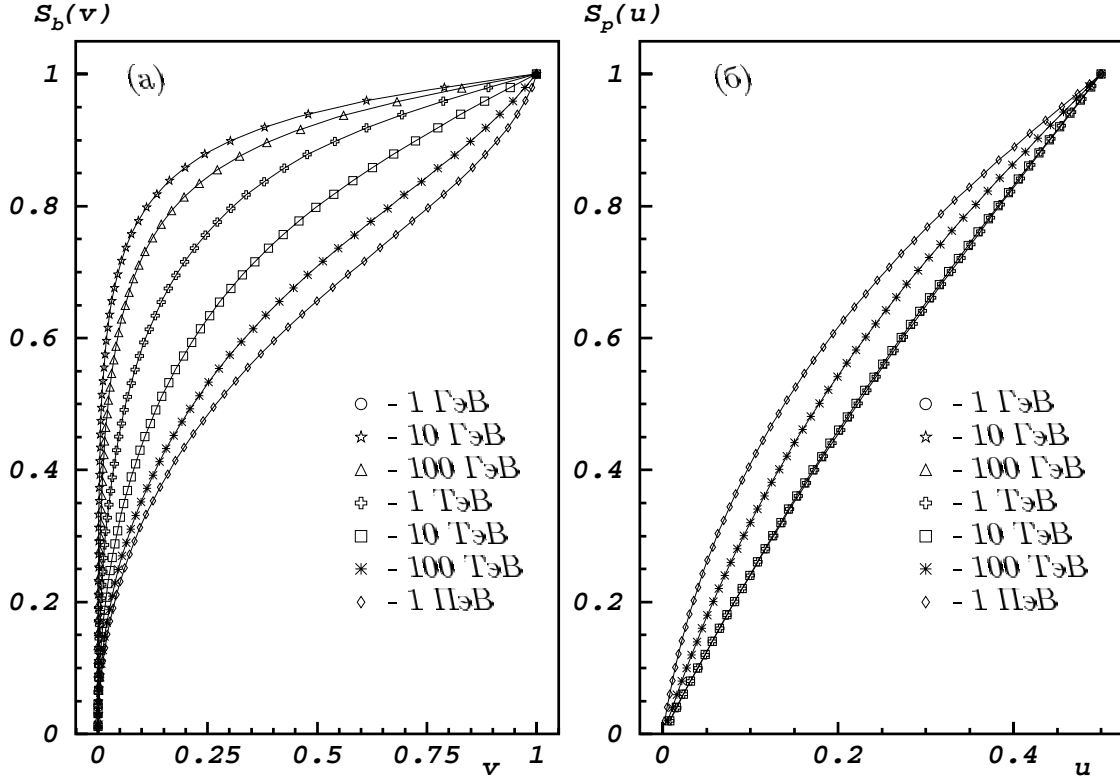


Рис. 3.5: Функции распределения доли вторичной энергии для процессов тормозного излучения - (а) и образования пар - (б), вычисленные по формулам Мигдала для свинца при различной энергии первичной частицы.

на рис. 3.4

Ошибки интерполяции оценивались следующим образом: для различных промежуточных энергий сечения вычислялись двумя способами – интерполяцией по построенным таблицам и прямым вычислением сечения для данной энергии по формулам Мигдала. На рис. 3.6(а, б) приводится распределение ошибок интерполяции, полученных таким образом для 1000 точек, распределенных равномерно в области первичных энергий от 100 ГэВ до 1 ПэВ и области долей вторичной энергии от 0 до 1. Среднеквадратичная ошибка по распределению составила $\approx 0,1\%$ для обоих процессов. Максимальная ошиб-

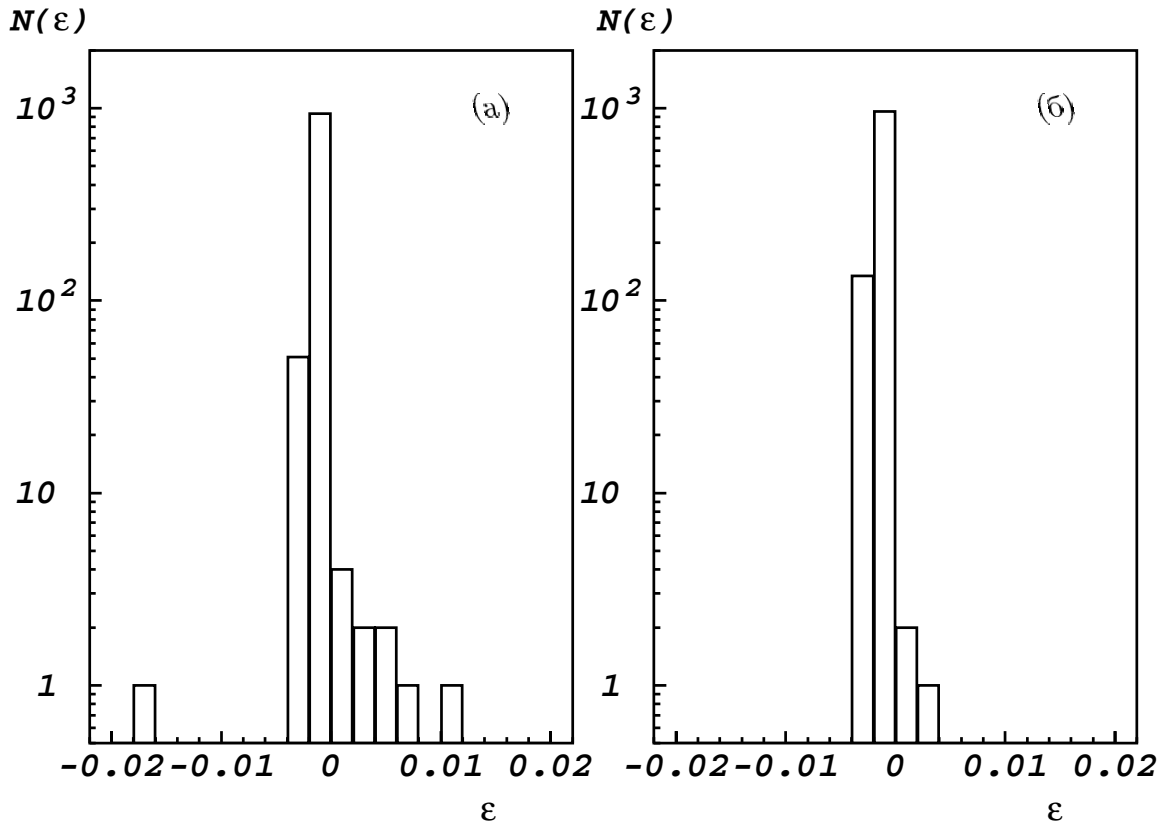


Рис. 3.6: Распределение ошибок интерполяции при вычислении сечений процессов тормозного излучения - (а) и образования пар - (б). Ошибки вычислялись для 1000 точек, равномерно распределенных в области 100 ГэВ – 1ПэВ по первичной энергии и 0 – 1 по доле вторичной энергии.

ка: $\approx 2\%$ для тормозного излучения и $\approx 0,3\%$ для процесса образования пар.

Из сравнения сечений Мигдала и сечений GEANT были выбраны точки перехода (энергия при которой сечения становятся достаточно близкими) от сечений Мигдала к сечениям GEANT. Переход на сечения GEANT осуществляется при энергии ниже 2.5 ГэВ для процесса тормозного излучения и 100 ГэВ для процесса образования пар.

На рис. 3.7 приведены средние каскадные кривые ливней от первичного электрона и фотона с энергией 1 ГэВ в свинце, полученные с помощью описанной выше программы, и аналогичные данные из работ [49, 50, 51]. Различия в среднем не превышают 6%.

В области высоких энергий мы провели сравнение своих результатов с данными работ [52, 53]. На рис. 3.8 представлены средние каскадные кривые в

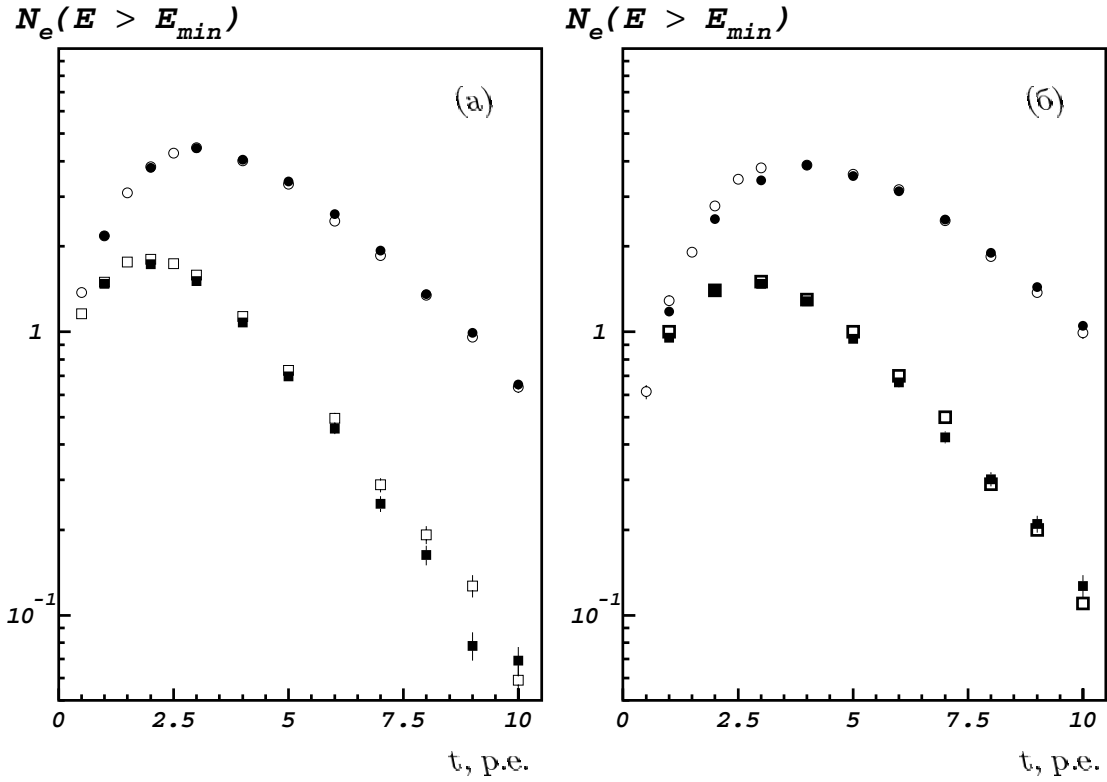


Рис. 3.7: Средние каскадные кривые в свинце от электрона (а) и фотона (б) с энергией 1 ГэВ. Закрашенные кружки и квадраты – наши расчеты с нижним энергетическим порогом прослеживания каскада 10 и 50 МэВ соответственно. Пустые кружки и квадраты – аналогичные данные работ [49, 50, 51].

свинце от первичного фотона с энергией 10, 100 и 1000 ТэВ. Нижний энергетический порог моделирования составлял величину $E_{min} = 10^{-3}E_0$. Можно отметить достаточно хорошее согласие результатов (в среднем в пределах 10%).

В работе [54] экспериментально изучалось трехмерное развитие электромагнитных каскадов в эмульсионных камерах различных типов. Камеры облучались электронными пучками с энергией 50, 100 и 300 ГэВ, получаемыми на ускорителе FNAL. На рис. 3.9 показано сравнение средних каскадных кривых, представленных в [54] и полученных при помощи нашей программы моделирования. Представлены каскадные кривые в кругах различных радиусов (25, 50 и 100 мкм) для эмульсионных камер двух типов (А – двенадцать 0.5 см свинцовых пластин, разделенных пленками ядерной эмульсии; В – двадцать четыре 0.25 см свинцовые пластины, разделенные пленками ядерной эмульсии) при энергии электронов – 300 ГэВ. При построении кривых, учи-

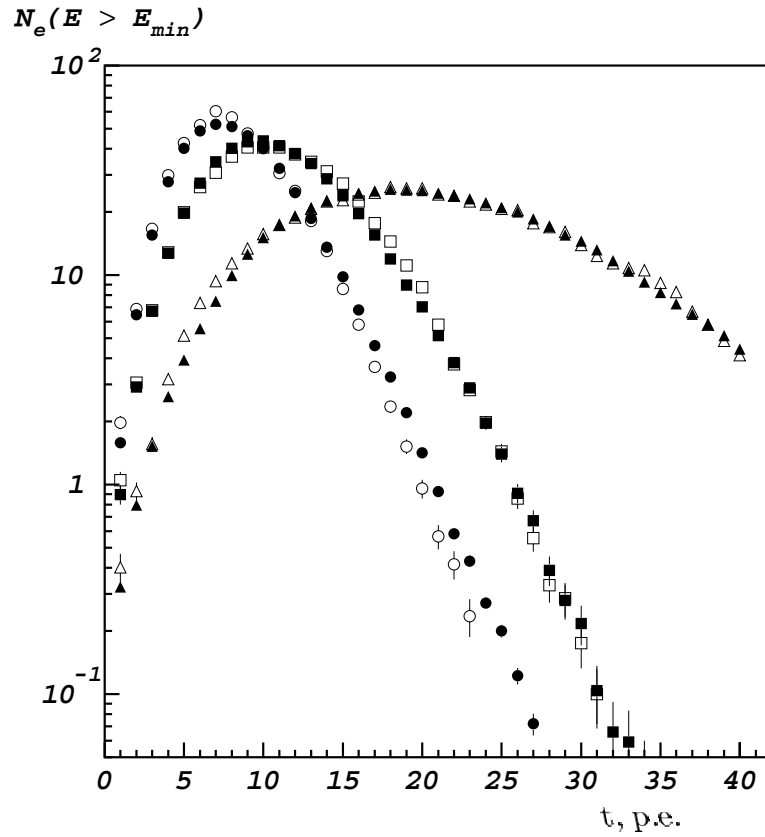


Рис. 3.8: Средние каскадные кривые в свинце от фотона с энергией 10 ТэВ – кружки, 100 ТэВ – квадраты и 1 ПэВ – треугольники. Нижний порог прослеживания каскада $E_{min} = 10^{-3}E_0$. Закрашенные значки – наши расчеты, пустые – данные работ [52, 53].

тивались только электронные треки, отклоняющиеся от направления пучка не более, чем на 10^0 . Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными: различия в среднем не превышают 8%.

3.2.4 Выходные данные программы моделирования прохождения частиц через эмульсионную камеру.

Как было отмечено выше, от того, какая информация будет сохранена в результате моделирования прохождения частиц через камеру, зависит круг задач, для решения которых она будет применима, а также ресурсы, которые потребуются для ее хранения. Исходя из имеющихся ресурсов, мы выбрали для сохранения такую информацию, которая позволила бы нам решить задачу определения эффективности регистрации частиц в камере и максимальный круг близких к ней задач.

Результатом работы программы является банк искусственных событий.

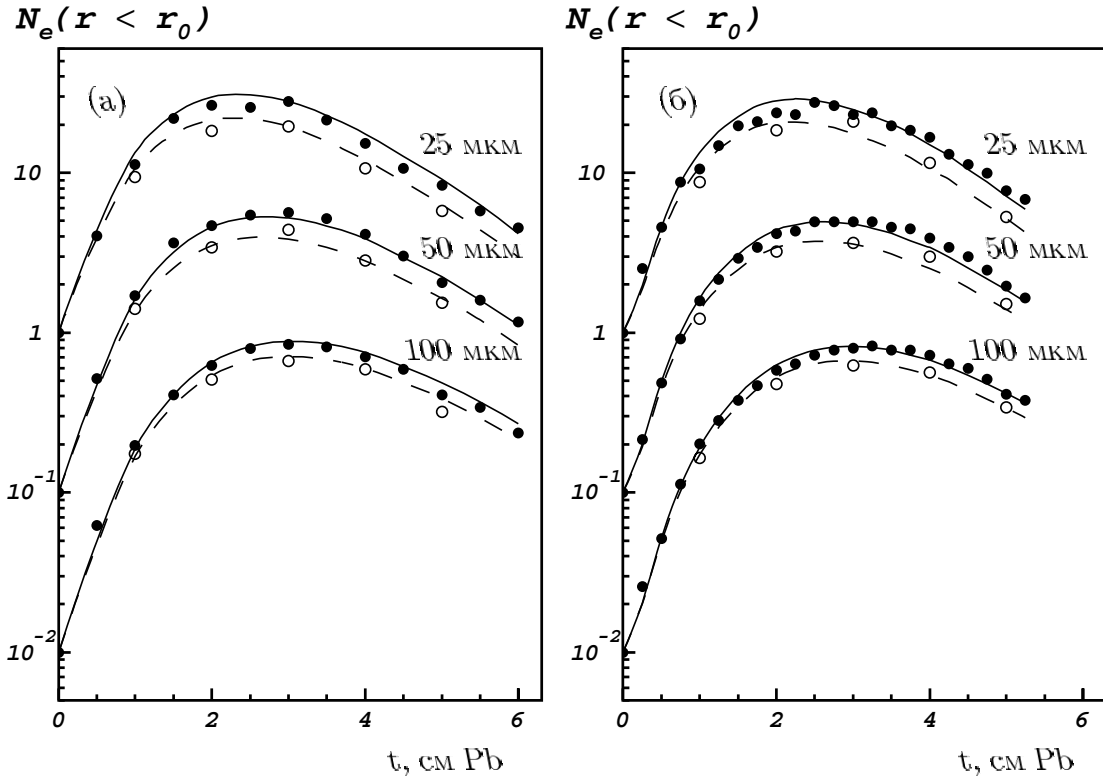


Рис. 3.9: Средние каскадные кривые в кругах различных радиусов (25, 50 и 100 мкм) электрона с энергией 300 ГэВ в эмульсионных камерах типа А (а) и В (б). Закрашенные кружки – данные работы [54] для верхнего слоя эмульсии двухслойной эмульсионной пластинки, пустые кружки – соответственно, для нижнего слоя. Сплошные и штриховые кривые – соответствующие данные наших расчетов.

Для каждого события в банке сохраняется а). *первичная информация*; б). *информация о взаимодействиях*; в). *вторичная информация*.

Первичная информация включает в себя параметры первичной частицы (тип, начальные координаты и значения компонент импульса первичной частицы), а также код события, позволяющий определить, произошло ли взаимодействие в камере.

Информация о взаимодействиях включает в себя параметры вторичных частиц, родившихся в ядерных взаимодействиях в камере.

В качестве *вторичной информации* сохраняются координаты заряженных частиц во всех интересующих нас (будем называть их чувствительными) слоях камеры. При этом, для того, чтобы уменьшить объем хранимых данных, сохраняются только координаты частиц, энергия которых не менее ϵ_{lim} , расположенных в пределах круга радиуса r_{lim} с центром в точке прохождения

продолжения трека первичной частицы через рассматриваемый слой. По сути дела, величина ϵ_{lim} является нижним энергетическим порогом прослеживания частиц при моделировании каскада в камере. От выбора этого порога существенно зависят скорость расчетов и объем выходной информации, а также точность определения плотности частиц в пределах рассматриваемого круга, а, следовательно, потемнение и, в конечном счете, – окончательные результаты.

Кроме того, для ускорения расчетов и уменьшения объема хранимой информации, при моделировании ядерного взаимодействия сохраняются и прослеживаются только те вторичные частицы а). каскады от которых могут попасть в ближайший чувствительный слой в пределах круга радиуса r_{lim} с центром в точке прохождения продолжения трека первичной частицы; б). которые имеют энергию, превышающую некоторое пороговое значение E_{thr} .

Выбор порога E_{thr} естественно сделать из рассмотрения γ -квантов, поскольку, с одной стороны, прослеживание образуемых ими электромагнитных каскадов занимает основное время при вычислениях, с другой – выбор слишком высокого порога приведет к потере части интересующей нас *вторичной информации*, с третьей – пороги для других типов частиц должны быть не меньше порога для γ -квантов. Используемый в наших расчетах энергетический порог для продуктов ядерного взаимодействия состоит из двух частей:

1). "Фиксированный" порог E_{thr}^{fixed} . Применяется для вторичных частиц, рожденных в верхней части камеры, выше некоторого выбранного слоя, далеко от первого чувствительного слоя.

2). "Плавающий" порог E_{thr}^{float} . Естественно, что при приближении точки рождения вторичной частицы к чувствительному слою камеры, порог на энергию вторичной частицы должен снижаться вплоть до величины ϵ_{lim} .

Выбрать порог в этом случае можно из следующих соображений. Если расстояние от точки генерации γ -кванта до ближайшего чувствительного слоя камеры таково, что электромагнитный каскад, образованный γ -квантом такой энергии, успеет затухнуть, то такой γ -квант может быть отброшен. Таким образом мы получаем "плавающий" порог, зависящий от глубины генерации γ -кванта в камере:

$$t \approx t_{decay} \sim n_{decay} t_{max} \sim n_{decay} \ln \frac{E_{thr}^{float}}{\epsilon} \Rightarrow$$

$$E_{thr}^{float} \approx \epsilon e^{n_{decay} t_{max}} \quad (3.1)$$

Здесь t – глубина в радиационных единицах от точки генерации γ – кванта до ближайшего чувствительного слоя камеры; t_{max} – глубина максимума электромагнитного каскада в рад. единицах; n_{decay} – глубина затухания электромагнитного каскада в единицах глубины максимума каскада; ϵ – средняя критическая энергия вещества камеры.

В дальнейшем, получаемый в результате работы программы банк данных может обрабатываться различными способами для решения необходимых задач. Выбор в качестве промежуточных данных столь дифференциальной информации, как координаты заряженных частиц в чувствительных слоях камеры, с одной стороны, требует достаточно больших объемов дисковой памяти для хранения, но, с другой стороны, делает банк данных относительно универсальным. Это позволяет решать довольно широкий круг задач, включающий в себя как задачи определения эффективности камеры и проверки методов определения параметров первичной частицы, так и, возможно, задачи оптимизации методов обработки экспериментальных данных.

3.2.5 Выбор параметров моделирования для эмульсионной камеры эксперимента RUNJOB 1996 года.

Учет структуры камеры.

Эмульсионная камера эксперимента RUNJOB 1996 года состоит из более чем 150 различных слоев, объединенных в 5 структурных модулей: первичный, мишенный, спейсер, верхний и нижний калориметры. Первоначально, для ускорения расчетов, мы планировали "усреднить" четыре верхних блока – до начала нижнего калориметра, где происходит регистрация событий и "усреднение" невозможно. Под "усреднением" здесь понимается замена многослойной структуры модуля одним блоком соответствующих размеров, заполненным веществом со средней плотностью, массовым числом и зарядом. Следует отметить, что при розыгрыше ядерного взаимодействия при этом используется точный элементный состав усредненной части камеры, распределенный, однако, равномерно по всему объему блока. На рис. 3.10(а, б) представлены средние каскадные кривые в нижнем калориметре камеры от фотона с энергией 1 ТэВ, падающего на камеру вертикально и под углом 60° . Кривые получены при трех способах задания структуры камеры:

- точный учет структуры модулей камеры;
- "усреднение" трех верхних модулей камеры (первичный, мишенный, спейсер);
- "усреднение" также и модуля верхнего калориметра.

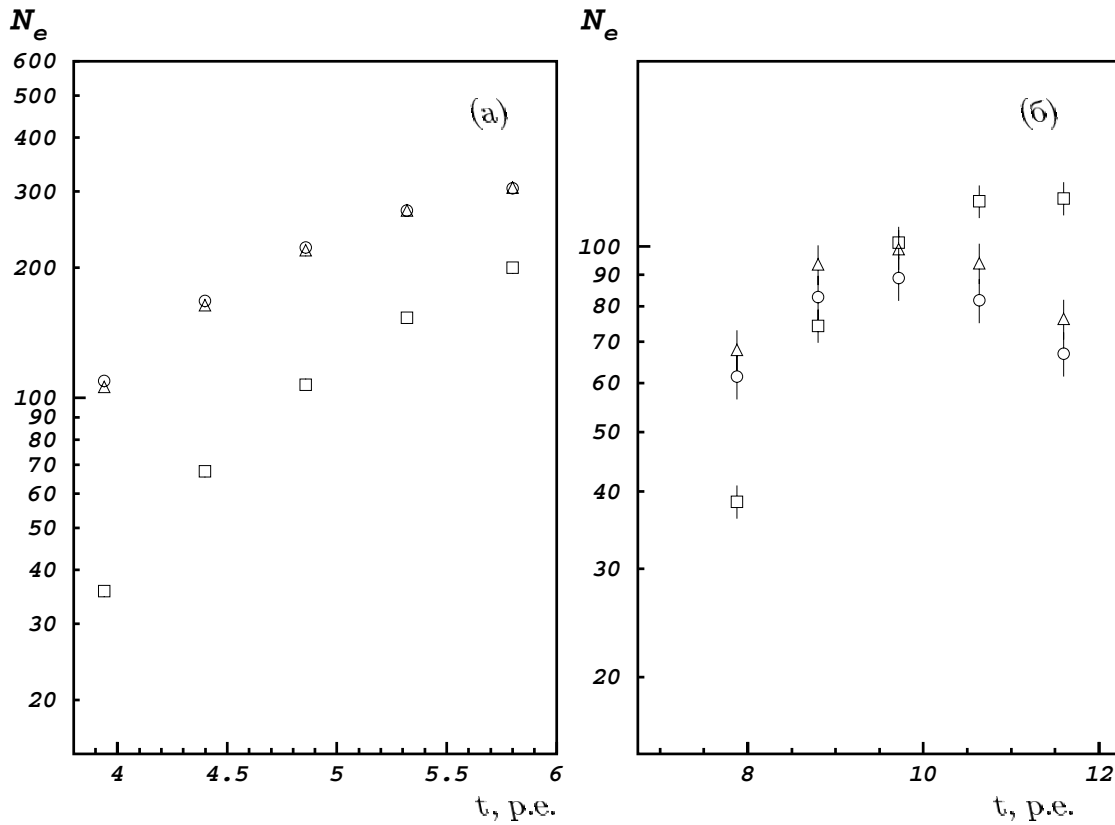


Рис. 3.10: Средние каскадные кривые в нижнем калориметре камеры RUNJOB'96 от фотона с энергией 1 ТэВ, падающего вертикально (а) и под углом 60° (б). Кружки – точный учет структуры всей камеры, треугольники – "усреднение" верхней части камеры до начала верхнего калориметра, квадраты – "усреднение" также и модуля верхнего калориметра.

Видно, что "усреднение" верхнего калориметра приводит к существенному изменению формы каскадной кривой в нижнем калориметре камеры, в то время, как "усреднение" верхней части камеры (до начала верхнего калориметра) не приводит к большим искажениям. Это можно объяснить специфической структурой верхнего калориметра, где 1 мм слои свинца разделены большими – 8 мм зазорами, заполненными веществом малой плотности. Так, что развитие каскада в такой сильно неоднородной среде существенно искажается.

Таким образом, нам пришлось использовать точную структуру верхнего и нижнего калориметров. "Усреднение" верхних трех модулей не приводит к существенному ускорению расчетов, поскольку основное развитие каскадов происходит в нижней части камеры.

Выбор порогов моделирования.

На рис. 3.11 приведено сравнение средних каскадных кривых в кругах различных радиусов от вертикально падающего на камеру протона с энергией 1 ТэВ в трех нижних частях нижнего калориметра (где происходит регистрация событий). Каскадные кривые построены при различных энергетических порогах прослеживания частиц – ϵ_{lim} : 100 кэВ, 1 МэВ, 10 МэВ. Точка взаимодействия протона находится вверху первого слоя камеры. Видно, что понижение порога ниже 1 МэВ не приводит к заметному изменению каскадной кривой. Таким образом, в наших расчетах прослеживание частиц в камере происходит до тех пор, пока их энергия не станет ниже $\epsilon_{lim} = 1$ МэВ.

Для радиуса круга в пределах которого сохраняются координаты ливневых частиц в чувствительных слоях камеры – r_{lim} , используется значение 1.5 мм, полученное из экспериментальных данных по размерам пятен в рентгеновской пленке.

"Фиксированный" порог E_{thr}^{fixed} применяется для вторичных частиц, рожденных в ядерных взаимодействиях не ниже мишенного модуля камеры. Значение порога E_{thr}^{fixed} было выбрано из следующих соображений. Поскольку при обработке экспериментальных данных не рассматриваются события в которых сумма энергий вторичных γ -квантов, образовавшихся в результате ядерного взаимодействия, – ΣE_γ менее ≈ 1 ТэВ, то в качестве критерия выбора порога было принято требование не внести искажений в распределение по ΣE_γ в области > 1 ТэВ. Для этой цели было проведено моделирование взаимодействия протонов с энергией 10 ТэВ в камере. На рис. 3.12 для розыгранных событий показано распределение по ΣE_γ при различных значениях порога. Видно, что искажения в распределении появляются при значении порога более 1 ГэВ. На основе этого, мы установили для фиксированного порога значение 500 МэВ.

Параметры "плавающего" порога E_{thr}^{float} были выбраны следующим образом: глубина затухания каскада $n_{decay} = 3$ глубины максимума каскада, средняя критическая энергия для вещества камеры $\epsilon = 7$ МэВ.

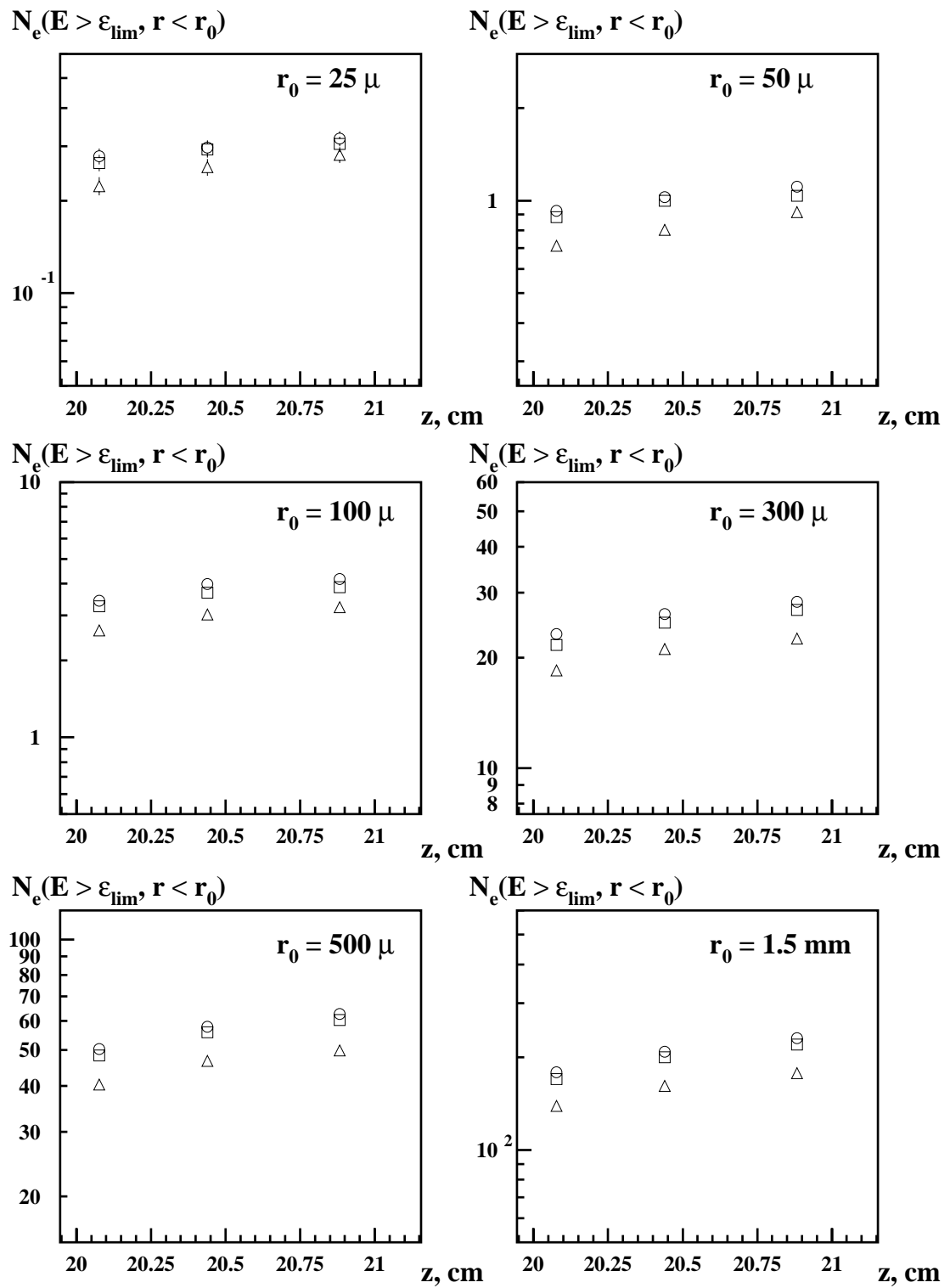


Рис. 3.11: Средние каскадные кривые $N_e(E > \epsilon_{lim}, r < r_0)$ в кругах различных радиусов r_0 от вертикально падающего протона с энергией 1 ТэВ в трех нижних частях нижнего калориметра камеры RUNJOB'96. Кривые построены при трех значениях нижнего энергетического порога ϵ_{lim} : 100 кэВ - кружки, 1 МэВ - квадраты, 10 МэВ - треугольники.

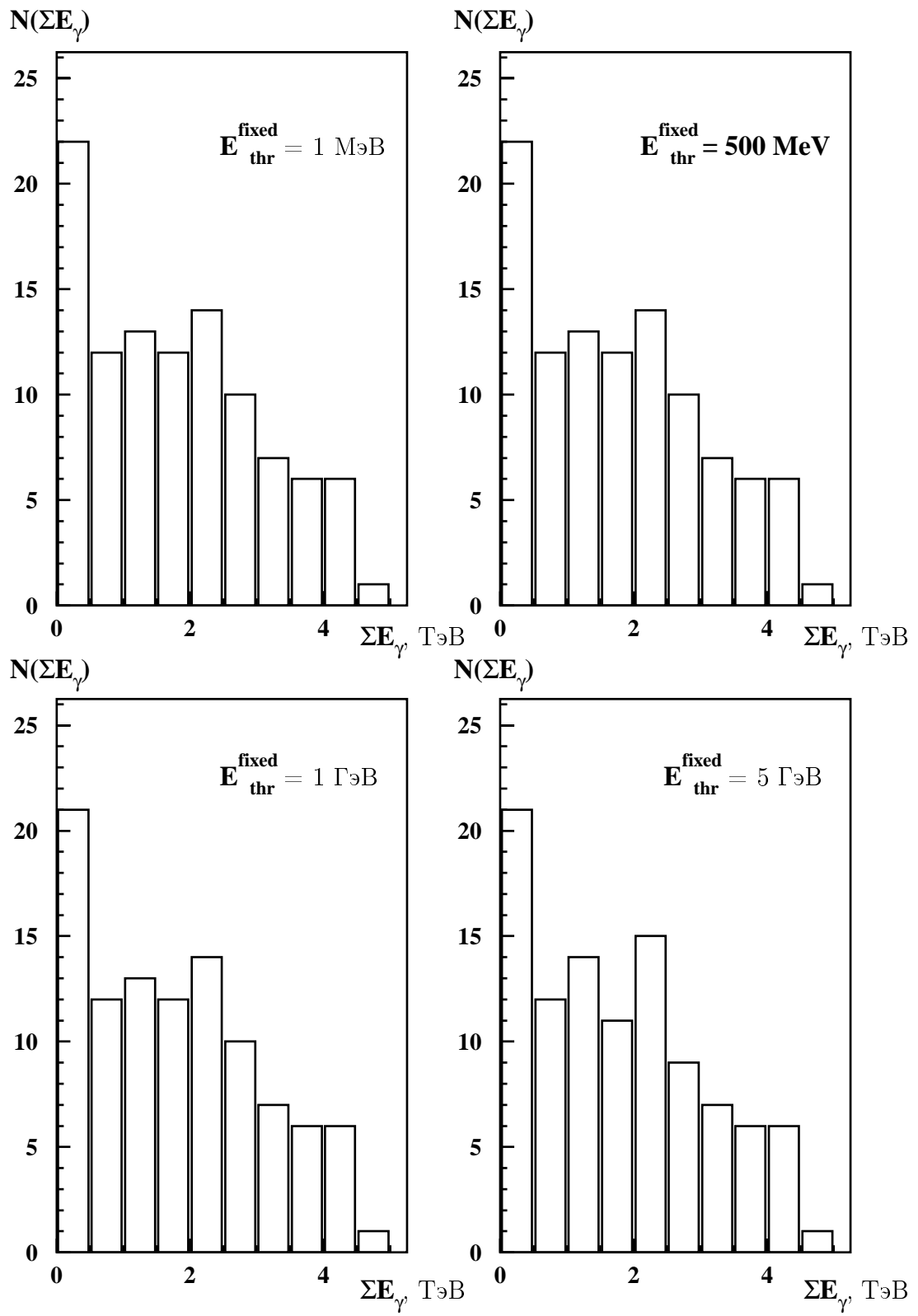


Рис. 3.12: Распределение по ΣE_γ при различных значениях порога E_{thr}^{fixed} .

3.3 Моделирование процесса регистрации частиц в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года.

В предыдущем параграфе была описана процедура моделирования прохождения частиц через эмульсионную камеру, которая относительно универсальна и может быть использована для моделирования эмульсионных камер различных конструкций. Дальнейшее же изложение будет относиться к конкретной эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года.

Если не касаться проблем прослеживания событий по слоям камеры и определения параметров первичной частицы, то экспериментальная процедура отбора событий заключается в следующем. Для предварительно визуально найденных пятен потемнения в рентгеновских пленках камеры с помощью фотометра определяется потемнение в пределах квадратной диафрагмы со стороной 300 мкм. Диафрагма устанавливается таким образом, чтобы получить максимальное значение потемнения. Событие принимается, если потемнение не менее чем в двух рентгеновских пленках нижнего калориметра превысит пороговое значение $D_{cut} = 0,1$. В дальнейшем, полученные значения потемнений используются для определения энергии первичной частицы фотометрическим методом [30, 31].

Таким образом, для того, чтобы определить эффективность регистрации частиц в камере и иметь возможность провести проверку фотометрического метода определения энергии первичной частицы, необходимо было создать процедуру обработки банка искусственных событий, воспроизводящую экспериментальную процедуру определения потемнений в слоях рентгеновской пленки.

Для каждого события и каждого чувствительного слоя созданная процедура обработки включает 3 основных этапа:

- 1). *Построение матрицы локальных потемнений*. Первый этап перехода от имеющихся в банке данных координат заряженных частиц к потемнению, регистрируемому фотометром в слое рентгеновской пленки, заключается в следующем. Квадратное поле со стороной 1200 мкм и центром в точке прохождения продолжения трека первичной частицы через рассматриваемый слой делится на ячейки размером 30 мкм \times 30 мкм. В каждой ячейке вычисляется плотность заряженных частиц ρ_e . Использовалась следующая связь плотности заряженных частиц и оптического потемнения, являющаяся аппрокси-

$$D(\rho_e) = D_0 \left(1 - \frac{1}{1 + A\rho_e} \right) \quad (3.2)$$

Здесь $D_0 = 6, 5$, $A = 5.5 \cdot 10^{-8} \text{см}^2$.

Поскольку каждая рентгеновская пленка включает в себя два слоя рентгеновской эмульсии (на верхней и нижней сторонах), то локальное потемнение для такой пленки вычислялось следующим образом:

$$D_{local} = D^{top} + D^{bottom}, \quad (3.3)$$

где

$$D^{top,bottom} = D(\rho_e^{top,bottom} + \rho_e^{bg}) - D(\rho_e^{bg}) \quad (3.4)$$

Здесь ρ_e^{top} (ρ_e^{bottom}) - плотность заряженных частиц в верхнем (нижнем) слое эмульсии рентгеновской пленки, ρ_e^{bg} фоновая плотность заряженных частиц, получаемая из уравнения (3.2) для определенного экспериментально значения фоновой засветки D_{bg} , которая для камеры эксперимента RUNJOB 1996 года составляет $D_{bg} = 0.58$.

2). *Сглаживание матрицы локальных потемнений.* Для того, чтобы убрать случайные особенности (выбросы и провалы), особенно существенные при малом количестве частиц в слое, и улучшить сходимость процедуры позиционирования модели диафрагмы фотометра, осуществляется сглаживание матрицы локальных потемнений. Процедура сглаживания заключается в следующем. Поле, на котором построена матрица локальных потемнений, сканируется квадратной диафрагмой $300\text{мкм} \times 300\text{мкм}$. Диафрагма перемещается с шагом 30мкм . На каждом шаге на основе матрицы локальных потемнений вычисляется потемнение в пределах сканирующей диафрагмы. Полученное таким образом значение потемнения приписывается ячейке, находящейся в центре сканирующей диафрагмы. Алгоритм сглаживания иллюстрируется на рис. 3.13. В результате получается сглаженная матрица локальных потемнений несколько меньшего размера, содержащая значения потемнений, вычисленные по пересекающимся ячейкам размером $300\text{мкм} \times 300\text{мкм}$.

3). *Позиционирование диафрагмы и вычисление потемнения.* Как было отмечено выше, при определении потемнения в эксперименте, диафрагма фотометра позиционируется таким образом, чтобы получить максимальное значение потемнения. Для искусственных событий это моделируется следующим образом. На сглаженной матрице локальных потемнений определяются

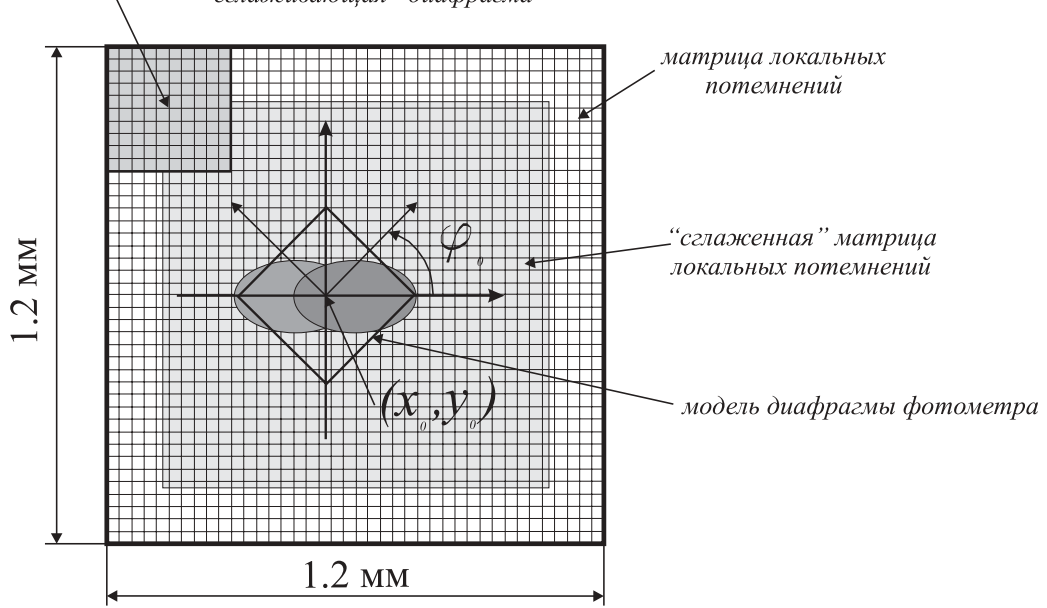


Рис. 3.13: Схема моделирования процесса вычисления потемнения в рентгеновской пленке.

координаты центра тяжести пятна и угол его ориентации (см. рис. 3.13):

$$x_0 = \frac{\sum_{i=1}^N x_i D_i}{\sum_{i=1}^N x_i}, y_0 = \frac{\sum_{i=1}^N y_i D_i}{\sum_{i=1}^N y_i},$$

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\sigma_x \sigma_y}{\sigma_x^2 - \sigma_y^2} \right),$$

здесь

$$\sigma_x = \sqrt{d_x}, \sigma_y = \sqrt{d_y},$$

$$d_x = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - x_0)^2 D_i}{\sum_{i=1}^N x_i}, d_y = \frac{\sum_{i=1}^N (y_i - y_0)^2 D_i}{\sum_{i=1}^N y_i},$$

x_i, y_i – координаты центра, D_i – значение потемнения для i -ой ячейки матрицы, N – число ячеек матрицы.

Эти значения используются в качестве начального приближения для положения и ориентации модели диафрагмы фотометра. Далее методом спуска по координатам определяется такое положение и ориентация модели диафрагмы, чтобы потемнение, вычисленное в ее пределах, было максимально. На рис. 3.14 приводится пример матрицы локальных потемнений и результат позиционирования модели диафрагмы на ней.

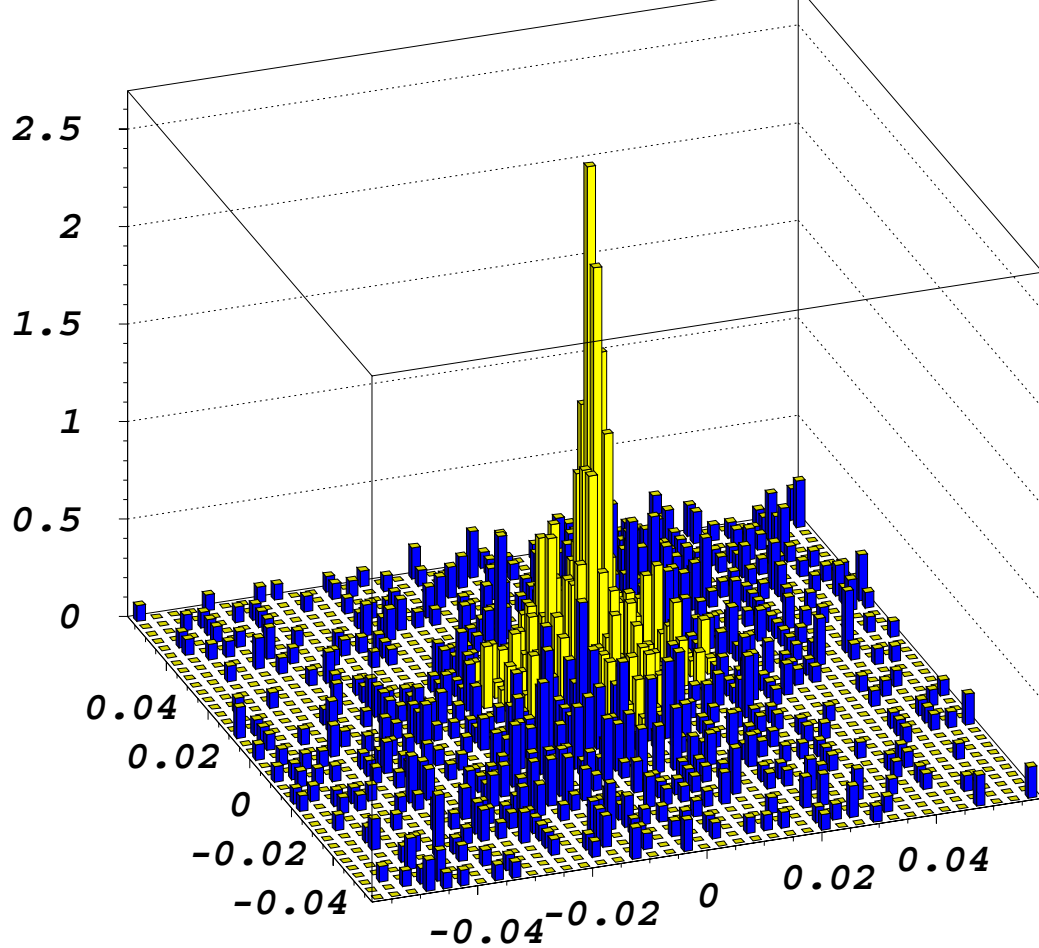


Рис. 3.14: Пример матрицы локальных потемнений и результат позиционирования диафрагмы на ней. Светлым выделены ячейки матрицы, находящиеся в пределах модели диафрагмы фотометра.

После этого, используя полученные координаты центра и угла ориентации модели диафрагмы фотометра, на матрице локальных потемнений вычисляется окончательное значение потемнения:

$$D = -\lg \frac{\sum_{i=1}^n 10^{-D_i}}{n},$$

здесь n – число ячеек матрицы локальных потемнений, попадающих в пределы модели диафрагмы фотометра; D_i – значения локального потемнения в этих ячейках.

В результате такой обработки получается банк данных, содержащий значения потемнений для всех необходимых слоев рентгеновской пленки, соответствующий имеющемуся банку искусственных событий. В дальнейшем данный банк потемнений может использоваться для вычисления эффективности ре-

гистрации частиц в камере и проверки фотометрического метода определения энергии.

Глава 4

Моделирование эффективности регистрации протонов и ядер в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года.

На камеру падают первичные частицы и продукты их взаимодействия в толще остаточной атмосферы над камерой, которая в случае эксперимента RUNJOB составляет 10 г/см^2 . Энергетические спектры и угловые распределения частиц на этой глубине в атмосфере исследовались в работе [56]. Мы используем результаты этой работы для задания правильных характеристик частиц, падающих на камеру, при моделировании. Таким образом, здесь эффективность регистрации будет рассматриваться только как характеристика искажения **падающего на камеру** потока частиц.

В общем случае можно изучать зависимость эффективности регистрации частиц от множества параметров, включающих как параметры первичной частицы, так и различные вторичные характеристики, например, такие, как глубина взаимодействия первичной частицы в камере, часть энергии первичной частицы, переданная в электромагнитную (ΣE_γ) или заряженную (ΣE_{ch}) компоненты ливня. На практике, однако, естественно рассматривать зависимость эффективности от измеряемых в эксперименте параметров. В нашем случае, в качестве таких параметров можно выделить, например, следующий набор (рис. 4.1): ΣE_γ – часть энергии первичной частицы, переданная в электромагнитную компоненту, θ, φ – зенитный и азимутальный углы траектории первичной частицы, (x, y) – координаты трека первичной частицы в горизонтальной плоскости (в данном случае в плоскости нижнего слоя камеры), z_{int} –

глубина взаимодействия первичной частицы в камере. В этом случае можно ввести дифференциальную эффективность регистрации следующим образом:

$$\xi(P)dP = \frac{N_{obs}(P)}{N_{incident}(P)}dP,$$

где через P обозначен выбранный набор параметров – $P = \{\sum E_\gamma, \theta, \varphi, x, y, z_{int}\}$, $dP = d(\sum E_\gamma)d\theta d\varphi dx dy dz_{int}$, N_{obs} – число зарегистрированных в камере событий, $N_{incident}$ – число упавших на камеру событий с заданными значениями параметров.

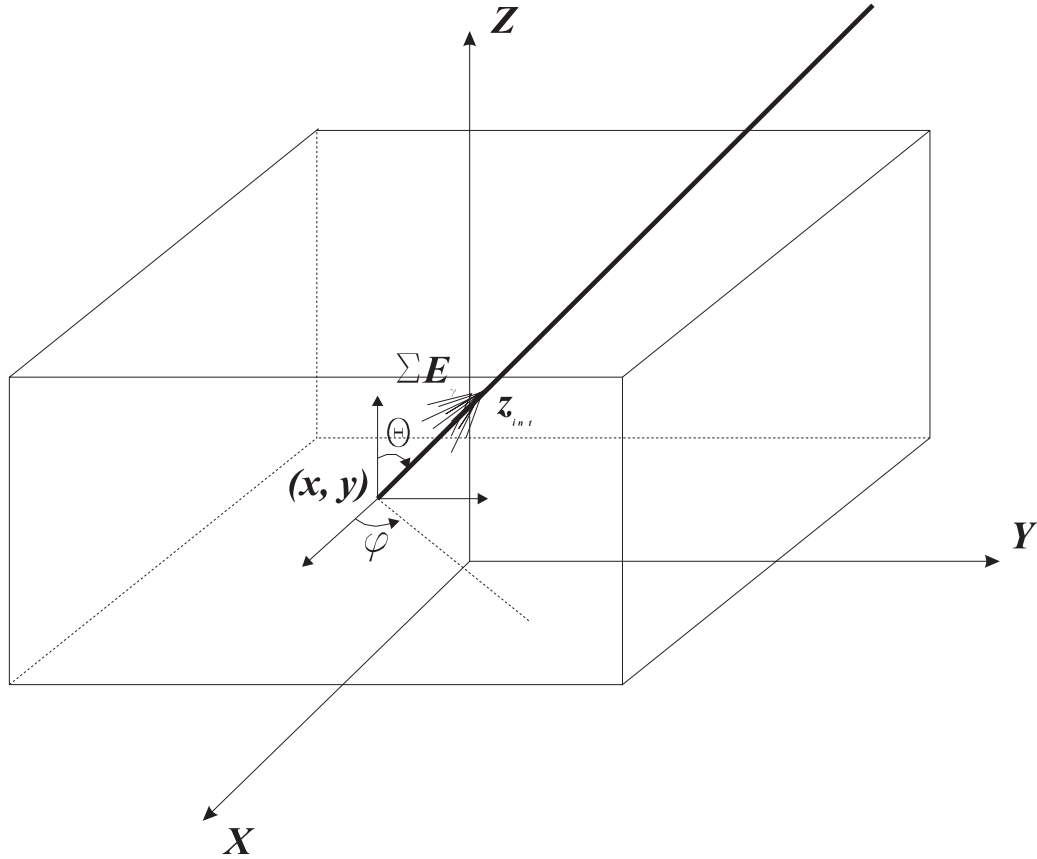


Рис. 4.1: Измеряемые параметры ливня.

Данная величина является характеристикой самой камеры и используемого триггерного условия. Интегрируя ее по тем или иным переменным, можно получать более интегральные (усредненные) величины, вплоть до полной эффективности регистрации:

$$\eta = \int \xi(P)\vartheta(P)dP = \frac{N_{obs}}{N_{incident}},$$

здесь $\vartheta(P)$ – совместная функция плотности вероятности для выбранного набора параметров.

Беличина η , кроме характеристики камеры и триггерного условия, включает в себя все особенности (спектр, угловое и пространственное распределение) падающего потока частиц.

Обычно рассматривают одномерные зависимости, которые и будем дальше называть эффективностью регистрации.

При изучении спектра КЛ, основной интерес представляет зависимость эффективности регистрации от энергии первичной частицы, которая является функцией искажения падающего спектра измерительной установкой и процедурой регистрации событий, и служит для перехода от измеренного спектра к первичному. Данная зависимость получается, если учесть экспериментальную процедуру перехода от измеряемой энергии ΣE_γ к энергии первичной частицы.

$$\epsilon(E_0)dE_0 = \int \xi(E_0, \tilde{P})\vartheta(\tilde{P})d\tilde{P} = \frac{N_{obs}(E_0^{estimated})}{N_{incident}(E_0)}dE_0,$$

здесь $E_0^{estimated}$ – энергия первичной частицы, определенная в результате экспериментальной процедуры обработки.

4.1 Эффективность регистрации протонов и ядер в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года.

Для определения эффективности регистрации протонов и ядер в камере RUNJOB'96 при помощи программы моделирования прохождения частиц через эмульсионную камеру, описанной в предыдущей главе, были получены банки искусственных событий, параметры которых приведены в таблице 4.1.

При этом угловое распределение частиц над камерой в диапазоне углов $0^\circ - 80^\circ$ было взято из работы [56] в виде:

$$f(\Omega)d\Omega \sim e^{-t/\Lambda \cos\theta} \cos\theta d\Omega, \quad d\Omega = d\cos\theta d\varphi,$$

здесь $t = 10\text{г/см}^2$ – толщина остаточной атмосферы над камерой, Λ – пробег взаимодействия в атмосфере для рассматриваемого типа частиц. Точки падения первичных частиц были равномерно распределены по нижнему слою камеры.

Таблица 4.1: Параметры банков искусственных событий.

Тип первичной частицы	Энергия первичной частицы	Число искусственных событий
P	3,5 ТэВ	по 10000
	10,15,30,50,100,300 ТэВ	по 1000
	1 ПэВ	131
He	5 ТэВ	10000
	10,30,50,100 ТэВ	по 1000
	300 ТэВ 500 ТэВ	661 162
Fe	10 ТэВ	2164
	30,50,100 ТэВ	по 1000
	300 ТэВ	460
	500 ТэВ	310
	1 ПэВ 5 ПэВ	185 35

Для ускорения расчетов, а следовательно ускорения набора статистики и уменьшения статистических ошибок, моделировались монолинии по первичной энергии. Сравнение эффективностей, полученных в результате моделирования монолиний и спектра по первичной энергии, проводилось для протонов и показано на рис. 4.2. Для этого дополнительно были насчитаны и обработаны два банка, содержащие по 10000 протонных событий с энергиями, распределенными по степенному спектру с показателем 2,8(дифференциальный) в диапазоне 5 – 100 ТэВ и 50 – 500 ТэВ. Из сравнения следует, что в пределах статистической точности нет разницы в результатах, получаемых на основе моделирования монолиний и спектра по первичной энергии.

Получаемая в результате эффективность регистрации является несколько "идеализированной", поскольку не содержит ошибок и искажений, вносимых экспериментальной процедурой перехода от измеряемой величины ΣE_γ к оценке энергии первичной частицы $E_0^{estimated}$. Т.е. дальше будет приведена величина

$$\epsilon(E_0)\Delta E_0 = \frac{N_{obs}(E_0)}{N_{incident}(E_0)}\Delta E_0.$$

При помощи процедуры обработки банка искусственных событий, описанной в 3.3, были получены соответствующие банки потемнений в трех нижних слоях рентгеновской пленки нижнего калориметра камеры.

Теперь, применяя к банку потемнений экспериментальный критерий отбо-

ра события, заключающийся в том, что событие принимается, если потемнение D не менее чем в двух слоях рентгеновской пленки превышает пороговое значение $D_{cut} = 0.1$, можно получить зависимость эффективности регистрации от энергии первичной частицы.

Кроме того, для того, чтобы провести сравнение с данными работы [29], при отборе событий использовался дополнительный критерий. Отбрасывались события у которых расстояние от точки взаимодействия первичной частицы в камере до выхода из камеры было меньше 4 р.е. для первичных протонов и ядер гелия, и 2 р.е. для ядер железа.

На рис. 4.3 представлены результаты расчета эффективности регистрации протонов, ядер гелия и железа в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года. На рис. 4.4 показана эффективность регистрации мишенных (взаимодействие первичной частицы в первичном или мишенном модуле камеры) и калориметрических (взаимодействие первичной частицы в верхнем или нижнем калориметре камеры) протонных событий.

На рис. 4.5, 4.6, 4.7 сравниваются, соответственно, эффективности регистрации протонов, ядер гелия и железа в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года, полученные на основании наших расчетов – закрашенные треугольники и результаты расчетов японских коллег, методом, описанным в 1.2 – пустые кружки. На рисунках (а) изображена эффективность регистрации всех событий, (б) – калориметрических событий (у которых точка взаимодействия первичной частицы в камере находится ниже мишенного блока).

Можно отметить хорошее согласие в области плато для протонов и ядер гелия: различия для полной эффективности – 7% и 11% соответственно, для эффективности регистрации калориметрических событий – 12% и 7%. Различия в эффективности регистрации ядер железа в области плато составляют 64% и 29% для полной эффективности и эффективности регистрации калориметрических событий соответственно.

Для того, чтобы понять причины существенной разницы (даже в области плато) эффективности регистрации ядер железа, полученной разными методами, было проведено сравнение некоторых характеристик используемых моделей ядерного взаимодействия (QGSJET и FRITIOF), результаты которого приведены в приложении. Из проведенного сравнения следует, что объяснить полученный результат различием моделей ядерного взаимодействия нельзя. Следовательно, разница в эффективности регистрации ядер железа связана

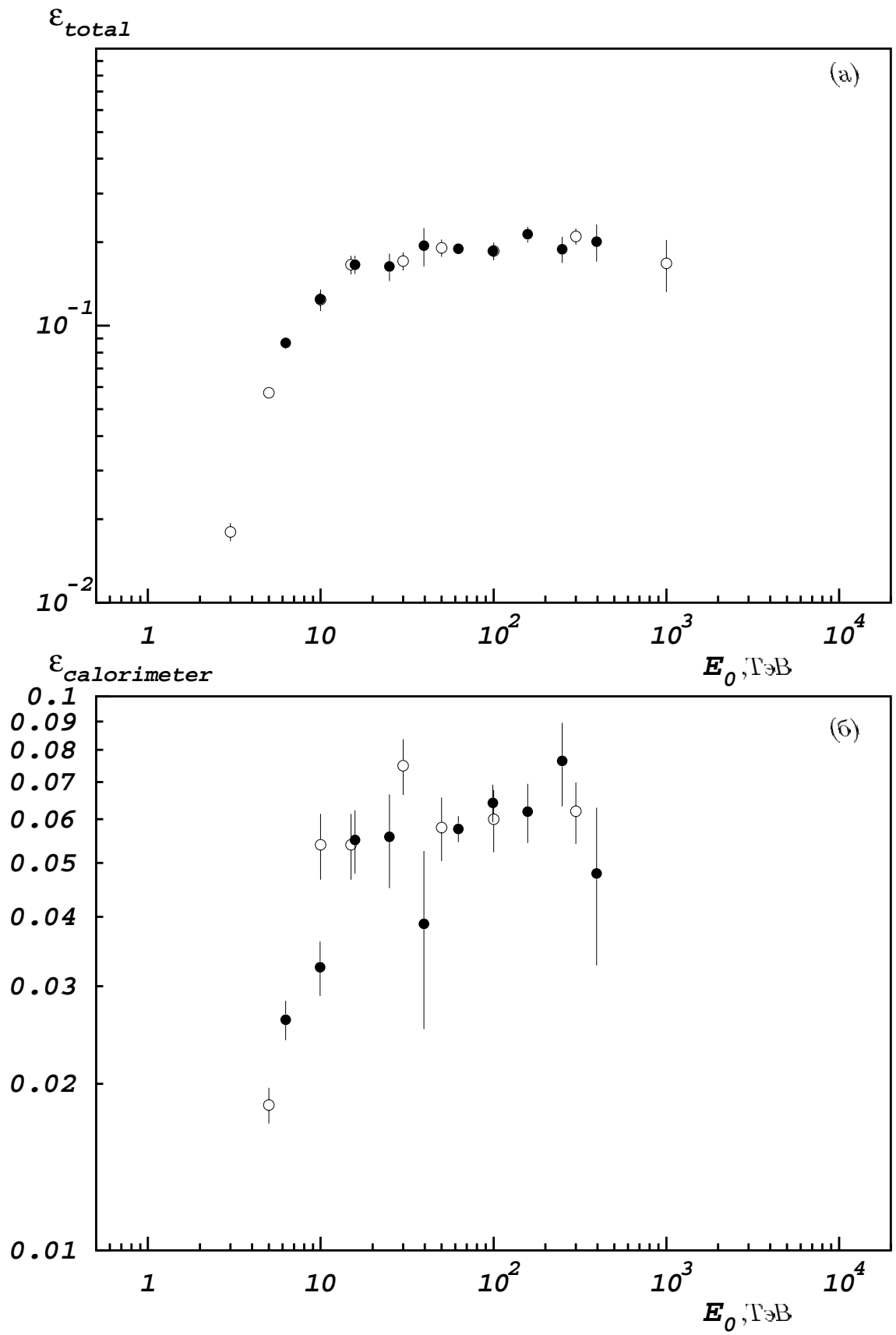


Рис. 4.2: Эффективность регистрации протонов в камере RUNJOB'96, вычисленная в результате моделирования монолиний – пустые кружки и спектра по первичной энергии – закрашенные кружки.

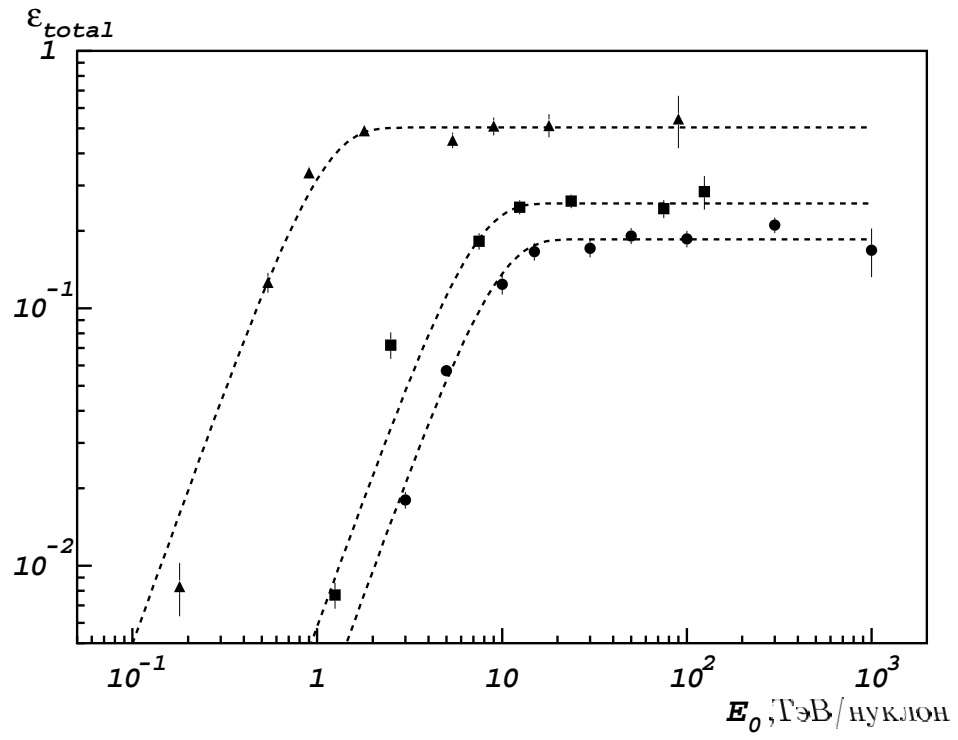


Рис. 4.3: Эффективность регистрации протонов – кружки, ядер гелия – квадраты и железа – треугольники в камере RUNJOB'96.

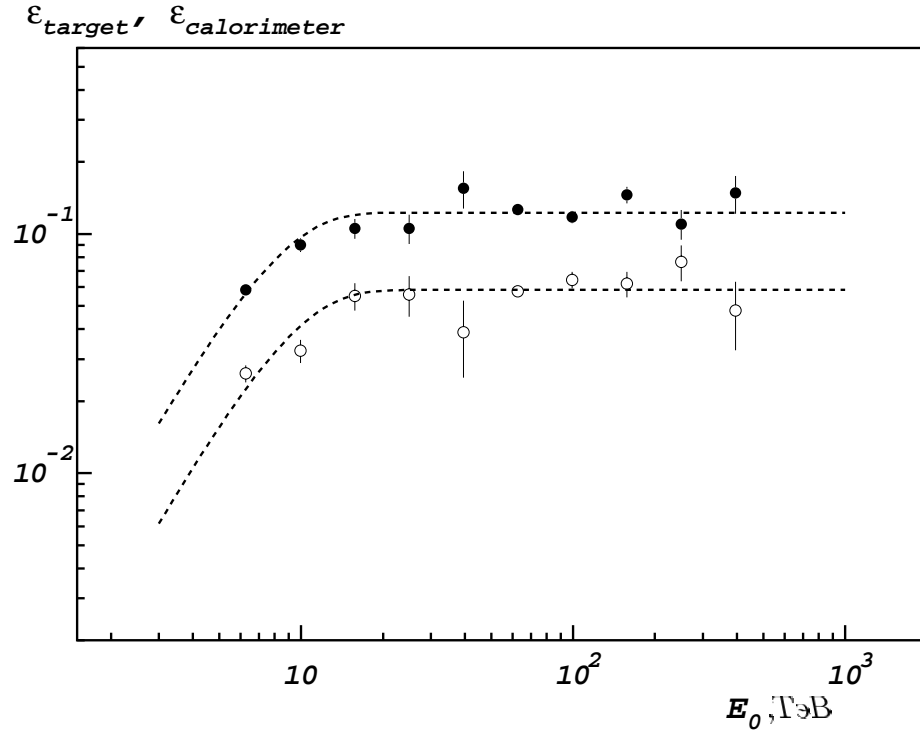


Рис. 4.4: Эффективность регистрации мишеных – закрашенные кружки и калориметрических – пустые кружки протонных событий.

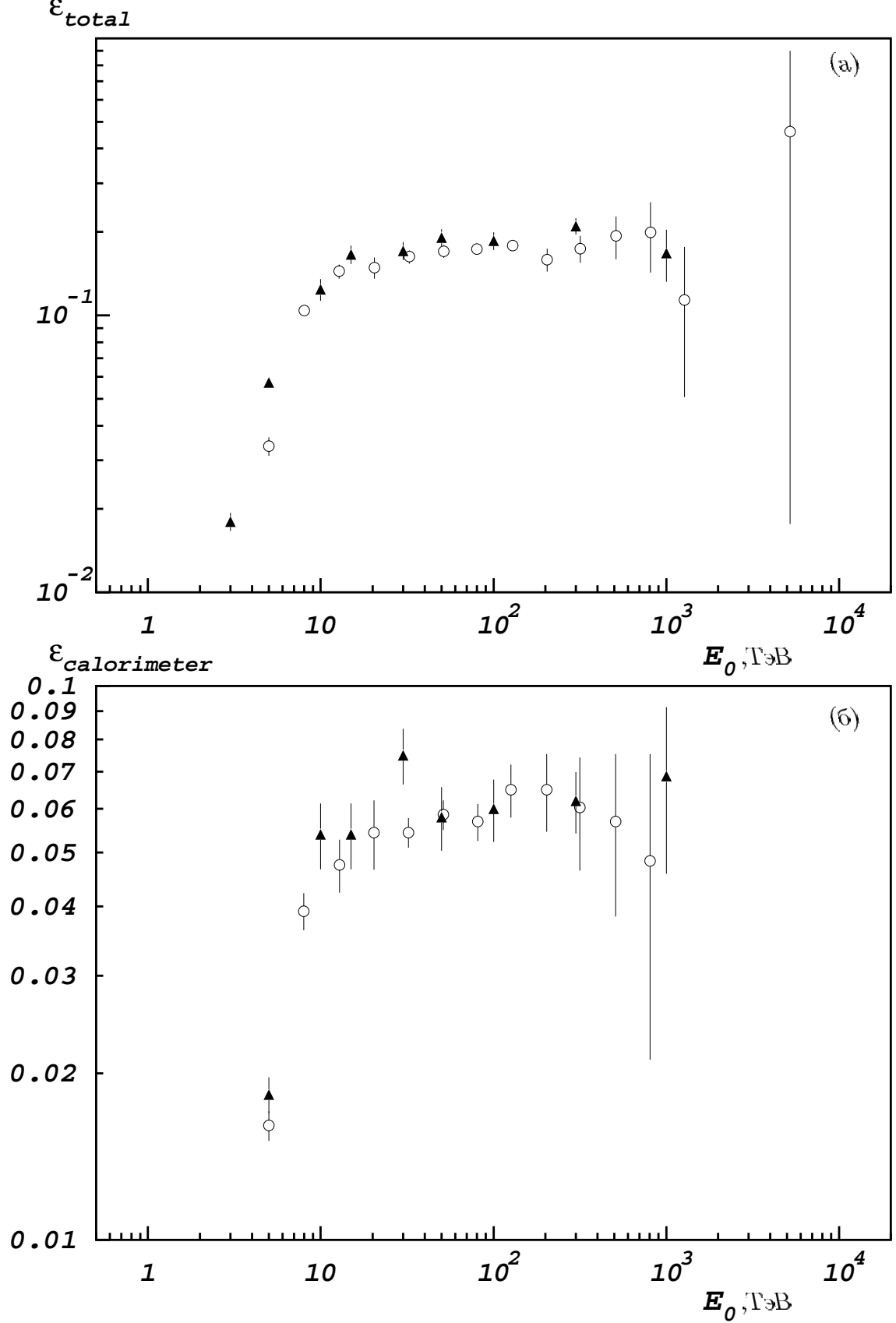


Рис. 4.5: Эффективность регистрации протонов в камере RUNJOB'96, полученные на основании наших расчетов – закрашенные треугольники и данные японских расчетов – пустые кружки. (а) – полная эффективность, (б) – эффективность регистрации калориметрических событий.

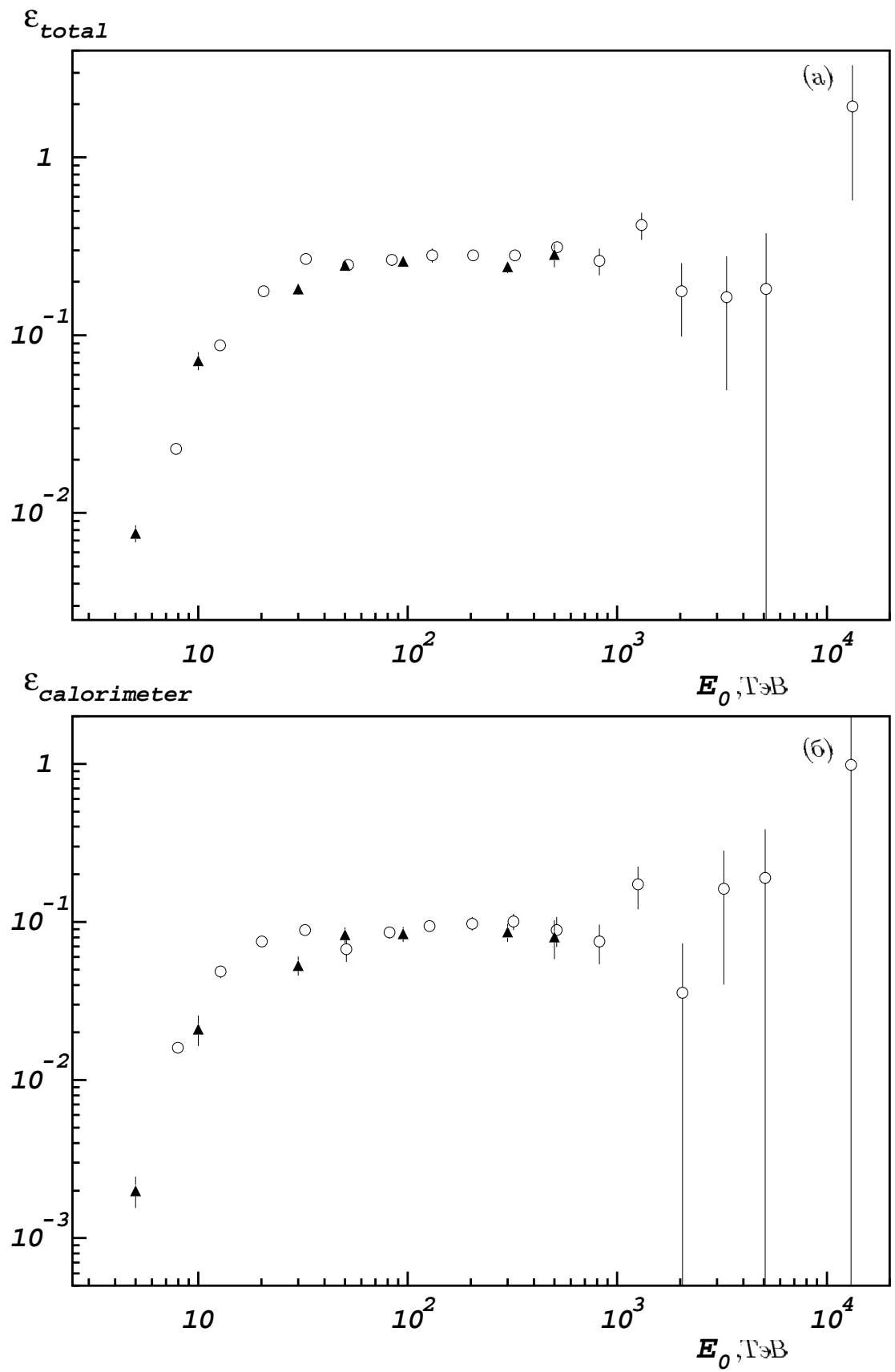


Рис. 4.6: Эффективность регистрации ядер гелия в камере RUNJOB'96. Обозначения такие же, как на предыдущем рисунке.

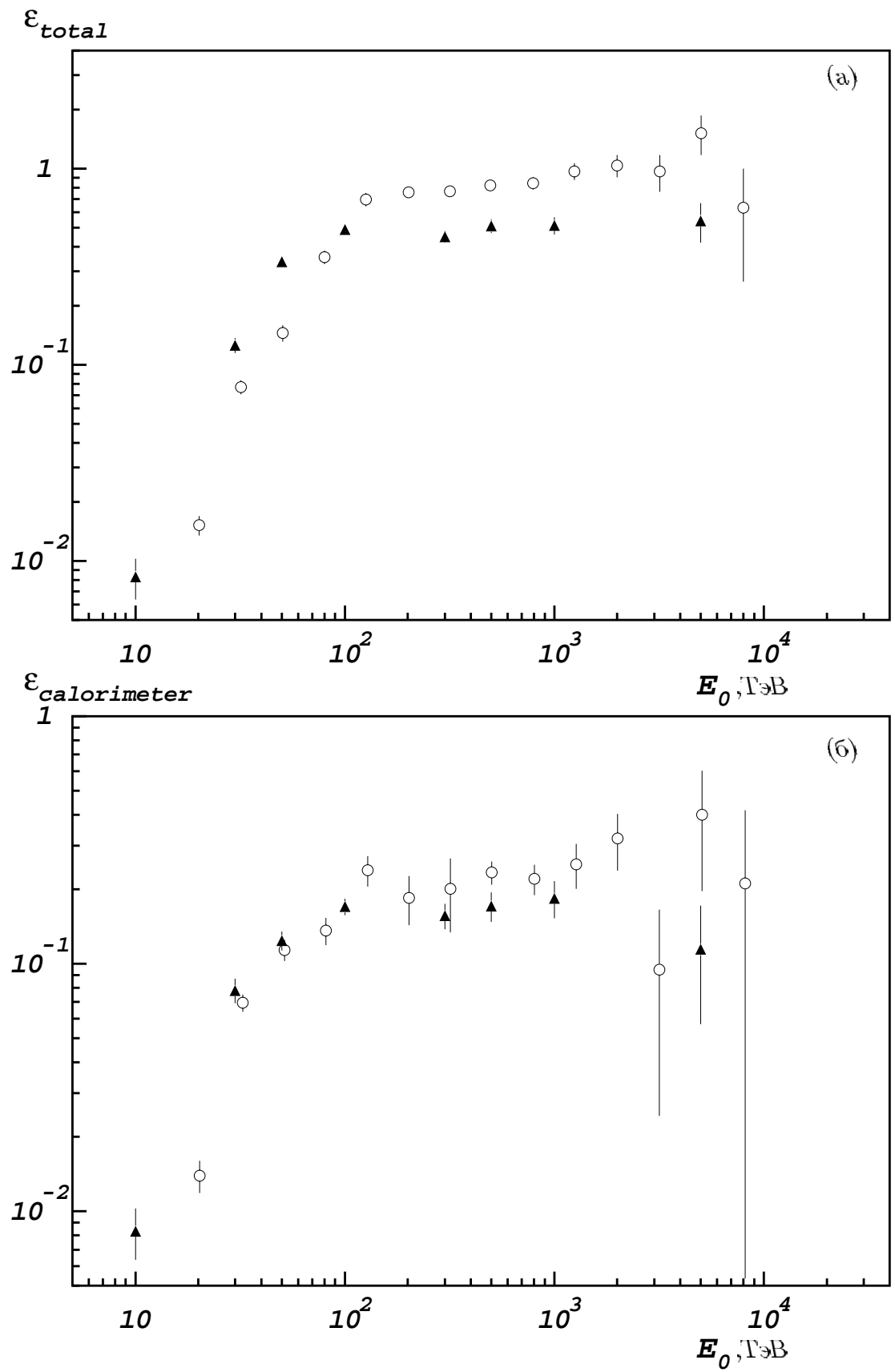


Рис. 4.7: Эффективность регистрации ядер железа в камере RUNJOB'96. Обозначения такие же, как на предыдущем рисунке.

с различиями в методах моделирования каскадов в камере.

Таким образом, можно отметить отсутствие зависимости оценки эффективности регистрации протонов и ядер гелия эмульсионной камерой эксперимента RUNJOB 1996 года от модели ядерного взаимодействия и деталей расчетов электронно-фотонных каскадов, а также существенное влияние различий в методах моделирования ядерных каскадов в камере на оценку эффективности регистрации ядер железа эмульсионной камерой эксперимента RUNJOB 1996 года.

4.2 Влияние энергетического порога отбора экспериментальных событий на эффективность регистрации протонов в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года.

Современные эмульсионные камеры представляют из себя достаточно сложные устройства. Еще более сложной является процедура обработки проэкспонированной камеры и получения физических результатов. Кратко структура камер эксперимента RUNJOB и процедура их обработки была описана в главе 2.

Если не вдаваться в подробности, то после проявки проэкспонированной пленки, осуществляется первичный поиск событий в рентгеновской эмульсии. Поиск начинается с нижних слоев камеры, где каскады наиболее развиты и лучше всего наблюдаемы и продолжается вверх по камере, в идеале, до точки входа первичной частицы в камеру. Первичный поиск и прослеживание событий – наиболее трудно формализуемая и автоматизируемая часть процедуры обработки, которая в основном осуществляется "вручную" и является наиболее трудоемким этапом экспериментальной работы.

Поскольку спектр падающего на камеру излучения степенной, экспериментальный материал содержит большое количество низкоэнергичных событий, находящихся на пределе обнаружения. Обработка этих событий оказывается наиболее трудной, поскольку следы от таких каскадов в эмульсии почти сливаются с фоном, прерываются из слоя в слой. Часто такие события не могут быть обработаны до конца (определен тип и энергия первичной частицы) и в итоге отбрасываются. В тоже время, даже если такие события удастся обработать, использовать их для корректного восстановления первичного спектра оказывается затруднительно. Это связано с тем, что они попадают в пороговую область кривой эффективности регистрации, которая является наиболее зависимой от метода расчета и возможности учесть все нюансы экспериментальной процедуры отбора событий, а следовательно работа в данной области наиболее опасна получением неконтролируемых искажений при восстановлении первичного спектра.

Для того, чтобы избежать этих трудностей, существенно облегчить и ускорить процедуру обработки экспериментального материала, в современных эмульсионных экспериментах предпочитают отказываться от большой

доли низкоэнергичных событий, тем самым поднимая энергетический порог установки и стараясь работать в области плато кривой эффективности регистрации. Для этого, например, вводят дополнительные критерии отбора на начальной стадии поиска и прослеживания экспериментальных событий.

В эксперименте RUNJOB поступают следующим образом. Экспериментальные события отбираются и прослеживаются в рентгеновских пленках нижнего калориметра камеры, фотометрируются, после чего проводится оценка их энергии (точнее ΣE_γ). Далее обрабатываются только те события, оцененная энергия которых превышает некоторое пороговое значение. Для камер эксперимента RUNJOB 1996 года используется пороговое значение в 2 TeV.

Для того, чтобы оценить влияние дополнительного критерия отбора на эффективность регистрации частиц в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года, мы использовали протонные банки искусственных событий, содержащие 20000 событий с энергиями, распределенными по спектру с показателем 2,8 в диапазоне от 5 до 500 ТэВ. Банки обрабатывались стандартным образом, кроме того, с помощью программы определения энергии, используемой в эксперименте, на основе полученных значений потемнений, проводилась первичная оценка энергии, выделенной в данном событии ($\tilde{\Sigma E}_\gamma$). Это значение затем использовалось при наложении дополнительного критерия отбора.

Эффективность регистрации частиц в камере с учетом дополнительного критерия отбора экспериментальных событий может быть получена следующим образом:

$$\epsilon(E_0)\Delta E_0 = \frac{N_{selected}(E_0)}{N_{incident}(E_0)}\Delta E_0, \quad (4.1)$$

здесь $N_{incident}(E_0)$ – число "брошенных" событий с энергией $E_0 < E < E_0 + \Delta E_0$, $N_{selected}$ – число событий с энергией $E_0 < E < E_0 + \Delta E_0$, удовлетворяющих следующему триггерному условию:

а). потемнение D не менее чем в двух слоях рентгеновской пленки нижнего калориметра превышает пороговое значение $D_{cut} = 0,1$;

б). расстояние от точки взаимодействия первичной частицы в камере до выхода из камеры не менее 4 р.е.;

в). первичная оценка энергии $\tilde{\Sigma E}_\gamma$ превышает заданное пороговое значение A .

На рис. 4.8 показаны кривые эффективности регистрации протонов в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года при различных значениях порога A (1 ТэВ, 2 ТэВ и 3 ТэВ). Видно, что как и следовало ожидать, при увеличении A , пороговая область кривой эффективности становится меньше, в то время, как область плато почти не меняется. Таким образом, использование дополнительного критерия на начальной стадии обработки экспериментального материала, позволяет существенно снизить число трудно обрабатываемых событий и значительно облегчить экспериментальную работу.

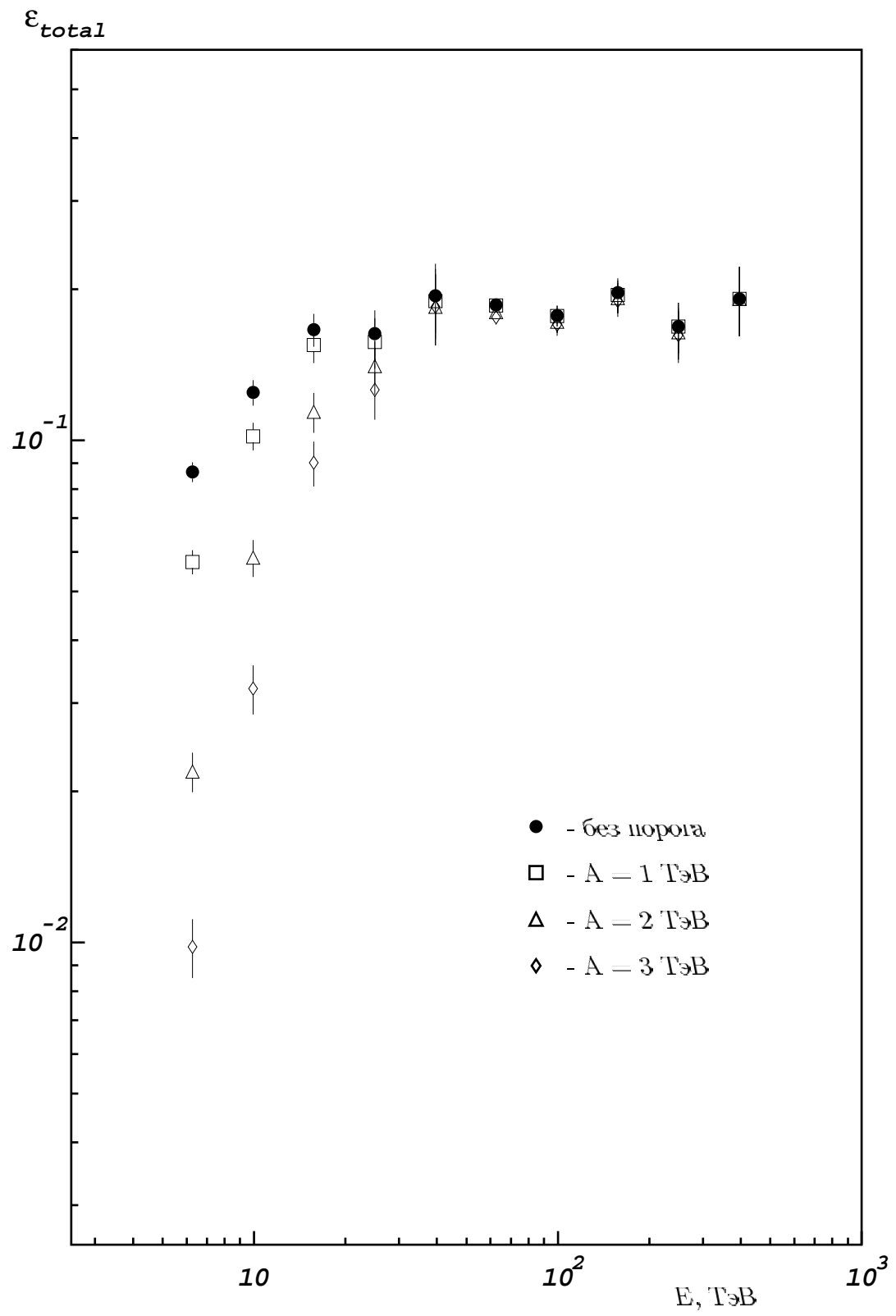


Рис. 4.8: Эффективность регистрации протонов в камере RUNJOB'96 при различных значениях порога A .

Глава 5

Модель функции пространственно-углового распределения черенковского света широких атмосферных ливней с учетом влияния геомагнитного поля.

Первые вспышки черенковского света (ЧС) широких атмосферных ливней (ШАЛ) были зарегистрированы в 1953 году [57]. С тех пор метод регистрации ШАЛ по черенковскому излучению играет важную роль в экспериментальной физике космических лучей.

Использование ЧС для регистрации ШАЛ позволило расширить область применимости методики ШАЛ для регистрации КЛ на область более низких энергий (до сотен ГэВ), недоступную методу, основанному на регистрации заряженной компоненты ШАЛ. Это, в свою очередь, позволило уменьшить энергетический зазор между наземными и прямыми экспериментами по регистрации КЛ. Понижение порога регистрации связано с тем, что каждая заряженная частица ливня излучает в воздухе ~ 400 черенковских фотонов на длине пути в 1 г/см^2 . Поглощение и рассеяние черенковских фотонов в атмосфере невелико, поэтому они доходят до уровня наблюдения даже, если основной каскад затух существенно выше. Регистрация потока черенковского света позволяет оценить энергию первичной частицы [58], а изучение пространственно-временной структуры импульсов черенковского света дает информацию о продольном развитии ШАЛ [59, 60]. По фронту черенковского излучения достаточно точно определяется направление оси ливня [60]. Основным недостатком метода является необходимость "хороших" условий

для регистрации: работа черенковской установки возможна только в ясные безлунные ночи.

В связи с активным развитием экспериментальной методики, появилась необходимость проведения соответствующих математических расчетов для определения характеристик черенковского света ШАЛ и решения обратной задачи определения параметров первичной частицы на основе регистрации черенковского излучения.

Для решения большинства задач интерпретации экспериментальных данных необходимо знание функции пространственно-углового распределения (ФПУР) ЧС, а для временных детекторов – формы импульса ЧС ШАЛ. Разработанные методы каскадной теории при использовании ряда приближений позволяют решить подобную задачу. Для вычисления характеристик черенковского излучения, прежде всего, необходимо знать ФПУР электронов в ливне. ФПУР электронов в электронно-фотонном ливне в различных приближениях вычислялась во многих работах, например [61, 62, 63, 64]. Первым удачным приближением можно считать модель ФПУР¹ электронов, предложенную в работе [61]:

$$f(\vec{\theta}, \vec{r}) = Ce^{-\chi^2}, \quad (5.1)$$

где

$$\chi^2 = a_1 \vec{\theta}^2 + a_2 (\vec{\theta} \vec{r}) + a_3 \vec{r}^2,$$

здесь $\vec{\theta} = (\theta_x, \theta_y)$, $\vec{r} = (x, y)$ – угловые и пространственные координаты в декартовой системе координат; a_1, a_2, a_3 – коэффициенты. Дифференциальные по энергии функции углового (ФУР) и пространственного (ФПР) распределений получаются в этом случае в виде:

$$f(\theta) = \frac{b_1}{\pi} e^{-b_1 \theta^2}, \quad f(r) = \frac{c_1}{\pi} e^{-c_1 r^2},$$

здесь b_1, c_1 – коэффициенты, зависящие от энергии.

Более точная модель ФПУР электронов, использовавшаяся в дальнейшем во многих расчетах, в том числе и черенковского света, предложена в работе [64]. Трансформанта Лапласа интегральной по энергии ФПУР имеет вид:

$$g(\chi^2, s) = Ce^{-\chi}(\chi + 2 - s)/\chi^{(4-s)}. \quad (5.2)$$

¹Здесь и далее, для электронных функций (пространственного, углового и пространственно-углового распределения) приводятся только нормированные структурные части. Сама соответствующая функция представляет из себя произведение структурной части на соответствующий (интегральный или дифференциальный) спектр электронов.

Дифференциальные по энергии ФПУР и ФПР в этом случае получаются в виде:

$$f(\theta) = \frac{\alpha}{2\pi} e^{-\alpha\theta}, \quad f(r) = \frac{c}{2\pi} e^{-cr}. \quad (5.3)$$

Используя ФПУР электронов, можно получить пространственно-угловое распределение черенковских фотонов на уровне наблюдения:

$$Q(R, \vec{\Phi}) = \int d\vec{r} \int_{E_{thr}(\vec{r})}^{E_0} dE \cdot p(E_0, E, \vec{r}) B(E, \vec{r}, \Delta\lambda) C(\vec{r}, \Delta\lambda),$$

$$p(E_0, E, \vec{r}) = \int d\vec{\theta} \delta(|\vec{\theta} - \vec{\theta}_c(\vec{r}, E)|) p(E_0, E, t(\vec{r}), \vec{\rho}(R, \vec{r}, \vec{\theta}), \vec{\xi}(\vec{r}, \vec{\theta})),$$

здесь $\vec{r} = (r, \vartheta, \psi)$ – радиус-вектор сферической системы координат с центром в точке наблюдения; R – расстояние от точки наблюдения до оси ливня; $\vec{\rho}, \vec{\xi}$ – двумерная поперечная и угловая координаты в системе, связанной с ливнем; $p(E_0, E, t, \vec{\rho}, \vec{\xi})$ – дифференциальная по энергии ФПУР электронов на глубине t в атмосфере; $B(E, \vec{r}, \Delta\lambda)$ – число черенковских фотонов в диапазоне длин волн $\Delta\lambda$, излучаемых заряженной частицей энергии E на единице пути в воздухе; $C(\vec{r}, \Delta\lambda)$ – коэффициент, учитывающий поглощение черенковских фотонов в воздухе; θ_c – черенковский угол; $E_{thr}(\vec{r})$ – пороговая энергия, ниже которой электроны не излучают черенковский свет.

Данное выражение может быть проинтегрировано аналитически только при использовании простейших моделей ФПУР электронов, например, модели (5.1) при некоторых дополнительных упрощениях. При использовании более точных моделей ФПУР электронов получение ФПУР ЧС требует довольно сложного численного интегрирования.

Аналитические методы, однако, имеют ограниченную область применения. Например, для ряда задач, кроме средних характеристик, необходимо также знание их флуктуаций. Кроме того, при применении аналитических методов, существуют определенные трудности, связанные с существенным усложнением уравнений каскадной теории при точном учете особенностей электромагнитных и ядерных процессов. В ряде случаев моделирование даже чисто электромагнитных каскадов методом Монте-Карло оказывается предпочтительнее численного интегрирования аналитических уравнений.

В настоящее время существует большое количество экспериментальных данных и расчетов черенковского излучения как электронно-фотонных каскадов, так и ШАЛ. Например, в работе [65] ФПР ЧС аппроксимировалась

выражением:

$$Q(R) \sim e^{-bR}, \quad (5.4)$$

а в работе [66] данные по ФПР ЧС для $R = 150 - 600$ м представлены в виде:

$$Q(R) \sim R^n, \quad n = 1.2 - 0.27 \lg \rho_{600} - 3.55 \cos \theta, \quad (5.5)$$

где ρ_{600} – параметр, близкий к первичной энергии ливня.

Как было сказано выше, при использовании достаточно близкой к реальности ФПУР электронов в ливне, получение характеристик черенковского излучения аналитическими методами требует численного интегрирования достаточно сложных уравнений. Существует также круг задач, требующих учета флуктуаций ливня, для решения которых аналитические методы, дающие средние характеристики, не годятся.

При достаточно низких первичных энергиях альтернативой аналитическим методам является метод Монте-Карло, позволяющий легко учесть все необходимые процессы и флуктуации. При увеличении первичной энергии и для задач, требующих большой статистики искусственных событий, метод МК, однако, не применим, поскольку требует слишком больших вычислительных затрат. В этом случае обычно строят так называемые гибридные схемы, идея которых заключается в том, что основные флуктуации и особенности ШАЛ при высоких энергиях определяются на его начальной стадии развития, а флуктуации развитого каскада, содержащего большое число частиц, малы. В этом случае методом МК моделируется только начальная стадия развития каскада, что позволяет учесть основные флуктуации. Затем, вторичные частицы, рожденные на первой стадии, заменяются соответствующим средним сигналом, вычисляемым аналитическими методами.

Может, однако, возникнуть задача, для решения которой достаточно знания средней ФПУР ЧС, но включающей такие особенности ливня, которые трудно учесть аналитически. А при прямом применении метода МК, требующая слишком больших вычислительных затрат. Пример такой задачи рассмотрен в данной главе. Кратко, задача состоит в том, чтобы провести моделирование скорости счета ШАЛ черенковским телескопом и учесть при этом влияние геомагнитного поля на процесс развития ливней. Для решения этой задачи достаточно знания **средней** ФПУР ЧС ШАЛ, но учитывающей эффект влияния геомагнитного поля. Модели ФПУР ЧС, как впрочем и модели ФПУР электронов, учитывающей влияние геомагнитного поля, насколь-

ко мне известно, в настоящее время не существует. Получение такой модели аналитическими методами представляет собой достаточно трудную задачу, а соответствующие расчеты, если такая функция будет построена, скорее всего будут достаточно сложны.

Учет влияния геомагнитного поля наиболее прост при МК моделировании, поскольку сводится просто к соответствующему отклонению трека заряженной частицы на каждом шаге прослеживания. Для решения стоящей перед нами задачи требуется моделирование протонных ливней с энергией $\sim 10^{14} - 10^{15}$ эВ. Современные возможности вычислительной техники позволяют получить ограниченную статистику искусственных событий при таких энергиях первичной частицы методом МК. Для достаточно точного определения скорости счета ШАЛ, однако, требуется большая статистика искусственных событий, поэтому метод МК оказывается неприменим для полного решения задачи.

В данной работе предлагается другой подход к решению этой задачи. Смысл его заключается в том, чтобы построить простую, удобную для расчета модель средней ФПур ЧС ШАЛ не из решения аналитических уравнений, а на основе аппроксимации данных численного моделирования. Такая аппроксимация может быть построена на основе **ограниченной** статистики искусственных событий (которая, как отмечено выше, может быть получена методом МК) и использована в дальнейшем для быстрого решения задачи.

5.1 Задача моделирования черенковского света широких атмосферных ливней с учетом влияния геомагнитного поля.

Магнитное поле Земли не вносит существенных искажений в образ широкого атмосферного ливня, видимый большинству действующих установок для регистрации ШАЛ, будь то набор разбросанных на большой площади детекторов заряженных частиц, черенковский гамма-телескоп или детектор ионизационного свечения. По-видимому, это можно считать экспериментальным фактом, полученным в результате многолетнего опыта эксплуатации таких установок. Такого рода нечувствительность установок к эффектам, производимым геомагнитным полем на развитие ШАЛ, имеет, как минимум две причины

1. большие флуктуации индивидуального каскада, маскирующие влияние геомагнитного поля;
2. отсутствие или недостаточность информации о направлении прихода вторичных частиц/света в детектор.

В случае целенаправленного устранения этих (и других возможных) причин нечувствительности есть надежда "увидеть" процесс развития ШАЛ с учетом геомагнитного поля. Простейшим примером подобной постановки задачи является эксперимент, проведенный в горах Тянь-Шаня группой Р.У. Бейсембаева [25].

Наблюдения, проведенные с помощью черенковского телескопа, показали существенную разницу скоростей счета ШАЛ в направлениях на север и юг. Здесь и в дальнейшем под северным и южным направлением подразумевается направление на соответствующий магнитный полюс. Телескоп расположен на высоте 3340 м над уровнем моря и представляет собой параболическое зеркало 155 см в диаметре (площадь светосбора $1,9\text{ м}^2$), в фокусе которого находится один временной фотоумножитель типа ФЭУ-63. Угол раствора конуса поля зрения составляет 6.6° . Энергетический порог установки оценивается экспериментаторами как 100 ТэВ.

Наблюдения проводились под углом 30° к зениту поочередно в северном и южном направлении в течение 10 минутных интервалов времени. Ось телескопа, ориентированного в северном направлении, оказывается параллельной направлению локального геомагнитного поля. При этом в основном детектируются ливни, которые подверглись минимальному влиянию магнитного поля. При южной ориентации телескопа преимущественно детектируются ливни, направление прихода которых составляет угол 60° с направлением локального геомагнитного поля. Скорость счета с северного направления оказалась примерно вдвое меньше, чем с южного.

Тестовые наблюдения, проведенные с экранированным ФЭУ, показали, что эффект не может быть объяснен непосредственным влиянием магнитного поля на детектор. Поиск дополнительных световых источников также не дал положительных результатов.

Различие скоростей счета ШАЛ под разными углами к геомагнитному полю может быть связано с влиянием магнитного поля на процесс развития ливня. Для оценки величины этого эффекта было решено провести моде-

лирование черенковского излучения ШАЛ с учетом влияния геомагнитного поля для конкретных условий рассматриваемого эксперимента.

5.2 Моделирование.

Оценка скорости счета при помощи прямого моделирования методом Монте-Карло процесса регистрации ШАЛ установкой требует достаточно большой статистики, что, при рассматриваемых энергиях (> 100 ТэВ), приводит к огромным вычислительным затратам. Как было сказано выше, можно поступить по-другому. На основе ограниченной статистики искусственных событий построить модель средней ФПУР ЧС, с помощью которой получить оценку скорости счета ШАЛ.

Моделирование осуществлялось при помощи программы CORSIKA с использованием генератора ядерного взаимодействия QGSJET. Учитывалось поглощение черенковского света в атмосфере (40% на $1000\frac{\text{г}}{\text{см}^2}$) и влияние геомагнитного поля напряженностью 0.54 Гс.

Моделировались ливни, приходящие с северного (0°) и южного (180°) направлений (см. рис. 5.1).

Для ускорения расчетов, каждый ливень регистрировался массивом из 81 детектора. Детекторы были равномерно распределены в пределах круга радиуса R с центром в точке падения оси ливня (см. рис. 5.2). Величина R менялась с энергией ливня. Все детекторы были идентичны, ось каждого детектора была параллельна оси ливня. Половинный угол раствора конуса детектора составлял 60° . Поле зрения каждого детектора было разбито на 297 ячеек: 12 ячеек по углу θ , деленных на 1 (в центре) - 80 (на периферии поля зрения) ячеек по углу ϕ . Разбиение было выбрано таким образом, чтобы телесный угол каждой ячейки был примерно равен телесному углу реального телескопа. Площадь светосбора каждого детектора равнялась площади светосбора реального телескопа.

Кроме того, для каждого детектора сохранялась информация о временах прихода черенковских фотонов (временной интервал черенковской вспышки был разбит на 28 ячеек по 5 нсек.).

Конечно, получаемая на основе такого расчета модель не является, строго говоря, моделью реальной ФПУР ЧС. Получаемую функцию можно скорее назвать *функцией светового вклада в детектор*, поскольку она определяет

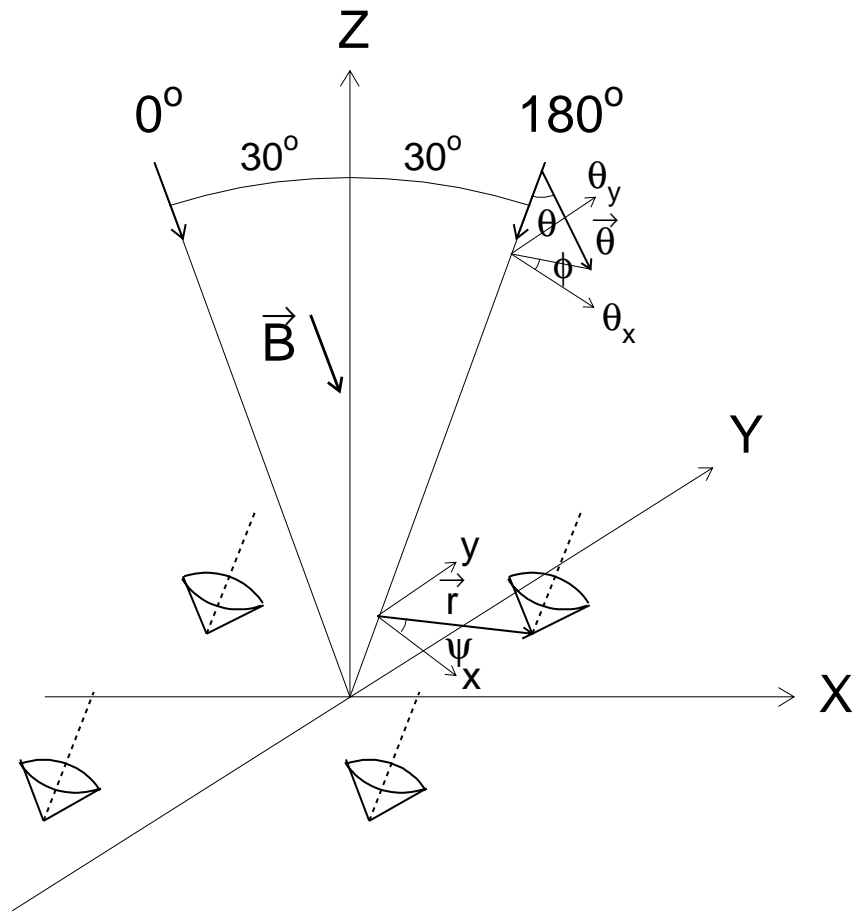


Рис. 5.1: Система координат, используемая при моделировании.

среднее число черенковских фотонов, регистрируемых телескопом, ориентированным под углом $\vec{\theta}$ к оси ливня и находящимся на расстоянии \vec{r} от оси ливня (см. рис. 5.1). Подобный выбор схемы моделирования позволяет существенно уменьшить требуемую статистику и, следовательно, вычислительные затраты, и, как будет показано ниже, получить при этом оценку требуемого эффекта по максимуму. В дальнейшем мы будем называть получаемую функцию моделью средней ФПУР ЧС, однако следует помнить, что это не совсем соответствует действительности.

Для построения модели средней ФПУР ЧС моделировались ливни, образованные протонами с энергией 100 ТэВ — по 30 ливней с каждого из двух (север, юг) направлений прихода — и 1 ПэВ — 5 пар ливней. Величина R равнялась 300 м для 100 ТэВ-ных и 500 м для 1 ПэВ-ных ливней.

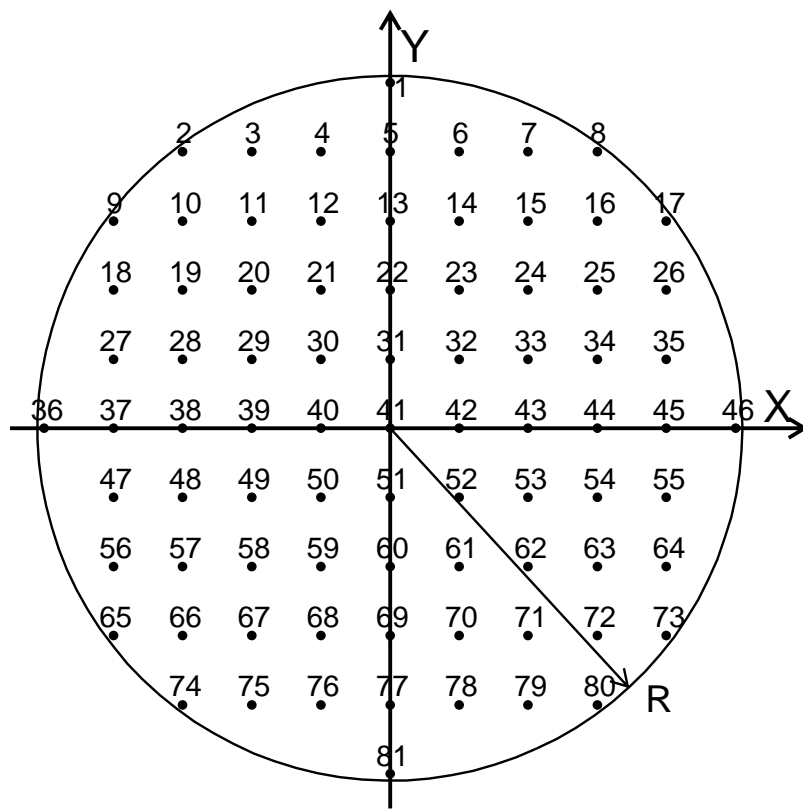


Рис. 5.2: Расположение детекторов на уровне наблюдения.

5.3 Модель средней функции пространственно-углового распределения черенковского света.

На рис. 5.3(а,б) приведены примеры средних ФУР ЧС ливней различных энергий и направлений прихода для разных точек наблюдения. Функции резко падают с увеличением угла между осью ливня и осью детектора. В пределах имеющейся точности не видно разницы между функциями для ливней с северного и южного направлений, то-есть, влияние магнитного поля на угловых распределениях не ощущается.

На рис. 5.4(а-г) приведены примеры средних ФПР для различных первичных энергий и направлений прихода первичных частиц, а на рис. 5.5(а,б) показано отличие отношения средних световых вкладов в различные телескопы от единицы для ливней различных энергий. Видно, что эта величина максимальна для детекторов, максимально удаленных от вертикальной плоскости XOZ , в которой лежит ось ливня. Хорошо видно вызванное влиянием магнитного поля искажение ("размазывание") светового пятна в поперечном

направлений.

До начала данной работы мы уже имели достаточно большой опыт моделирования черенковского света ШАЛ с использованием гибридной методики, когда начальная стадия развития ливня моделируется методом Монте-Карло, затем рожденные на первой стадии частицы заменяются соответствующими средними каскадами, вычисляемыми аналитическими методами каскадной теории. В работе [67] были представлены результаты наших расчетов гибридным методом средней ФПР черенковского света ШАЛ. В работах [68, 69] вычислялись импульсы черенковского света ШАЛ на различных расстояниях от оси ливня – еще более детальная информация (интегрируя импульсы, получаем ФПР и т.п.).

Опираясь на результаты этих расчетов, а также исходя из следующих соображений: а). реально используемые аппроксимации ФПР ЧС – экспоненты или степенные функции (5.4), (5.5); б). разумно предположить, что подобно электронным ФПР и ФУР (5.3), соответствующие функции для ЧС должны быть симметричны относительно перестановки $r \leftrightarrow \theta$; в). аппроксимация должна иметь основные черты ФПУР электронов; мы выбрали аппроксимацию ФПУР черенковского света ШАЛ в виде:

$$f(\theta, \phi, r, \psi | a, b, c_x, c_y, d) =$$

$$= d \cdot \exp \left(- \left(a \cdot \theta + \sqrt{(c_x \cdot r \cdot \cos \psi)^2 + (c_y \cdot r \cdot \sin \psi)^2} \right) \right) \times$$

$$\times |0.8 \cdot \sin(0.5(\phi - \psi)) + 0.2|^{b \cdot (1 - \exp(-3000 \cdot \theta \cdot r))}; \quad (5.6)$$

$$\vec{r} = (r, \psi); \quad \vec{\theta} = (\theta, \phi)$$

В таблице 5.1 приведены значения параметров аппроксимации для различных энергий и направлений прихода ливней.

Таблица 5.1: Параметры аппроксимации (5.6) средней ФПУР ЧС.

E_0	100ТэВ		1ПэВ	
Направление	0°	180°	0°	180°
$a, \text{ рад}^{-1}$	17.58 ± 0.01	16.94 ± 0.01	14.17 ± 0.01	13.37 ± 0.01
$b, \text{ км}^{-1}\text{рад}^{-1}$	6.116 ± 0.006	6.167 ± 0.006	7.077 ± 0.003	7.225 ± 0.003
$c_x, \text{ км}^{-1}$	15.97 ± 0.01	16.64 ± 0.01	20.13 ± 0.01	18.78 ± 0.01
$c_y, \text{ км}^{-1}$	15.39 ± 0.01	14.94 ± 0.01	18.39 ± 0.01	16.31 ± 0.01
$d, \text{ фотонов}$	48220 ± 20	46630 ± 20	1809300 ± 160	1225700 ± 120

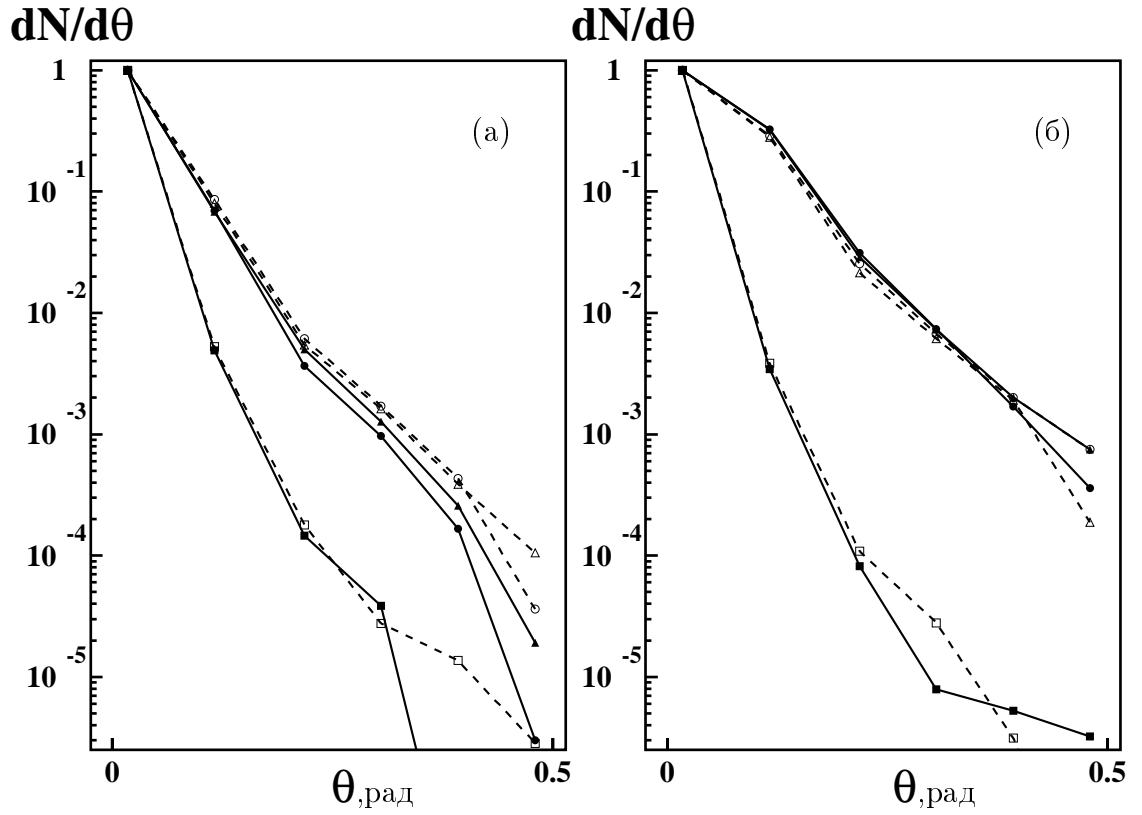


Рис. 5.3: Примеры средних ФУР ЧС 100 ТэВных (а) и 1 ПэВных (б) ливней, приходящих с северного (0°) и южного (180°) направлений для разных точек наблюдения: закрашенные кружки, квадраты и треугольники – соответственно детектор 22, 41 и 60 для 0° ; пустые кружки, квадраты и треугольники – аналогично для 180° (номер детектора указан в соответствии с рис. 5.2).

5.4 Оценка отношения скоростей счета широких атмосферных ливней с севера и юга.

Построенную модель средней ФПУР ЧС можно использовать для оценки требуемого отношения скоростей счета ШАЛ с севера и юга. Это может быть сделано следующим образом:

1. определяем эффективную площадь регистрации ШАЛ для обоих направлений прихода и обеих первичных энергий; это необходимо для того, чтобы ограничить пределы интегрирования по пространственным переменным при вычислении скорости счета ШАЛ;
2. вычисляем скорость счета ШАЛ для каждого случая, интегрируя поток космических лучей по площади регистрации S и конусу

направлений прихода ливней Ω с учетом триггерного условия;
определяем отношение скоростей счета ШАЛ с севера и юга.

5.4.1 Эффективная площадь регистрации широких атмосферных ливней.

Для оценки скорости счета ШАЛ нам достаточно иметь верхнюю оценку эффективной площади регистрации. Так как наибольшей площадью регистрации будет для ливней, параллельных оси детектора, то для получения этой оценки мы должны применить триггерное условие телескопа к функции $f(0, 0, r, \psi)$. Минимальное число фотонов Q_{thr} , регистрируемое телескопом, можно определить следующим образом. Экспериментально измеренный уровень фона ночного неба составляет $\nu = 8 \cdot 10^{11} \frac{\text{фотонов}}{\text{м}^2 \text{стер.сек.}}$. Таким образом, за время черенковской вспышки телескоп регистрирует $n = \nu \cdot \Omega_{det} \cdot S_{det} \cdot T \approx 600$ фоновых фотонов. Здесь $\Omega_{det} = \pi(0.0576 \text{рад})^2 = 0.01 \text{ср}$ - телесный угол телескопа, $S_{det} = 1,9 \text{м}^2$ - площадь светосбора телескопа, $T = 40 \text{нс}$ - время сбора черенковских фотонов. Событие регистрируется, если сигнал от черенковской вспышки превышает уровень флуктуаций фона в 10 раз. Таким образом, $Q_{thr} = 10\sqrt{n} \approx 250$ фотонов. Получаемые для этого порога значения эффективных площадей регистрации приведены в таблице 5.2.

Таблица 5.2: Эффективная площадь регистрации S протонных ливней.

E_0	100ТэВ		1ПэВ	
Направление	0°	180°	0°	180°
S , км ²	0.363	0.385	1.169	1.389

5.4.2 Оценка скорости счета широких атмосферных ливней.

Поскольку нас интересует отношение скоростей счета, то можно положить все интенсивности равными 1. Предполагаем, что направления прихода ШАЛ распределены изотропно, а точки падения ливней на уровень наблюдения распределены равномерно. В этом случае скорость счета ξ ливней данной энергии определяется следующим выражением:

$$\xi = \int_S \int_{\Omega} z(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0, Q_{thr}) d\vec{\theta}_0 d\vec{r}_0 \quad (5.7)$$

Здесь $S = \max(S_0, S_{180})$ из таблицы 5.2 для соответствующей энергии, $\Omega = 2\pi(1 - \cos 60^\circ)$, $\vec{\theta}_0$ – угол между направлением прихода ливня и осью телескопа, \vec{r}_0 – расстояние между телескопом и точкой падения оси ливня на уровень наблюдения, $z(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0, Q_{thr})$ – триггерная функция:

$$z(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0, Q_{thr}) = \begin{cases} 1 & , \quad \text{если } g(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0) \geq Q_{thr} \\ 0 & , \quad \text{в противном случае.} \end{cases} \quad (5.8)$$

Здесь $g(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0) = \int \int F(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0; \vec{r}, \vec{\theta}) d\vec{r} d\vec{\theta}$, $F(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0, \vec{r}, \vec{\theta})$ – ФПУР ЧС ливня, пришедшего в точку \vec{r}_0 под углом $\vec{\theta}_0$ к оси телескопа. Функция $F(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0, \vec{r}, \vec{\theta})$ нам неизвестна, поэтому мы не можем прямо рассчитать $g(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0)$. Очевидно, однако, что $g(\vec{r}_0, 0) = f(0, 0, r_0, \psi_0)$. Кроме того, из каскадной теории следует, что, во-первых, для однородной среды без магнитного поля мы можем поменять местами аргументы $F(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0; \vec{r}, \vec{\theta})$ (\vec{r}_0 и \vec{r} , $\vec{\theta}_0$ и $\vec{\theta}$); во-вторых, F быстро падает с ростом θ . Последнее означает, что основная часть черенковского света излучается в направлении близком к направлению оси ливня, поэтому ливни с большими θ_0 не будут регистрироваться телескопом. Для ливней, приходящих под малыми углами к оси телескопа, мы можем использовать аппроксимацию $f(\theta, \phi, r, \psi)$ вместо $g(\vec{r}_0, \vec{\theta}_0)$, заменив (θ, ϕ) на (θ_0, ϕ_0) и (r, ψ) на (r_0, ψ_0) , при этом оцениваемый эффект только усилится.

В таблице 5.3 приведены результаты вычисления скоростей счета ШАЛ в северном и южном направлениях для протонных ливней с энергиями 100 ТэВ и 1 ПэВ. Ошибки, приведенные в таблице 5.3, определяют погрешность интегрирования.

Таблица 5.3: Оценки скорости счета ШАЛ.

E_0	скорость счета для 0°	скорость счета для 180°	отношение $180^\circ/0^\circ$
100ТэВ	0.0188 ± 0.0001	0.0193 ± 0.0001	1.028 ± 0.003
1ПэВ	0.0505 ± 0.0002	0.0554 ± 0.0001	1.099 ± 0.002

Таким образом, проведенные расчеты показали, что наблюдаемое в эксперименте различие скоростей счета ШАЛ в северном и южном направлениях (в 2 раза) не может быть объяснено только влиянием геомагнитного поля на процесс развития ШАЛ. Требуется дальнейшие исследования для понимания причины явления. Возможно, использование распределения времен прихода черенковских фотонов на уровень наблюдения поможет понять разницу

между результатами расчета и экспериментальными данными. Например, если регистрирующая система телескопа преимущественно отбирает ливни с большими прицельными параметрами (длинными импульсами черенковского света), то это может привести к увеличению искомого эффекта. Кроме того, необходимо уточнение триггерного условия, используемого в 5.4.1, которое, кажется слишком заниженным по сравнению с другими подобными установками.

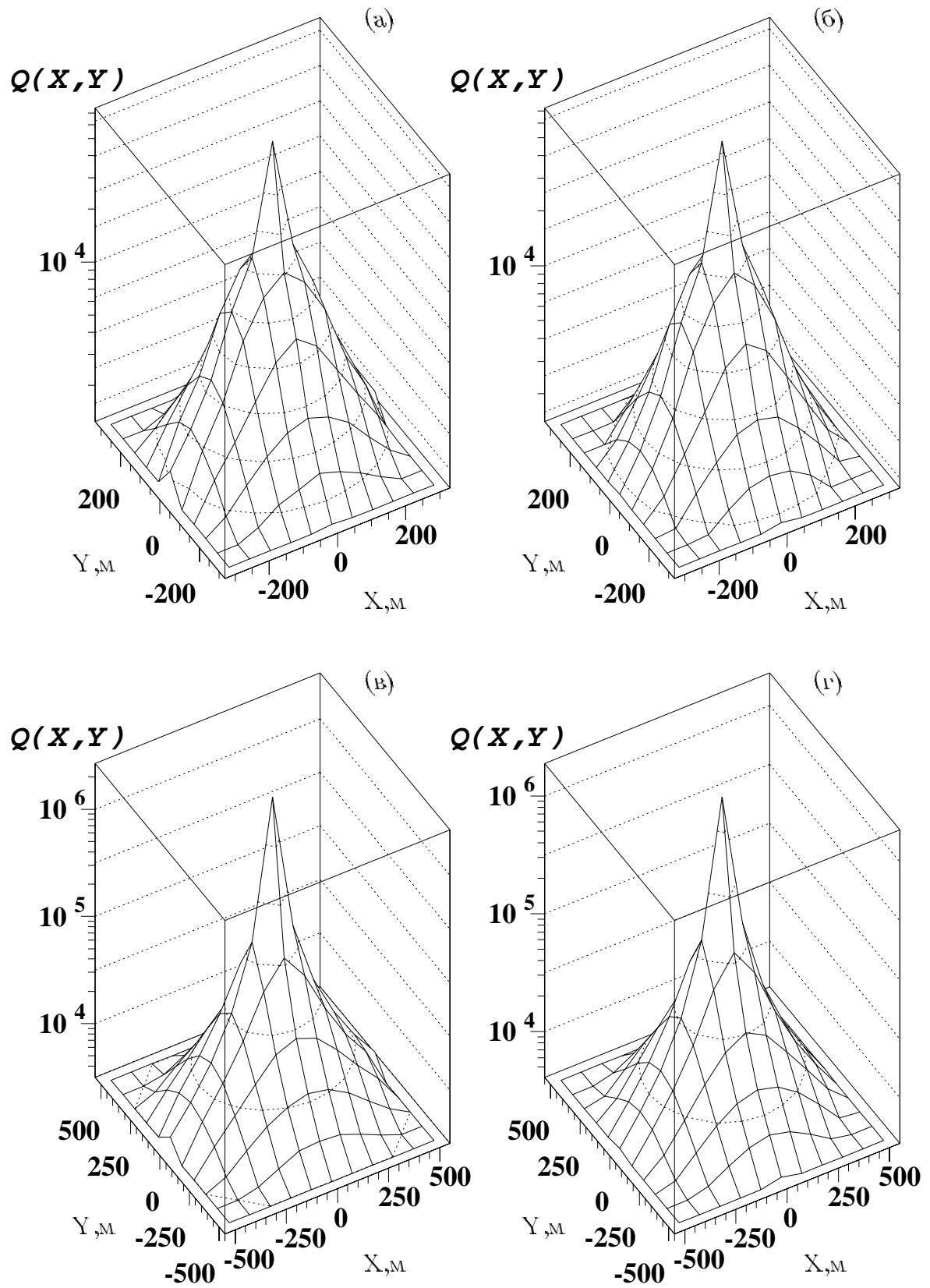


Рис. 5.4: Примеры средних ФПР ЧС 100 ТэВных ливней, приходящих с северного (а) и южного (б) направлений, и 1 ПэВных ливней, приходящих с северного (в) и южного (г) направлений.

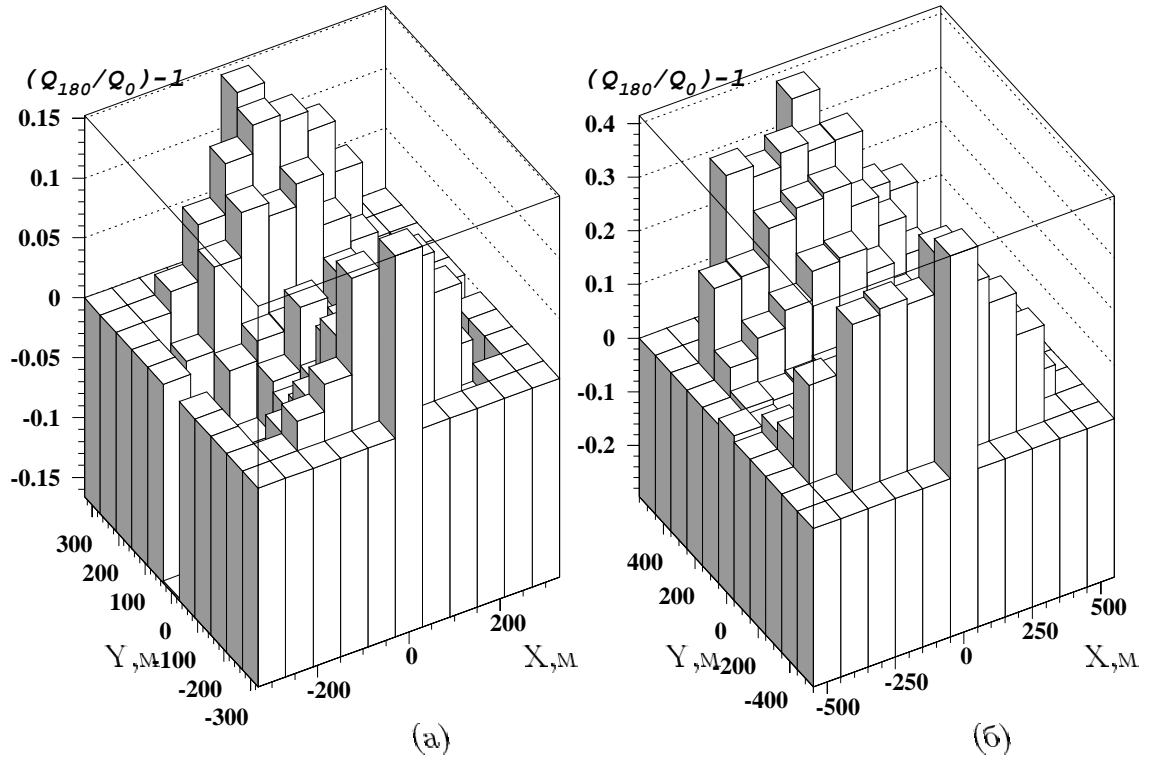


Рис. 5.5: Отличие отношения средних световых вкладов от 100 ТэВных (а) и 1 ПэВных (б) ливней, приходящих с северного и южного направлений, в различные телескопы от единицы.

Заключение.

Основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. Проведен цикл работ по расширению функциональности программного комплекса GEANT 3.21, а именно:

- добавлена возможность генерации адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий при энергиях выше 80 ГэВ на нуклон в процессе моделирования ядерного каскада при помощи генератора ядерного взаимодействия QGSJET;
- реализован учет эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала при моделировании электромагнитных процессов при сверхвысоких энергиях.

Полученный в результате многофункциональный программный комплекс может использоваться для моделирования прохождения различных частиц, включая ядра, через сложную неоднородную среду в широком диапазоне энергий ($10^4 - 10^{17}$ эВ).

2. На базе построенного программного комплекса создан программный инструмент для моделирования эмульсионных камер различных конструкций, включающий в себя модуль полного трехмерного моделирования методом Монте-Карло процесса прохождения различных частиц через эмульсионную камеру, структуры данных, процедуры их обработки и визуализации.

3. Проведен расчет эффективности регистрации протонов, ядер гелия и железа в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года. Сравнение полученных результатов с результатами расчетов, представленными в работе [29], показало, что оценки эффективности регистрации протонов и ядер гелия, полученные двумя разными методами, в области плато кривой эффективности согласуются в пределах 15%. Оценки эффективности регистрации ядер железа различаются более чем на 60%, что не может быть объяснено разницей моделей ядерного взаимодействия (FRITIOF и QGSJET), а обусловлено деталями методов моделирования каскадов в камере.

4. Исследовано влияние энергетического порога отбора экспериментальных событий на эффективность регистрации протонов в эмульсионной камере эксперимента RUNJOB 1996 года. Показано, что использование энергетического порога существенно уменьшает пороговую область кривой эффективности, не влияя на область плато, что позволяет существенно снизить число трудно обрабатываемых событий и значительно облегчить экспериментальную работу.

5. Построена модель функции пространственно-углового распределения черенковского света ШАЛ с энергиями $10^{14} - 10^{15}$ эВ, учитывающая влияние геомагнитного поля на процесс развития ливня.

6. Построенная модель функции пространственно-углового распределения черенковского света ШАЛ использована для оценки скорости счета ШАЛ черенковским телескопом в эксперименте [25]. Показана возможность наблюдения эффекта влияния геомагнитного поля на процесс развития ШАЛ, однако полученное максимальное различие скоростей счета ШАЛ в двух направлениях на 10% не позволяет объяснить экспериментальную разницу скоростей счета только влиянием геомагнитного поля.

Пользуясь случаем, хочу поблагодарить моего научного руководителя Владимира Игоревича Галкина за постоянное участие и помощь в работе, заведующую лабораторией теории электронно-фотонных ливней ОИВМ НИИЯФ МГУ Татьяну Михайловну Роганову за внимание к работе, обсуждения и ценные замечания, а также весь коллектив лаборатории.

Приложение.

Сравнение некоторых характеристик моделей ядерного взаимодействия QGSJET и FRITIOF.

Для выяснения причин различия оценок эффективности регистрации ядер железа эмульсионной камерой эксперимента RUNJOB 1996 года, полученных двумя разными методами, было проведено сравнение некоторых характеристик моделей ядерного взаимодействия FRITIOF и QGSJET. Для этой цели, с помощью соответствующих генераторов взаимодействия, были разыграны по 1000 $p - Pb$ взаимодействий при энергии налетающего протона 10 ТэВ и 1000 $Fe - Pb$ взаимодействий при энергии налетающего ядра железа 100 ТэВ. Сравнивались некоторые характеристики вторичных π^0 как основных источников γ -каскадов, дающих основной вклад в потемнение, регистрируемое в рентгеновских пленках камеры. На рисунке 5.6(а, б) представлены распределения по множественности π^0 в $p - Pb$ и $Fe - Pb$ взаимодействиях для рассматриваемых моделей. На рисунках 5.7(а, б) – инклюзивные спектры π^0 , 5.8(а, б) – распределения по псевдобыстроте π^0 , 5.9(а, б) – распределения по поперечному импульсу π^0 , 5.10(а, б) – распределения по парциальному коэффициенту неупругости π^0 . В таблице 5.4 представлены средние значения множественности и парциального коэффициента неупругости π^0 в $p - Pb$ и $Fe - Pb$ взаимодействиях, полученные для двух моделей.

Таблица 5.4: Средние множественности и парциальные коэффициенты неупругости π^0 , полученные для моделей FRITIOF и QGSJET.

Взаимодействие	p – Pb		Fe – Pb	
Модель	QGSJET	FRITIOF	QGSJET	FRITIOF
$\langle n_{\pi^0} \rangle$	19	26	207	220
$\langle K_{\pi^0} \rangle$	0.18	0.21	0.061	0.076

Проведенное сравнение показывает некоторое различие двух моделей, в

частности, большие множественности, несколько большие энергии π^- в модели FRITIOF и следовательно большие передачи энергии в π^0 для этой модели. Однако, отличия этих характеристик не настолько существенные, чтобы объяснить полученную разницу оценок эффективности регистрации ядер железа. Отсюда можно сделать вывод о том, что различие оценок эффективности обусловлено деталями методов моделирования каскадов в камере.

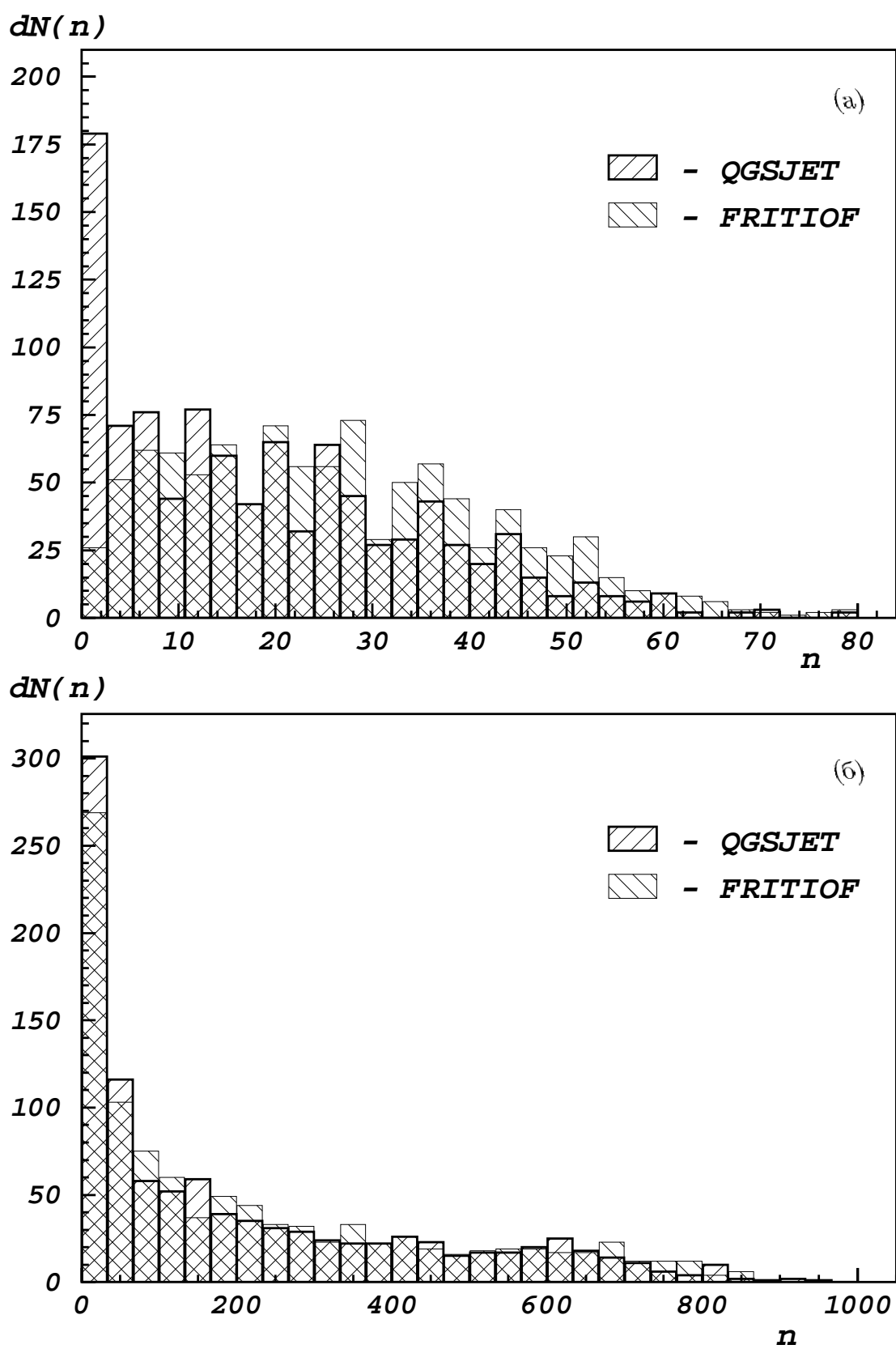


Рис. 5.6: Распределения по множественности π^0 в p-Pb взаимодействиях при $E_0 = 10$ ТэВ (а) и Fe-Pb взаимодействиях при $E_0 = 100$ ТэВ (б) для моделей ядерного взаимодействия FRITIOF и QGSJET.

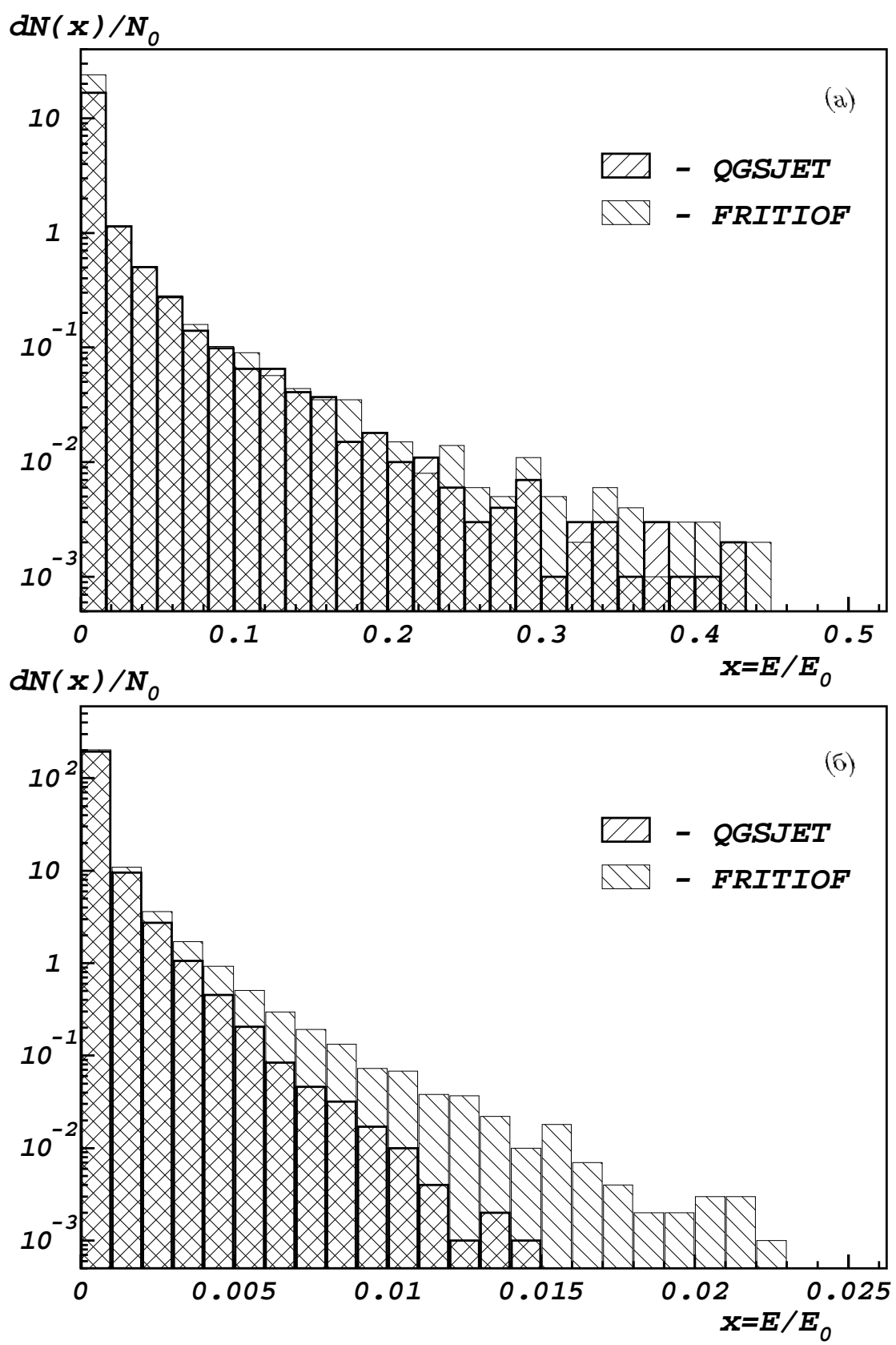


Рис. 5.7: Инклюзивные спектры π^0 в p-Pb взаимодействиях при $E_0 = 10$ ТэВ (а) и Fe-Pb взаимодействиях при $E_0 = 100$ ТэВ (б) для моделей ядерного взаимодействия FRITIOF и QGSJET.

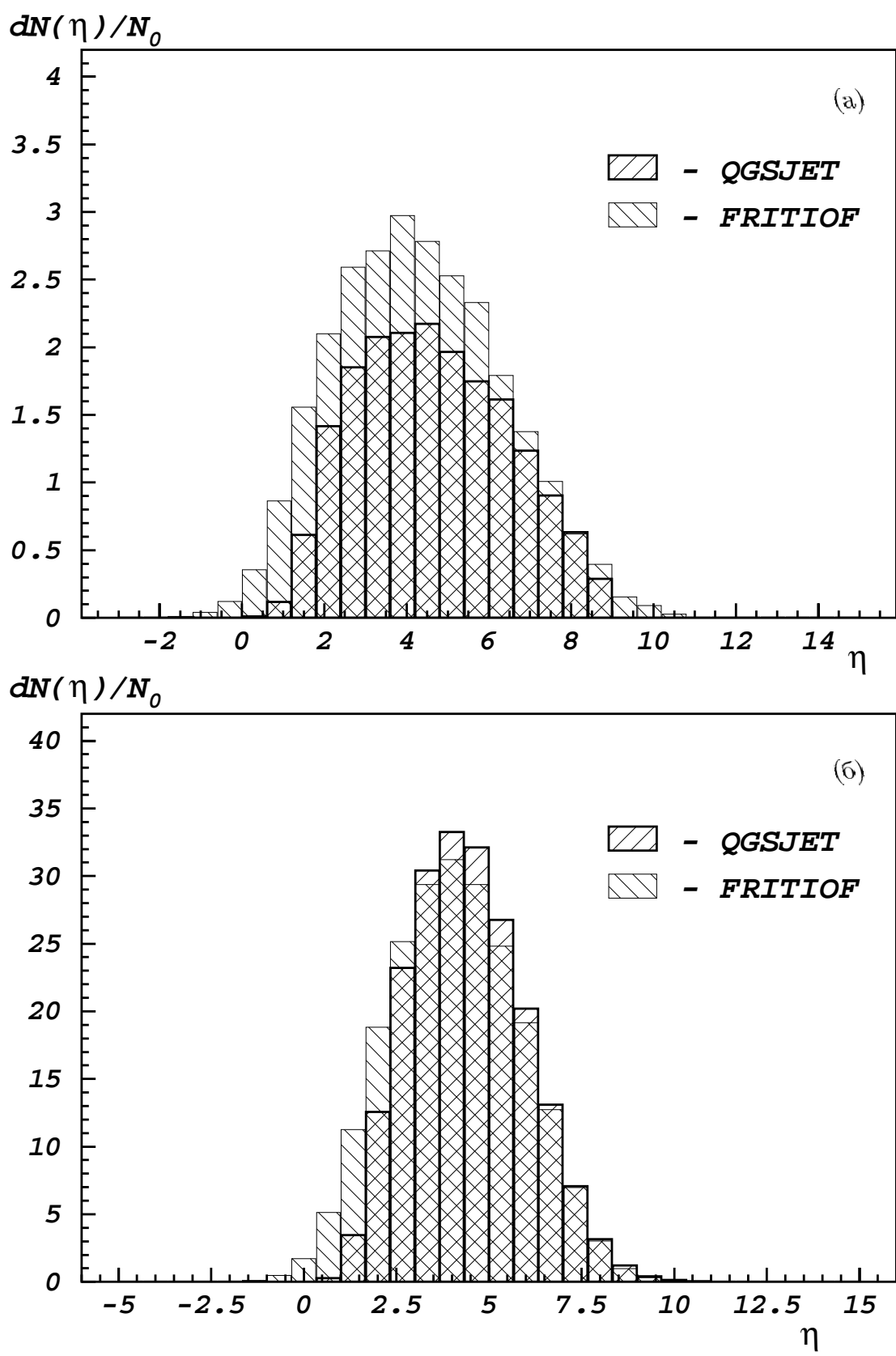


Рис. 5.8: Распределения по псевдобыстроте π^0 в p-Pb взаимодействиях при $E_0 = 10$ ТэВ (а) и Fe-Pb взаимодействиях при $E_0 = 100$ ТэВ (б) для моделей ядерного взаимодействия FRITIOF и QGSJET.

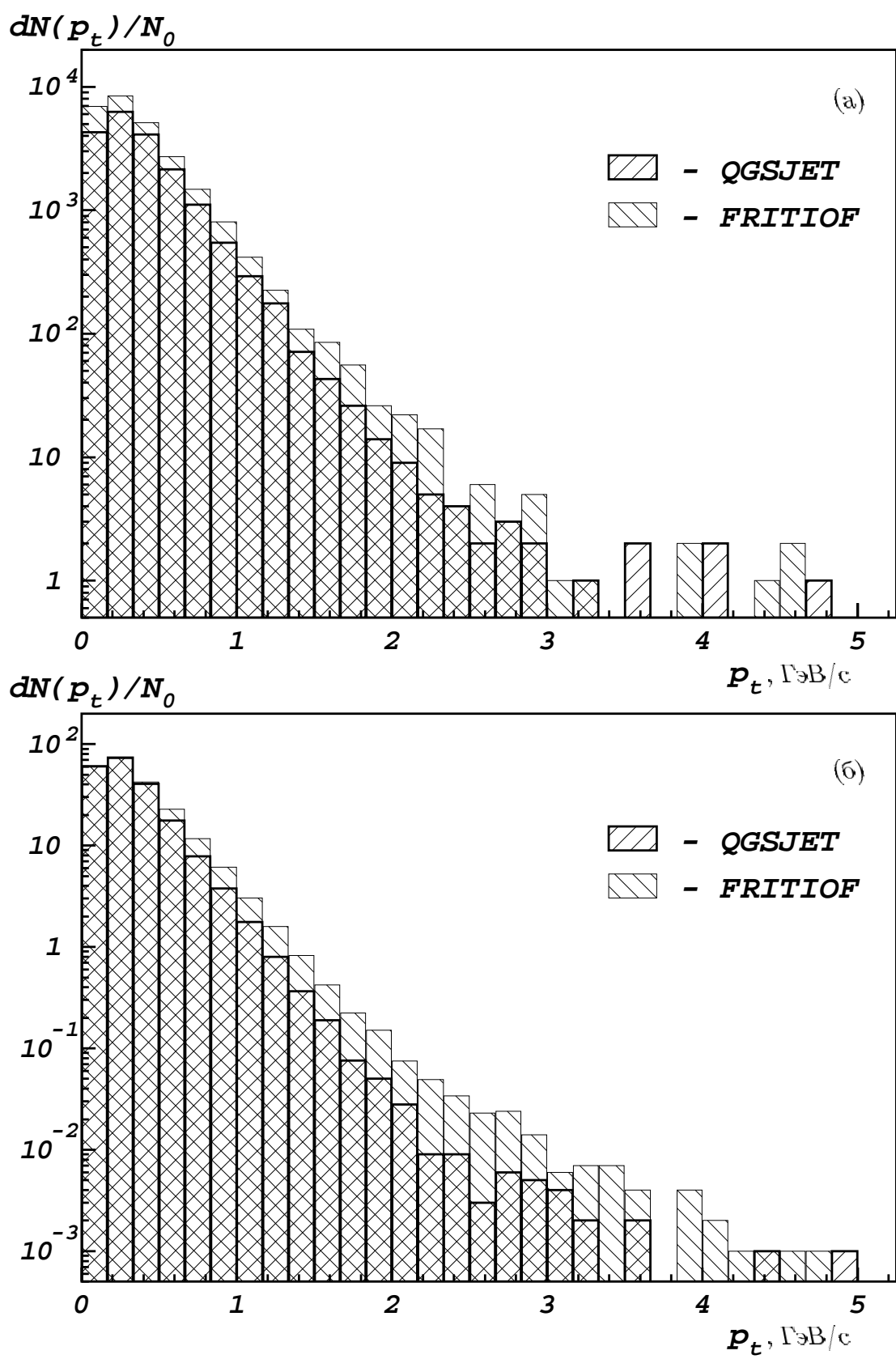


Рис. 5.9: Распределения по поперечному импульсу π^0 в p-Pb взаимодействиях при $E_0 = 10$ ТэВ (а) и Fe-Pb взаимодействиях при $E_0 = 100$ ТэВ (б) для моделей ядерного взаимодействия FRITIOF и QGSJET.

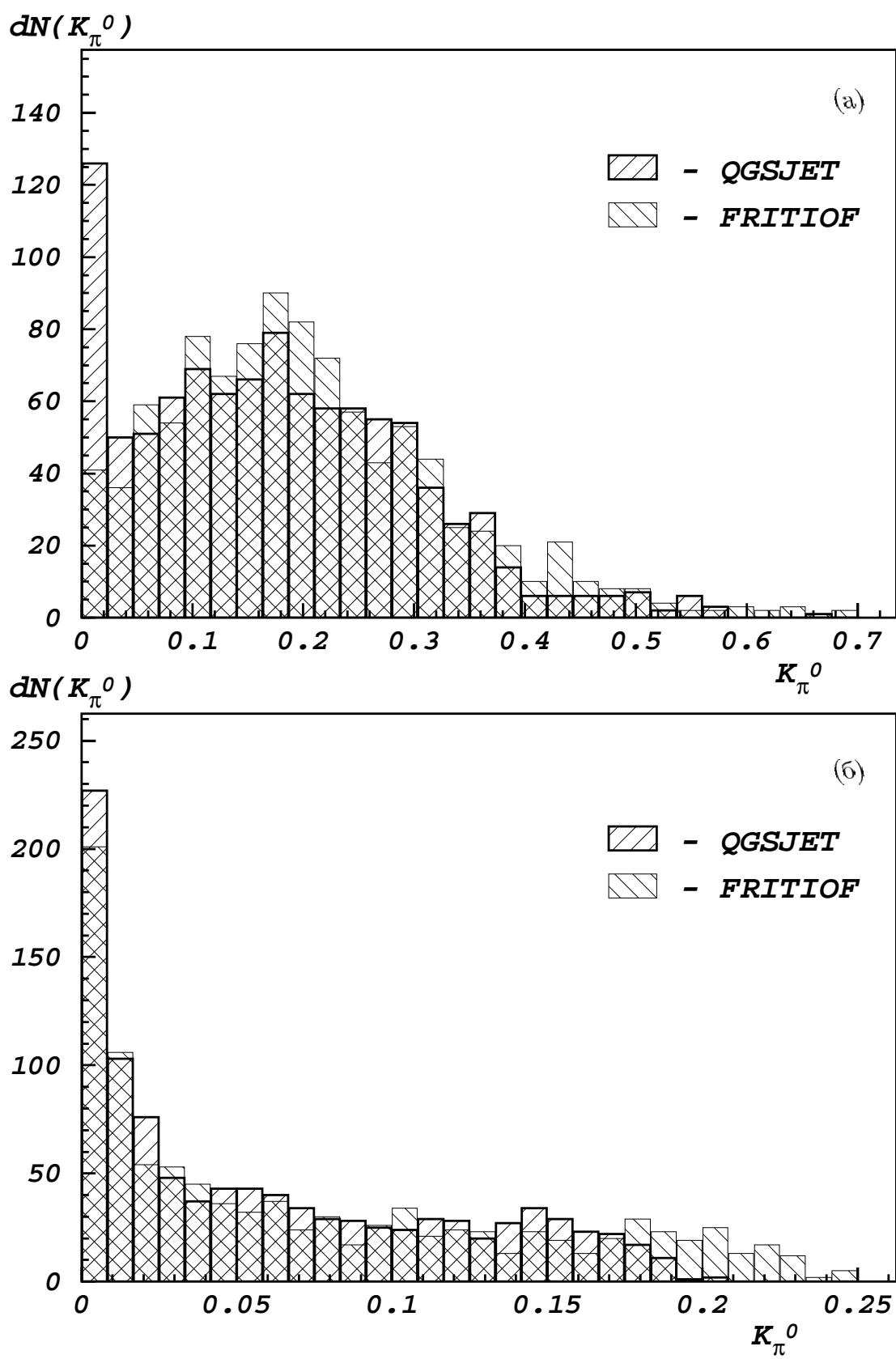


Рис. 5.10: Распределения по парциальному коэффициенту неупругости K_{π^0} в p-Pb взаимодействиях при $E_0 = 10$ ТэВ (а) и Fe-Pb взаимодействиях при $E_0 = 100$ ТэВ (б) для моделей ядерного взаимодействия FRITIOF и QGSJET.

Литература

- [1] Куликов Г.В., Христиансен Г.Б., ЖЭТФ, 35 (1958) с. 635-640.
- [2] Biermann P.L., Astron. Astrophys., 271 (1993) p. 649-661.
- [3] Hillas A.M., Proc. 16th ICRC (Kyoto), 8 (1979) p. 7-12.
- [4] B. Peters, Suppl. Nuovo Cimento, 14 (1959) p. 436.
- [5] Горюнов Н.Н., Деденко Л.Г., Зацепин Г.Т., Изв. АН СССР Сер. Физ., 26 (1962) с. 685-688.
- [6] Гинзбург В.Л. и Сыроватский С.И., "Происхождение космических лучей", Наука, 1963.
- [7] Фомин Ю.А., Христиансен Г.Б., ЖЭТФ, 44 (1963) N2 с. 666-675.
- [8] Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N. et al., Astron. Astrophys., 268 (1993) p.726-735.
- [9] J. Wdowczyk and A.W. Wolfendale, J. Phys. A, 6 (1973) p. 1594.
- [10] R.J. Protheroe and A.P. Szabo, Phys. Rev. Lett., 69 (1992) p. 2885.
- [11] A.R. Bell, Proc. 22nd ICRC (Dublin), 2 (1991) p. 420.
- [12] W.I. Axford, Suppl. Astrophys. J., 90 (1994) p. 937.
- [13] Nikolsky S.I., Proc. 24th ICRC (Rome), 1 (1995) p. 251-254.
- [14] M. Ichimura et al., Phys. Rev., D48 (1993) p. 1949.
- [15] JACEE collaboration, Proc. 25th ICRC (Durban), 4 (1997) p. 1.
- [16] JACEE collaboration, Astrophys. J., 502 (1998) p. 278.
- [17] I.P. Ivanenko et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 2 (1993) p. 17.

- [18] S.P. Swordy et al., *Astrophys. J.*, 403 (1993) p. 658.
- [19] V.I. Zatsepin et al., *Proc. 23rd ICRC (Calgary)*, 2 (1993) p. 13.
- [20] CERN/ASD Group. GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library W5013. CERN, 1994.
- [21] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers, Report SLAC 265, Stanford Linear Accelerator Center, 1985.
- [22] The Geant4 Collaboration, <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html>
- [23] Knapp J. and Heck D., *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Manual*, Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 5196 B (1993).
- [24] H.O. Klages, *Proc. 25th ICRC (Durban)*, 6 (1997) p. 141-144.
- [25] Бейсембаев Р.У. и др., *Изв. РАН, Сер. Физ.*, 63, т.3, с. 554.
- [26] Коновалова Н.С., "Энергетический пороговый эффект в рентген-эмульсионных камерах и его влияние на результаты исследований космических лучей в стратосфере", Дисс. канд. физ.-мат. наук, Москва, 1996.
- [27] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjostrand, *Phys. Rep.*, 97, N 2,3 (1983) p. 31-145.
- [28] В.И. Зацепин, Т.В. Лазарева, Г.П. Сажина, Н.В. Сокольская, *Яд. Физ.*, 57 (1994) N 4, с. 684-689.
- [29] RUNJOB collaboration, *Astroparticle Phys.*, 16 (2001) 13-46.
- [30] T. Fujinaga, M. Ichimura, Y. Niihori and T. Shibata, *Nucl. Instr. and Methods*, A276 (1989) p. 317-339.
- [31] M. Okamoto and T. Shibata, *Nucl. Instr. and Methods*, A257 (1987) p. 155-176.
- [32] Зацепин Г.Т., Ошуев Д.С., Ракобольская И.В. и др., *Изв. РАН, Сер. Физ.*, 61 (1997) N6, с. 1186-1190.
- [33] RUNJOB collaboration, *Proc. 25th ICRC (Durban)*, 5 (1997) p. 9-12.
- [34] RUNJOB collaboration, *Proc. 24th ICRC (Rome)*, 3 (1995) p. 571-574.

- [35] RUNJOB collaboration, Proc. 24th ICRC (Rome), 3 (1995) p. 693-696.
- [36] RUNJOB collaboration, Proc. 26th ICRC (Utah), 3 (1999) p. 163.
- [37] RUNJOB collaboration, Proc. 26th ICRC (Utah), 3 (1999) p. 167.
- [38] RUNJOB collaboration, Proc. 25th ICRC (Durban), 7 (1997) p. 277.
- [39] Sveshnikova L.G. et al., INP MSU-97-44/496, Moscow, 1997.
- [40] RUNJOB collaboration, Proc. 26th ICRC (Utah), 3 (1999) p. 231.
- [41] RUNJOB collaboration, Proc. 25th ICRC (Durban), 5 (1997) p. 301.
- [42] RUNJOB collaboration, Proc. 25th ICRC (Durban), 5 (1997) p. 13.
- [43] M. Ichimura, K. Kirii and T. Shibata, Nucl. Instr. and Methods, A300 (1991) p. 616.
- [44] Калмыков Н.Н., Остапченко С.С., Павлов А.И., Изв. РАН Сер. Физ., 58 (1994) N9 с. 21–24.
- [45] Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I., Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.), 52B (1997) p. 17–28.
- [46] Hagen F.A. et al., Astrphys. J., 212 (1977) p.262.
- [47] Karol P.J., Phys. Rev., C 11 (1975) p. 1203.
- [48] Мигдал А.В., ЖЭТФ, 1957, т. 32, вып. 4, с. 633–647.
- [49] J.C. Bucher and H. Messel, Phys. Rev. 112 (1958) p. 2097.
- [50] D.F. Crawford and H. Messel, Phys. Rev. 128 (1962) p. 2352.
- [51] H. Messel, A.D. Smirnov, A.A. Varfolomeev, D.F. Crawford, J.C. Bucher, Nucl. Phys. 39 (1962) p. 1.
- [52] E. Konishi, A. Misaki, F. Fujimaki, Nuovo Cimento 44A, 1978, p. 509.
- [53] F.W. Ellsworth, R.E. Streitmatter, T. Bowen, Proc. Int. Conf. on Cosmic rays, Kyoto, 1979, vol. 7, p. 55.
- [54] N. Hotta et al., Phys. Rev. D22 (1980) p. 1.
- [55] Y. Kawamura et al., Phys. Rev., 1989, D40, p. 729.

- [56] В.А. Березовская и др. "Моделирование энергетических спектров различных первичных ядер в атмосфере на глубине $10 \frac{\Gamma}{\text{см}^2}$.", Препринт НИИЯФ МГУ – 97-43/494, Москва, 1997.
- [57] Джелли Дж., "Черенковское излучение", Москва (1960) с. 256.
- [58] Чудаков А.Е, Нестерова Н.М., Зацепин В.И., Тукиш Е.И., "Черенковское излучение широких атмосферных ливней космических лучей", В кн.: "Широкие атмосферные ливни и каскадные процессы. Труды Международной конференции по космическим лучам.", М., Изд. АН СССР, 2 (1960) с. 46-55.
- [59] Фомин Ю.А., Христиансен Г.Б., Яд. Физ., 14 (1971) с. 642.
- [60] Orford K.J., Turver K.E., Nature, 264 (1976), p. 727.
- [61] Зацепин В.И., Чудаков А.Е., ЖЭТФ, 42 (1962) с. 1623.
- [62] Nishimura J., Proc. Int. Conf. on Cosmic rays, Jaipur, 1964, vol. 6, p. 224.
- [63] Kamata K., Nishimura J., Suppl. Progr. Teor. Phys., 1958, 6, p. 93.
- [64] Гужавин В.В., Иваненко И.П., Роганова Т.М., Изв. АН СССР, Сер. Физ., 37 (1973) 7, с. 1452.
- [65] I.R. Patterson, A.M. Hillas, G. Phys. G, 8 (1982) p. 367.
- [66] R.T. Hammond et al., Nuovo Cimento, 1C (1978) N4, p. 315-334.
- [67] A.M. Anokhina, V.I. Galkin, K.V. Mandritskaya, T.M. Roganova, S.N. Nazarov, Average Lateral Distribution Function of Cherenkov Light from Extensive Air Showers, Preprint INP MSU – 95-40/404, 29 p., 1995.
- [68] Анохина А.М., Деденко Л.Г, Галкин В.И., Назаров С.Н., Роганова Т.М., Федорова Г.Ф., Яд. Физ., 61 (1998), N 2, с. 269–273.
- [69] Anokhina A.M., Dedenko L.G., Fedorova G.F., Inoue N., Galkin V.I., Misaki A., Nazarov S.N., Roganova T.M., Phys. Rev. D, 60 (1999), 033004.