

Казахский национальный университет имени аль-Фараби

УДК 539.12; 52.08

На правах рукописи

ФЕДОСИМОВА АНАСТАСИЯ ИГОРЕВНА

Флуктуации в распределениях вторичных частиц, образованных во взаимодействиях релятивистских ядер

Специальность 6D060500 – Ядерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
доктора философии (PhD)

Научный консультант:
Кожамкулов Толеген Абдисагиевич
д.ф.-м.н., профессор Казахского
национального университета
им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Зарубежный научный консультант:
Claudio Spitaleri , professor
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
Катания, Италия

Республика Казахстан
Алматы, 2020

СОДЕРЖАНИЕ

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
1 ФЛУКТУАЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В КАСКАДНЫХ ПРОЦЕССАХ	12
1.1 Введение	13
1.2 Метод ионизационного калориметра	14
1.3 Флуктуации множественности вторичных частиц	18
1.4 Принцип универсальности развития каскадного процесса	22
1.5 Зависимость числа частиц в каскаде на разных уровнях наблюдения	24
1.6 Зависимость размера и скорости развития каскада	25
1.7 Процедура анализа	27
1.8 Корреляционные кривые в зависимости от толщины поглотителя	28
1.9 Выбор типа калориметра	36
1.9.1 Гетерогенный калориметр	36
1.9.2 Калориметр с толстым кремниевым слоем	38
1.9.3 Смешанный калориметр	40
1.10 Макет тонкого калориметра	41
1.11 Анализ тестовых каскадов	43
1.12 Краткие выводы	47
2 ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В ПСЕВДОБЫСТРОТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ	50
2.1 Введение	50
2.2 Экспериментальные данные	51
2.3 Оценка степени центральности ядро-ядерных взаимодействий	52
2.4 Исследование параметров фрагментации налетающего ядра	56
2.5 Особенности распределения событий по средней псевдобыстроте	59
2.6 Коррелированные группы вторичных частиц	61
2.6.1 Метод нормированного размаха	64
2.6.2 Процедура анализа	66
2.6.3 Классификация событий по показателю Херста	67
2.7 Фрагментация налетающего ядра в зависимости от первичной энергии	71
2.8 Краткие выводы	78

3 ФЛУКТУАЦИИ В РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В СОБЫТИЯХ ПОЛНОГО РАЗРУШЕНИЯ НАЛЕТАЮЩЕГО ЯДРА	82
3.1 Введение	82
3.2 События полного разрушения ядра снаряда	82
3.3 Анализ событий различной степени асимметричности	83
3.4 Фрагментация налетающего ядра	85
3.5 Зависимость средней множественности вторичных частиц от первичной энергии	89
3.6 Краткие выводы	92
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	94
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	98

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

- КЛ – космические лучи
ИК- ионизационный калориметр
КГП – кварк-глюонная плазма
BNL – Брукхейвенская национальная лаборатория (БНЛ)
LHC – большой адронный коллайдер (LargeHadronCollider)
CERN – Европейский центр ядерных исследований (ЦЕРН)
ГэВ – гига электрон-вольт (соответствует 10^9 эВ)
ШАЛ – широкий атмосферный ливень
МНР – метод нормированного размаха
МС – метод Монте Карло (MonteCarlo)
МСД – микроstriповые детекторы
ГКЛ – галактические космические лучи
RHIC – Relativistic Heavy-Ion Collider
KLEM – Kinematic Light Energy Meter
FAIR – Facility for Antiproton and Ion Research
BES – beam-energy scan
NICA – Nuclotron-based Ion Collider Facility
SPS – Super Proton Synchrotron
RUNJOB – Russian-Nippon Joint Balloon
JACEE – Japanese-american collaborative emulsion experiment
PAMELA – Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei
Astrophysics
AMS – The Alpha Magnetic Spectrometer Experiment
AGS – Alternating Gradient Synchrotron
ОИЯИ – объединенный институт ядерных исследований

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика работы. Диссертационная работа посвящена исследованию флуктуаций в распределениях вторичных частиц, образованных во взаимодействиях релятивистских ядер широкого спектра энергий. Рассмотрены флуктуации, как на уровне элементарного акта, так и в каскадных процессах. Предложена методика, позволяющая существенно подавить влияние огромных флуктуаций множественности вторичных частиц при развитии каскадного процесса на точность определения энергии первичных космических частиц на основе прямых измерений при первичных энергиях выше 10^{12} эВ. Исследованы флуктуации в релятивистских ядро-ядерных соударениях в распределениях вторичных частиц по множественности и псевдобыстроте, корреляции в распределениях ливневых частиц и фрагментов ядра снаряда и ядра мишени. Предложена классификация корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц, связывающая флуктуации ливневых частиц, числа фрагментов налетающего ядра и ядра мишени с флуктуациями начальных параметров взаимодействия. Представлен анализ аномальных флуктуаций в распределениях вторичных частиц, обнаруженных в событиях полного разрушения налетающего ядра.

Актуальность темы диссертационной работы. Точное знание энергетических спектров и элементного состава первичных космических лучей позволяет понять особенности формирования космических лучей в астрофизических источниках, а также детали процессов распространения космических лучей в Галактике. Различные космологические модели предсказывают разные спектры элементов и разный элементный состав космических лучей [1-3]. В связи с этим, разработка методов, позволяющих увеличить точность при измерениях энергии высокоэнергичных космических ядер в широком энергетическом диапазоне, является актуальной задачей.

Для определения параметров первичной космической частицы необходимо решение сложной обратной задачи, так как до уровня наблюдения происходит достаточно большое количество взаимодействий. Наиболее корректный способ решения такой задачи – моделирование каскада. При этом используются характеристики элементарного акта (сечение взаимодействия, неупругость, множественность процесса и др.) из данных, полученных на ускорителях. Сравнение измерений характеристик каскада с результатами Монте Карло моделирования позволяет реконструировать энергию и оценить массу первичной частицы [4-6].

Методы измерения энергии космических частиц можно разделить на три части [7].

Измерение космических лучей с энергиями $E > 10^{14}$ эВ происходит в основном на наземных станциях с помощью анализа широких атмосферных ливней. Эти косвенные измерения основываются на сопоставлении результатов измерений характеристик вторичных частиц и результатов моделирования, и таким образом зависят от знания элементарного акта ядро-ядерного

взаимодействия. Для восстановления энергии и массы первичной космической частицы используются различные подходы, которые интерпретируют сигналы в детекторах с точки зрения различных моделей адронных взаимодействий [8–10].

Космические лучи при $E < 10^{12}$ эВ изучаются прямыми измерениями за пределами атмосферы Земли на высотных аэростатах и космических аппаратах. Энергии космических частиц измеряются достаточно точно для частиц с энергией $E < 10^{11}$ эВ. Современные магнитные спектрометры могут определять первичную энергию с погрешностью менее 10% [11–12]. Однако такие устройства имеют ограничения при энергиях $E \geq 10^{12}$ эВ, и задача определения первичной энергии на основе прямых измерений космических лучей усложняется.

В области $10^{12} - 10^{14}$ эВ существует недостаток методов измерения. Экспериментальные данные различных космических и баллонных экспериментов часто противоречат друг другу вследствие огромных ошибок при измерении первичной энергии [13]. Разработка подходов, позволяющих увеличить точность измерений, является критически важной и актуальной задачей для развития физики космических лучей в данной области энергий. В обзоре [14] рассматриваются методы, применяемые в различных экспериментах для измерения энергии протонов и электронов. На современном этапе развития космических технологий, единственным надежным устройством для определения первичной энергии в области $10^{12} - 10^{14}$ эВ является ионизационный калориметр [15–16].

Принцип работы ионизационного калориметра (ИК) основывается на измерении характеристик каскада вторичных частиц при прохождении плотного вещества калориметра. Чтобы измерить число частиц в каскаде, калориметр прослаивается специальными детекторами. Измеряя число частиц N на каждом уровне наблюдения, строят, так называемую, каскадную кривую – зависимость $\log N$ от толщины пройденного слоя, d , до уровня наблюдения. Если измерен максимум каскадной кривой, то можно определить энергию первичной частицы.

Чем выше первичная энергия, тем больше должна быть толщина калориметра. Это усложняет использование ИК на космических аппаратах.

В связи с этим, для решения проблемы огромного веса может использоваться тонкий калориметр. В нем регистрируется только начало каскада вторичных частиц. Для определения энергии первичной космической частицы E используется ее зависимость от размера каскада (числа частиц в каскаде): $N = \alpha E^\beta$, где α , β – некие коэффициенты, зависящие от глубины уровня наблюдения (глубины проникновения) и массы первичной космической частицы [17].

При этом основная проблема тонкого калориметра – огромные флуктуации размера каскада на восходящей ветви каскадной кривой. Например, на глубине проникновения $d = 40$ г/см², флуктуации настолько велики, что некоторые ливни с энергией 10^{14} эВ имеют N выше, чем ливни с энергией 10^{15} эВ.

Таким образом, уменьшение размера калориметра приводит к существенному уменьшению точности измерений.

Для решения данной проблемы в диссертации предложена инновационная

методика для определения энергии в ультратонком ионизационном калориметре, которая позволяет значительно уменьшить размеры установки, не теряя в точности определения энергии. Суть методики заключается в переходе от анализа каскадных кривых к использованию кривых, которые почти не зависят от флуктуаций в развитии каскадного процесса.

В диссертации предложено использовать зависимость размера каскада (числа частиц в каскаде) от скорости увеличения размера каскада. Энергия первичной космической частицы расходуется на ионизационные потери и рождение вторичных частиц. Причем в начале развития каскада скорость увеличения числа частиц в ливне наиболее высокая. Затем постепенно уменьшается до нуля в максимуме каскадной кривой.

Для определения первичной энергии нужно провести измерения числа вторичных частиц N на двух соседних уровнях Z_1 и Z_2 , разделенных между собой слоем некоего поглотителя. На основе полученных измерений строятся корреляционные кривые – зависимость размера каскада $\log N(Z_1)$ от величины $\log N(Z_1) - \log N(Z_2)$, соответствующей скорости развития каскада.

Использование корреляционных кривых позволяет использовать тонкий калориметр. При этом решается основная проблема тонкого калориметра, связанная с огромными флуктуациями размера каскада на восходящей ветви каскадной кривой.

Необходимо отметить, что результаты измерения первичной энергии высокоэнергичных космических лучей основываются на сопоставлении результатов измерений характеристик вторичных частиц и результатов моделирования, и таким образом зависят от знания элементарного акта ядро-ядерного взаимодействия.

Исследование корреляций и флуктуаций в процессах множественного рождения частиц в элементарном акте взаимодействия является критичным для большинства теоретических моделей множественного рождения частиц. Результаты анализа позволяют более детально оценивать предсказания моделей, используемых для описания ядро-ядерных взаимодействий, а также моделей, используемых как генераторы частиц для моделирования каскадных процессов [18, 19].

Для уменьшения ошибок, возникающих при моделировании необходимо понимание особенностей развития каскадных процессов, необходима детальная информация о флуктуациях множественности, псевдобыстротных распределениях продуктов ядро-ядерного взаимодействия, особенностей распределения вторичных частиц в различных типах ядро-ядерных взаимодействий.

Кроме этого, исследования флуктуаций в процессах множественного рождения частиц в релятивистских ядро-ядерных соударениях актуально для анализа свойств ядерной материи при высоких плотностях и температурах.

Согласно современным представлениям во взаимодействиях ядер при высоких энергиях адронное вещество переходит в состояние кварк-глюонной

плазмы (КГП), в котором кварки и глюоны находятся в квазисвободном состоянии, то есть наблюдается процесс деконфайнмента [20-21].

Рождение вторичных частиц из сгустка возбужденной ядерной материи носит коллективный характер, который должен приводить к существенным флуктуациям в распределениях вторичных частиц [22-24].

Поиск КГП осуществляется в широком энергетическом интервале.

С одной стороны, ведутся исследования при максимально доступных энергиях взаимодействия. Исследования в ЦЕРНе (Европейском Центре Ядерных Взаимодействий) и в Брукхевенской национальной лаборатории (США) обнаружили коллективный характер в распределениях вторичных частиц. Согласно полученным оценкам, сгусток ядерной материи, из которого вылетели вторичные частицы, должен представлять собой жидкость с неким малым коэффициентом вязкости [25-28].

С другой стороны, активно исследуется область энергий вблизи критической точки фазового перехода адронной материи в кварк-глюонную плазму. Согласно теоретическим представлениям, критическая точка должна находиться в интервале энергий от 4 до 11 ГэВ на нуклон. Предполагается, что исследования вблизи точки фазового перехода позволят получить качественно новую информацию о свойствах КГП и о динамике процесса. Кроме того, в данной области предсказывают существование, так называемой, смешанной фазы ядерной материи, которая включает кроме свободных кварков также протоны и нейтроны [29-36].

Для исследования именно этой проблемы направлены несколько крупных международных экспериментов, в том числе FAIR [37] в Дармштате и NICA [38] в Дубне.

Отделение флуктуаций, связанных с геометрией столкновения, от флуктуаций, связанных с проявлением фазового перехода вблизи критической точки (точки фазового перехода), является критическим моментом для получения обоснованных результатов [39]. При этом о начальном состоянии взаимодействия обычно недостаточно экспериментальной информации. В зависимости от степени центральности взаимодействия, распределения вторичных частиц могут существенно различаться в индивидуальных взаимодействиях [40-42]. В связи с этим наиболее актуальным для поиска динамических флуктуаций, связанных с фазовым переходом ядерной материи к кварк-глюонной плазме является event-by-event (пособытийный) анализ столкновений ядер при высоких энергиях [43]. Предполагается, что анализ в деталях характеристик каждого отдельного события позволит непосредственно наблюдать эффекты фазового перехода в событиях, в которых были созданы наиболее благоприятные условия для образования кварк-глюонной плазмы. Быстрое развитие пособытийного исследования в последние годы связано с появлением сложных экспериментов с большими приемными детекторами, способными с высокой точностью измерять характеристики вторичных частиц [44-47].

Принципиальным отличием исследования, представленного в

диссертации, является использование для определения начальных параметров взаимодействия, кроме стандартных способов, дополнительно фрагментационных характеристик ядра мишени и ядра снаряда. В экспериментах на встречных пучках фрагменты ядра снаряда обычно не регистрируются. Однако изучение их характеристик может дать существенную информацию о геометрии начального состояния [48].

Исследование в первую очередь было направлено на аномальные флуктуации в распределениях вторичных частиц: события полного разрушения налетающего ядра, события с аномально высокой множественностью вторичных частиц, события со значительными многочастичными корреляциями ливневых частиц и т.п..

Такие исследования актуальны как для поиска и анализа свойств кварк-глюонной плазмы, так и для улучшения моделей, описывающих процессы взаимодействия релятивистских ядер [49, 50].

Цель диссертации. Изучение флуктуаций в распределениях вторичных частиц, образованных во взаимодействиях релятивистских ядер для разработки новых методов анализа сильно флуктуирующих каскадных процессов.

Научная новизна работы.

1 Предложен способ для определения энергии первичных космических частиц с энергиями выше 1 ТэВ на основе прямых измерений с использованием ультратонкого калориметра.

2 Предложена классификация флуктуаций плотности в псевдобыстротных распределения вторичных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях ядер золота с ядрами фотоэмульсии на основе метода Херста, разделяющая все события на четыре типа взаимодействия: взрывного типа, струйного типа, смешанного типа и испарительного типа.

3 Обнаружено аномально высокое количество событий полного разрушения налетающего ядра с высокой множественностью ливневых частиц и узким средним псевдобыстротным распределением, сдвинутым в сторону более низких значений средней псевдобыстроты $\langle \eta \rangle$.

Научная и практическая ценность работы.

1 Разработан универсальный способ определения энергии первичного космического излучения для широкого интервала энергий выше 10^{12} эВ на основе ультратонкого калориметра.

2 Предложена классификация флуктуаций плотности в псевдобыстротных распределения вторичных частиц во взаимодействиях ядер золота с ядрами фотоэмульсии на основе метода Херста.

3 Обнаружено аномально высокое количество событий полного разрушения налетающего ядра с высокой множественностью ливневых частиц и узким средним псевдобыстротным распределением, сдвинутым в сторону более низких значений средней псевдобыстроты.

Основные положения, выносимые на защиту:

1 Использование зависимости количества вторичных частиц от скорости

развития каскада в ультратонком калориметре существенно снижает влияние флуктуаций в развитии каскада на точность определения энергии первичных частиц с $E > 1$ ТэВ.

2 Полученная на основе данных эксперимента EMU01 коллаборации зависимость показателя Херста от ширины псевдобыстротного интервала в распределениях вторичных частиц в соударениях ядер ^{197}Au с энергией 10.7 АГэВ с ядрами фотоэмульсии разделяет все события на четыре типа взаимодействия в зависимости от начальных условий: взрывное, струйное, смешанное и испарительное.

3 Полное разрушение налетающего ядра серы ^{32}S с энергией 200 АГэВ во взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии в эксперименте EMU01 коллаборации характеризуется сверхвысокой множественностью ливневых частиц и аномально узким средним псевдобыстротным распределением со сдвигом в сторону меньших значений по сравнению с остальными событиями.

Личный вклад автора. В процессе выполнения данных исследований автор выполнила основную часть численных расчетов, внесла существенный вклад в разработку методов анализа, а также принимала активное участие в постановке задачи и представлении результатов на конференциях.

Апробация работы. Результаты, содержащиеся в диссертации, обсуждались на международных конференциях в Казахстане: «Ядерная и радиационная физика», «Фараби элемі», «21st Int. Symposium on Heavy Ion Fusion» и в России «The 3rd international conference on particle physics and astrophysics», «19th International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions», а также обсуждались в Москве на заседании кафедры экспериментальной ядерной физики НИЯУ МИФИ.

Публикации. По материалам диссертации опубликованы 22 научные работы [51-59] (12 статей, 1 патент, 9 тезисов), в том числе 4 в журналах, индексируемых Scopus и Web of Science, и 5 в изданиях, рекомендуемых ККСОН РК.

Связь с научно-исследовательскими государственными и международными программами. Проводимые в рамках диссертационной работы исследования выполнялись по Программе целевого финансирования номер BR05236730 «Исследование фундаментальных проблем физики плазмы и плазмоподобных сред», по проекту Грантового финансирования 4824ГФ4 «Поиск экспериментальных проявлений процессов деконфайнмента во взаимодействиях асимметрических ядер», по проекту Грантового финансирования 1276ГФ2 «Развитие научных основ технологии измерения высоко ионизирующего излучения на основе тонкого калориметра», по проекту Грантового финансирования 1563ГФ «Исследования фрагментационных и множественных процессов во взаимодействиях ядер».

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка использованных источников. Объем диссертации составляет 105 страниц, в том числе 5 таблиц и 59 рисунков.

В первой главе представлен способ для определения энергии первичных

космических частиц с энергиями выше 1 ТэВ на основе прямых измерений с использованием сверхтонкого калориметра. Предложенная в диссертации методика позволяет существенно подавить влияние огромных флуктуаций множественности вторичных частиц при развитии каскадного процесса на точность определения энергии первичных космических частиц на основе прямых измерений при первичных энергиях выше 10^{12} эВ. Применение данной методики позволяет существенно уменьшить ошибку измерений и уменьшить геометрические размеры калориметра.

Во второй главе представлены исследования флуктуаций плотности вторичных частиц в псевдобыстротных распределениях в неупругих столкновениях ядер золота ^{197}Au с ядрами фотоэмульсии при энергии 10.7 АГэВ. Экспериментальные данные получены EMU01 коллаборацией в Брукхевенской национальной лаборатории (США, AGS - Alternating Gradient Synchrotron). Предложенная в диссертации классификация корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц позволяет связать флуктуации множественности ливневых частиц и числа фрагментов налетающего ядра и ядра мишени с флуктуациями начальных параметров взаимодействия (степени центральности взаимодействия и степени асимметрии взаимодействующих ядер).

Во третьей главе представлен анализ флуктуаций в распределениях вторичных частиц, обнаруженных в событиях с полным разрушением налетающего ядра во взаимодействиях ядер серы ^{32}S с ядрами фотоэмульсии при энергии 200 АГэВ на основе экспериментальных данных полученных EMU01 коллаборацией в Европейском Центре Ядерных Исследований (CERN, SPS - Super Proton Synchrotron). Представленный в диссертации анализ позволил найти следующие отличительные особенности этих аномальных событий. События полного разрушения налетающего ядра характеризуются высокой множественностью ливневых частиц и узким средним псевдобыстротным распределением сдвинутым в сторону более низких значений средней псевдобыстроты $\langle\eta\rangle$.

1 ФЛУКТУАЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В КАСКАДНЫХ ПРОЦЕССАХ

1.1 Введение

Космические лучи являются естественным источником высокоэнергичных частиц. При этом, из-за трудностей с измерением характеристик высокоэнергичных космических лучей, результаты исследования зависят от знания элементарного акта ядро-ядерного взаимодействия [60-61].

С другой стороны, исследования множественных процессов на ускорителях позволяют уточнять особенности, обнаруженные в космических лучах. Таким образом, изучение характеристик КЛ объединяет астрофизику и физику высоких энергий [62].

В связи с этим, разработка методов, позволяющих увеличить точность при измерениях характеристик высокоэнергичных космических ядер в широком энергетическом диапазоне, является актуальной задачей.

Исследование космических лучей на современном этапе происходит как на наземных установках ШАЛ, так и на основе баллонных и космических экспериментов. Измерения, проводимые на основе прямых измерений характеристик космических лучей, являются более точными, т.к. имеют возможность измерить заряд падающей частицы.

В связи с проблемами размещения достаточно больших детекторов для прямых измерений КЛ в космосе, подробная информация на основе прямых измерений космических лучей накоплена лишь до энергий $\sim 10^{11}$ эВ. Поведение спектров в области более высоких энергий вызывает споры – не хватает достоверных экспериментальных данных [63].

Интенсивность высокоэнергичных частиц уменьшается с ростом энергии, поэтому для измерения спектров ядер с энергиями $E > 10^{12}$ эВ площадь установки должна быть достаточно большой [64].

Для энергий космических лучей $E > 10^{14}$ эВ достаточно хорошо согласуются между собой косвенные эксперименты, проводимые на наземных установках ШАЛ. Однако в интервале энергий $10^{12} < E < 10^{14}$ эВ, к сожалению, наблюдаются значительные расхождения. При использовании детекторов черенковского излучения, магнитного масс-спектрометра на «прямых» экспериментах возникают пороговые эффекты, в связи с чем данные различных экспериментов дают принципиально различные спектры [62].

Исследования на высоте более 32 км проводились на экспериментах JACEE и RUNJOB и были направлены в основном на измерение протонов и ядер гелия, т.к. более тяжелые ядра, в связи с небольшим размером установки, имеют не достаточную статическую обеспеченность. Размер детектора RUNJOB составляет всего 0,4 м² и представляет собой многослойную эмульсионную камеру. Оба эксперимента показали хорошо согласующиеся спектры для протонов, однако измерения для ядер гелия отличались существенно [65].

В последние годы было проведено достаточно большое количество дорогостоящих космических экспериментов ATIC [66], PAMELA, CREAM [67],

AMS, на которые возлагались большие надежды. Однако для энергий $E > 10^{12}$ эВ результаты весьма противоречивые.

На рисунке 1.1 представлены протонные спектры различных экспериментов.

Из рисунка 1.1 видно, что при энергиях до 10^{11} эВ все представленные спектры практически совпадают. А при энергиях выше 10^{12} эВ наблюдается не только численное, но и концептуальное отличие поведения энергетических спектров космических лучей.

В связи с недостатком методов измерения области энергий $E > 10^{12}$ эВ на сегодняшний день оптимальным вариантом для измерения энергии различных ядер в широком диапазоне энергий является ионизационный калориметр [15].

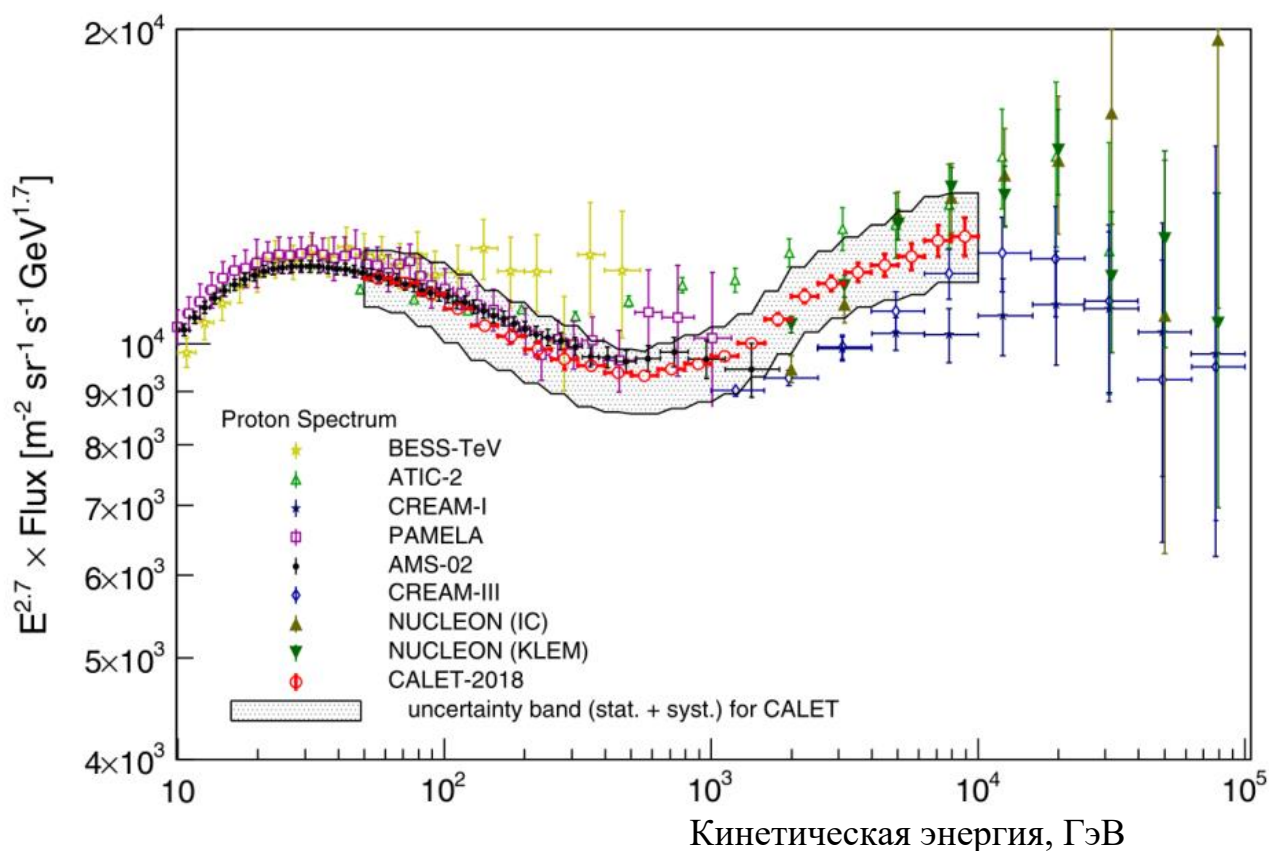


Рисунок 1.1 – Протонные спектры различных экспериментов [13].

Данный детектор зарекомендовал себя на наземных установках, однако для «прямых» измерений требуется достаточно большой размер установки. Дополнительным плюсом ионизационного калориметра является возможность его использования в широком диапазоне энергий, в том числе и для энергий $10^{12} < E < 10^{14}$ эВ.

1.2 Метод ионизационного калориметра

Высокая точность определения энергии первичной частицы с помощью

ионизационного калориметра достигается благодаря полному поглощению энергии первичной частицы. Ее кинетическая энергия при прохождении через плотное вещество калориметра, в результате многочисленных взаимодействий, переходит в каскад вторичных частиц. Благодаря ионизации среды, вызванной каскадом вторичных частиц, происходит измерение энергии в детекторе. Для того чтобы поглотить весь каскад вторичных частиц глубина вещества калориметра должна быть достаточно большой [17].

На рисунке 1.2 представлен ионизационный калориметр, где синими полосами отмечены слои плотного вещества, а в качестве детектора служит искровая камера.

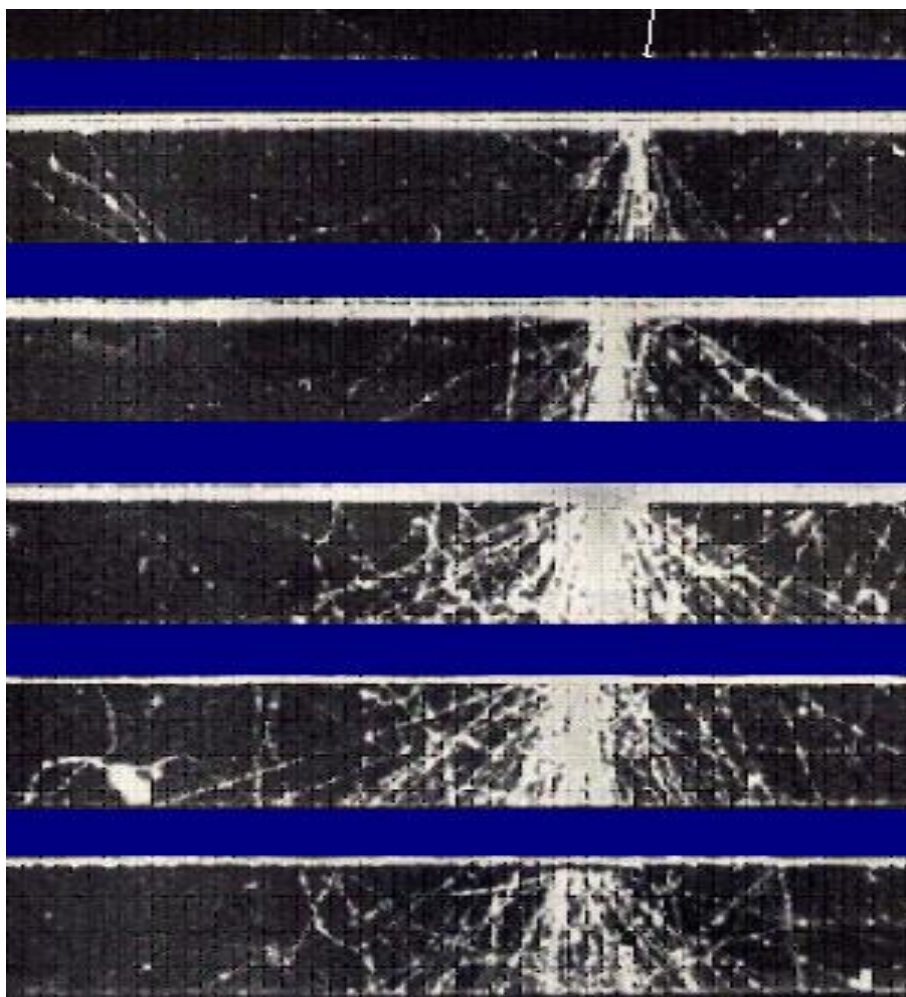


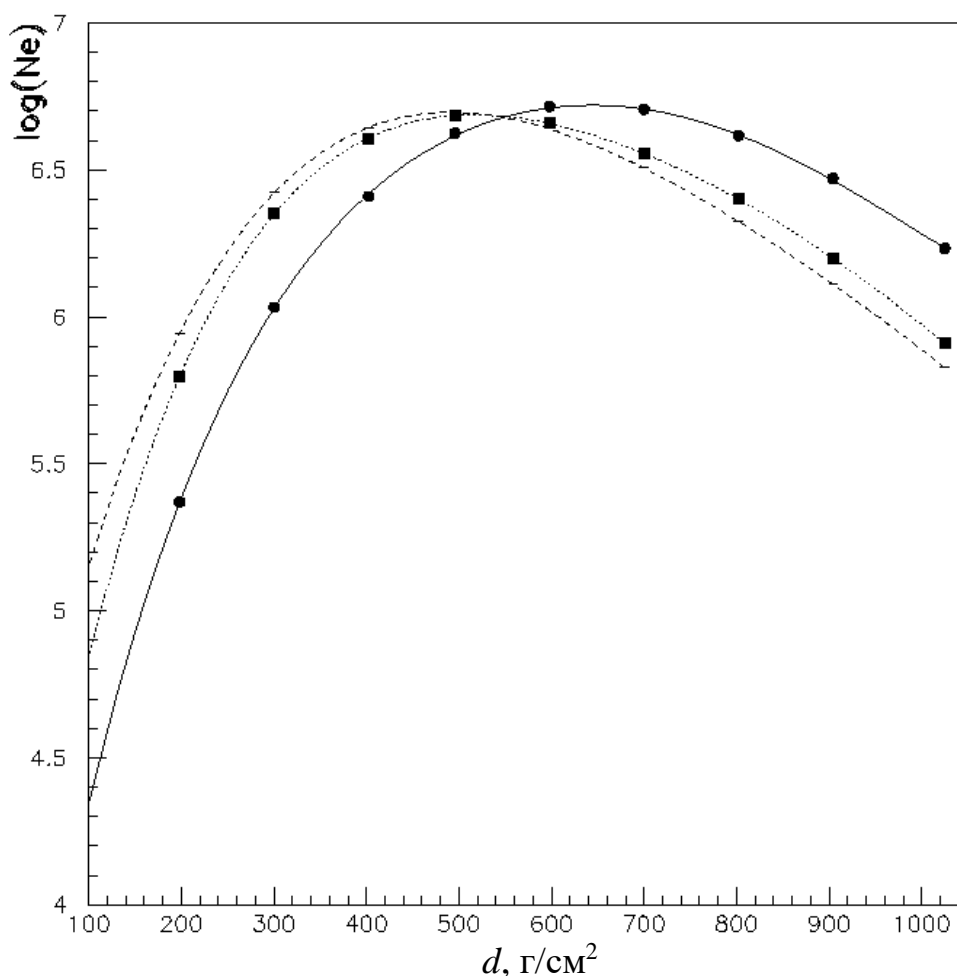
Рисунок 1.2 – Ионизационный калориметр с искровой камерой[64].

Ионизационный калориметр может состоять из различных материалов. Достаточно часто для изготовления слоев поглотителя в калориметре используют свинец, который прослаивается детекторами. В качестве детекторов могут использоваться, например, сцинтилляционные, микростриповые или черенковские детекторы.

Измеряя число частиц N на каждом уровне наблюдения, строят, так называемую, каскадную кривую – зависимость $\log N$ от толщины пройденного

слоя, d , до уровня наблюдения.

На рисунке 1.3 показаны средние каскадные кривые, соответствующие первичной энергии 10^{16} эВ, и образованные различными первичными частицами (протон, углерод, железо) при прохождении через слой воздуха толщиной d .



(●) - каскад, образованный протонами; (■) – каскад, образованный ядрами углерода; (+) - каскад, образованный ядрами железа

Рисунок 1.3 – Средние каскадные кривые, соответствующие первичной энергии 10^{16} эВ, образованных различными первичными частицами при прохождении слоя воздуха толщиной d .

Как видно из рисунка 1.3 на начальной стадии развития каскадного процесса происходит рост числа частиц в каскаде, так как кинетическая энергия первичной частицы в большей части расходуется на рождение вторичных частиц и в меньшей на ионизацию.

Далее относительный вклад ионизационных потерь возрастает, и каскад постепенно затухает [68].

При измерении энергии первичной частицы важно найти положение максимума каскада для определения энергии первичной частицы. Поэтому толщина каждого слоя не должна превышать нескольких радиационных единиц

[69].

Из-за больших энергий первичных космических частиц для фиксации каскада целиком прибор должен быть достаточно большим в размерах [70].

На рисунке 1.4 представлен ионизационный калориметр, применяемый на высокогорной станции космических лучей на г. Арагац (Армения). Площадь калориметра составляет 10 м^2 , масса – 70 т [71].



Рисунок 1.4 – Ионизационный калориметр, применяемый на высокогорной станции космических лучей на г. Арагац (Армения) [71]

К сожалению, при проведении «прямых» экспериментов в космосе использование установки таких размеров влечет значительные трудности при транспортировке огромного груза за пределы атмосферы [64].

В связи с этим, в космической индустрии широко используются тонкие калориметры, измеряющие начало развития каскада [62].

По полученным экспериментальным данным моделируют развитие каскада. При этом используются характеристики элементарного акта (сечение взаимодействия, неупругость, множественность процесса и др.) из данных, полученных на ускорителях. Эти параметры пролонгируются в область сверхускорительных энергий на основе различных физических моделей, и на основе анализа размера каскада определяется энергия первичной частицы.

Наиболее интересным примером тонкого калориметра является детектор космического эксперимента NUCLEON [72]. В эксперименте используется гетерогенный калориметр со сравнительно небольшой массой, менее 500кг и

габаритными размерами менее 1 м^3 . Уменьшение массы калориметра, рассчитанного на исследование области энергий 10^{11} - 10^{15} эВ, стало возможным благодаря применению кинематических методов. Предложенная методика KLEM является обобщением известного метода Кастаньоли. Для определения энергии в данной методике проводится анализ углового распределения вторичных частиц, которые образуются при взаимодействии первичной частицы в тонкой мишени. Апробация данной методики была проведена на пучках заряженных частиц SPS ускорителя в CERN. Ошибки определения энергии на основе данного метода с учетом априорного спектра КЛ превышают 50% [73].

Такая низкая точность измерений связана с огромными флуктуациями числа вторичных частиц в каскаде и, как следствие, с огромными флуктуациями каскадных кривых.

Для увеличения точности определения энергии и уменьшения влияния флуктуаций на развитие каскада в диссертации предлагается перейти от анализа каскадных кривых к анализу внутренних корреляций каскада [74].

При измерении энергии первичной частицы в тонком калориметре мы регистрируем только начало каскада, поэтому не можем наблюдать максимум развития ливня, в связи с чем наибольшую ошибку накладывают флуктуации первого акта взаимодействия.

В зависимости от того на какой глубине калориметра произошел акт первого взаимодействия каскадные кривые для частиц одной и той же массы и энергии могут отличаться. В процессе развития каскада число частиц растет, и флуктуации каждого отдельного события начинают компенсировать друг друга. Исходя из этого выдвинуто предположение об универсальности развития каскада с определенного момента [74].

Данное предположение было подтверждено результатами моделирования. В результате был достигнут качественно новый уровень исследования КЛ: переход от статистического анализа к исследованию индивидуальных каскадов.

В диссертационной работе решались также некоторые вопросы технической реализации тонкого калориметра на основе методики корреляционных кривых.

Моделирование проведено на основе пакета программ GEANT4 и CORSIKA для определения энергии заданных первичных частиц на основе фиксации числа частиц и пространственных координат в развитии каскада вторичных частиц как в ионизационном калориметре (гомогенном, гетерогенном и смешанном), так и в атмосфере. Данные пакеты программ позволяют проследить развитие каскада, созданного заданным первичным ядром.

1.3 Флуктуации множественности вторичных частиц

Для понимания сущности предлагаемого метода с помощью пакета программ CORSIKA QGSJET [50, 17] в данном разделе представлены результаты моделирования развития широких атмосферных ливней различных масс и энергий в атмосфере.

Энергетические спектры космических лучей различны, т.к. в процессе эволюции звезд, в первую очередь благодаря термоядерным реакциям внутри вторичных звезд, Вселенная насыщается все более тяжелыми элементами, которые присутствуют в КЛ [75]. В связи с этим при исследованиях энергетических спектров элементных групп обычно выделяют легкие, средние, тяжелые составляющие КЛ – протон, ядра CNO-группы и ядра железа.

В качестве входных параметров задачи моделирования были выбраны ядра железа, углерода и протон. Причем, основное внимание было сконцентрировано на протоне и ядрах железа, как на граничных объектах с наиболее существенной разницей в развитии каскада.

На первом этапе была рассмотрена стандартная методика каскадных кривых с целью учета ошибок, влияющих на результаты измерений энергии первичной частицы.

На рисунке 1.5 представлены каскадные кривые (протон с различными первичными энергиями) с достаточно существенными флуктуациями и на малых глубинах развития каскада d .

На основе компьютерного моделирования развития каскадного процесса было установлено, что наиболее значительные флуктуации наблюдаются в первом (нескольких первых) взаимодействиях. Это связано со следующими причинами.

Во-первых, существенно отличается глубина проникновения ядра до первого взаимодействия. Наиболее существенным фактором, определяющим наблюдаемое различие, связано с величиной сечения [76]

$$\sigma_{A_i}^{in} = \pi r_n^2 \left\{ A_i^{1/3} + B^{1/3} - \delta_n \right\}^2, \quad (1.1)$$

где $r_n = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см – радиус нуклона, A_i – атомный номер первичного ядра, δ_n – коэффициент ядерной «прозрачности», B – атомный номер ядра мишени.

Сечение взаимодействия ядер железа с ядрами атомов воздуха существенно выше, чем протонов.

Но так как средний пробег до взаимодействия обратно пропорционален сечению, то первое взаимодействие ядер железа произойдет раньше. Например, при энергии 10^{16} эВ средняя глубина первого взаимодействия ядер железа в атмосфере для моделированных событий составила 11.2 г/см^2 , а в случае первичных протонов – 59.9 г/см^2 . Поэтому на точность измерения энергии существенное влияние оказывает неопределенность первичного ядра.

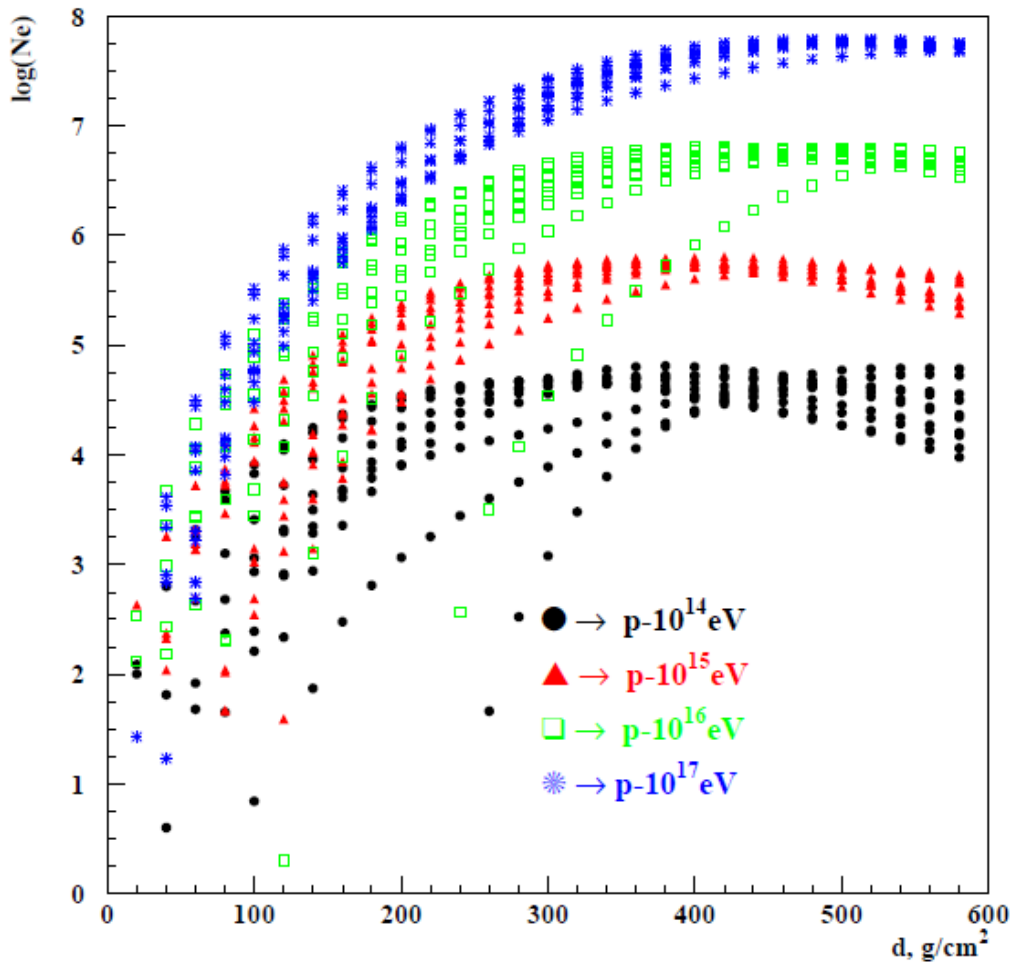


Рисунок 1.5 – Каскадные кривые, образованные протоном с различными первичными энергиями при прохождении слоя воздуха толщиной d

Каскадные кривые для существенно различных по атомному номеру первичных протонов и ядер железа с энергиями 10^{15} эВ при прохождении слоя воздуха толщиной d представлены на рисунке 1.6.

Анализ рисунка 1.6 подтверждает ожидаемое из формулы (1.1) поведение каскадных кривых – протонные каскады развиваются медленнее, чем Fe каскады одной и той же энергии. И при малых величинах глубины проникновения d количество частиц в протонном каскаде существенно меньше. Поэтому при неопределенности первичного ядра, определяемые энергии будут вычисляться неверно [17].

На основе результатов моделирования было показано существование значительных флуктуаций практически всех «измеряемых» характеристик каскада в зависимости от параметров первого взаимодействия.

Во-вторых, множественность вторичных частиц, рожденных в первом взаимодействии, может быть от нескольких штук (в периферических взаимодействиях) до нескольких сотен или даже тысяч (в центральных взаимодействиях).

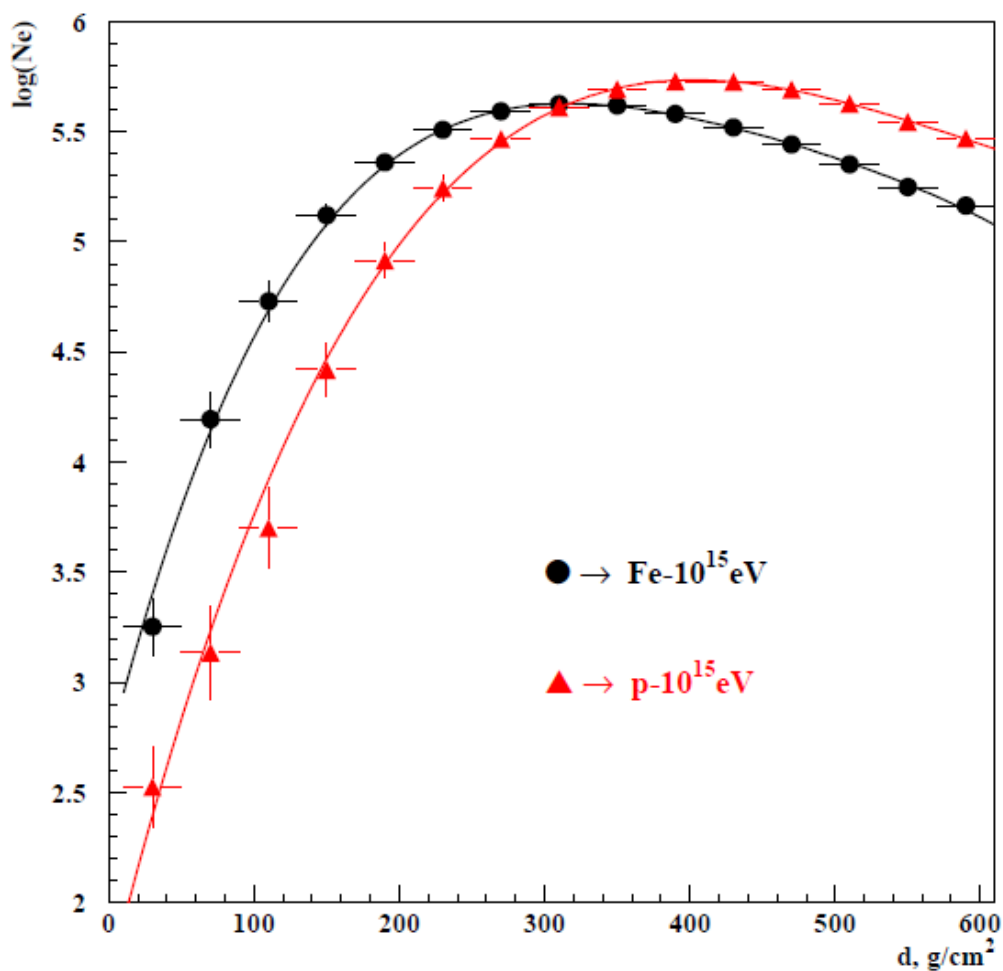


Рисунок 1.6 – Средние каскадные кривые для первичных протонов и ядер железа с энергиями 10^{15} эВ при прохождении слоя воздуха толщиной d

Распределение параметров для быстроразвивающихся каскадов и медленно развивающихся ливней существенно отличается. У быстроразвивающихся первичное взаимодействие обычно является взаимодействием центрального типа и характеризуется большой множественностью вторичных частиц. Это приводит к быстрому развитию каскада. И как следствие к быстрому затуханию (поглощению).

Для медленно развивающихся каскадов характерна небольшая множественность частиц после первого взаимодействия, что приводит к более медленному развитию каскада. Максимум каскадной кривой в таких взаимодействиях сдвинут на большие глубины проникновения. Поэтому для медленно развивающихся каскадов величина $\log(N_e)$ будет значительно ниже среднего значения.

Если же мы имеем дело с быстро развивающимися ливнями, то значения $\log(N_e)$ получатся значительно выше среднего значения.

В среднем при большом количестве событий такие каскады будут уравнивать друг друга, и средняя каскадная кривая подойдет для статистического определения энергии попавших в калориметр частиц, однако для ограниченного числа измерений и для измерения энергии первичной

частицы для каждого отдельного каскада такой метод дает значительные погрешности. Более того, даже статистическое определение энергетического спектра производится с огромной ошибкой.

Плохая точность измерений связана с тем, что энергию E определяют с помощью зависимости от числа частиц N_e :

$$N_e = a E^b \quad (1.2)$$

где a и b – некие параметры, зависящие от глубины уровня наблюдения и атомного номера первичного ядра.

Формула (1.2) довольно широко используется, но необходимо отметить, что при event-by-event (пособытийном) анализе для быстроразвивающихся каскадов и медленно развивающихся каскадов погрешности определения энергии могут быть достаточно велики [17]. А при резко падающем спектре космических лучей это может иметь критическое значение.

На рисунке 1.7 представлены каскадные кривые, образованные ядрами железа с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха толщиной d .

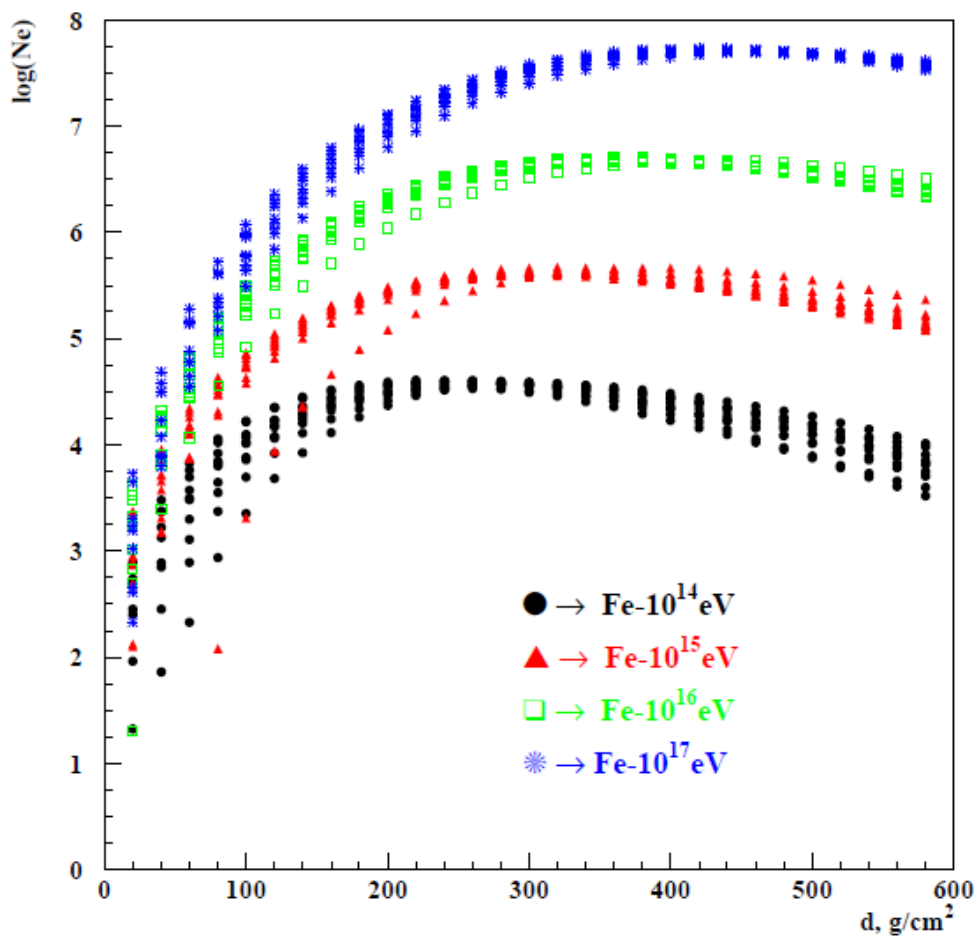


Рисунок 1.7 – Каскадные кривые, образованные ядрами железа с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха толщиной d

Как видно из рисунка 1.7 при развитии ливней (до максимума ливня) каскадные кривые для быстроразвивающихся ливней расположены существенно выше каскадных кривых медленно развивающихся ливней. В области затухания каскадных процессов (после максимума ливня) каскадные кривые для быстроразвивающихся ливней расположены ниже каскадных кривых медленно развивающихся ливней [74].

Для преодоления этой проблемы нами была предложена оригинальная методика, позволяющая с достаточно высокой точностью определять энергию первичной частицы на восходящей ветви каскадной кривой [7].

1.4 Принцип универсальности развития каскадного процесса

Параметры первого взаимодействия оказывают существенное влияние на динамику развития каскадного процесса.

Каждая из вторичных частиц, рожденных в первом взаимодействии, в свою очередь также взаимодействует с ядрами среды и, следовательно, может производить вторичные частицы в широком интервале множественности. Но если каскады с малым числом частиц развивается непредсказуемо, то после рождения большого количества вторичных частиц дальнейшее поведение каскадной кривой становится подобным для всех каскадов, образованных первичной частицей одной и той же энергии и массы вследствие усредняющего эффекта. Благодаря этому относительные флуктуации в развитии каскада значительно уменьшаются.

Поэтому вместо глубины проникновения нужно выбрать другой параметр, который не зависит от флуктуаций в развитии каскадного процесса. В диссертации в качестве наиболее оптимального параметра предлагается использовать скорость развития каскада. Под скоростью развития каскада мы подразумеваем разность размера каскада на двух соседних уровнях (разделенных слоем некоего поглотителя):

$$dN = \log N_e(Z_1) - \log N_e(Z_2) \quad (1.3)$$

На рисунке 1.8 представлены корреляционные кривые, образованные ядрами железа с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха толщиной di толщиной слоя поглотителя 100 г/см^2 [17].

Из сравнения рисунков 1.8 и 1.7 очевидно преимущество предлагаемого подхода: беспорядок в начале каскадных кривых и довольно упорядоченной структуры в корреляционных кривых. Отрицательная область dN соответствует малым значениям глубины проникновения.

Выбор оптимальной величины (вместо глубины проникновения) проводился по следующим принципам. При разработке программно-математической структуры решения задачи определения энергии первичной частицы использовался принцип минимизации экспериментальных измерений.

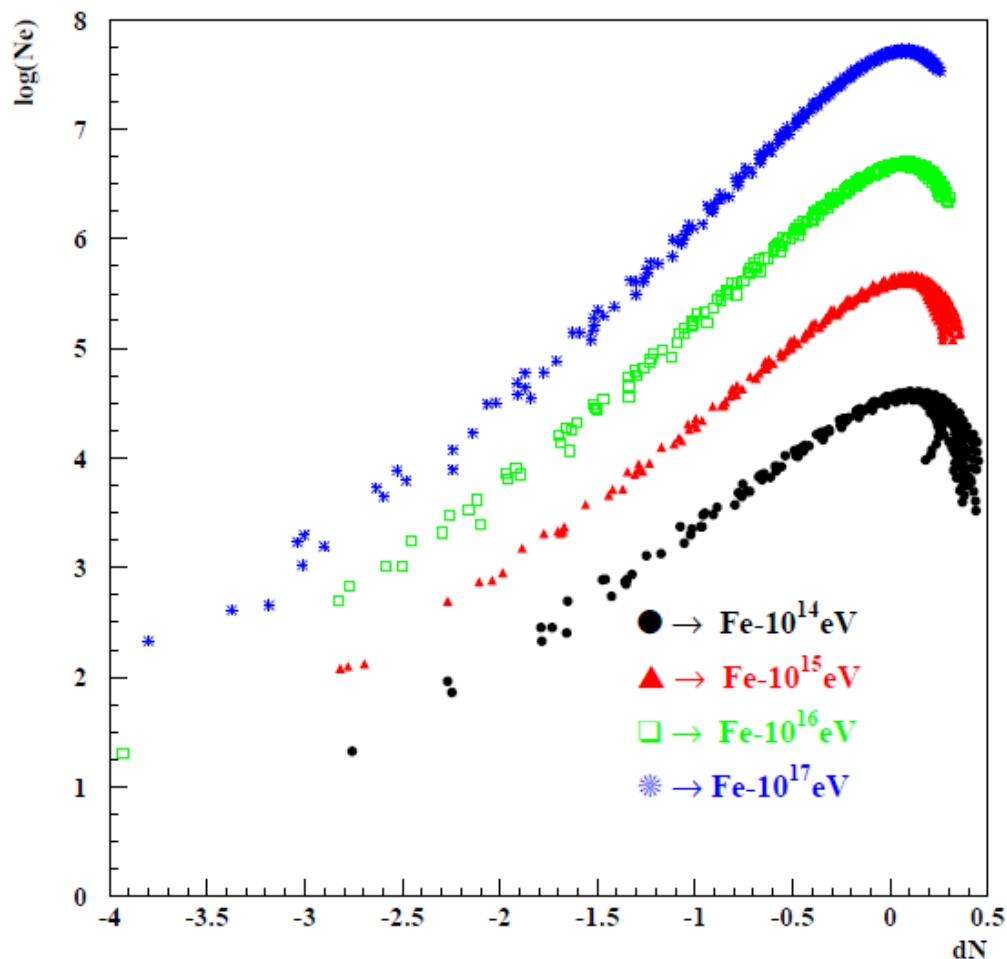


Рисунок 1.8 – Корреляционные кривые, образованные ядрами железа с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха толщиной d

Принцип минимизации экспериментальных измерений подразумевает использование для определения энергии первичной частицы минимально необходимого числа экспериментальных измерений.

В наиболее простом случае калориметр позволяет определять количество вторичных частиц в каскаде на нескольких уровнях наблюдения, разделенных слоем поглотителя.

Таким образом, стояла задача, используя только этот ограниченный набор измерений, рассмотреть наряду со стандартными каскадными кривыми другие варианты анализа измеряемых величин, с целью повышения точности определения энергии.

Выбор вариантов при этом невелик. Прежде всего, можно рассмотреть зависимость числа частиц, N_e , на разных уровнях наблюдения друг от друга, точнее $\log(N_e)_2$ от $\log(N_e)_1$. Также в качестве анализируемой величины можно попробовать использовать разность размера каскада на двух уровнях наблюдения, $dN = \log(N_e)_1 - \log(N_e)_2$, характеризующую скорость развития каскада.

1.5 Зависимость числа частиц в каскаде на разных уровнях наблюдения

На первом этапе мы рассмотрели корреляционные зависимости числа частиц на соседних уровнях наблюдения, разделенные слоем поглотителя 100 г/см^2 , образованные ядрами железа при прохождении слоя воздуха толщиной d . Для удобства в дальнейшем такие зависимости будут называться корреляционными N_1N_2 -кривыми. Данные кривые представлены на рисунке 1.9.

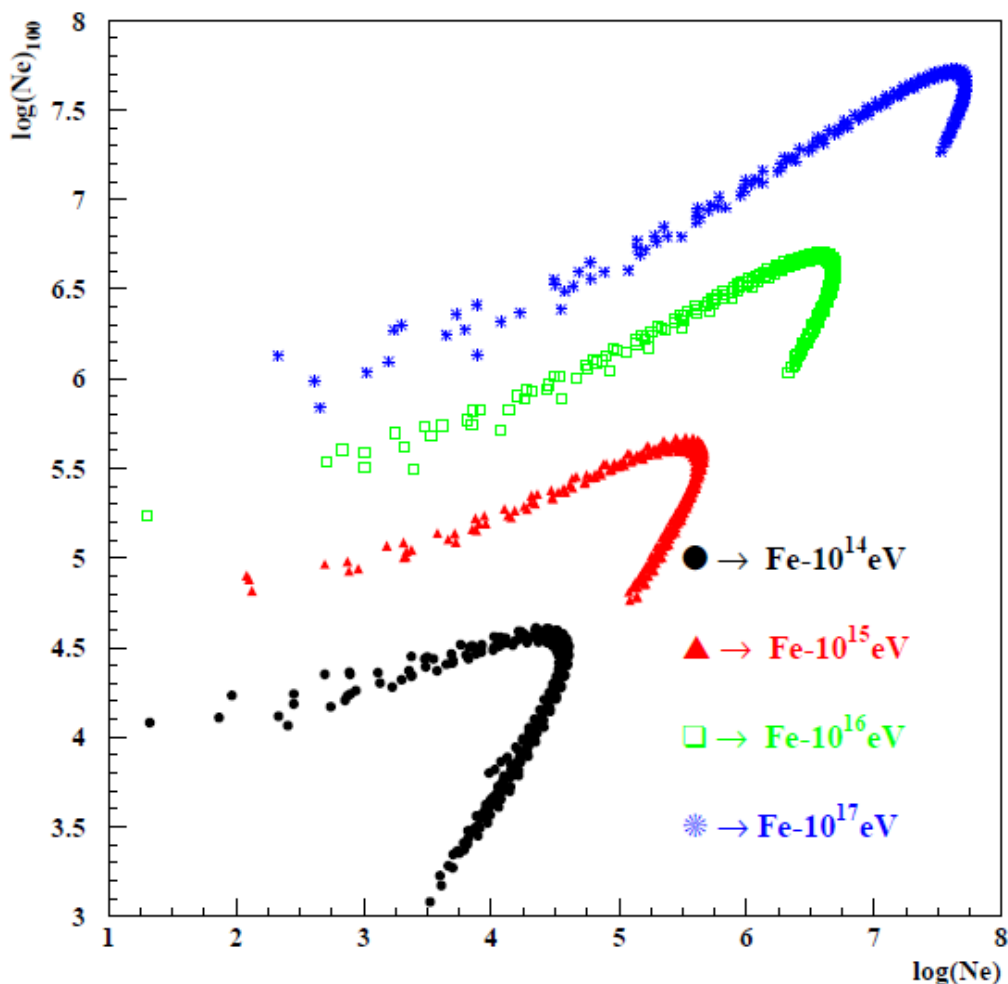


Рисунок 1.9 – Корреляционные зависимости числа частиц на разных уровнях наблюдения, разделенные слоем поглотителя 100 г/см^2 , образованные ядрами железа с различными фиксированными энергиями при прохождении слоя воздуха толщиной d .

Корреляционные N_1N_2 -кривые не флуктуируют так сильно, как корреляционные кривые, представленные на рисунке 1.7.

Развитие N_1N_2 -кривых примерно совпадает для каскадов одной и той же энергии и существенно отличается для каскадов различных энергий.

Однако, наблюдается существенная неоднозначность в поведении кривых, так как одним и тем же значениям $\log(N_e)_1$ соответствуют различные значения $\log(N_e)_2$.

Например, при $\log(N_e)_1 = 4$ значения $\log(N_e)_2$ могут быть ~ 3.6 , а могут быть ~ 4.5 . Это может доставить определенные проблемы при реализации процедуры реконструирования энергии.

1.6 Зависимость размера и скорости развития каскада

Для применения методики корреляционных кривых наиболее подходящей характеристикой является скорость развития каскада.

На рисунке 1.10 представлены корреляционные зависимости размера и скорости развития каскадов, образованных протонами с различными фиксированными энергиями при прохождении слоя воздуха толщиной d . Скорость развития каскада вычислялась между соседними уровнями наблюдения, разделенных слоем воздуха толщиной 100 г/см^2 . Для удобства в дальнейшем такие зависимости будут называться корреляционными $N_e dN$ -кривыми.

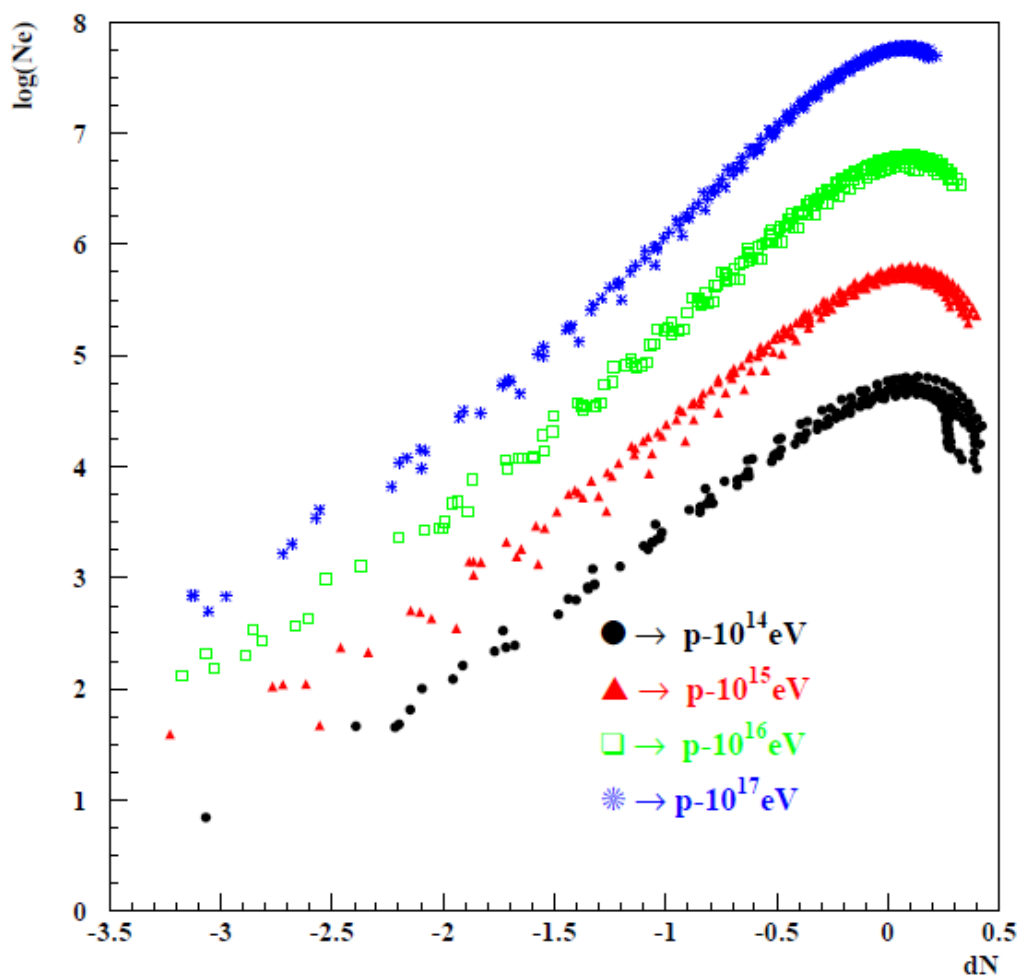


Рисунок 1.10 – Корреляционные зависимости размера и скорости развития каскадов, образованных протонами с различными фиксированными энергиями при прохождении слоя воздуха толщиной d . Толщина слоя воздуха (поглотителя) между соседними уровнями наблюдения 100 г/см^2 .

Сравнительный анализ рисунков 1.5, 1.7, 1.8 и 1.10 показывает, что вне зависимости от заряда первичного ядра, использование корреляционных $N_e dN$ -кривых приводит к упрощению процедуры анализа, вследствие уменьшения влияния флуктуаций, связанных с флуктуациями параметров первого взаимодействия.

Кроме флуктуаций в развитии каскада, высокая неточность результатов также связана и с неопределенностью первичного ядра (см. рисунок 1.6).

На рисунке 1.11 представлены результаты моделирования средних каскадных кривых, образованных ядрами железа и протонами с энергией $E=10^{15}$ эВ при прохождении слоя воздуха толщиной 600 г/см^2 .

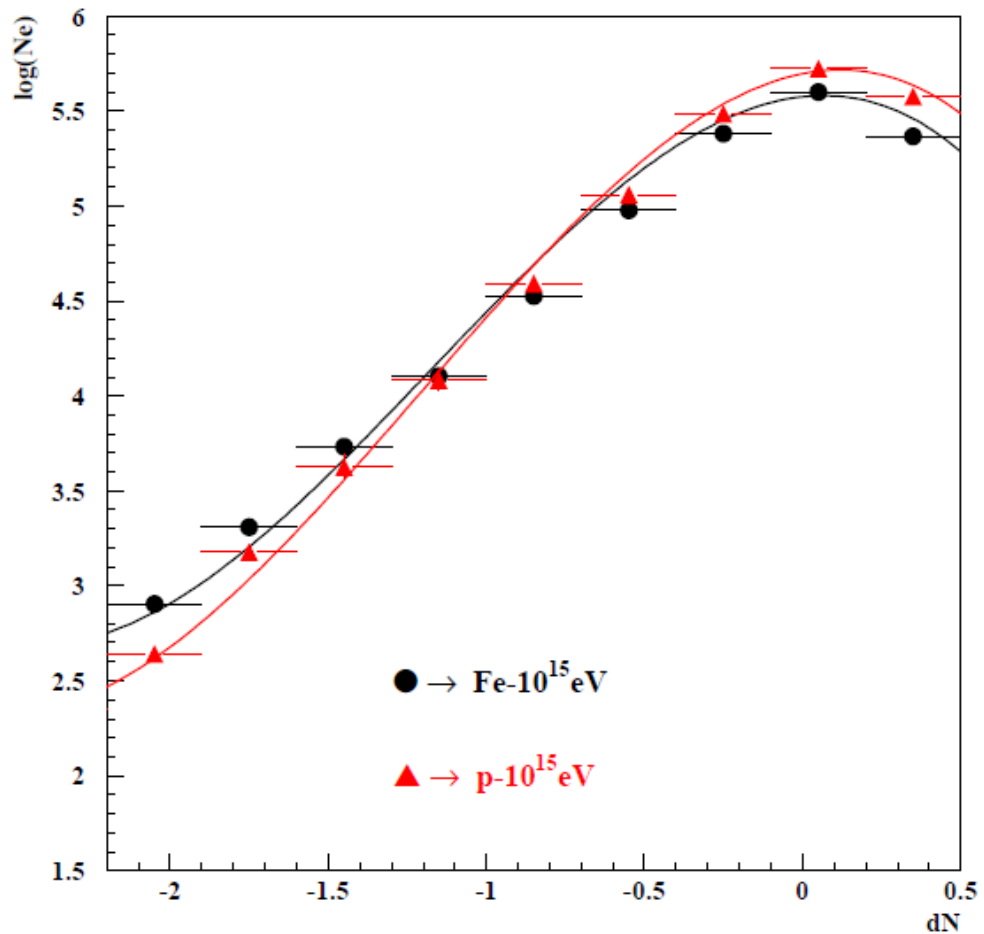


Рисунок 1.11 – Средние корреляционные кривые, образованные ядрами железа и протонами с первичными энергиями 10^{15} эВ при прохождении слоя воздуха толщиной $d=600 \text{ г/см}^2$

Корреляционные $N_e dN$ кривые на рисунке 1.11 для железа и протона практически полностью совпадают.

Такое согласие в развитии корреляционных кривых для различных ядер связано с тем, что в не зависимости от глубины проникновения максимум каскадной кривой всегда приходится на точку $dN=0$, которая характеризует переход через точку максимума и затухание развития каскадного процесса.

В результате, использование $N_e dN$ -кривых позволяет определить энергию первичной частицы без определения типа частицы, что значительно уменьшает вероятность ошибок определения энергии [17].

Исходя из полученных результатов моделирования каскадных процессов выяснено, что корреляционные $N_e dN$ кривые, представляют собой структуру с необходимым набором свойств, а именно:

- упорядоченность в зависимости от энергии первичного ядра
- слабые флуктуации, практически не зависящие от параметров развития каскадного процесса
- независимость (слабая зависимость) от неопределенности первичного ядра
- однозначность зависимости корреляционных параметров, а именно N_e и dN

1.7 Процедура анализа

Построение $N_e dN$ кривых

Для построения $N_e dN$ кривых мы провели моделирование по 100 протонных и Fe-каскадов с фиксированными первичными энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ с помощью пакета программ CORSIKA QGSJET.

Средние $N_e dN$ -кривые соответствующие одинаковой первичной энергии фитировались полиномами третьего порядка. Зависимость размера каскада от скорости развития каскада для каждой фиксированной энергии записывалась в виде следующей функции:

$$\log N_e(dN) = a_0 + a_1 dN + a_2 dN^2 + a_3 dN^3 \quad (1.4)$$

Затем каждый из коэффициентов a_0, a_1, a_2, a_3 фитировался в зависимости от первичной энергии. В результате мы получили функцию для вычисления размера каскада $\log N_e$ в зависимости от энергии E_0 и скорости dN :

$$\log N_e(dN, E_0) = a_0(E_0) + a_1(E_0) dN + a_2(E_0) dN^2 + a_3(E_0) dN^3 \quad (1.5)$$

Анализ тестовых каскадов

Для анализа моделировалось развитие 100 каскадов, образованных ядром железа, и 100 протонных каскадов со случайными энергиями в диапазоне от 10^{14} до 10^{17} эВ.

Для определения энергии E_{rec} тестового каскада использовалась функция (1.5). Для этого необходимо подставить в функцию (1.5) «измеренное» значение скорости развития каскада $dN_m = \log N_m(Z_1) - \log N_m(Z_2)$ и варьировать E , чтобы минимизировать разницу между «измеренным» значением размера каскада $\log N_m(Z_1)$ и функцией (1.5).

Ошибки восстановления энергии, которые рассчитывались как $\Delta \lg(E_{rec}) = \log(E_{rec}) - \log(E)$, практически не зависят от первичной энергии и составляют менее 10%.

Для сравнения точность методики KLEM на эксперименте NUCLEON, использующей стандартную методику анализа каскадных кривых составляет около ~50% [67]. Однако в предложенной методике корреляционных кривых более высокая точность достигается при значительно меньшей толщине калориметра, порядка нескольких радиационных единиц, что явно свидетельствует в пользу предлагаемой методики.

1.8 Корреляционные кривые в зависимости от толщины поглотителя

Чем меньше толщина поглотителя между соседними слоями, тем меньше вес калориметра, который будет использоваться для измерения энергии космических частиц на основе метода корреляционных кривых. В связи с этим для проверки эффективности методики мы провели моделирование $N_e dN$ корреляционных кривых, используя толщины поглотителя от 20 до 100 г/см². Результаты моделирования для протонных и Fe-каскадов представлены на рисунках 1.12 – 1.19.

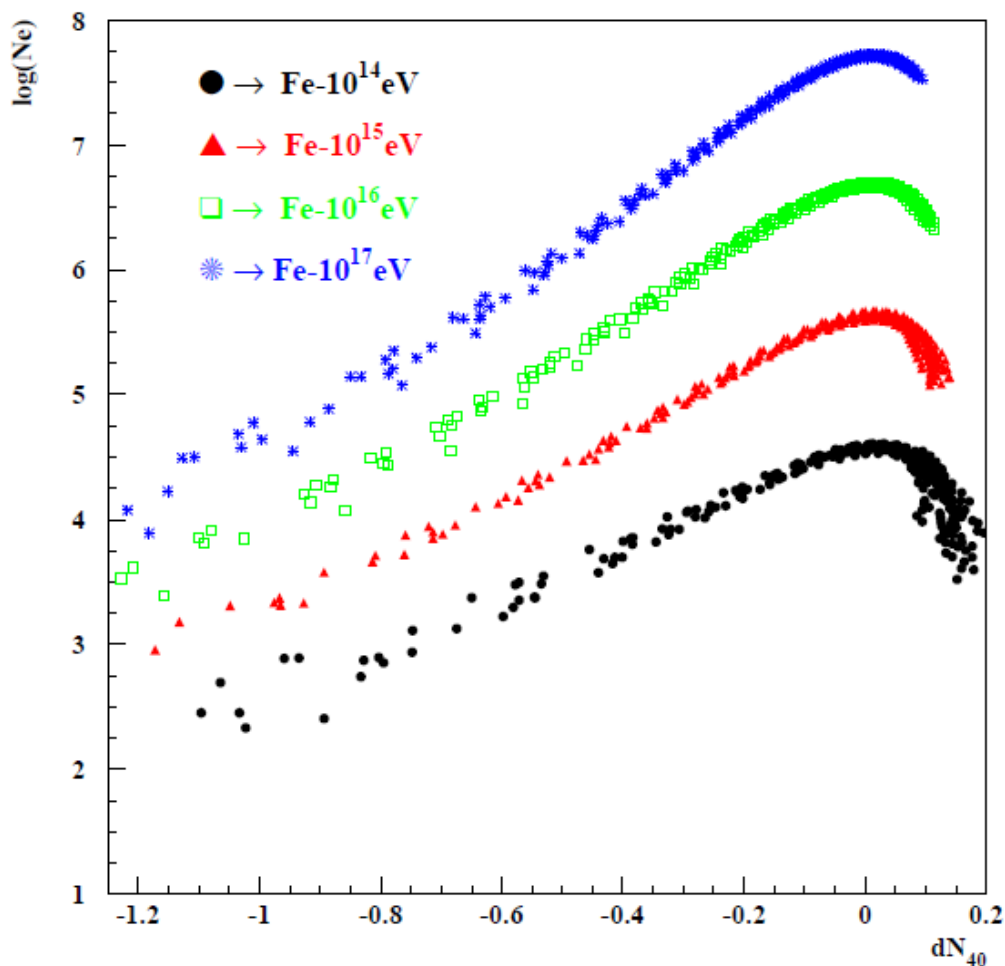


Рисунок 1.13 – Корреляционные $N_e dN$ кривые, образованные ядрами железа с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха $d=600$ г/см². Толщина поглотителя 40 г/см².

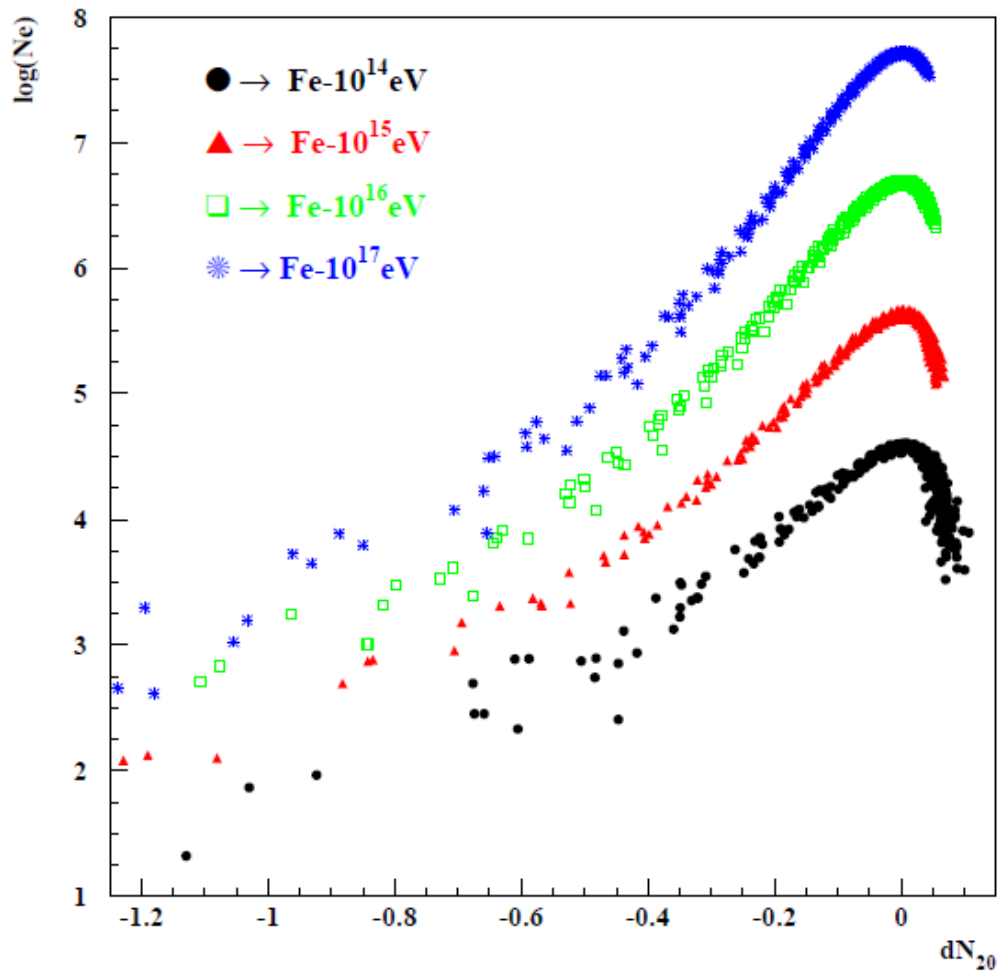


Рисунок 1.12 – Корреляционные $N_e dN$ кривые, образованные ядрами железа с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха $d=600 \text{ г/см}^2$. Толщина поглотителя 20 г/см^2 .

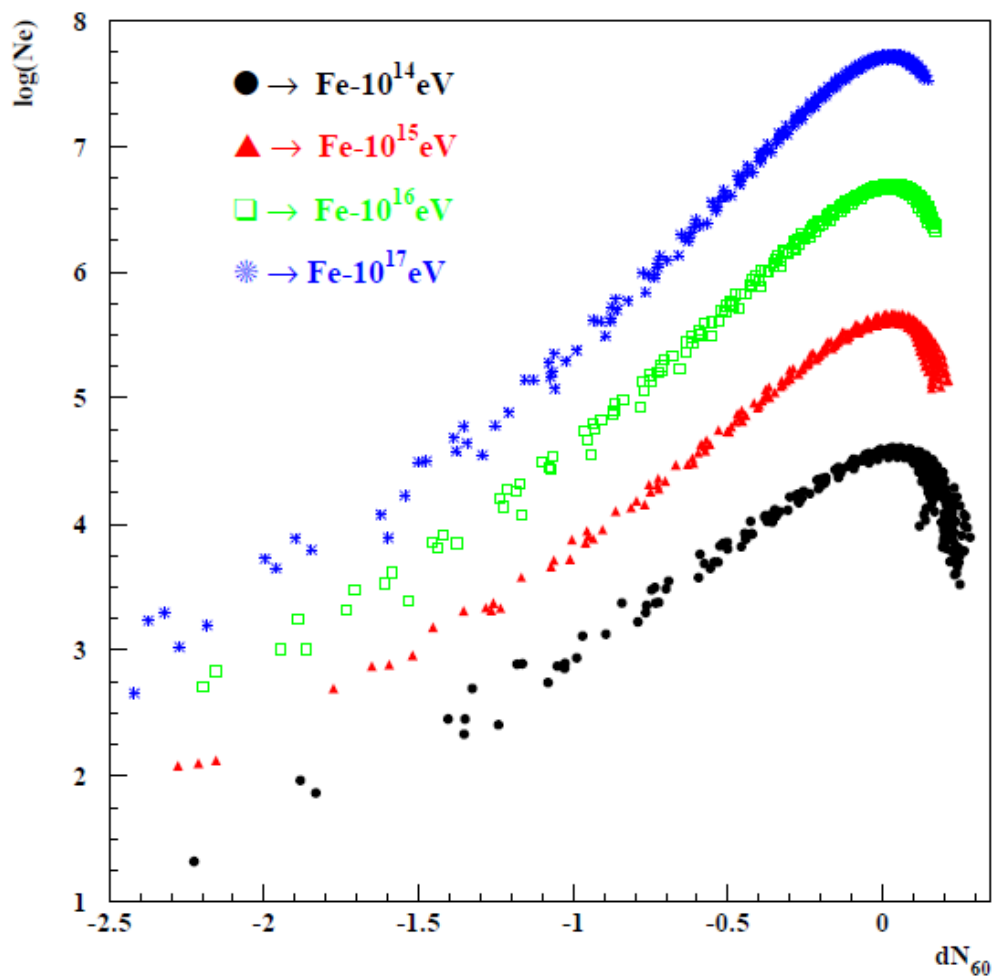


Рисунок 1.14 – Корреляционные $N_e dN$ кривые, образованные ядрами железа с энергиями 10^{14} эВ , 10^{15} эВ , 10^{16} эВ , 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха $d=600 \text{ г/см}^2$. Толщина поглотителя 60 г/см^2 .

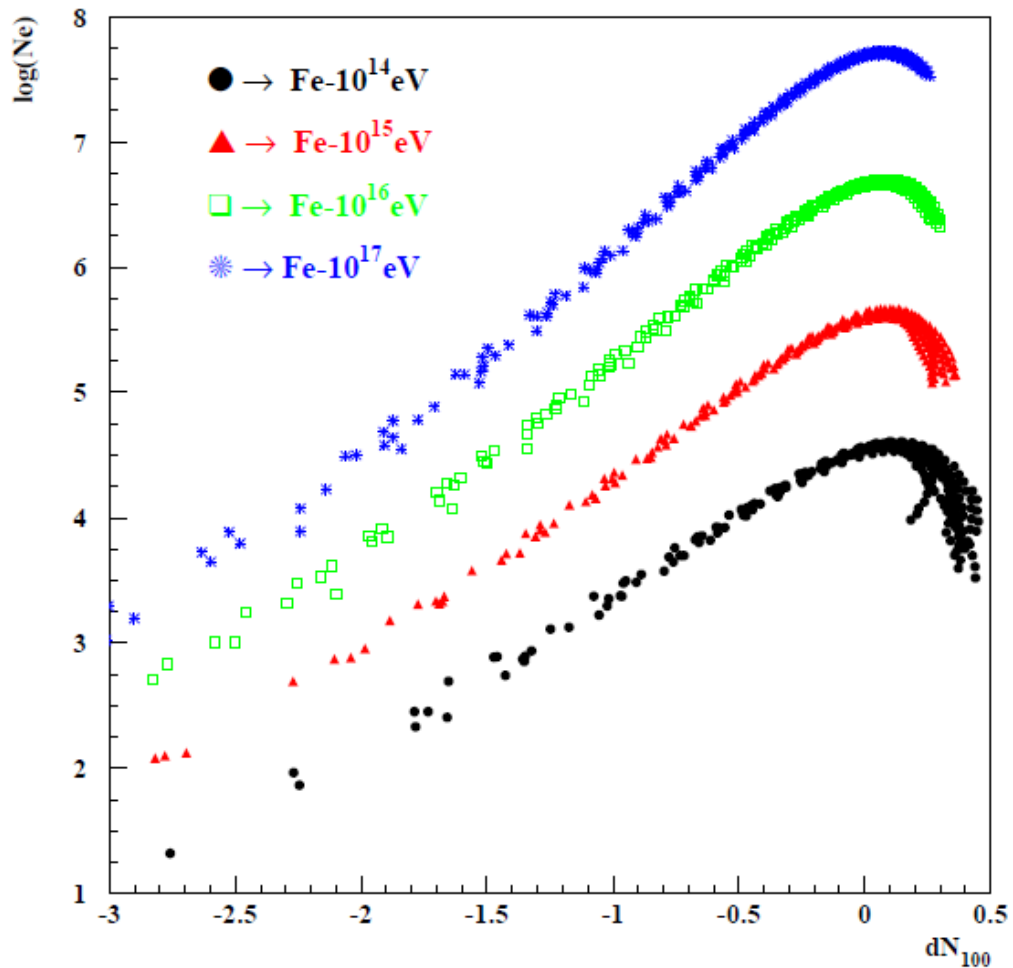


Рисунок 1.15 – Корреляционные $N_e dN$ кривые, образованные ядрами железа с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха $d=600 \text{ г/см}^2$. Толщина поглотителя 100 г/см^2 .

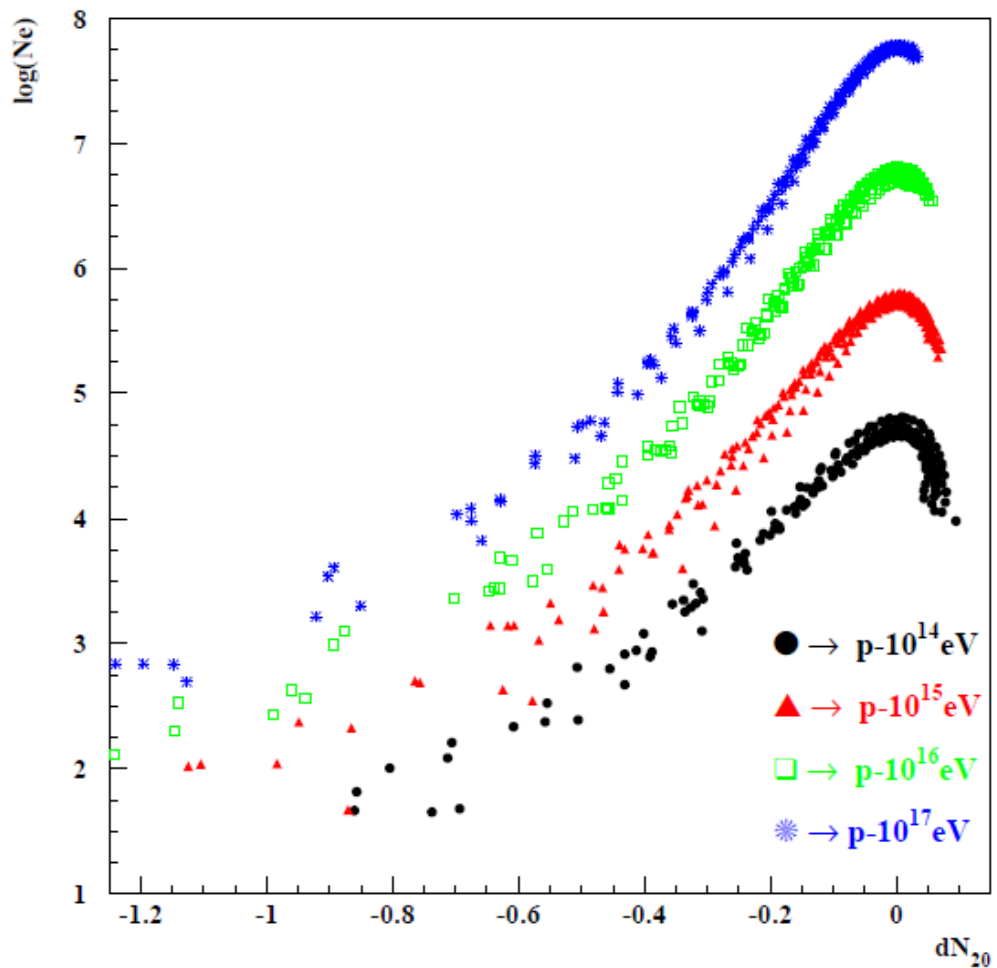


Рисунок 1.16 – Корреляционные $N_e dN$ кривые, образованные протоном с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха $d=600 \text{ г/см}^2$. Толщина поглотителя 20 г/см^2 .

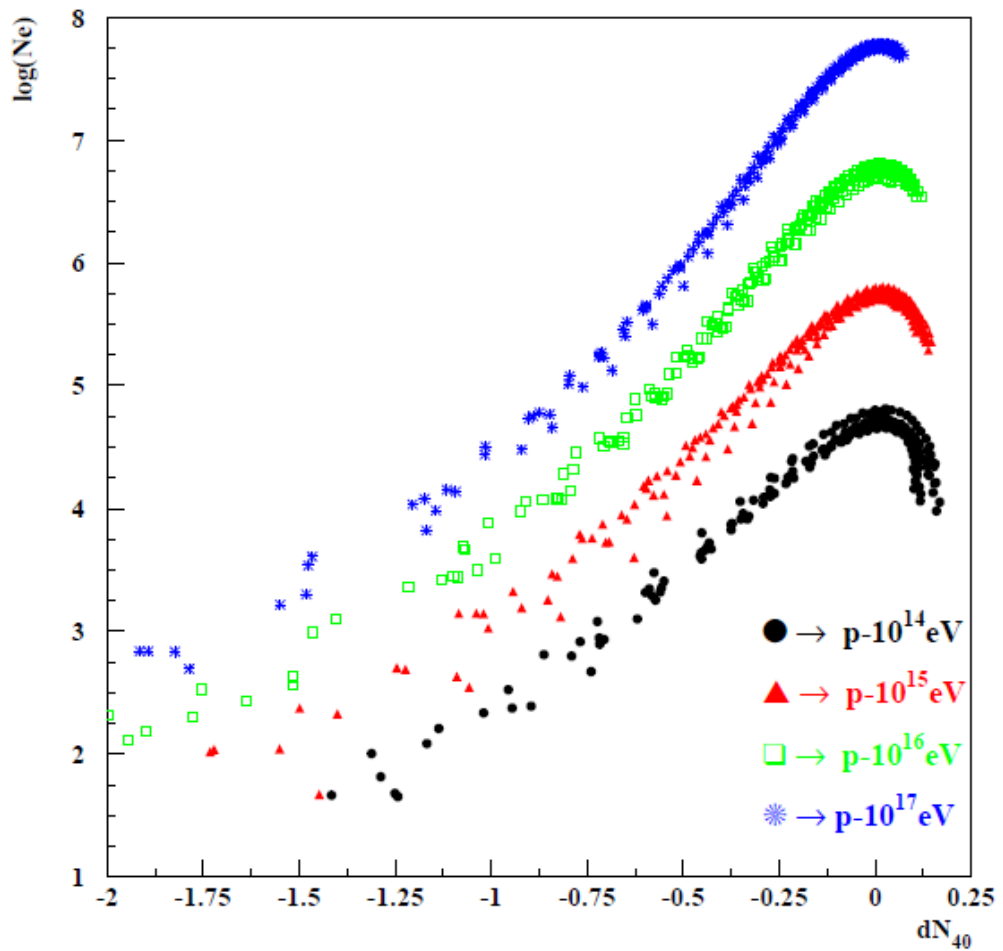


Рисунок 1.17 – Корреляционные $N_e dN$ кривые, образованные протонами с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха $d=600$ г/см². Толщина поглотителя 40 г/см².

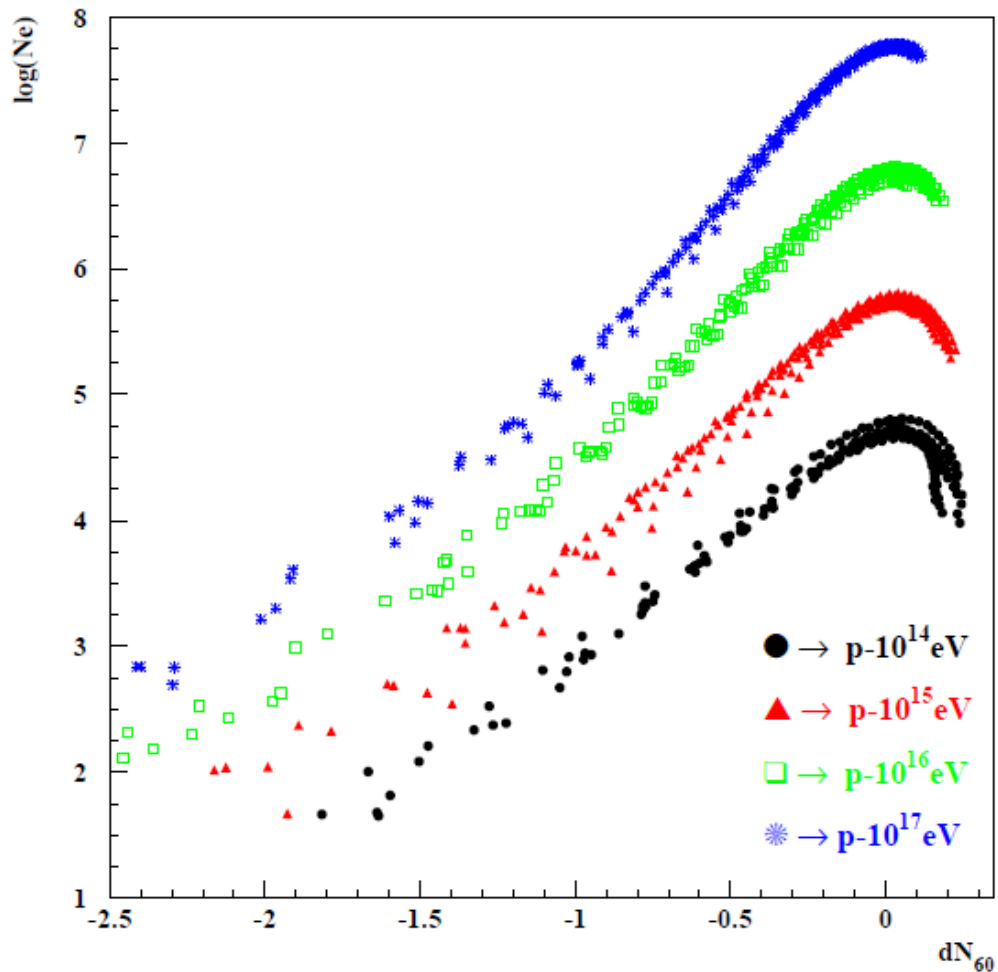


Рисунок 1.18 – Корреляционные $N_e dN$ кривые, образованные протонами с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха $d=600$ г/см². Толщина поглотителя 60 г/см².

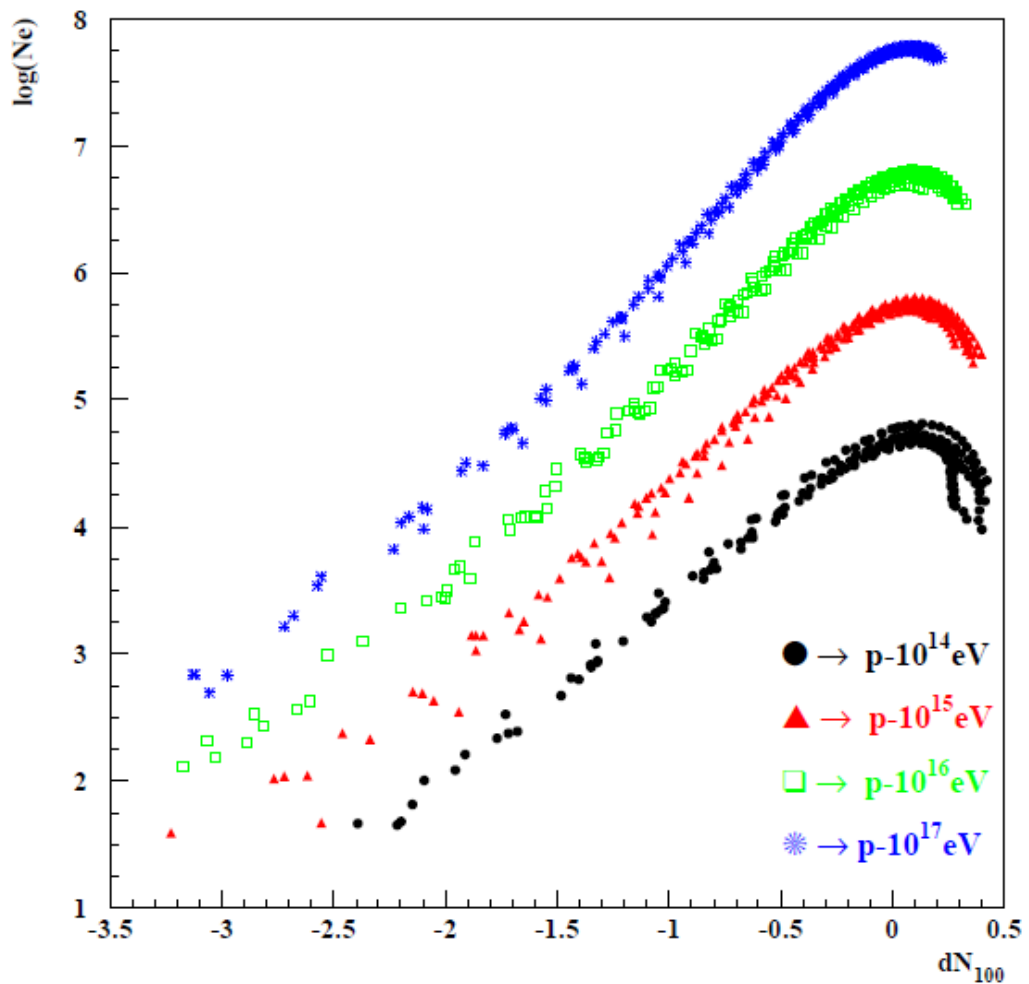


Рисунок 1.19 – Корреляционные $N_e dN$ кривые, образованные протонами с энергиями 10^{14} эВ, 10^{15} эВ, 10^{16} эВ, 10^{17} эВ при прохождении слоя воздуха $d=600\text{г}/\text{см}^2$. Толщина поглотителя $100 \text{ г}/\text{см}^2$.

Из сравнения рисунков даже визуально обнаруживается рост флуктуаций в развитии корреляционной кривой при уменьшении толщины поглотителя. Это естественно приводит к уменьшению точности измерений. При этом наиболее существенные флуктуации наблюдаются в глубоко отрицательной области dN , которая соответствует малым значениям глубины проникновения. Таким образом, наиболее значительные флуктуации наблюдаются в начале развития каскада. Следовательно, измерительный блок должен находиться на такой глубине развития каскада, на которой количество вторичных частиц достаточно большое. В этом случае флуктуации множественности в отдельных взаимодействиях частично компенсируют друг друга, что приведет к уменьшению флуктуаций корреляционной кривой.

1.9 Выбор типа калориметра

Следующий этап моделирования проведен с помощью пакета программ GEANT4 [77], который получил широкое распространение в различных исследованиях по прохождению элементарных частиц через вещество и используется в большинстве современных экспериментов [78].

При прохождении частицы с заданными параметрами через плотное вещество калориметра фиксируется число частиц на каждом уровне, их пространственные координаты и выделившаяся энергия.

Моделирование было проведено для различных типов калориметров с целью уменьшить размеры калориметра и минимизировать переходные эффекты.

1.9.1 Гетерогенный калориметр

Гетерогенные калориметры часто называют сэндвич калориметрами, благодаря многослойной структуре расположенных друг за другом слоев поглотителя и детектора. С учетом возможности использования прибора в космических экспериментах, а также минимизации расходов на его создание, моделирование проводилось для калориметра – $50 \times (0.5Pb + 0.5Si)$, состоящего из 50 слоев следующих друг за другом свинца Pb (поглотитель) и кремния Si (детектор). Толщина каждого слоя составляла 5 мм.

Наиболее подходящими веществами для поглотителя могут служить все вещества, начиная с железа, однако свинец был выбран, так как он имеет низкую величину радиационной единицы $t=6.4$ г/см² и поэтому часто используется при производстве калориметров.

С учетом высокой плотности свинца $\rho=11.34$ г/см³ толщина поглотителя 0.56 см соответствует одной радиационной единице. Отдельно свинец не может выступать в роли детектора, поэтому на его основе невозможно построить гомогенный калориметр [62].

На многих современных установках на данный момент применяются микростриповые детекторы на основе кремния (кремний прослаивается полосками кремниевых детекторов). Плотность кремния при нормальных условиях составляет $\rho=2.35$ г/см³, а величина радиационной единицы $t=22.2$

г/см². Толщина кремния соответствующая 9.4 см равна одной радиационной единице.

На реальных установках развитие каскада возможно наблюдать только в кремниевом детекторе, а в свинце каскад не фиксируется [79].

Измерение энергии происходит за счет интерполяции измеряемой ионизации между последующими слоями. Однако из-за переходных эффектов в гетерогенных калориметрах возможно существенное занижение реальных значений измеряемой энергии каскада. Моделирование дает возможность проследить путь каждой частицы и в веществе детектора, и в веществе поглотителя. Схематически вид калориметра представлен на рисунке 1.20.

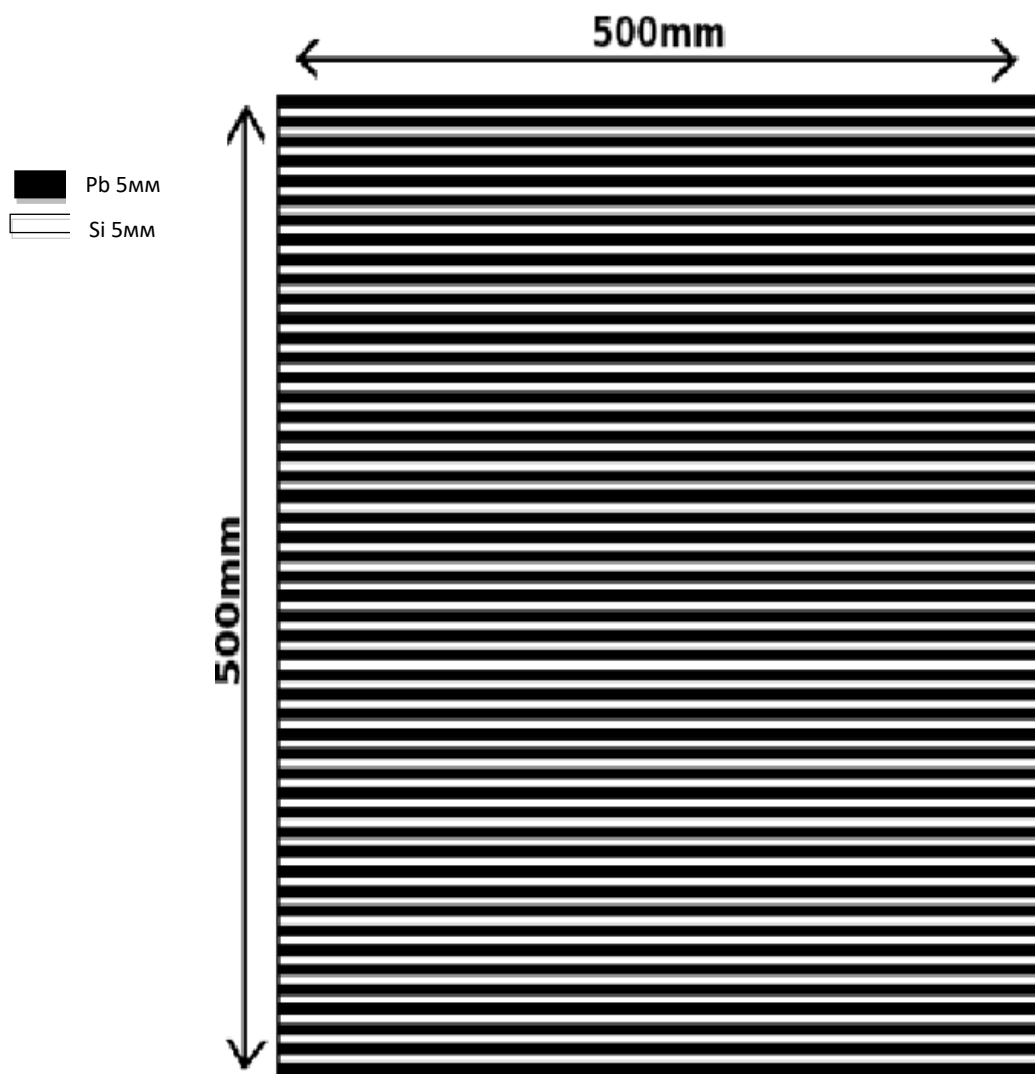


Рисунок 1.20— — Схема калориметра $50x(0.5Pb+0.5Si)$

На рисунке 1.21 представлен процесс развития каскада в калориметре, состоящем из 50 чередующихся слоев свинца и кремния. Представленная зависимость имеет резко меняющуюся структуру с большими колебаниями числа частиц в поглотителе и детекторе. Большие колебания размера каскада

связаны с эффектами перехода каскада из более плотной среды в менее плотную и наоборот.

Это связано со значительной разницей между значением критической энергии в материале поглотителя и детектора. Чем выше критическая энергия в веществе, тем больше размер ливня в максимуме каскадной кривой.

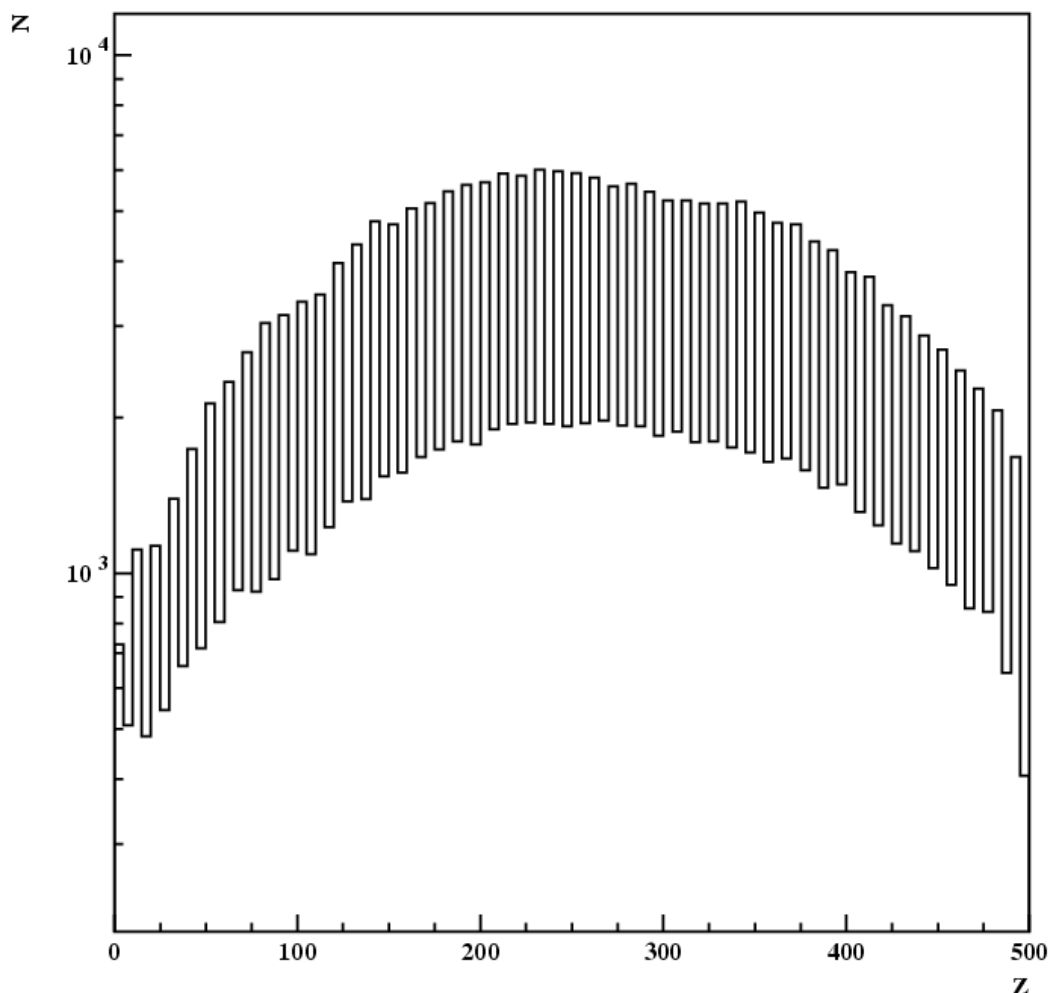


Рисунок 1.21 – Типичная каскадная кривая ливня, образованного ядрами железа с энергией 10^{12} эВ при прохождении калориметра $50 \times (0.5Pb + 0.5Si)$.

Критическая энергия в свинце и в кремнии значительно отличается. Она равна 7,4 МэВ в свинце и 37,5 МэВ в кремнии. Таким образом, при переходе из плотного свинца в менее плотный кремний количество частиц уменьшается примерно в 5 раз [62].

1.9.2 Калориметр с толстым кремниевым слоем

Чтобы избежать переходных эффектов перед измерительным блоком должен находиться слой из того же самого (или схожего) вещества. Например, если предполагается использовать в измерительном блоке кремневые микростриповые детекторы, то перед измерительным блоком для гашения переходных эффектов нужно использовать дополнительный (недетектирующий)

слой кремния. В связи с этим, мы рассмотрели калориметр с более широким слоем кремния.

Моделирование проводилось для калориметра - $5x(1Pb+19Si)$, представляющего собой многослойную структуру свинца и кремния. Каждый слой свинца и слой кремния составляют примерно 1 радиационную единицу. Широкий слой кремния предназначен для релаксации процесса поглощения частиц при переходе из свинца в кремний. Регистрация частиц происходит после процесса релаксации. Это значительно уменьшает влияние переходных эффектов на измерение энергии. Схематически макет предложенного калориметра показан на рисунке 1.22.

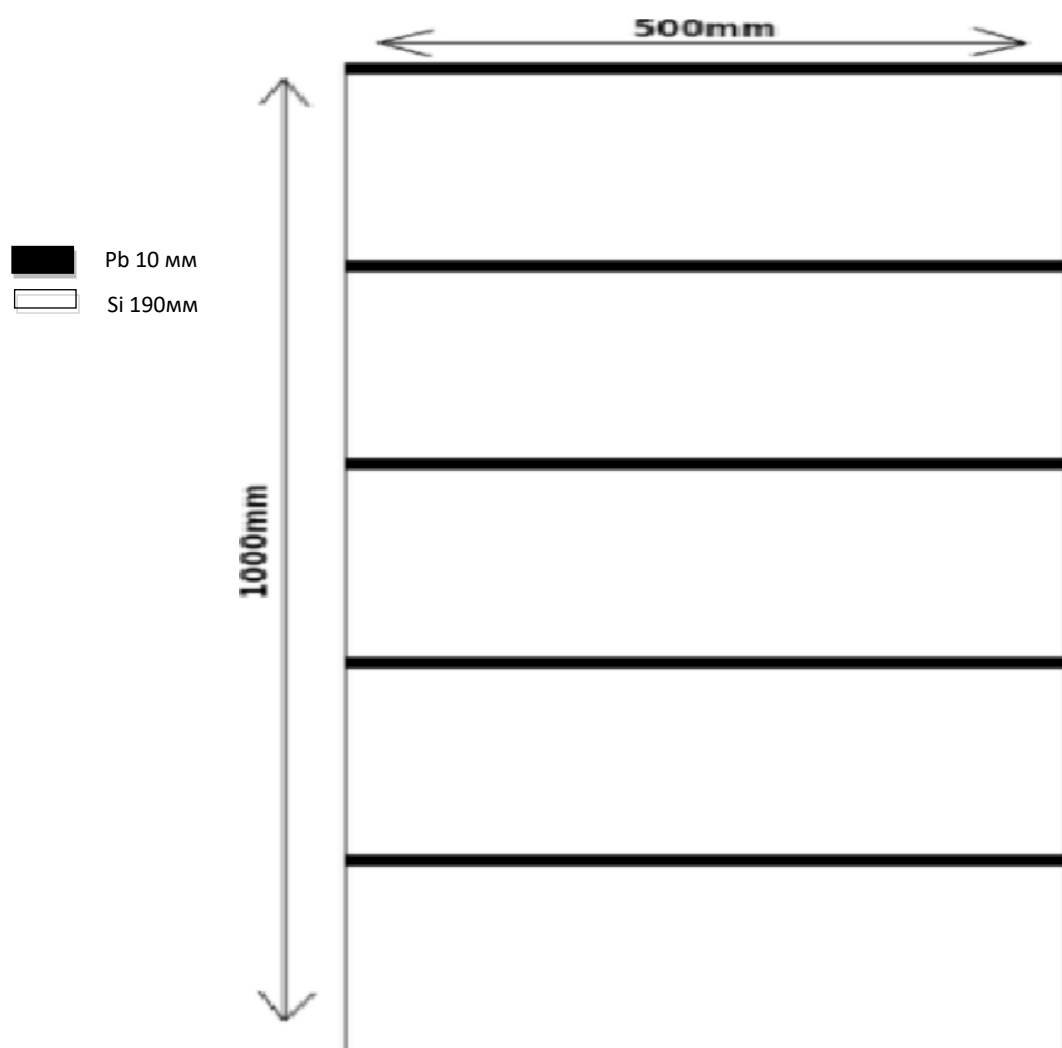


Рисунок 1.22– Схема калориметра $5x(1Pb+19Si)$

При сравнении рисунков 1.21 и 1.23 явно видно преимущество калориметра с увеличенным кремневым слоем, так как перед измерением каскад развивается достаточно плавно.

На рисунке 1.23 представлен калориметр - $5x(1Pb+19Si)$, состоящий из 5 слоев свинца и кремния.

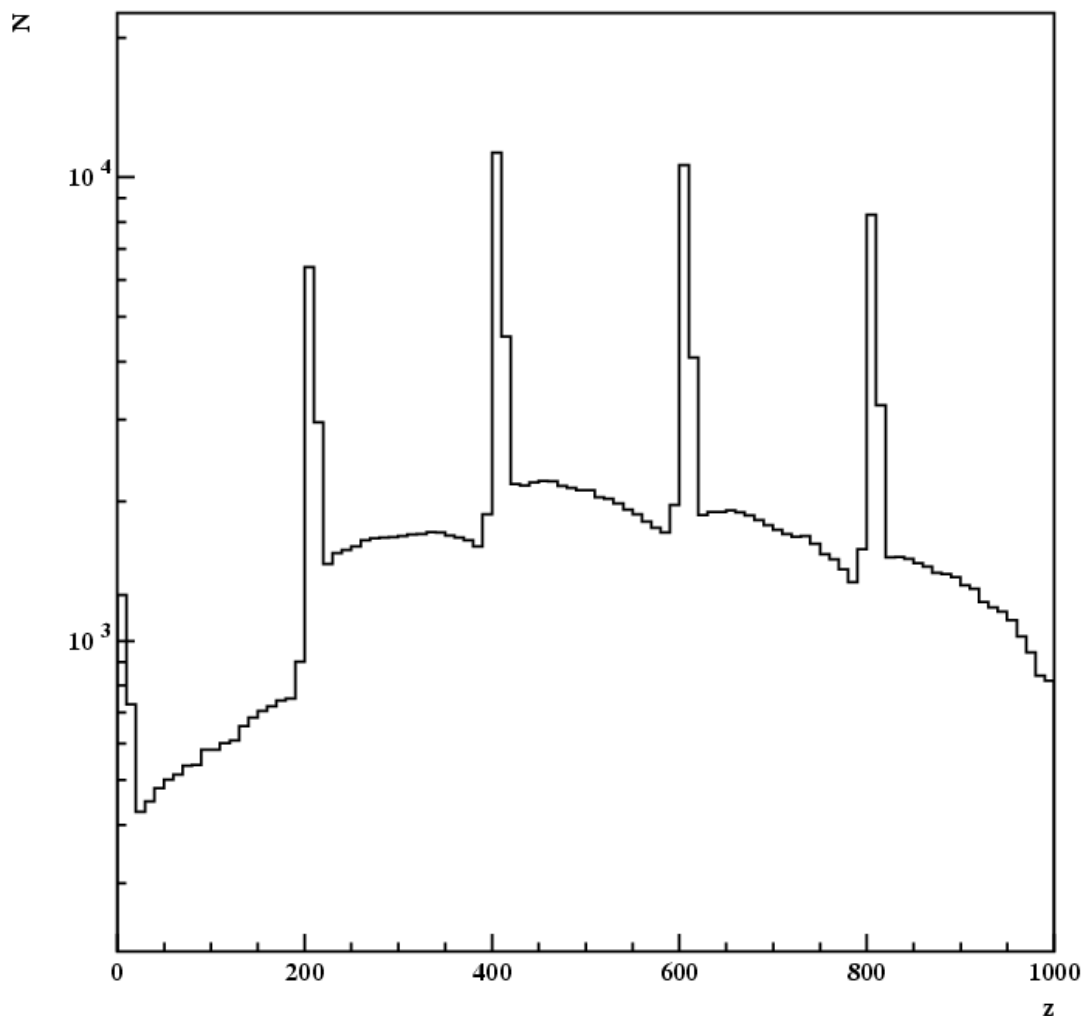


Рисунок 1.23 – Типичная каскадная кривая ливня, образованного ядрами железа с энергией 10^{12} эВ при прохождении калориметра $5x(1Pb+19Si)$.

1.9.3 Смешанный калориметр

Лучшим вариантом для детектирования частиц является гомогенный калориметр. В таких калориметрах поглощающий слой одновременно является и детектирующим, однако при использовании, например, кремния для измерения космических лучей с $E > 10^{12}$ размер калориметра будет превосходить разумные пределы. Поэтому оптимальным вариантом для исследования адронных ливней является смешанный калориметр.

На рисунке 1.24 схематически представлен макет такого калориметра.

Смешанный калориметр представляет собой мишенный блок (свинцовый слой), благодаря которому каскад быстро начнет развиваться и гомогенный измерительно-поглощительный блок (кремневый слой). Как уже отмечалось ранее, наиболее значительные флуктуации наблюдаются в начале развития каскада. Это часть развития каскада будет проходить в мишенном блоке. А измерительная часть калориметра будет находиться на такой глубине развития каскада, на которой количество вторичных частиц достаточно большое.

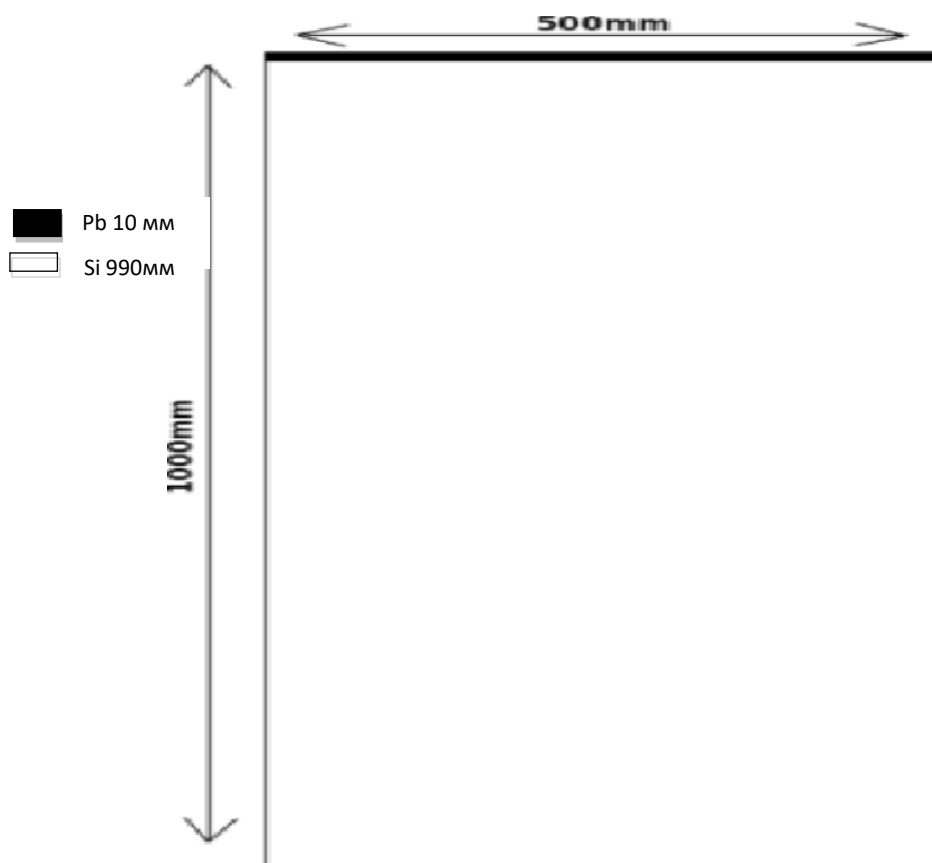


Рисунок 1.24– Схема калориметра 1x(1Pb+99Si)

Мы рассмотрели калориметр, в котором толщина свинцового блока составляет 1 см, а толщина кремневого слоя была увеличена до 99см. Каскадная кривая для такого калориметра приведена на рисунке 1.25.

При сравнении рисунков 1.21,1.23 и 1.25 для смешанного калориметра каскадная кривая также имеет пик в области свинцового поглотителя, однако измерение энергии происходит на более низких слоях детектора после стабилизации числа частиц в кремневом слое, поэтому не искажает результаты измерения энергии первичной частицы.

Таким образом, свинцовый слой способствует быстрому развитию ливня. В дальнейшем динамика развития каскада соответствует развитию каскада в кремнии, но только начиная с довольно большого числа частиц [61].

Для представленного смешанного калориметра мы провели моделирование развития каскада на основе GEANT4 и сделали тестовые измерения первичной энергии для этих моделированных ливней.

1.10 Макет тонкого калориметра

Макет тонкого калориметра включает три основных блока: блок измерения заряда первичной частицы, мишенный блок, необходимый для быстрого развития каскада, и поглотительно-измерительный блок.

Схематически вид такого калориметра представлен на рисунке 1.26

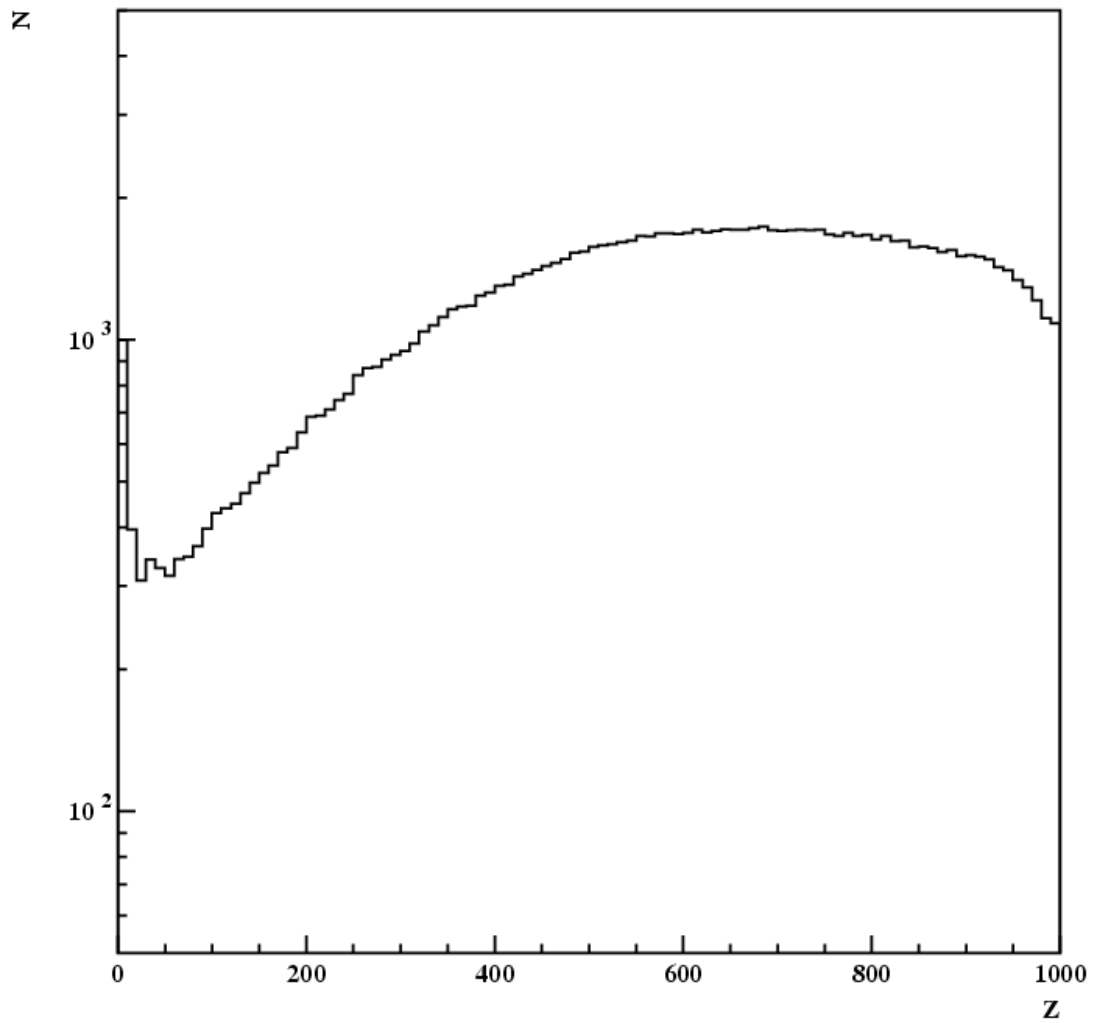


Рисунок 1.25 – Типичная каскадная кривая ливня, образованного ядрами железа с энергией 10^{12} эВ при прохождении calorиметра $1x(1Pb+99Si)$.

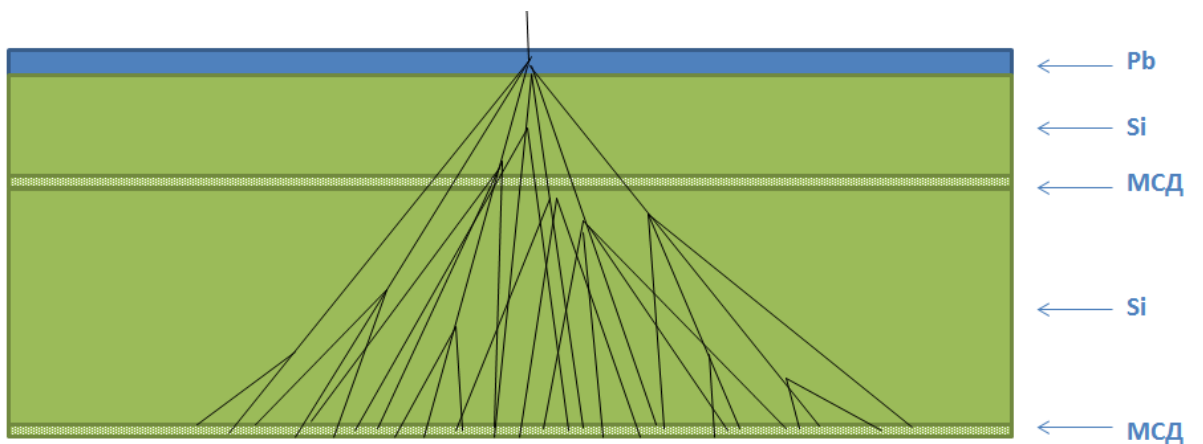


Рисунок 1.26 – Схема макета тонкого calorиметра

Блок измерения заряда представляет собой стандартный блок на основе высокоомного кремния, используемый в большинстве приборов такого типа [73]. Кроме определения заряда, данный блок дает возможность определения точки входа первичной частицы в установку и первичной оценки азимутального угла θ .

В качестве мишенного блока используется свинец. Этот материал имеет высокое значение критической энергии и низкое значение радиационной единицы. Толщина блока составляет 1 см, что примерно соответствует двум радиационным единицам.

После мишенного блока расположен поглотительный кремневый слой, необходимый для стабилизации числа частиц в каскаде. Толщина слоя выбрана с учетом результатов моделирования в размере 35 мм.

Измерительный блок имеет два тонких измерительных слоя микростриповых детекторов (МСД) толщиной 5 мм. Эти измерительные слои расположены на расстоянии 95 мм (примерно одной радиационной единицы) друг от друга. Общая толщина кремневого блока составляет 14 см.

МСД позволяют удовлетворить всем требованиям корректного определения пространственного распределения ливня, что подтверждает их использование на большинстве современных ускорителей для анализа процессов множественного рождения частиц.

Детекторы состоят из независимых друг от друга датчиков (стрипов), благодаря чему при выходе из строя одного стрипа оставшаяся часть детекторов продолжает работать. Зная расположение каждого детектора, можно определить пространственные координаты частицы, а также вычислить координаты оси каскада, образованного первичной частицей, что достаточно важно.

При не больших размерах детектора высокоэнергичные частицы могут не полностью регистрироваться в теле калориметра, однако зная координаты оси каскада можно провести моделирование недостающей половины каскада [74].

В предлагаемом способе последовательно измеряется число частиц на первом измерительном слое и затем на втором измерительном слое. Данные передаются на программно-вычислительный комплекс, в котором в онлайн режиме определяется энергия на основе двумерных калибровочных функций (заранее заложенных в вычислительный алгоритм на основе фитирования корреляционных кривых для ионизирующих частиц различных энергий). Энергия частицы определяется с помощью функции (1.5), связывающей размер каскада, энергию частицы и разность числа частиц на двух соседних уровнях.

1.11 Анализ тестовых каскадов

Процедура анализа тестовых каскадов подобна процедуре, описанной в разделе 1.7. Моделирование развития каскада выполнено на основе пакета программ GEANT4.

Моделировалось развитие в калориметре, состоящем из 1 см свинца и 89 см кремния, 100 тестовых каскадов, образованных протонами, и 100 тестовых Fe

каскадов с фиксированными энергиями 1 ТэВ и 10 ТэВ. Средние зависимости размера каскада от толщины калориметра представлены на рисунке 1.27.

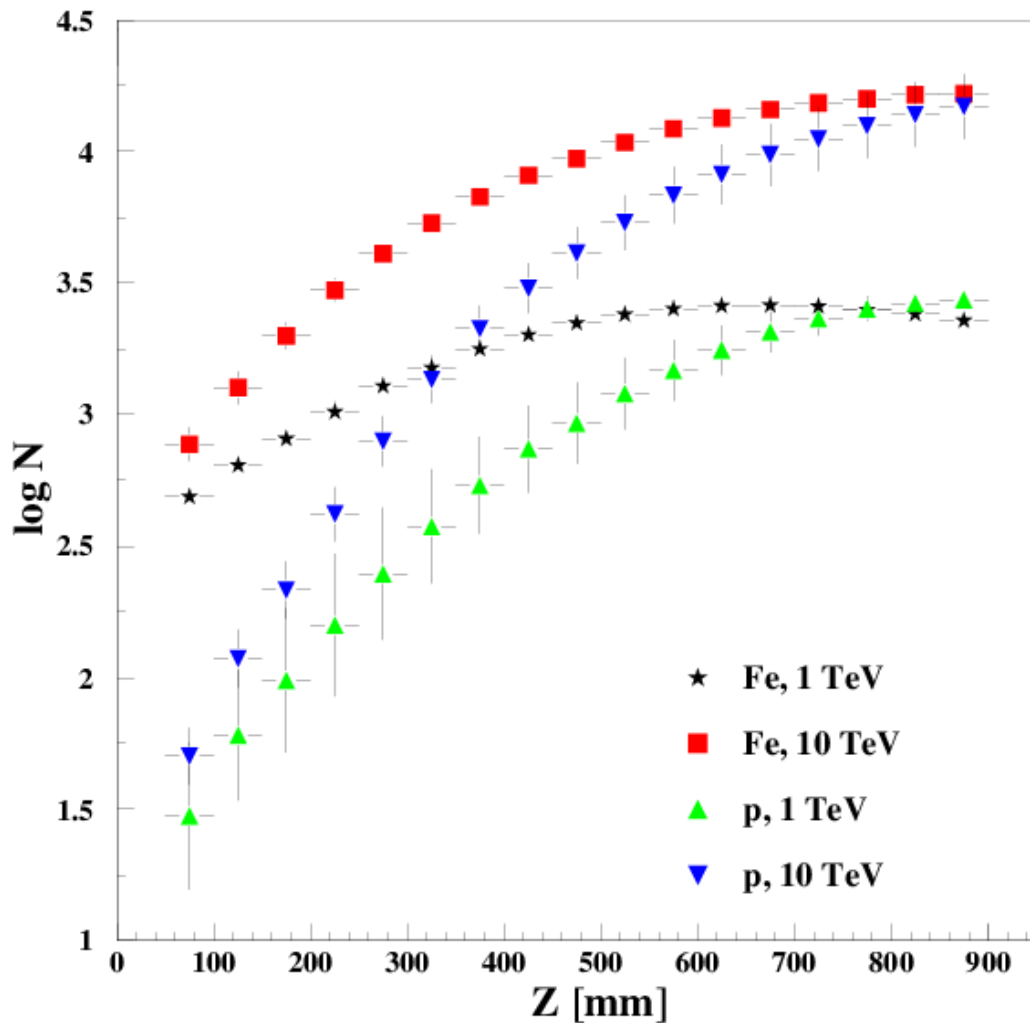


Рисунок 1.27 – Средние каскадные кривые протонов и ядер железа с фиксированными энергиями 1 ТэВ и 10 ТэВ при развитии каскада в калориметре, который представлен на рисунке 1.24.

Из рисунка 1.27 видно, что развитие каскадов протонов и железа существенно различается. При низких значениях толщины Z , например, при $Z = 100$ мм, ливни Fe с энергией 10^{12} эВ имеют $\log N$ выше, чем ливни протонов с энергией 10^{13} эВ.

Наиболее значимыми факторами, определяющими наблюдаемую разницу, являются глубина проникновения до первого взаимодействия и количество вторичных частиц, образующихся при взаимодействии с веществом. Средняя глубина проникновения до первого взаимодействия для ядер железа существенно меньше, чем для протонов. А средняя множественность значительно ниже при взаимодействии протона с веществом. Поэтому протонные каскады развиваются значительно медленнее, чем каскады, образованные ядрами железа.

На рисунке 1.28 показаны зависимости среднего размера от скорости для тех же каскадов протонов и железа, что и на рисунке 1.27.

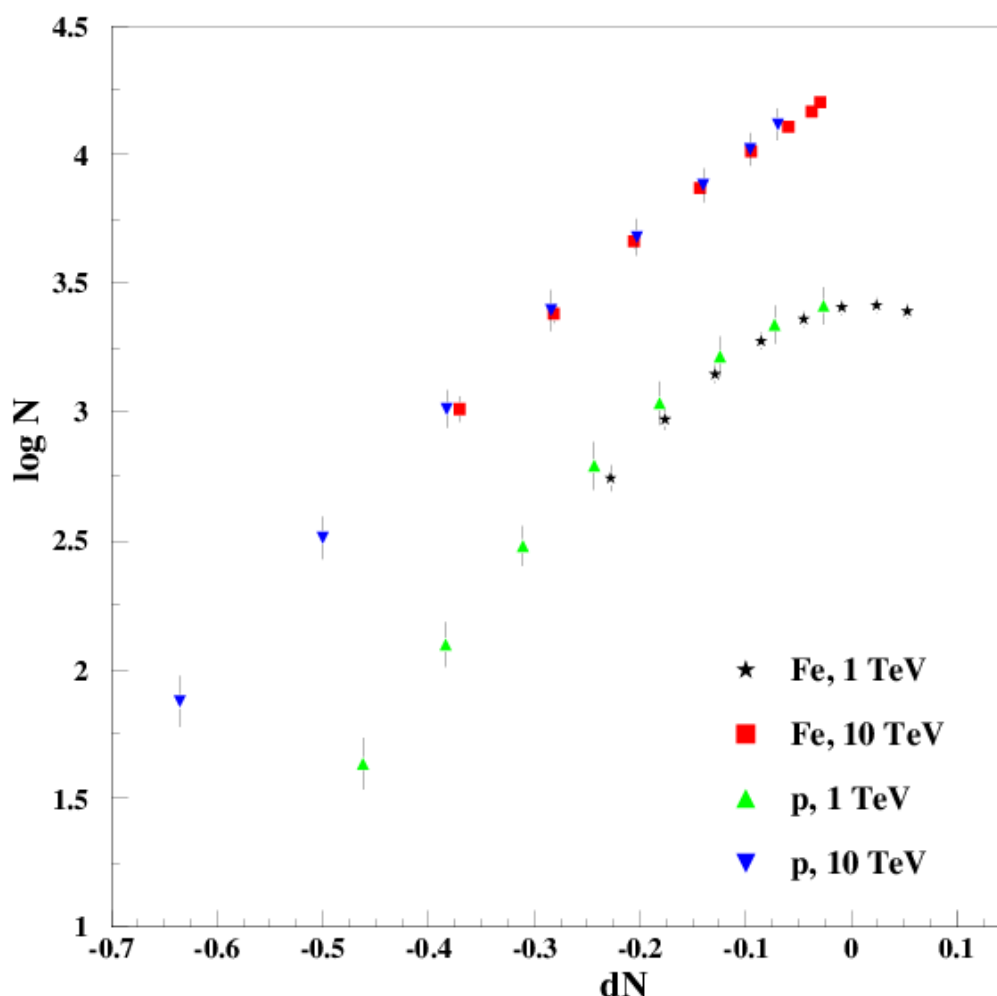


Рисунок 1.28 – Средние корреляционные кривые протонов и ядер железа с фиксированными энергиями 1 ТэВ и 10 ТэВ при развитии каскада в калориметре, который представлен на рисунке 1.24.

Толщина поглотителя для расчета dN составляет 9.5см кремния Si , то есть около 1 радиационной единицы.

Из рисунка 1.28 видно, что корреляционные кривые представляют собой упорядоченную структуру, зависящую от первичной энергии, и практически не зависящую от типа первичного ядра.

Этот факт также можно отнести к преимуществам представленного подхода.

Затем также как в разделе 1.7 корреляционные кривые были отфитированы полиномами третьего порядка и вычислены двумерные функции, подобные (1.5) только для корреляционных кривых, представленных на рисунке 1.28:

$$\log N(dN,E)=a_0(E)+a_1(E)dN+a_2(E)dN+a_3(E)dN^3 \quad (1.6)$$

и проведены тестовые «измерения» энергии моделированных ливней.

Для определения первичной энергии тестового каскада мы подставляли в (1.6) «измеренное» значение скорости развития каскада $dNm = \log Nm (Z1) - \log Nm (Z2)$ и варьировали E , чтобы минимизировать разницу между «измеренным» значением размера каскада $\log Nm (Z1)$ и значением функции (1.6).

На рисунке 1.29 показана полученная точность восстановления энергии по этой процедуре.

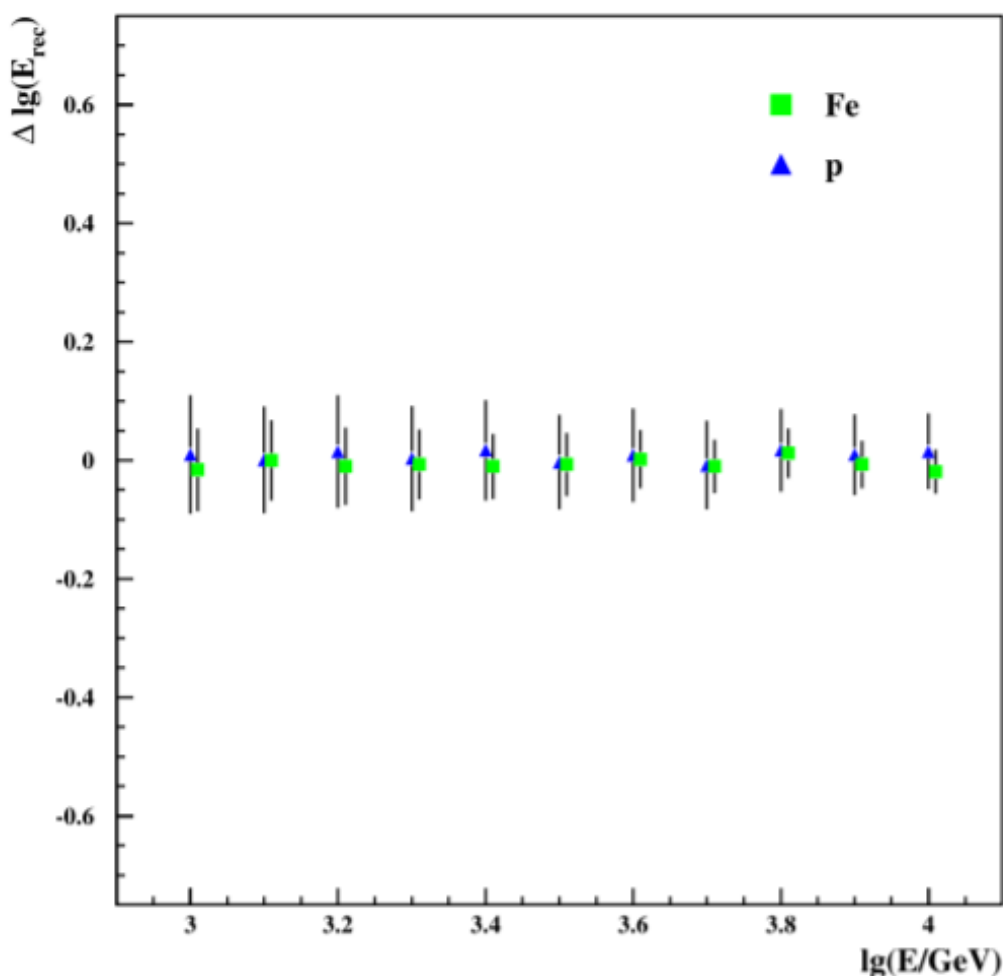


Рисунок 1.29 – Ошибки восстановления энергии для протонов и каскадов Fe для разных энергии в калориметре, состоящем из 1 см свинца и 14 см кремния.

Ошибки восстановления энергии, которые рассчитываются как $\Delta \lg(E_{rec}) = \lg(E_{rec}) - \lg(E)$, практически не зависят от первичной энергии и типа первичной частицы. Следует отметить, что для технической реализации ультратонкого калориметра необходимо учитывать технические возможности измерения энергии в реальном эксперименте и отклик установки. Они могут

снизить энергетическое разрешение из-за дополнительных систематических ошибок.

В настоящее время получен патент на изобретение со следующей формулой: «Способ измерения энергии высоко ионизирующего излучения на основе тонкого калориметра при прямых измерениях энергии высокоэнергичных ядер в широком энергетическом диапазоне, отличающийся тем, что вместо совокупности двух последовательных действий – измерения числа ионизирующих частиц на одном измерительном уровне ионизационного калориметра и онлайн вычисления энергии ионизирующего излучения на программно-вычислительном комплексе с помощью анализа каскадных кривых на основе одномерных калибровочных функций, связывающих энергию первичной частицы с числом частиц на уровне наблюдения, используется совокупность трех последовательных действий – измерения числа ионизирующих частиц на первом измерительном уровне ионизационного калориметра, измерение числа ионизирующих частиц на втором измерительном уровне ионизационного калориметра, отделенном от первого уровня слоем поглотителя, и онлайн вычисления энергии ионизирующего излучения на программно-вычислительном комплексе с помощью анализа внутренних корреляций, используя корреляционные кривые на основе двумерных калибровочных функций, связывающих энергию первичной частицы с числом частиц на втором уровне наблюдения и разностью числа частиц на первом и втором уровнях наблюдения, разделенных слоем поглотителя» [70].

1.12 Краткие выводы

На основе полученных результатов, можно с уверенностью говорить о существенном увеличении точности измерения энергии первичной космической частицы, на основе прямых измерений в космических экспериментах. Предложенная методика корреляционных кривых имеет существенные преимущества перед существующими на данный момент методиками, основанными на анализе каскадных кривых, сильно зависящих от флуктуаций нескольких первых взаимодействий в развитии каскада, а также от массы частицы.

При этом большая точность достигается не увеличением размеров ионизационного калориметра, а переходом к анализу внутренних корреляций каскада и рассчитывается для сверхтонкого калориметра толщиной всего несколько радиационных единиц, что значительно упрощает использование таких приборов на космических аппаратах. При увеличении размеров калориметра соответственно будет увеличиваться и точность определения энергии первичной частицы, однако будет усложняться транспортировку прибора за пределы атмосферы. Поэтому масса, размеры и, следовательно, точность определяемой энергии зависит от задач конкретного эксперимента.

Для исследования поведения корреляционных кривых при различных энергиях было проведено моделирование распространения широких атмосферных ливней в атмосфере с энергиями первичного ядра 10^{14} , 10^{15} , 10^{16} ,

10^{17} эВ. Для исследования были выбраны ядра железа и протона как граничные, а также рассматривались ядра углерода. На ранних стадиях развития каскадных кривых наблюдаются значительные флуктуации в элементарном акте взаимодействия. Определение энергии возможно только ближе к максимуму развития каскада, который находится достаточно далеко от малых глубин проникновения частицы в атмосфере. И, следовательно, при определении энергии с помощью тонкого калориметра, где регистрируется только начало каскада, дает большие погрешности.

Кроме того большие погрешности дает неопределенность первичного ядра, т.к. при рассмотрении каскадных кривых ядра протона и железа сдвинуты относительно друг друга. Это происходит из-за различной множественности рождения частиц при нескольких первых взаимодействиях в связи с различной массой первичного ядра, что тоже оказывает значительное влияние на точность измерений.

Переход от каскадных кривых к корреляционным кривым позволяет решить все эти проблемы. Уже на малых глубинах проникновения наблюдается достаточно упорядоченная картина и для ядер железа, и для ядер протона. Корреляционные кривые зависят уже не от глубины проникновения частиц в калориметр, а от скорости развития каскада на соседних уровнях наблюдения, разделенных слоем поглотителя, что позволяет увеличить точность на порядок [68].

При использовании корреляционных кривых также автоматически решается проблема неопределенности первичного ядра, так как корреляционные кривые практически одинаковы для всех ядер с одинаковой энергией.

Для возможности реализации проекта тонкого калориметра проведено моделирование развития каскада вторичных частиц в различных типах тонких ионизационных калориметров. В условиях космического эксперимента для энергий $E > 10^{12}$ эВ применение гомогенных калориметров невозможно из-за их больших объемов. Однако в гетерогенных калориметрах, из-за структуры слоистого пирога, возникают значительные переходные эффекты, которые существенно влияют на точность определения энергии. В качестве оптимального варианта предложено использование смешенного калориметра, состоящего из свинцового мишенного блока и гомогенного измерительного кремниевого блока.

Полученные ошибки составляют менее 10 процентов для широкого спектра энергий. На данный момент это является прорывным результатом в определении энергии высокоэнергичного космического излучения. Для уменьшения систематических ошибок определения энергии сильно зависящих от выбора модели развития каскада требуется понимание особенностей развития каскадных процессов. Необходима детальная информация о флуктуациях множественности, псевдобыстротных распределениях продуктов ядро-ядерного взаимодействия, особенностей распределения вторичных частиц в различных типах ядро-ядерных взаимодействий в элементарном акте взаимодействия [80].

Однако на данный момент получен основополагающий теоретически результат: представлена методика корреляционных кривых, позволяющая с

высокой точностью определить энергию первичного ядра при сравнительно небольших размерах калориметра.

2 ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В ПСЕВДОБЫСТРОТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ

2.1 Введение

Исследования релятивистских ядро-ядерных взаимодействий, проводимые на ускорителях и в космических экспериментах взаимосвязаны между собой. При этом, исследования свойств релятивистских частиц, проводимые на ускорителях, могут дать более полную физическую интерпретацию наблюдаемых при изучении космических лучей явлений.

На современном этапе для исследования взаимодействий релятивистских ядер и частиц строятся все более мощные ускорительные комплексы, а также улучшаются системы детектирования для исследования новых физических явлений и аномалий при измерении характеристик космических лучей, являющихся естественным источником высокоэнергичных частиц [81-82].

При измерении характеристик высокоэнергичных КЛ «прямыми» (за пределами атмосферы) или косвенными (наземные установки ШАЛ) методами, результаты исследования зависят от выбранной модели развития ливня и знания элементарного акта ядро-ядерного взаимодействия [83-85].

Исследование корреляций и флуктуаций в процессах множественного рождения частиц в элементарном акте взаимодействия является критичным для большинства теоретических моделей множественного рождения частиц. Результаты анализа позволяют более детально оценивать предсказания моделей, используемых для описания ядро-ядерных взаимодействий, а также моделей, используемых как генераторы частиц для моделирования каскадных процессов.

Кроме этого, исследования флуктуаций в процессах множественного рождения частиц в релятивистских ядро-ядерных соударениях актуально для анализа свойств ядерной материи при высоких плотностях и температурах.

При столкновениях тяжелых ионов на коллайдерах RHIC и LHC ядерная материя находится в состояниях с экстремальными температурами и плотностью. При таких условиях образуется плотное горячее вещество в фазе деконфайнмента – кварк-глюонная плазма, состоящая из сильновзаимодействующих кварков и глюонов.

Рождение вторичных частиц из сгустка возбужденной ядерной материи носит коллективный характер, который должен приводить к существенным флуктуациям в распределениях вторичных частиц.

Отделение флуктуаций, связанных с геометрией столкновения, от флуктуаций, связанных с проявлением фазового перехода вблизи точки фазового перехода, является критическим моментом для получения обоснованных результатов.

При этом о начальном состоянии взаимодействия обычно недостаточно экспериментальной информации. В зависимости от степени центральности взаимодействия, распределения вторичных частиц могут существенно различаться в индивидуальных взаимодействиях.

В связи с этим наиболее актуальным для поиска динамических флуктуаций, связанных с фазовым переходом ядерной материи к кварк-глюонной плазме является event-by-event (пособытийный) анализ столкновений ядер при высоких энергиях.

Предполагается, что анализируя в деталях характеристики каждого отдельного события, будет возможно непосредственно наблюдать эффекты фазового перехода в тех событиях, в которых созданы наиболее благоприятные условия для образования кварк-глюонной плазмы.

Быстрое развитие пособытийного исследования в последние годы связано с появлением сложных экспериментов с большими приемными детекторами, способными с высокой точностью измерять характеристики вторичных частиц. Исследование аномальных событий в элементарном акте взаимодействия наиболее актуально для поиска экспериментальных проявлений процессов деконфайнмента.

Исследование, представленное в данной главе, было нацелено на поиск и классификацию событий со значительными многочастичными корреляциями ливневых частиц. Для решения этой задачи мы исследовали флуктуации плотности вторичных частиц в псевдобыстротных распределениях.

Для исследования особенностей распределения вторичных частиц в зависимости от энергии столкновения для центральных и периферических взаимодействий различной степени перекрытия ядер были использованы экспериментальные данные коллаборации EMU01, полученные на ускорителях CERN, BNL и ОИЯИ [86-89]. В процессе выполнения работ мы исследовали взаимодействия легких, средних и тяжелых ядер с тяжелыми и легкими ядрами фотоэмульсии в широком энергетическом интервале (от 3.7 до 200 ГэВ на нуклон).

При этом, основные результаты в данной главе представлены на основе анализа неупругих взаимодействий ядер золота с ядрами фотоэмульсии при энергии 10.7 АГэВ. Именно в этих взаимодействиях обнаружены наиболее значительные многочастичные корреляции в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц.

2.2 Экспериментальные данные

Анализируемый набор включает экспериментальные данные EMU-01 коллаборации: 1100 неупругих взаимодействий ^{197}Au 10.7 А·ГэВ с ядрами эмульсии NIKFI BR-2, полученные на AGS (Alternating Gradient Synchrotron) в Брукхевенской национальной лаборатории (США)[90].

Несмотря на трудоемкость процесса исследования взаимодействия ядер с ядерной эмульсией, данный подход является крайне информативным, благодаря высокой пространственной разрешающей способности. Наблюдения соударения ядер происходит в 4 π -геометрии, что является существенным преимуществом перед экспериментами, основанными на исследовании взаимодействия встречных пучков ядер, которые регистрируют не все вторичные частицы, а имеют мертвые зоны, где частицы не регистрируются.

Ядерная фотоэмульсия включает в себя легкие, средние и тяжёлые ядра и дает возможность анализировать ядерные взаимодействия различной степени асимметричности ядер при одинаковых экспериментальных условиях. Фотоэмульсия состоит из водорода (39.2%), ядер *CNO*-группы (35.3%) и тяжелых ядер *AgBr* (25.5%).

Каждое событие столкновения частиц изучалось на микроскопе. Вторичные частицы классифицировались по стандартной методике, применяемой для анализа вторичных частиц в ядерной эмульсии [90]:

g-частицы – высокоэнергичные ($26 \leq E_{кин} \leq 400$ МэВ) однозарядные фрагменты ядра мишени. В ядерной эмульсии им соответствуют треки с ионизацией $J/J_{min} > 1.4$ и пробегом $R > 3$ мм (J_{min} – ионизация однозарядных фрагментов налетающего ядра).

b-частицы представляют собой однозарядные, двухзарядные и многозарядные фрагменты ядра мишени с кинетической энергией $E_{кин} < 26$ МэВ и с пробегом $R < 3$ мм;

h-частицы – фрагменты ядра мишени, представляющие сумму *g*- и *b*-частиц ($N_h = n_b + n_g$);

s-частицы – ливневые частицы из области взаимодействия с кинетической энергией $E_{кин} > 400$ МэВ и с относительной ионизацией $J/J_0 < 1.4$.

К фрагментам налетающего ядра были отнесены следы частиц, которые находятся в пределах угла $\theta_{кр}$, который определяется исходя из соотношения $\sin \theta_{кр} = 0.2 \text{ ГэВ}/P_0$, где P_0 – импульс налетающего ядра, выраженных в единицах ГэВ на нуклон.

Фрагменты налетающего ядра делятся на три группы: однозарядные N_{Z1} , двухзарядные N_{Z2} и многозарядные N_f .

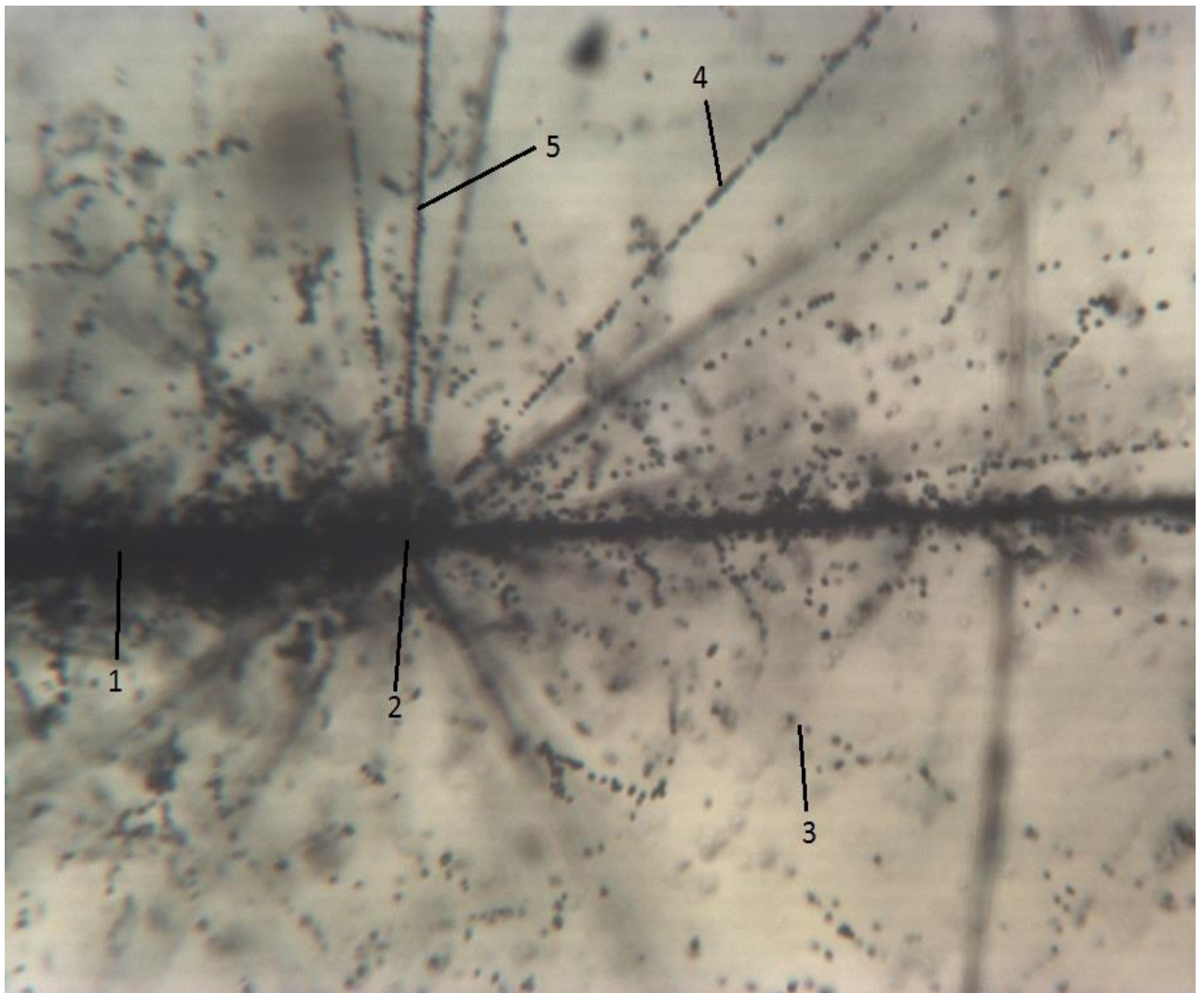
Для примера на рисунке 2.1. представлено событие взаимодействия ядра золота с тяжелым ядром фотоэмульсии.

2.3 Оценка степени центральности ядро-ядерных взаимодействий

Экспериментальные условия появления КПП и особенности разлета вторичных частиц существенно зависят от начальных условий взаимодействия [39-41].

Состояние, в котором находится ядерная материя на очень маленьких пространственно-временных интервалах после взаимодействия ядер, к сожалению мало изучено и можно судить о нем только по косвенным признакам: множественности ливневых частиц, псевдобыстротным распределениям и распределению фрагментов ядра мишени и ядра снаряда [91-93].

Чем более центральным является взаимодействие, тем больше нуклонов участвуют во взаимодействии, и появляется большее количество ливневых частиц, а также уменьшается количество нуклонов не участвующих во взаимодействии.



1 – налетающее ядро; 2 - центр взаимодействия; 3 - *s*-частица; 4 - *g*-частица; 5 - *b*-частица.

Рисунок 2.1 – Фото взаимодействия ядра золота с ядром фотоэмульсии при энергии 10.7 АГэВ с множественностью $n_s=85$, числом фрагментов ядра мишени $n_g=8$ и $n_b=12$, фрагментов налетающего ядра $N_{Z1}=4$, $N_{Z2}=4$ и $N_f=4$

В зависимости от геометрии столкновения ядер меняются и параметры углового распределения частиц. Поэтому очень важно идентифицировать события различной степени периферичности, а также разделять события различной степени асимметричности ядер.

Фотоэмульсия состоит из тяжелых и легких ядер. Для исследования характеристик, зависящих от степени асимметричности ядер, требуется определить с какими именно из ядер эмульсии провзаимодействовало налетающее ядро золота.

На рисунке 2.2 представлена зависимость числа фрагментов ядра-мишени N_h от множественности вторичных частиц n_s .

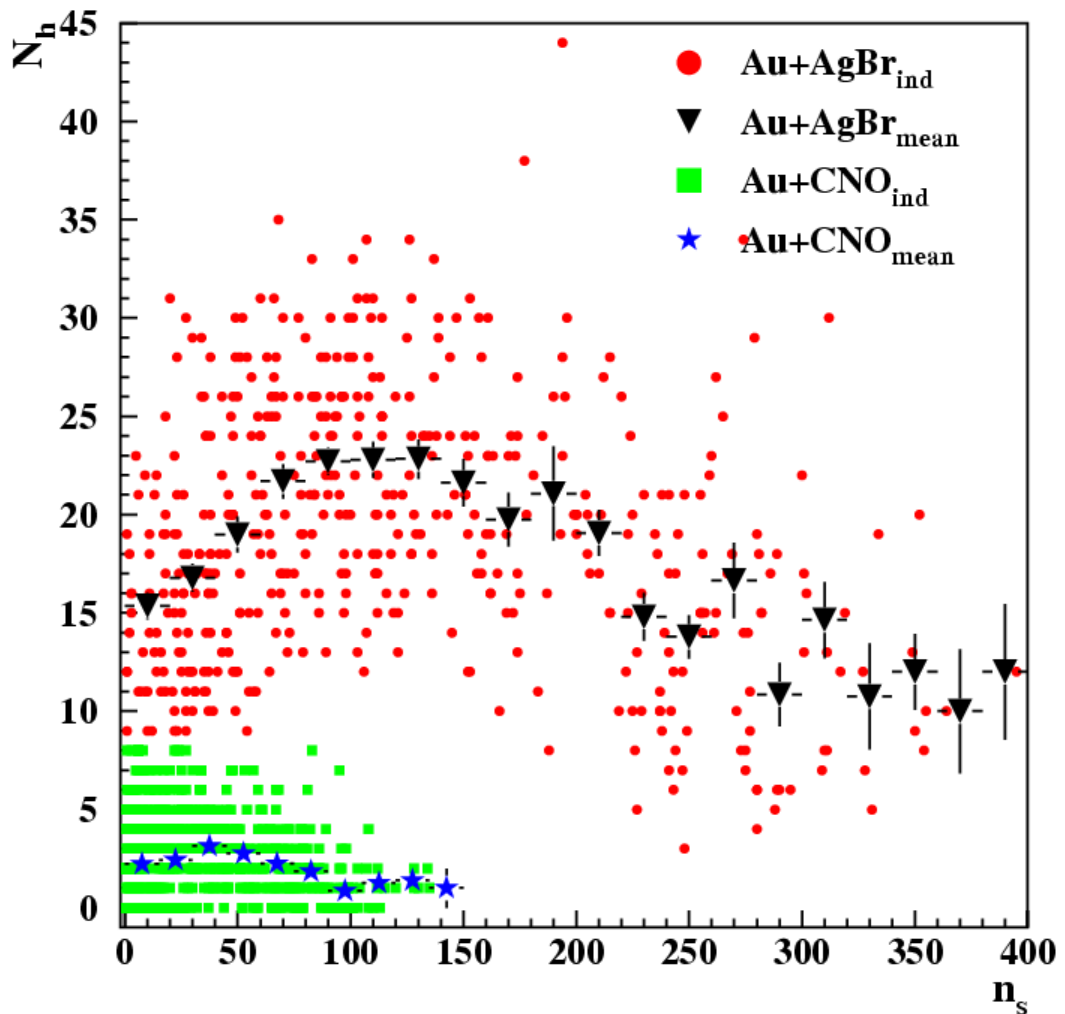


Рисунок 2.2 – Корреляция между числом фрагментов ядра мишени и числом ливневых частиц во взаимодействиях ядра золота с тяжелыми ($AgBr$) и легкими (CNO) ядрами фотоэмульсии при энергии 10.7 АГэВ

Разделение событий происходит по нескольким критериям. Во-первых, самым тяжелым ядром из группы CNO является кислород с зарядом равным 8. Поэтому число фрагментов ядра мишени N_h не может быть больше 8. Во-вторых, множественность n_s во взаимодействиях золота с тяжелыми ядрами фотоэмульсии $Au+AgBr$ значительно выше, чем с легкими $Au+CNO$.

Средняя корреляционная кривая для $Au+AgBr$ событий, представленная на рисунке 2.2, характеризуется уверенным ростом в области до $n_s \sim 110$. В событиях с $n_s > 110$, с ростом множественности n_s происходит уменьшение количества фрагментов ядра мишени и выход на плато при больших $n_s > 250$.

Для понимания особенностей данного распределения на рисунке 2.3 представлено распределение суммарного заряда фрагментов налетающего ядра для соответствующих областей изменения n_s .

На верхнем левом рисунке 2.3 представлено общее распределение, характеризующееся двумя ярко выраженными пиками.

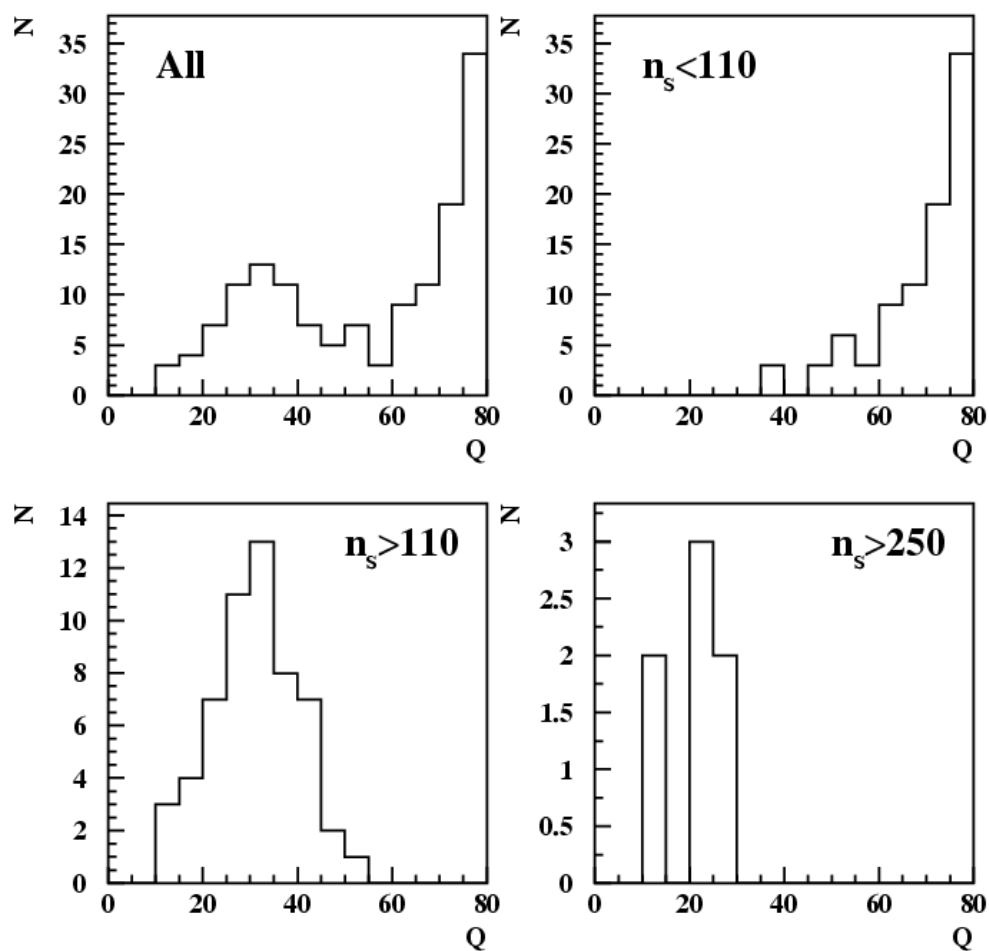


Рисунок 2.3 – Распределение суммарного заряда фрагментов налетающего ядра для взаимодействия $Au+AgBr$ с одним многозарядным фрагментом $N_f=1$ в зависимости от множественности n_s

Однако при разделении событий относительно параметра $n_s > 110$ на верхнем-правом и нижнем-левом рисунках наблюдается четкое разделение двух пиков.

Периферические события различной степени периферичности характеризует пик в области больших значений Q . Пик при $Q < 55$ относится к центральным событиям и характеризует взаимодействия с различной степенью центральности.

На основе совместного анализа рисунков 2.2 и 2.3 поведение средней корреляционной кривой объясняется следующим образом.

Первый уровень ($n_s \sim 110$) отделяет периферические и центральные взаимодействия. Рост числа h -частиц связан с дроблением многозарядных фрагментов ядра мишени. На уровне, примерно соответствующем $n_s \sim 110$ происходит полное разрушение ядра мишени.

На втором уровне ($110 < n_s < 250$) чем менее центральным является взаимодействие, тем меньше частиц ядра мишени участвует во взаимодействии и, следовательно, тем больше количество фрагментов мишени.

При сильно центральном столкновении число образующихся ливневых частиц максимально, а количество фрагментов ядра мишени минимально.

Поведение среднего распределение для $Au+CNO$ подобно среднему распределению взаимодействий золота с $AgBr$, но максимум распределения находится при меньших значениях n_s . Уровень раздела периферических и центральных событий соответствует $n_s \sim 35$ и $n_s \sim 95$ соответственно.

2.4 Исследование параметров фрагментации налетающего ядра

Благодаря большой наглядности фотоэмульсионная методика дает возможность проследить за разлетом как провзаимодействовавших частиц, так и фрагментов не участвующих во взаимодействии. Условно разделим вторичные частицы на две группы:

– нуклоны не участвующие во взаимодействии (спектаторные фрагменты налетающего ядра N_f) и фрагменты ядра мишени N_h ;

– непосредственно участвующие во взаимодействии нуклоны, рождающие высокоэнергичные ливневые частицы n_s .

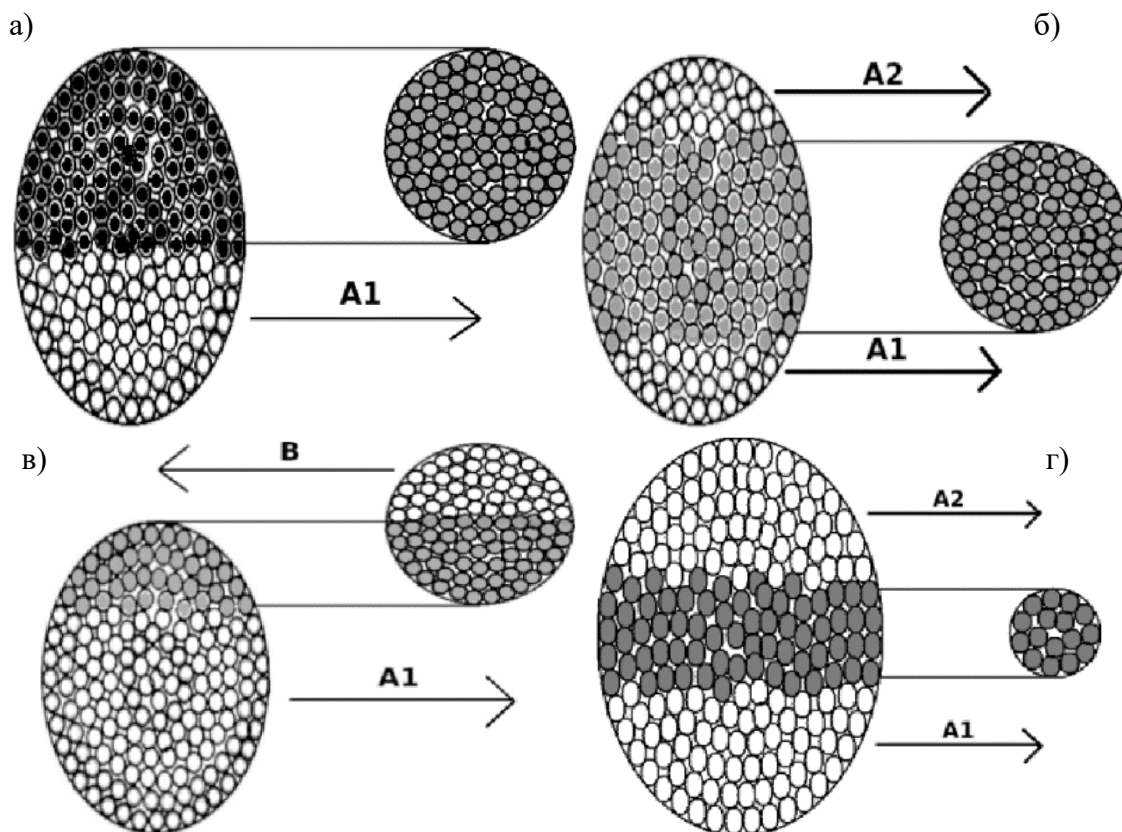
По распределению фрагментов ядра мишени и ядра снаряда, возможно, оценить степень периферичности каждого взаимодействия. Оценить степень дробления ядра мишени возможно при анализе фрагментов ядра мишени (n_g - и n_b -частиц). Число провзаимодействующих нуклонов можно вычислить по суммарному заряду фрагментов налетающего ядра [94-98].

На рисунке 2.4 представлено схематическое представление взаимодействия ядер различной степени центральности и асимметричности.

Более темным цветом обозначены нуклоны области взаимодействия (исходя из геометрических представлений). Светлыми представлены нуклоны, образующие фрагменты ядра снаряда и ядра мишени. При этом из сравнения рисунков 2.4а и 2.4б следует, что, исходя из геометрических представлений, вероятность появления событий с одним фрагментом ядра снаряда ниже для сильно центральных взаимодействий (2.4б) и выше для слабо центральных (2.4а). В периферических взаимодействиях (2.4в) также более вероятным является появление событий с одним многозарядным фрагментом.

Из сравнения рисунков 2.4г и 2.4б следует, что для более асимметричных взаимодействий (2.4г), то есть когда налетающее ядро существенно больше ядра мишени суммарный заряд фрагментов налетающего ядра должен быть больше, по сравнению с менее асимметричным взаимодействием (2.4б).

Вероятность появления событий полного разрушения ядра снаряда (то есть когда отсутствуют многозарядные фрагменты) также выше для событий 2.4б типа, по сравнению с другими типами, представленными на рисунке 2.4. Анализ фрагментации ядра снаряда позволяет оценить степень центральности взаимодействия. При этом, результаты оценки должны учитывать параметры асимметрии взаимодействующих ядер [99].



а) – слабо центральное взаимодействие слабо асимметричных ядер; б) – сильно центральное взаимодействие слабо асимметричных ядер; в) – периферическое взаимодействие; г) – сильно центральное взаимодействие сильно асимметричных ядер

Рисунок 2.4 – Схематическое представление взаимодействия ядер различной степени центральности и асимметричности

В зависимости от периферичности взаимодействия тяжелых ядер золота с различными ядрами фотоэмульсии рождается различное количество многозарядных фрагментов. Распределения по суммарному заряду Q налетающего ядра представлены на рисунке 2.5, для событий с различным числом спектаторных многозарядных фрагментов. На нижнем левом рисунке 2.5 резко выделяющаяся область с зарядом $Q > 70$, что характеризует периферические взаимодействия с одним большим спектаторным фрагментом налетающего ядра.

На нижнем правом рисунке 2.5 представлены события с несколькими многозарядными спектаторными фрагментами. Значение заряда распределено уже более равномерно, что соответствует более центральным взаимодействиям ядер.

На правом верхнем рисунке 2.5 многозарядные спектаторные фрагменты отсутствуют, причем количество таких событий достаточно большое. Наличие таких событий свидетельствует о том, что при определенных условиях (центральности взаимодействия и асимметричности ядер) происходит полное разрушение налетающего ядра – массивное ядро золота полностью разрушается при столкновении с намного менее тяжелыми ядрами фотоэмульсии.

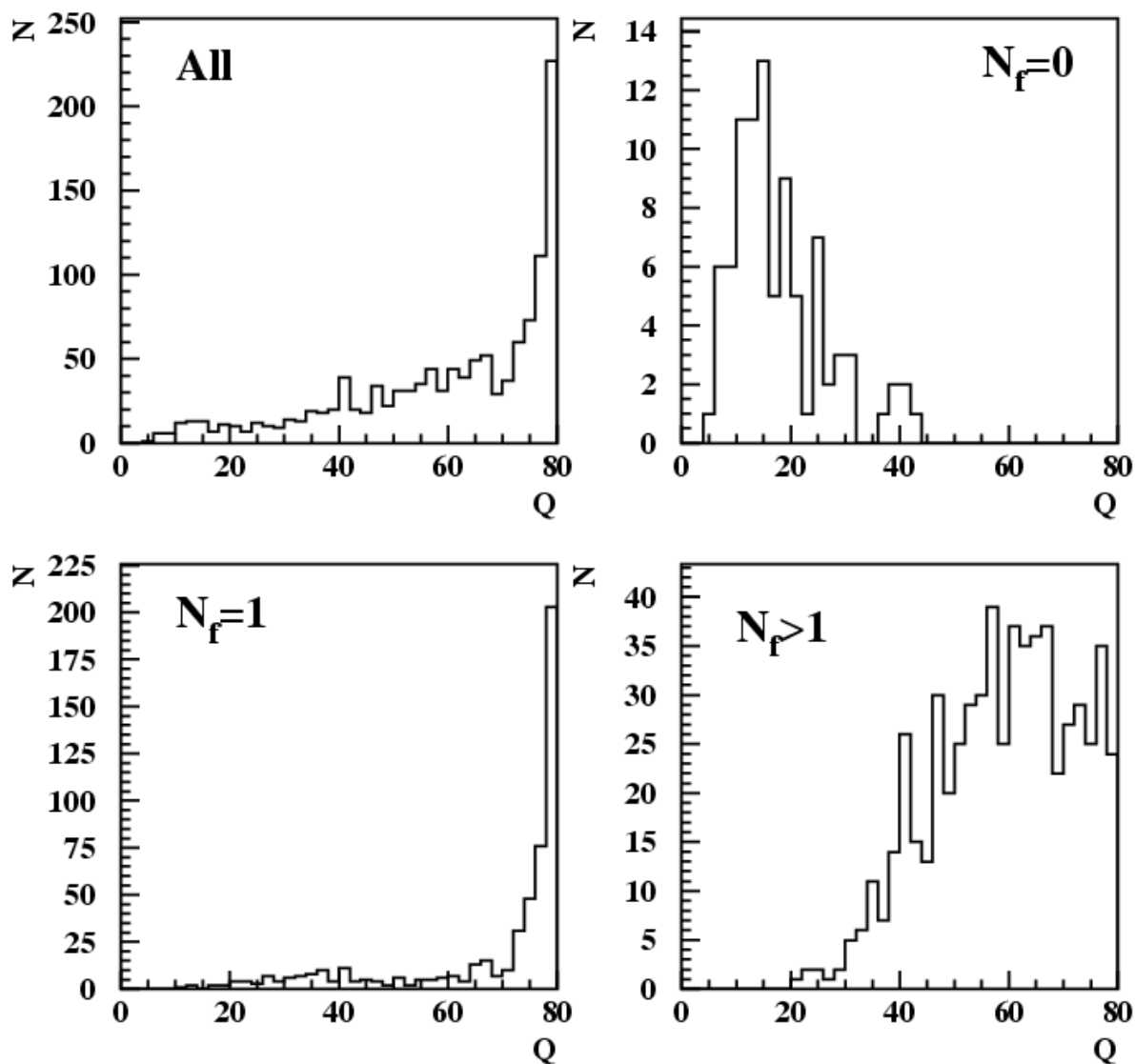


Рисунок 2.5 – Зависимость суммарного заряда однозарядных, двухзарядных и многозарядных фрагментов налетающего ядра для взаимодействий тяжелых ядер золота ^{197}Au с энергией 10.7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии с различным числом многозарядных фрагментов N_f

Эти доводы также подтверждаются распределениями суммарного заряда многозарядных фрагментов налетающего ядра (исключая однозарядные и двухзарядные фрагменты) для событий с различным количеством многозарядных фрагментов в конечном состоянии, представленными на рисунке 2.6.

События с большим количеством многозарядных фрагментов $N_f > 1$ (рисунок 2.6 нижний-правый) распределены достаточно равномерно с центром в районе $Q_f = 40$. В событиях с одним многозарядным фрагментом распределения отличаются от представленных на рисунке 2.5 пиком в области малых значений остаточного ядра. Этот пик, вероятно, соответствует центральным взаимодействиям низкой степени центральности (рисунок 2.4а)

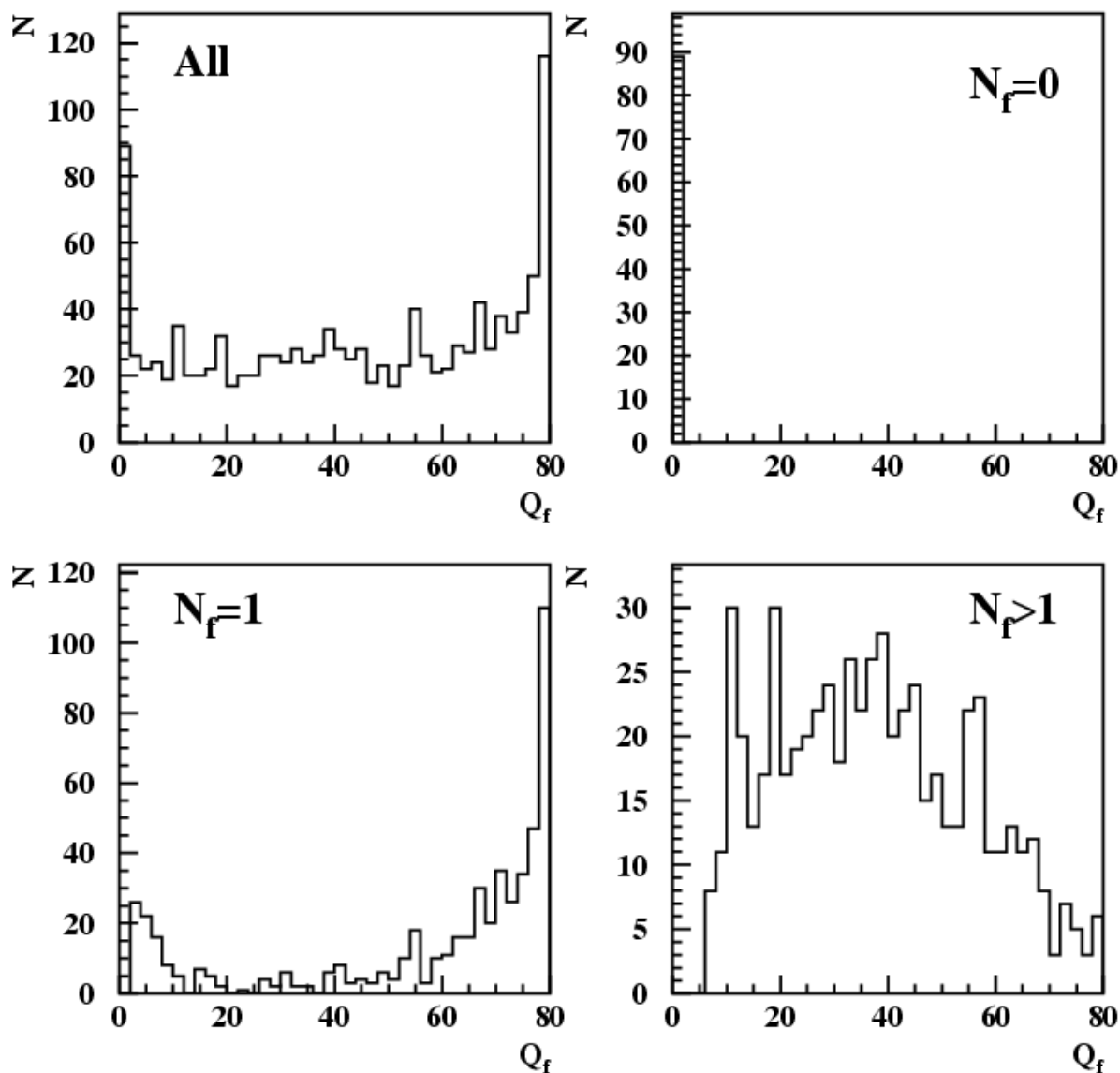


Рисунок 2.6 – Распределения суммарного заряда многозарядных фрагментов налетающего ядра во взаимодействиях тяжелых ядер золота ^{197}Au с энергией 10.7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии для событий с различным количеством многозарядных фрагментов в конечном состоянии

Таким образом, при взаимодействии асимметричных ядер большое влияние оказывает степень центральности взаимодействия. Периферические взаимодействия в большинстве характеризуются одним многозарядным фрагментом $N_f = 1$, для центральных взаимодействий характерно полное разрушение ядра $N_f = 0$, либо разрушение ядра на большое количество многозарядных фрагментов $N_f > 1$.

2.5 Особенности распределения событий по средней псевдобыстроте

В периферических событиях (при неполном перекрытии ядер) и частично в центральных событиях (в зависимости от степени центральности) в образующемся файерболе должно преобладать несимметричное расширение,

которое должно приводить к особенностям в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц [100-105].

В связи с этим, в первую очередь было исследовано псевдобыстротное распределение ливневых частиц из области взаимодействия с целью обнаружения особенностей в индивидуальных распределениях.

На рисунке 2.7 представлено распределение по средней псевдобыстроте для неупругих взаимодействий $Au+Em$ 10.7 А·ГэВ.

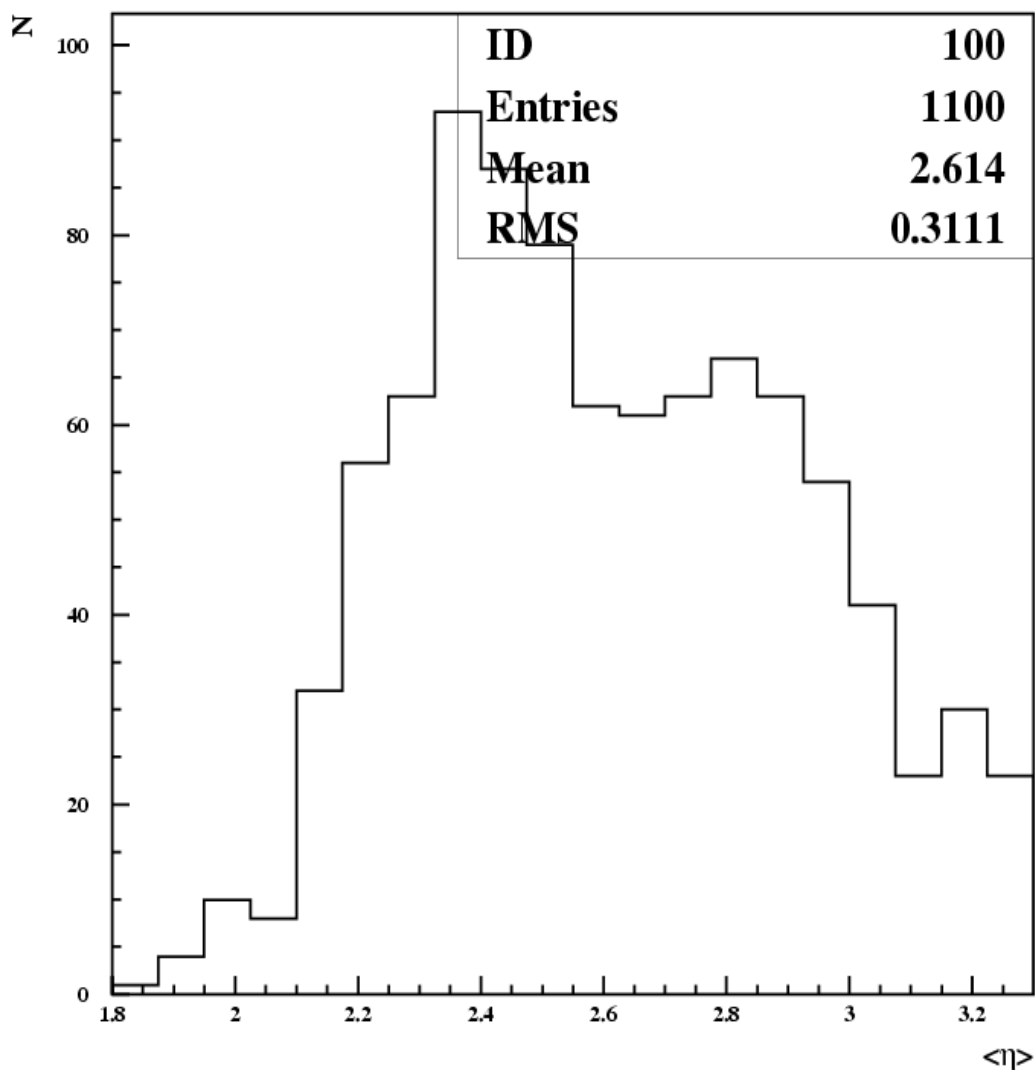


Рисунок 2.7 – Распределение по средней псевдобыстроте для взаимодействий $Au+Em$ 10.7 А·ГэВ с числом ливневых частиц $n_s > 0$

Как видно из рисунка 2.7 распределение представляет собой несимметричный тип, напоминающий наложение двух распределений со средними значениями в районе $\langle \eta \rangle \sim 2.35$ и $\langle \eta \rangle \sim 2.85$.

Для понимания особенностей появления такого распределения на первом этапе мы рассмотрели индивидуальные псевдобыстротные распределения на основе пособытийного (event-by-event) анализа.

На рисунке 2.8 представлены псевдобыстротные распределения для четырех случайно выбранных индивидуальных событий со значением средней псевдобыстроты в интервале от $\langle \eta \rangle = 2.3$ до $\langle \eta \rangle = 2.4$.

Как видно из рисунка 2.8 события с $\langle \eta \rangle = 2.3 \div 2.4$ имеют довольно похожую (с учетом флуктуаций) гауссоподобную структуру. Для сравнения на каждое распределение наложен один и тот же фит псевдобыстротного распределения события номер $N_{ev}=5517012$, нормированный на число вторичных частиц в событии.

На рисунке 2.9 представлены псевдобыстротные распределения для четырех случайно выбранных индивидуальных событий со значением средней псевдобыстроты в интервале от $\langle \eta \rangle = 2.8$ до $\langle \eta \rangle = 2.9$. Для сравнения на каждое распределение наложен один и тот же фит псевдобыстротного распределения события номер $N_{ev}=5517012$, представленного на рисунке 2.8, нормированный на число вторичных частиц в событии.

Как видно из рисунков 2.9 представленные события имеют более сложную структуру по сравнению с событиями, представленными на рисунке 2.8.

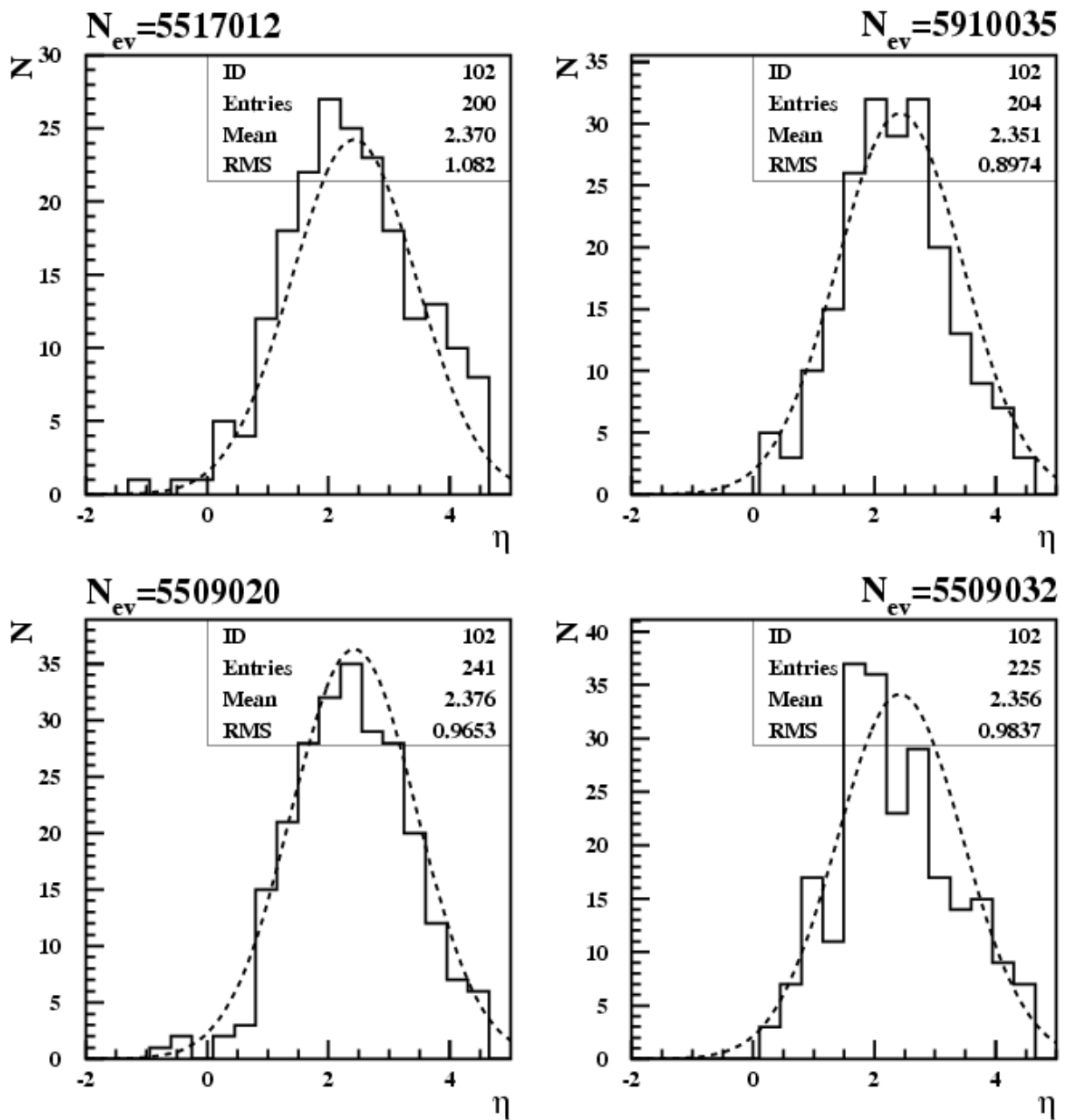
Кроме «стандартной» группы частиц, вылетающих с псевдобыстротой $\eta \sim 2.35$ и гауссоподобным распределением, обнаруживается значительная группа частиц в этом же событии, вылетающая с очень большими значениями $\eta \sim 4$. Причем в некоторых событиях, например $N_{ev}=5513014$ и $N_{ev}=11017$, распределение вообще напоминает двухгорбовое распределение. Таким образом, можно констатировать, что в результате взаимодействия ядер золота с ядрами в фотоэмульсии в некоторых «аномальных» событиях образуются два потока вторичных ливневых частиц, вылетающих с существенно различными псевдобыстротами.

На рисунках 2.10 и 2.11 представлены распределения по средней псевдобыстроте для неупругих взаимодействий $S+Em$ 200 А·ГэВ и $C+Em$ 3.7 А·ГэВ. Как видно из этих рисунков, оба распределения не имеют характерного бугра в области больших $\langle \eta \rangle$, по сравнению с распределением, представленном на рисунке 2.7.

Таким образом, появление «аномальных» событий, вероятно, зависят от степени асимметрии взаимодействующих ядер и является маловероятным для взаимодействий легких и средних ядер с ядрами фотоэмульсии [106-107].

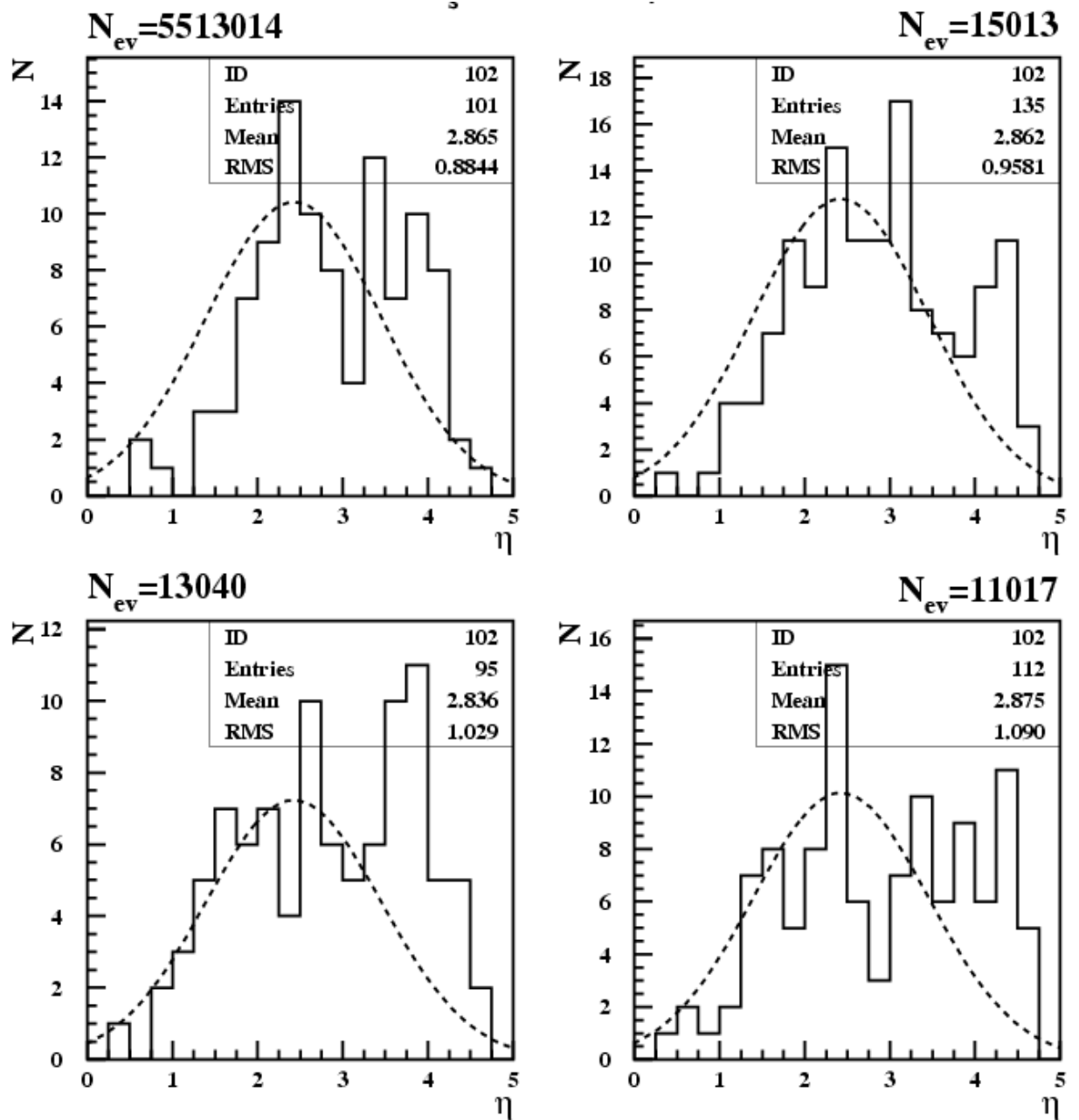
2.6 Коррелированные группы вторичных частиц

Исследования псевдобыстротных распределений вторичных частиц показали, что в отдельных событиях наблюдаются значительные отклонения от среднего распределения. Для понимания особенностей, которые могли бы привести к таким особенностям псевдобыстротных распределений, проанализировано существование коррелированных групп вторичных частиц и их дислокация в псевдобыстротных распределениях [108-109].



— экспериментальные псевдобыстротные распределения;
 - - - фит функцией Гаусса нормированного псевдобыстротного
 распределения события $N_{ev}=5517012$

Рисунок 2.8 – Распределение по псевдобыстроте для четырех индивидуальных событий $Au+Em$ 10.7 АГэВ со значением средней псевдобыстроты в интервале от $\langle \eta \rangle = 2.3$ до $\langle \eta \rangle = 2.4$



— экспериментальные псевдобыстротные распределения;
 --- фит функцией Гаусса псевдобыстротного распределения события
 $N_{ev}=5517012$, представленного на рисунке 2.7

Рисунок 2.9 – Распределение по псевдобыстроте для четырех индивидуальных событий $Au+Em$ 10.7 АГэВ со значением средней псевдобыстроты в интервале от $\langle\eta\rangle=2.8$ до $\langle\eta\rangle=2.9$

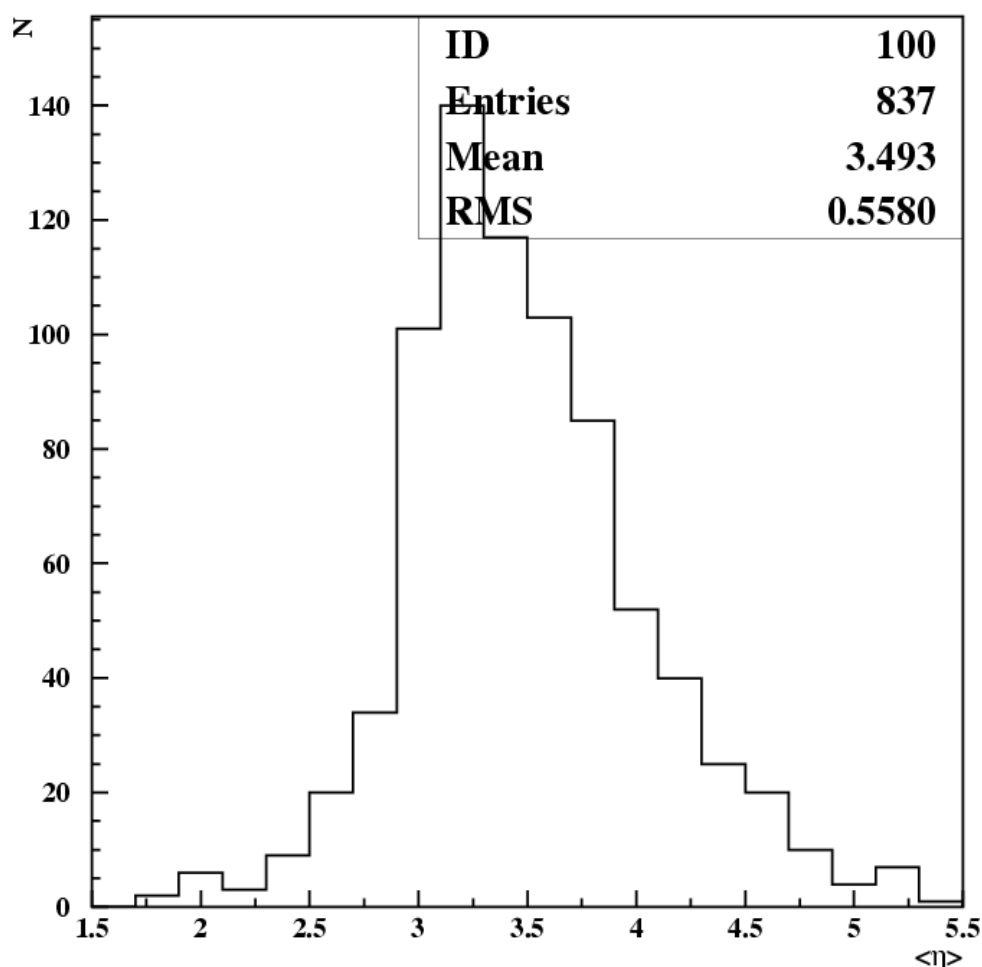


Рисунок 2.10 – Распределение по средней псевдобыстроте для неупругих взаимодействий $S+Em$ 200 А·ГэВ

Для анализа коррелированных групп использовался метод Херста [110-111]. Анализ поведения кривой Херста позволяет оценить “силу” и “длину” многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц и отличить стохастические флуктуации, связанные со статистическими причинами от коррелированных распределений вторичных частиц[48].

2.6.1 Метод нормированного размаха

Метод нормированного размаха представляет собой модификацию метода Херста, специально разработанную для анализа псевдобыстротных распределений вторичных частиц [48]. С помощью метода нормированного размаха можно обнаружить как ближние, так и дальние корреляции в событии. Для анализа метод нормированного размаха рассматривает флуктуации в отдельном событии относительно полного псевдобыстротного распределения нормированного по числу частиц. Для анализа разность этих двух распределений (псевдобыстротного распределения в индивидуальном событии и нормированного полного псевдобыстротного распределения) представляется в виде некой последовательности ξ_i .

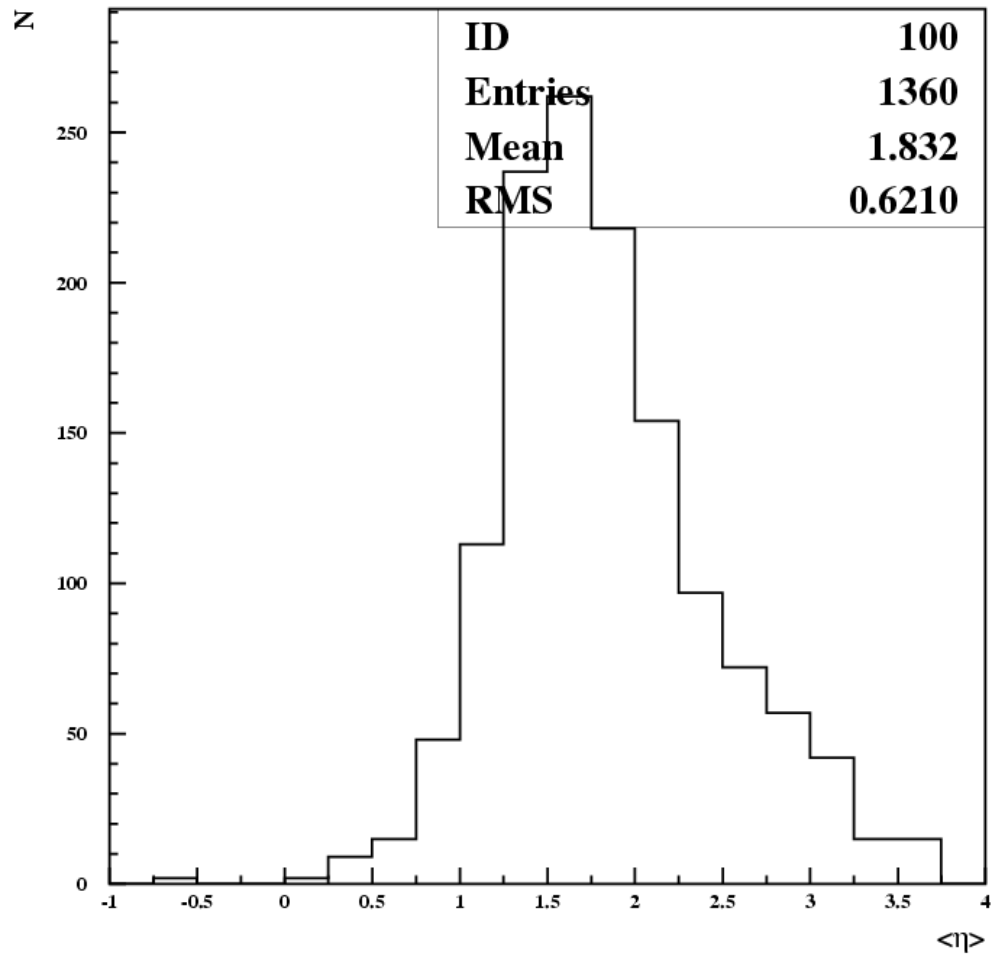


Рисунок 2.11 – Распределение по средней псевдобыстроте для неупругих взаимодействий $C+Em$ 3.7 А·ГэВ

Для шума (то есть если последовательность ξ_i является некоррелированной) сумма флуктуаций на достаточно большом исследуемом интервале изменения последовательности ξ_i ($i \gg 1$) будет стремиться к нулю. Коррелированный сигнал можно обнаружить, если $\sum(\xi_i - \langle \xi \rangle)$ будет существенно отличаться от нуля.

Для количественной оценки степени коррелированности последовательности используются две основные величины: среднеквадратичное отклонение $S(k)$ и, так называемый, размах $R(k)$. Для вычисления размаха вычисляется накопленные флуктуации $X(m, k)$ последовательности относительно среднего значения $\langle \xi \rangle$:

$$X(m, k) = \sum_{i=1}^m [\xi(z_i) - \langle \xi \rangle], \quad 1 \leq i \leq m \leq k, \quad \langle \xi \rangle = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \xi_i.$$

Размах определяется как разность максимального и минимального значения $X(m, k)$. Далее вычислялся нормированный размах - отношение размаха

и среднеквадратичного отклонения. Компьютерный расчет проводился по следующим формулам:

$$S(k) = \left[\frac{1}{k} \sum_{i=1}^k [\xi_i - \langle \xi \rangle]^2 \right]^{1/2}, \quad (2.1)$$

$$R(k) = \underbrace{\max_{1 \leq m \leq k} X(m, k)} - \underbrace{\min_{1 \leq m \leq k} X(m, k)} \quad (2.2)$$

$$H(k) = R(k) / S(k), \quad (2.3)$$

Оценка силы и длины выполняется на основе следующей зависимости [112]:

$$H(k) = (ak)^h, \quad (2.4)$$

Параметр a в выражении (2.4) не используются в расчетах. Эта, так называемый, свободный параметр. Параметр h – это индекс Херста – основной параметр, используемый для оценки силы корреляций.

Если сигнал не коррелирован и представляет собой белый шум, то показатель коррелированности (индекс Херста) будет равен 0.5. Если последовательность ξ_i представляет собой полностью коррелированный сигнал, то $h = 1$.

Сила коррелированности сигнала зависит от величины показателя Херста $0.5 < h < 1$. Чем выше значение h , тем более коррелированной является анализируемая последовательность.

2.6.2 Процедура анализа

Согласно современным представлениям частицы, вылетающие из области взаимодействия, располагаются в центральной части псевдобыстротного распределения, в так называемой области пионизации.

Для взаимодействий $Au+Em$ 10.7 А·ГэВ центральный псевдобыстротный интервал $\Delta\eta = 4$ располагается в интервале от $\eta_{min} = 0.3$ до $\eta_{max} = 4.3$.

Для построения последовательности ξ_i для каждого события используются два псевдобыстротных распределения: полное псевдобыстротное распределение ливневых частиц и псевдобыстротное распределение индивидуального события.

Псевдобыстротный интервал делится на k частей. В расчетах мы использовали $k = 1024$. Подсчитав число ливневых частиц, попавших в каждый подинтервал, мы получаем последовательность $n^e_{i..}$. Далее эта последовательность нормируется на число частиц в этом событии n^e .

Аналогично вычисляется величина $n_i = \sum n^e_i$ для полного псевдобыстротного распределения и затем нормируется на $n = \sum n^e$.

Последовательности ξ_i , представляющая флуктуации в индивидуальном

события, записывается в следующей форме:

$$\xi_i = \left(\frac{n_i^e}{n^e} - \frac{n_i}{n} \right) / \frac{n_i}{n}, \quad (2.5)$$

Далее по формулам (2.1) - (2.3) вычислялся нормированный размах соответствующий длине псевдобыстротного интервала $\delta\eta=4$. После этого последовательность ξ_i была разделена пополам на две последовательности. В каждой из этих последовательностей по формулам (2.1) - (2.3) вычислялся нормированный размах. Значение нормированного размаха для этих двух частей усреднялось и, таким образом, вычислялся нормированный размах, соответствующий длине псевдобыстротного интервала $\delta\eta=2$. Такая процедура деления псевдобыстротного интервала и вычисления нормированного размаха продолжалась до тех пор, пока число подинтервалов не становилось меньшим 16, так как число членов анализируемой последовательности должно быть $\gg 1$ [48].

Полученные значения нормированного размаха R/S в зависимости от длины псевдобыстротного интервала $\delta\eta$ фитировались с помощью функции (2.4) для нахождения величины показателя Херста h .

2.6.3 Классификация событий по показателю Херста

Разделение событий на типы с коррелированным и с некоррелированным псевдобыстротным распределением проводились на основе показателя Херста $h = 0.64$.

Критерий $h < 0.64$, как было показано в работе [110], соответствует такому псевдобыстротному распределению, в котором многочастичные корреляции отсутствуют, т.е. преобладают двухчастичные корреляции и стохастические флуктуации.

На основе детального анализа отдельных взаимодействий были обнаружены события четырех типов. На рисунке 2.12 представлены события $Au+Em$ 10.7 AGeV с характерным поведением кривой Херста.

Первый тип характеризуется линейным поведением кривой Херста с показателем $h < 0.64$ (рисунок 2.12 левый-верхний). Такое поведение кривой Херста соответствуют некоррелированному псевдобыстротному распределению. Анализ фрагментации налетающего ядра показал, что большинство событий такого типа имеют один многозарядный фрагмент. Такие события были названы событиями каскадно-испарительного типа. События данного типа, скорее всего, относятся к периферическим взаимодействиям.

Второй тип представлен на рисунке 2.12 (левый-нижний). Показатель Херста в событиях данного типа больше 0.64 на малых псевдобыстротных интервалах $d\eta < 0.25$ и меньше 0.64 на псевдобыстротных интервалах $d\eta > 0.25$ (рисунок 2.12 левый-нижний). То есть в системе обнаруживаются ближние корреляции. Такие события были названы событиями струйного типа.

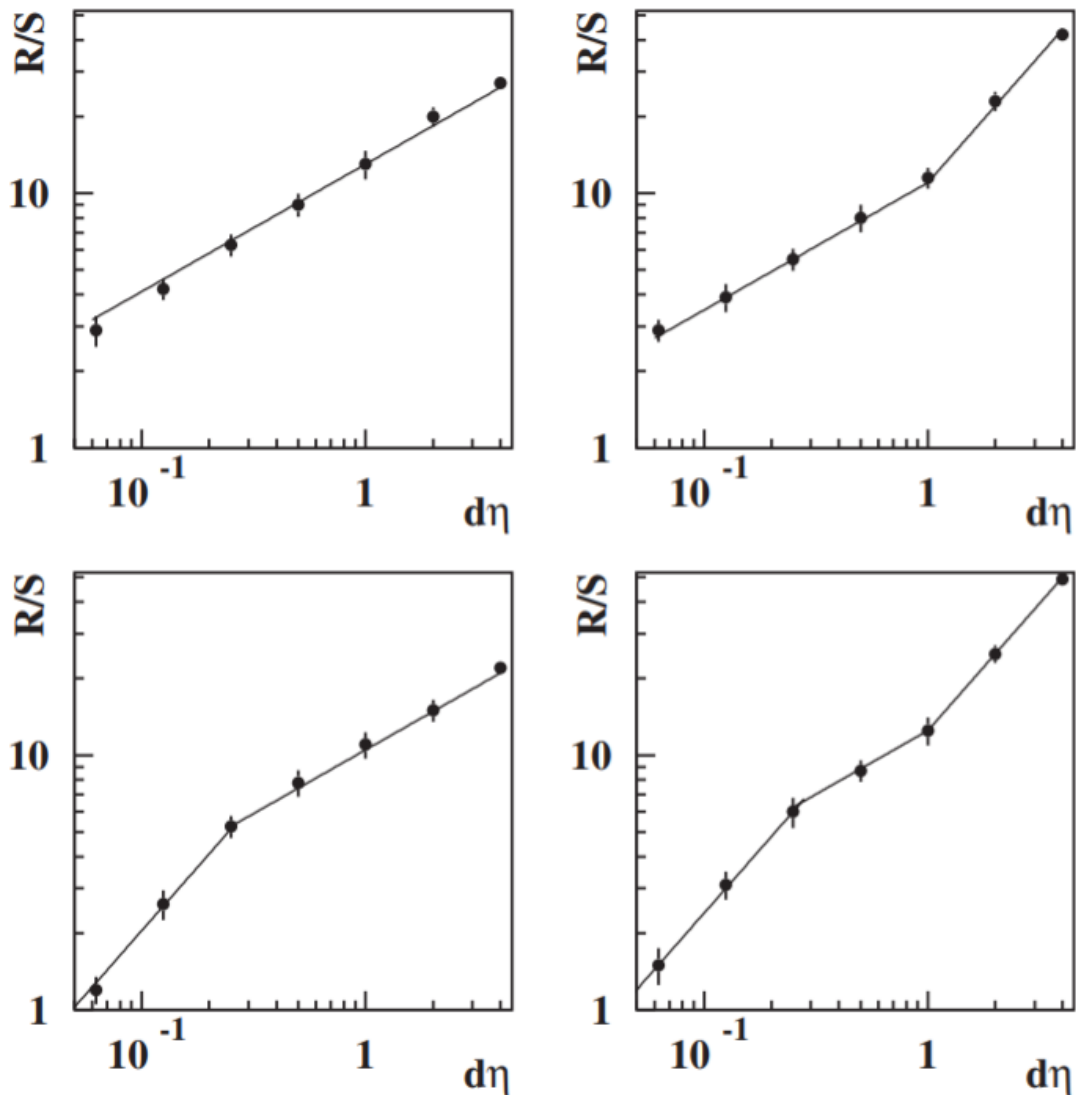


Рисунок 2.12– Поведение кривой Херста для четырех типов событий Au+Em 10,7 AGeV

В большинстве событий струйного типа обнаруживался один многозарядный фрагмент ядра снаряда. Такие события, скорее всего, относятся к центральным взаимодействиям низкой степени центральности (таким как на рисунке 2.4а).

К третьему типу были отнесены события, представленные на рисунке 2.12 правый-верхний. В событиях данного типа $h < 0.64$ на малых интервалах $d\eta$ и $h \geq 0.64$ на дальних псевдобыстротных интервалах.

Такое поведение кривой Херста сигнализирует о наличии дальних многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц. В большинстве событий такого типа наблюдается процесс полного разрушения ядра снаряда, который характеризуется отсутствием многозарядных фрагментов налетающего ядра. События такого типа были названы событиями взрывного типа.

События, в которых показатель Херста $h \geq 0.64$ на малых псевдобыстротных интервалах $d\eta < 0.25$ и на больших псевдобыстротных интервалах $d\eta > 1$, но $h < 0.64$ на средних псевдобыстротных интервалах (рисунок 2.12 правый-нижний) были отнесены к четвертому типу и названы событиями смешанного типа.

События различных типов существенно различаются и по множественности вторичных частиц (рисунок 2.13).

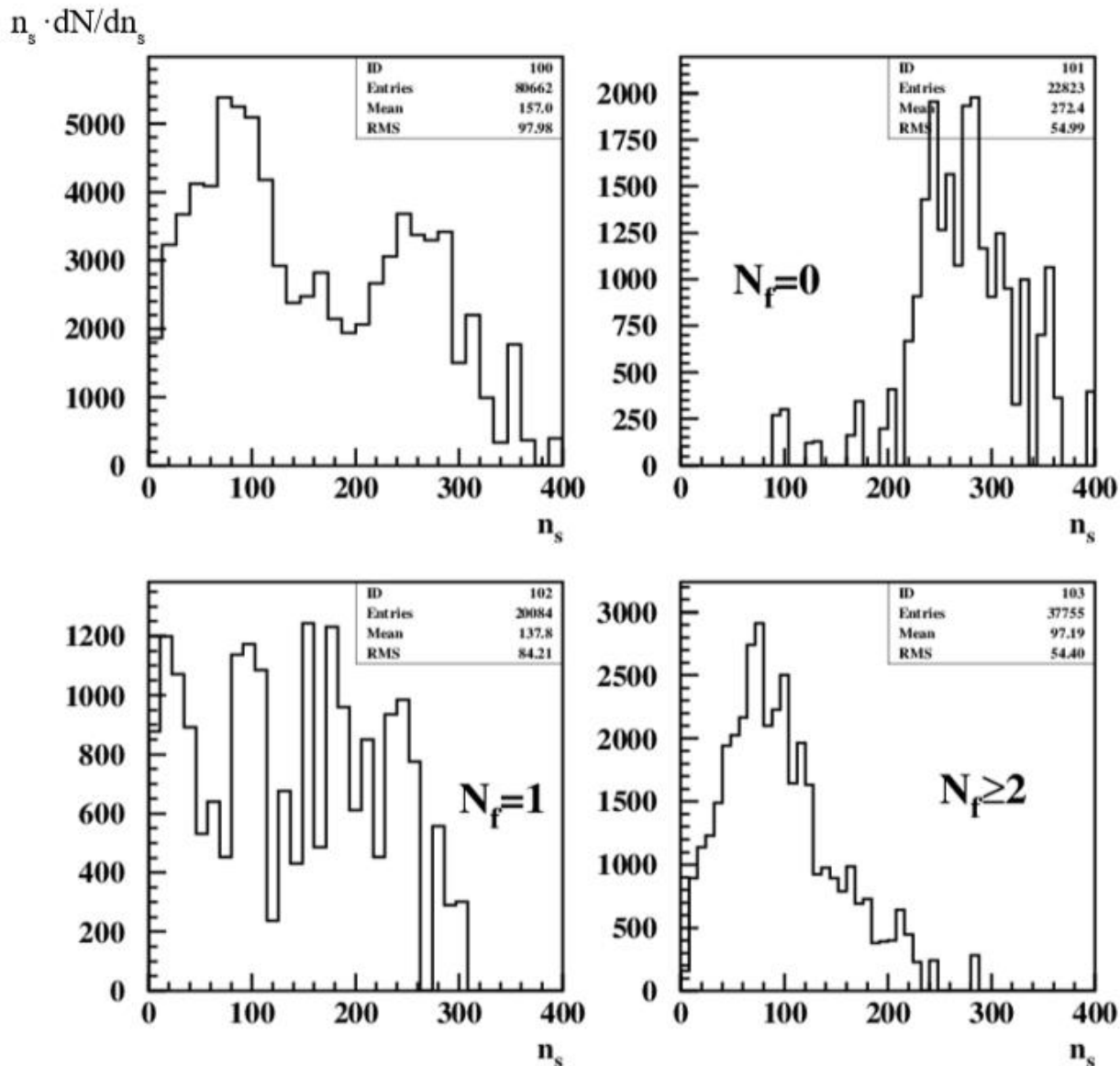


Рисунок 2.13 – Нормированное распределение по множественности n_s -частиц во взаимодействиях $Au+Em$ 10.7 АГэВ для событий с разным числом многозарядных фрагментов

События взрывного типа имеют большую множественность. Они образуют горб со средней множественностью $\langle n_e \rangle \sim 272$. Поэтому с учетом рисунка 2.2 можно утверждать, что такие события в основном соответствуют центральным взаимодействиям ядер золота с тяжелыми ядрами эмульсии $AgBr$.

События смешанного типа, которые имеют несколько многозарядных фрагментов, дают основной вклад в горб с $\langle n_e \rangle \sim 97$. В основном соответствуют центральным взаимодействиям ядер золота с легкими ядрами эмульсии *CNO*.

События с одним многозарядным фрагментом ($N_f = 1$) распределены в широком интервале по множественности ливневых частиц. События данного типа включают периферические и слабо центральные взаимодействия ядер золота и тяжелыми, и с легкими ядрами фотоэмульсии.

События различных типов имеют также и существенные отличия в среднем псевдобыстротном распределении вторичных частиц.

На рисунке 2.14 представлены распределение средних значений псевдобыстротных распределений n_s -частиц в индивидуальных событиях в зависимости от значения показателя Херста во взаимодействиях *Au+Em* 10.7 А ГэВ.

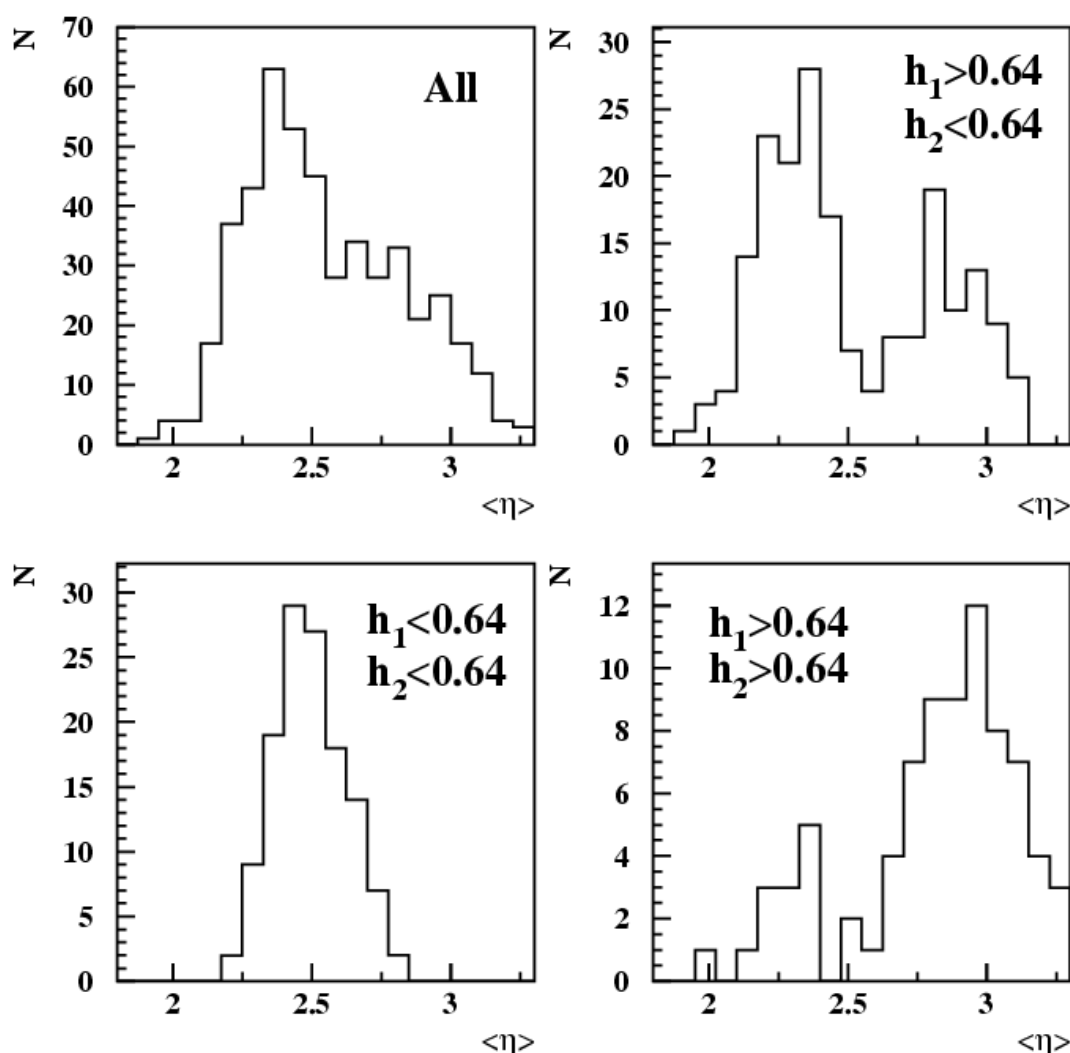


Рисунок 2.14 – Распределение средних значений псевдобыстротных распределений n_s -частиц в индивидуальных событиях в зависимости от значения показателя Херста во взаимодействиях *Au+Em* 10.7 А ГэВ

Полное распределение представляет собой несимметричный тип, напоминающий наложение двух распределений со средними значениями в районе $\langle \eta \rangle \sim 2.35$ и $\langle \eta \rangle \sim 2.85$.

Основной вклад в пик с $\langle \eta \rangle \sim 2.35$ дают события взрывного типа, а в пик $\langle \eta \rangle \sim 2.85$ дают события смешанного типа.

Чтобы понять связаны ли эти пики с параметрами асимметрии взаимодействующих ядер, мы проанализировали корреляции значений псевдобыстротного распределения n_s частиц и суммарного заряда налетающего ядра для индивидуальных событий взаимодействия ядер золота Au с тяжелыми и легкими ядрами фотоэмульсии. Результаты анализа представлены на рисунке 2.15.

Из рисунка 2.15 следует, что среднее значение псевдобыстротного распределения ливневых частиц для взаимодействий ядер золота с ядрами CNO группы располагается в области $\langle \eta \rangle \sim 2.85$. Таким образом, малый пик в событиях взрывного типа и большой пик в событиях смешанного типа на рисунке 2.14 соответствует взаимодействиям $Au+CNO$.

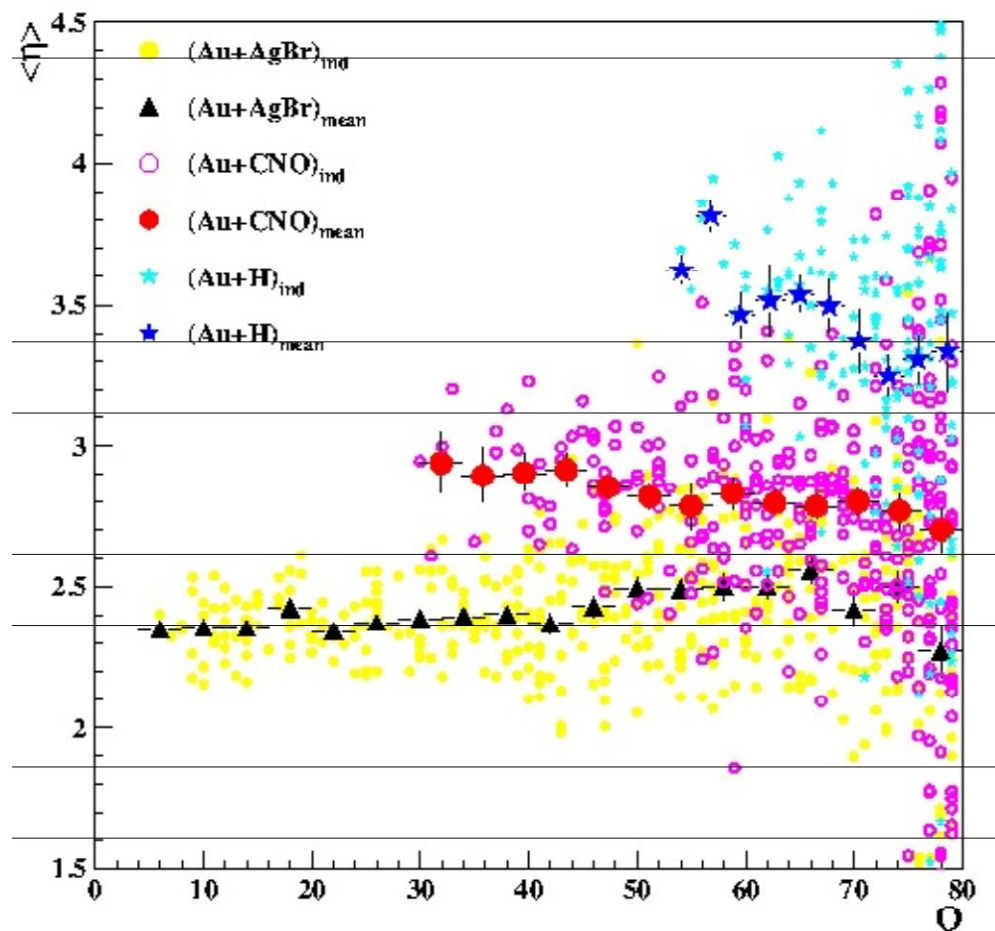


Рисунок 2.15 – Средние значения псевдобыстротного распределения n_s частиц в зависимости суммарного заряда налетающего ядра для индивидуальных событий взаимодействия ядер золота Au с тяжелыми и легкими ядрами фотоэмульсии

Аналогично среднее значение псевдобыстротного распределения ливневых частиц для взаимодействий ядер золота с тяжелыми ядрами $AgBr$ располагается в области $\langle \eta \rangle \sim 2.35$.

При этом необходимо отметить, что для центральных взаимодействий $Au+CNO$ более высокой степени центральности, которые характеризуются более низким значением суммарного заряда остаточных фрагментов налетающего ядра, наблюдаются более высокие значения средней псевдобыстроты. Во взаимодействиях $Au+AgBr$ наблюдается противоположный эффект: с ростом степени центральности (то есть для взаимодействий с более низким значением Q) взаимодействия средняя псевдобыстрота уменьшается.

На рисунках 2.16 - 2.17 представлены корреляционные зависимости числа ливневых частиц n_s и показателя Херста h в $Au+AgBr$ и $Au+CNO$ взаимодействиях для событий взрывного и смешанного типов.

Из рисунка видно, что псевдобыстротные корреляции во взаимодействиях ядер золота с легкими ядрами фотоэмульсии имеют более высокие значения показателя Херста.

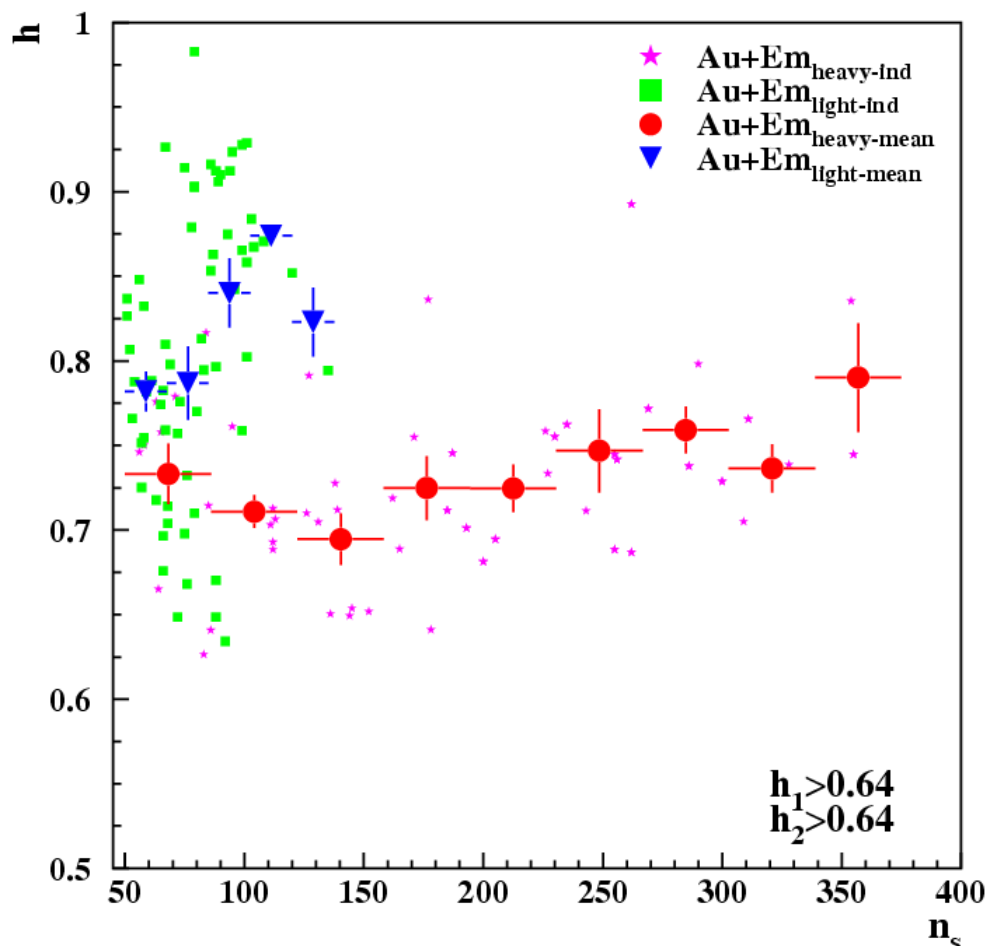


Рисунок 2.16 – Корреляционная зависимость числа ливневых частиц n_s и показателя Херста h в $Au+AgBr(Em_{heavy})$ и $Au+CNO(Em_{light})$ взаимодействиях для событий смешанного типа

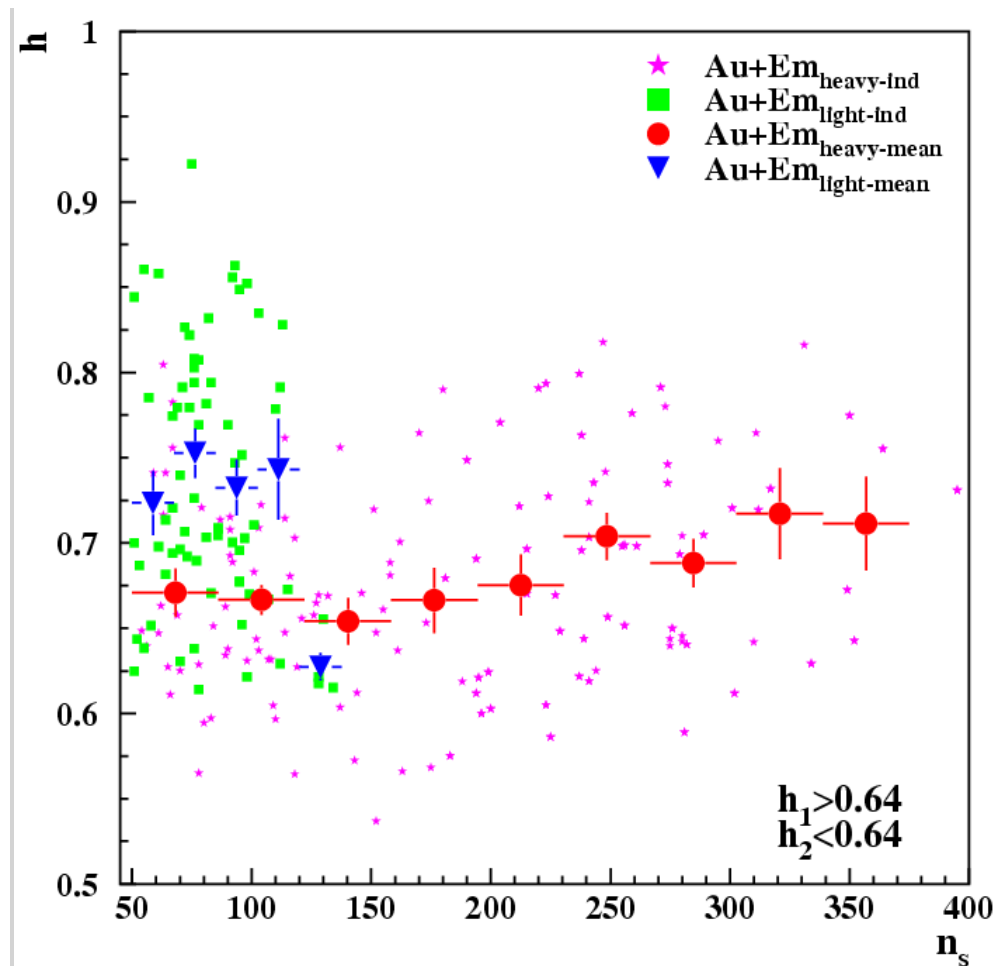


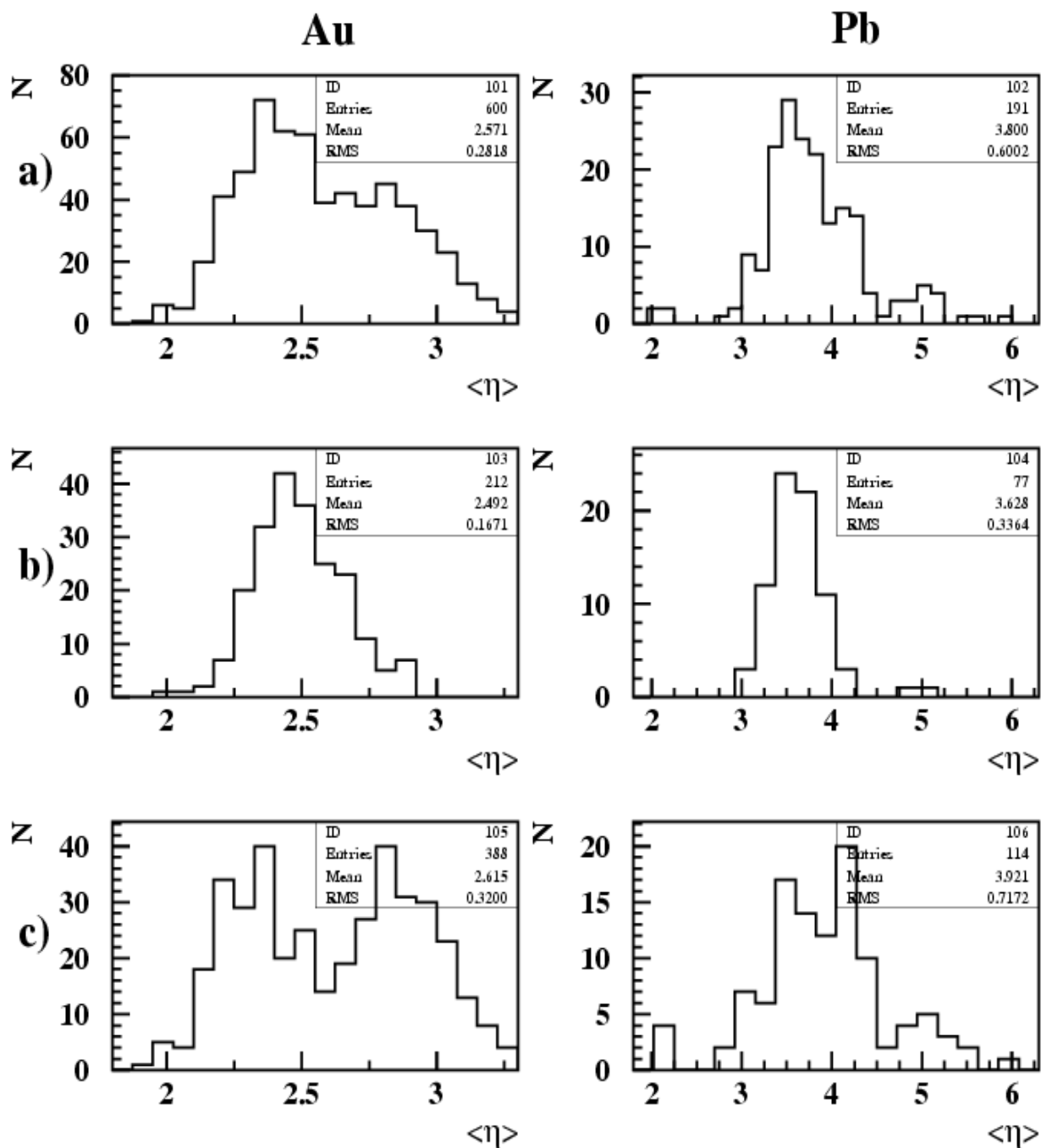
Рисунок 2.17 – Корреляционная зависимость числа ливневых частиц n_s и показателя Херста h в в $Au+AgBr(E_{m_{heavy}})$ и $Au+CNO(E_{m_{light}})$ взаимодействиях для событий взрывного типа

2.7 Фрагментация налетающего ядра в зависимости от первичной энергии

Множественные процессы в центральных соударениях тяжелых ядер не сводятся к суперпозиции многих нуклон-нуклонных взаимодействий. Разлет вторичных частиц из образовавшегося файерболла обнаруживает коллективный характер, причем уже на преадронной стадии динамики множественной генерации [113-114].

Анализируемый набор включал экспериментальные данные взаимодействий ^{208}Pb 158 А·ГэВ и ^{197}Au 10.7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии [90]. При этом необходимо отметить, что ядра золота и ядра свинца являются тяжелыми ядрами, примерно одинаковой массы, но существенно отличаются по энергии. Причем ядра золота имеют энергию почти в 15 раз ниже, чем ядра свинца.

На рисунке 2.18 представлено распределение среднего псевдобыстротного распределения $\langle \eta \rangle$ в индивидуальных событиях взаимодействия ядер золота ^{197}Au с энергией 10.7 А·ГэВ и ядер свинца ^{208}Pb 158 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии Em для событий различных типов.



- а) – суммарное распределение для всех событий;
- б) – события с показателем Херста $h \leq 0.64$;
- с) – события с показателем Херста $h > 0.64$.

Рисунок 2.18 – Распределение среднего значения псевдобыстротного распределения $\langle \eta \rangle$ в индивидуальных событиях взаимодействия ядер золота ^{197}Au с энергией 10,7 А·ГэВ и ядер свинца ^{208}Pb с энергией 158 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии для событий взрывного ($h > 0.64$) и каскадно-испарительного ($h \leq 0.64$) типов.

Как видно из рисунка 2.18 среднее значение псевдобыстротных распределений вторичных частиц из области взаимодействия в событиях каскадно-испарительного типа (со значениями показателя Херста $h \leq 0.64$) и во взаимодействиях $Pb+Em$ и во взаимодействиях $Au+Em$ имеет гауссоподобное распределение.

При этом для событий взрывного типа наблюдается существенное отличие. В $Au+Em$ взаимодействиях распределение по $\langle \eta \rangle$ имеет практически два равнозначных «горба». Во взаимодействиях $Pb+Em$ наблюдается «горб» при малых значениях $\langle \eta \rangle$, который существенно больше «горбика» при больших $\langle \eta \rangle$.

Как было показано в разделе 2.6 основной вклад в область больших значений средней псевдобыстроты дают события с несколькими многозарядными фрагментами. Поэтому для понимания этих различий были проанализированы фрагментационные параметры взаимодействий.

В таблице 2.1 представлены значения числа событий $^{197}Au+Em$ (10.7 А·ГэВ) и $^{208}Pb+Em$ (158 А·ГэВ) с различным числом многозарядных фрагментов налетающего ядра.

Таблица 2.1 – Абсолютное (N) и относительное ($W, \%$) число событий $^{197}Au+Em$ (10.7 А·ГэВ) и $^{208}Pb+Em$ (158 А·ГэВ) взаимодействий с различным числом многозарядных фрагментов налетающего ядра

N_f	Au		Pb	
	N	$W, \%$	N	$W, \%$
0	89	8.1	32	8.9 %
1	406	36.9	189	52.8 %
2	605	55	137	38.3 %

Из таблицы 2.1 следует, что относительное число событий $^{197}Au+Em$ (10.7 А·ГэВ) и $^{208}Pb+Em$ (158 А·ГэВ) с $N_f = 0$ практически одинаково, хотя энергия взаимодействия отличается более чем на порядок. Кроме того, относительное количество событий смешанного типа с $N_f \geq 2$ во $Pb+Em$ взаимодействиях почти в полтора раза меньше.

Для понимания возможной связи фрагментации налетающего ядра и особенностей среднего псевдобыстротного распределения событий в таблицах 2.2 и 2.3 представлены значения относительного числа событий $^{197}Au+Em$ (10.7 А·ГэВ) и $^{208}Pb+Em$ (158 А·ГэВ) с различным числом многозарядных фрагментов N_f и их фрагментационные особенности, характеризующиеся также средним числом однозарядных и двухзарядных фрагментов.

Таблица 2.2 – Относительное число событий $^{197}\text{Au}+\text{Em}(10.7 \text{ А}\cdot\text{ГэВ})$, выраженное в процентах (W,%) с различным числом многозарядных фрагментов N_f с указанием среднего числа однозарядных $\langle N_{Z1} \rangle$ и двухзарядных $\langle N_{Z2} \rangle$ фрагментов в событии.

N_f	W, %	$\langle N_{Z1} \rangle$	$\langle N_{Z2} \rangle$
1	38,2	$6,2 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,1$
2	25,3	$9,7 \pm 0,3$	$5,1 \pm 0,2$
3	15,4	$10,9 \pm 0,3$	$5,4 \pm 0,2$
4	8,6	$10,8 \pm 0,4$	$5,9 \pm 0,3$
5	3,1	$12,1 \pm 0,6$	$6,2 \pm 0,4$
6	1,3	$11,1 \pm 1,0$	$5,7 \pm 0,5$

Таблица 2.3 – Относительное число событий $^{208}\text{Pb}+\text{Em}(158 \text{ А}\cdot\text{ГэВ})$, выраженное в процентах (W,%) с различным числом многозарядных фрагментов N_f с указанием среднего числа однозарядных $\langle N_{Z1} \rangle$ и двухзарядных $\langle N_{Z2} \rangle$ фрагментов в событии.

N_f	W, %	$\langle N_{Z1} \rangle$	$\langle N_{Z2} \rangle$
1	58,1	$2,5 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,1$
2	17,6	$6,6 \pm 0,8$	$3,3 \pm 0,3$
3	8,8	$7,3 \pm 1,0$	$4,3 \pm 0,4$
4	4,2	$10,3 \pm 1,2$	$5,0 \pm 0,5$
5	2,5	$9,5 \pm 1,1$	$5,5 \pm 0,7$
6	0,35	$10,5 \pm 4,0$	$4,5 \pm 2,5$

Сравнение таблиц 2.2 и 2.3 показывает, что среднее число однозарядных $\langle N_{Z1} \rangle$ и двухзарядных $\langle N_{Z2} \rangle$ фрагментов в событиях $^{208}\text{Pb}+\text{Em}$ существенно ниже, по сравнению с $^{197}\text{Au}+\text{Em}$, в событиях с $N_f=1,2$ и 3.

Для понимания возможной связи фрагментации ядра-мишени и особенностей среднего псевдобыстротного распределения событий в таблице 2.4 представлены средние значения числа ливневых частиц $\langle n_s \rangle$, быстрых $\langle n_g \rangle$ и

медленных $\langle n_b \rangle$ фрагментов ядра мишени для событий $^{197}\text{Au}+Em(10.7 \text{ А}\cdot\text{Г}\text{ЭВ})$ и $^{208}\text{Pb}+Em(158 \text{ А}\cdot\text{Г}\text{ЭВ})$ с различным числом многозарядных фрагментов N_f .

Таблица 2.4 – Среднее значения числа ливневых частиц $\langle n_s \rangle$, быстрых $\langle n_g \rangle$ и медленных $\langle n_b \rangle$ фрагментов ядра мишени для событий $^{197}\text{Au}+Em(10.7 \text{ А}\cdot\text{Г}\text{ЭВ})$ и $^{208}\text{Pb}+Em(158 \text{ А}\cdot\text{Г}\text{ЭВ})$ с различным числом многозарядных фрагментов N_f

N_f	<i>Au</i>			<i>Pb</i>		
	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$
1	46±4	4,5±0,4	3,4±0,2	83±12	3,4±0,4	4,2±0,4
2	60±5	5,3±0,5	3,6±0,3	172±31	3,8±0,8	3,2±0,4
3	68±6	5,4±0,7	4,2±0,5	160±36	4,0±1,2	3,9±0,9
4	58±7	5,1±0,8	3,3±0,5	180±58	5,1±1,8	3,2±1,1
5	51±9	6,3±1,5	4,5±1,1	158±61	5,3±2,5	4,3±2,6
6	64±14	5,3±3,0	4,5±2,1	149±56	5,0±2,6	4,5±2,4

Как и ожидалось множественность ливневых частиц для взаимодействий с существенно более высокими энергиями ($^{208}\text{Pb}+Em$) значительно выше. При этом, необходимо отметить, что множественность в событиях $N_f = 1$ в $^{208}\text{Pb}+Em$ взаимодействиях примерно в два раза ниже, чем множественность событий с $N_f \geq 2$. Во взаимодействиях $^{197}\text{Au}+Em$ изменение множественности между событиями с одним многозарядным фрагментом и событиями несколькими многозарядными фрагментами составляет около 30 процентов.

При этом, существенного отличия в числе фрагментов ядра снаряда не обнаруживается.

Для понимания возможной связи асимметрии взаимодействующих ядер и особенностей среднего псевдобыстротного распределения событий в таблице 2.5 представлены значения относительного числа событий взаимодействия ядер золота $^{197}\text{Au}(10.7 \text{ А}\cdot\text{Г}\text{ЭВ})$ и ядер свинца $^{208}\text{Pb}(158 \text{ А}\cdot\text{Г}\text{ЭВ})$ с легкими $N_h \leq 8$ и тяжелыми $N_h > 8$ ядрами фотоэмульсии, имеющие в конечном состоянии различное число многозарядных фрагментов N_f .

Для наглядности сравнения результаты взаимодействия ядер различной степени асимметрии представлены на рисунках 2.19 и 2.20.

Из сравнения рисунков 2.19 и 2.20 следует, что вероятность событий существенно зависит от числа многозарядных фрагментов в них во взаимодействиях ядер *Au* и *Pb* как с легкими, так и с тяжелыми ядрами фотоэмульсии.

Таблица 2.5 – Относительное число событий взаимодействия ядер золота ^{197}Au (10.7 А·ГэВ) и ядер свинца ^{208}Pb (158 А·ГэВ) с легкими $N_h \leq 8$ и тяжелыми $N_h > 8$ ядрами фотоэмульсии, имеющие в конечном состоянии различное число многозарядных фрагментов N_f

N_f	<i>Au</i>		<i>Pb</i>	
	$N_h \leq 8$	$N_h > 8$	$N_h \leq 8$	$N_h > 8$
1	44,8	36,0	63,7	60,5
2	27,5	27,5	19,0	16,8
3	14,0	21,3	8,5	10,9
4	10,0	8,5	5,2	7,6
5	3,0	4,1	2,8	3,4
6	0,8	2,6	0,8	0,8

Распределения, представленные на рисунках 2.19 и 2.20 похожи между собой. С увеличением N_f вероятность наблюдения событий уменьшается. Число событий с $N_f = 1$ для ядер *Pb* существенно больше, чем для ядер *Au* во взаимодействиях и с тяжелыми, и с легкими ядрами фотоэмульсии.

2.8 Краткие выводы

В данной главе представлены исследования флуктуаций плотности вторичных частиц в псевдобыстротных распределениях. Основные результаты представлены на основе анализа неупругих взаимодействий ядер золота с ядрами фотоэмульсии при энергии 10.7 АГэВ. Предложенная в диссертации классификация корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц позволяет связать флуктуации множественности ливневых частиц и числа фрагментов налетающего ядра и ядра мишени с флуктуациями начальных параметров взаимодействия (степени центральности взаимодействия и степени асимметрии взаимодействующих ядер).

Для анализа многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц использовался метод нормированного размаха (метод Херста), который позволяет определять длину и силу корреляции.

На основе анализа поведения показателя Херста все события были разделены на 4 типа:

Первый тип характеризуется линейным поведением кривой Херста с показателем $h < 0.64$. Такое поведение кривой Херста соответствуют некоррелированному псевдобыстротному распределению.

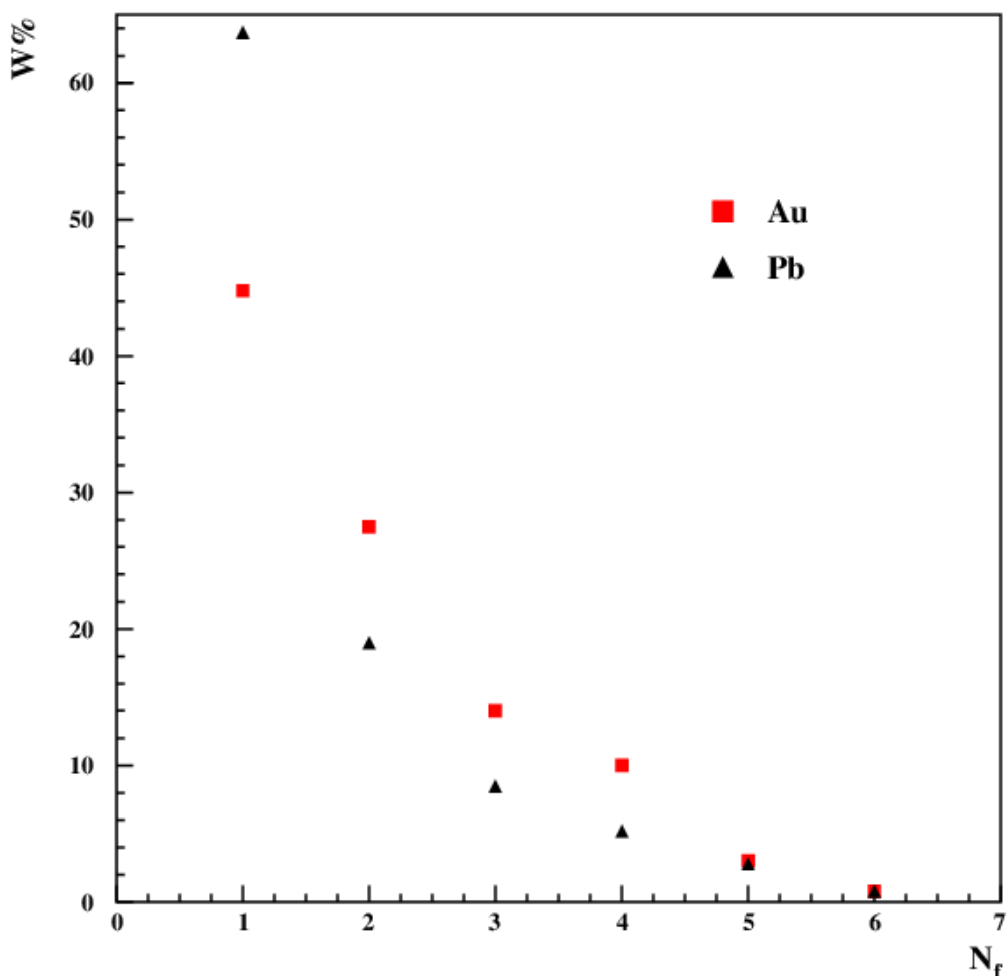


Рисунок 2.19– Вероятность обнаружения событий с различным числом многозарядных фрагментов ядер *Au* и *Pb*, взаимодействующих с легким ядром эмульсии ($N_h \leq 8$)

Анализ фрагментации налетающего ядра показал, что большинство событий такого типа имеют один многозарядный фрагмент. Такие события были названы событиями каскадно-испарительного типа. События данного типа относятся к периферическим взаимодействиям.

Второй тип представлен событиями, в которых показатель Херста больше 0.64 на малых псевдобыстротных интервалах $d\eta < 0.25$ и меньше 0.64 на псевдобыстротных интервалах $d\eta > 0.25$. То есть в системе обнаруживаются ближние корреляции. Такие события были названы событиями струйного типа. В большинстве событий струйного типа обнаруживался один многозарядный фрагмент ядра снаряда. Таким образом, такие события, скорее всего, относятся к центральным взаимодействиям низкой степени центральности.

К третьему типу были отнесены события, в которых $h < 0.64$ на малых интервалах $d\eta$ и $h \geq 0.64$ на дальних псевдобыстротных интервалах. Такое

поведение кривой Херста сигнализирует о наличии дальних многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц.

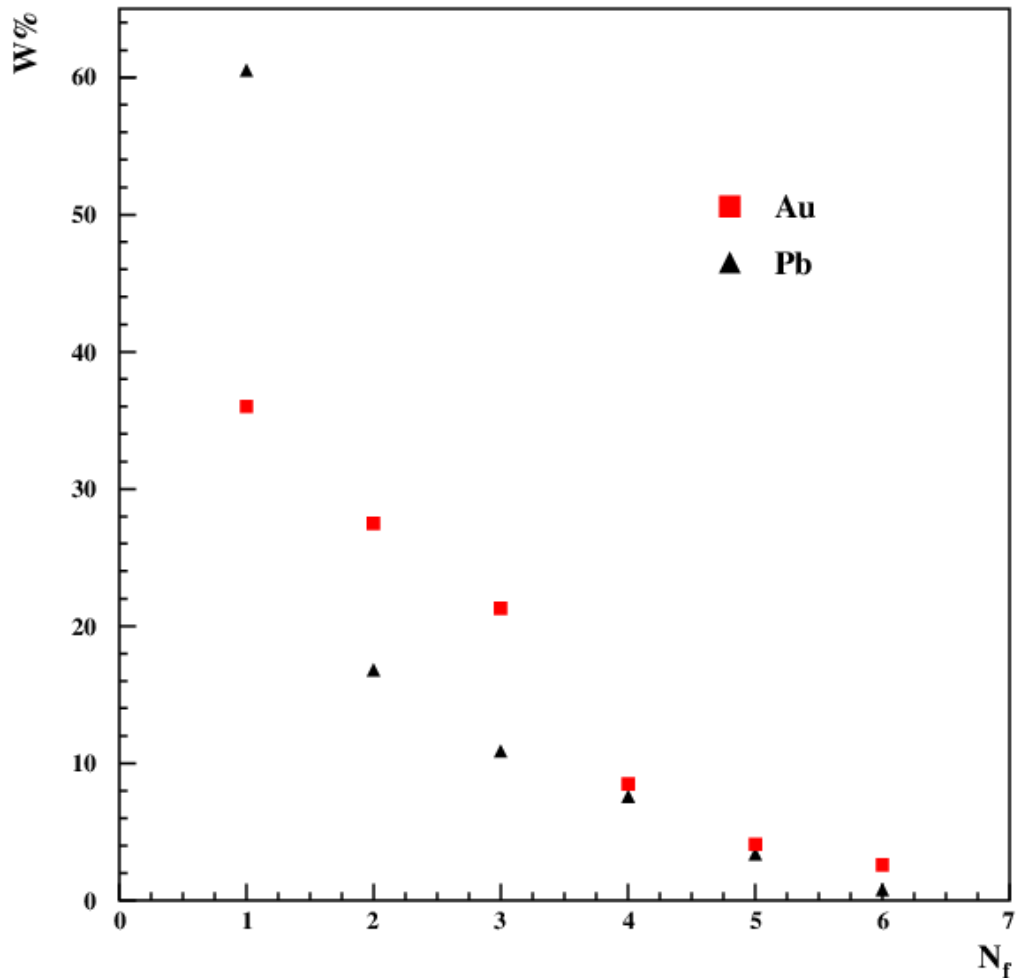


Рисунок 2.20 – Вероятность обнаружения событий с различным числом многозарядных фрагментов ядер *Au* и *Pb*, взаимодействующих с тяжелым ядром эмульсии ($N_h > 8$)

В большинстве событий такого типа наблюдается процесс полного разрушения ядра снаряда, который характеризуется отсутствием многозарядных фрагментов налетающего ядра. События такого типа были названы событиями взрывного типа.

События, в которых показатель Херста $h \geq 0.64$ на малых псевдобыстротных интервалах $d\eta < 0.25$ и на больших псевдобыстротных интервалах $d\eta > 1$, но $h < 0.64$ на средних псевдобыстротных интервалах были отнесены к четвертому типу и названы событиями смешанного типа.

События различных типов существенно различаются по множественности вторичных частиц. События взрывного типа имеют большую множественность. Они образуют горб со средней множественностью $\langle n_e \rangle \sim 272$ и в основном соответствуют центральным взаимодействиям ядер золота с тяжелыми ядрами эмульсии *AgBr*. События смешанного типа, которые имеют несколько

многозарядных фрагментов, дают основной вклад в горб с $\langle n_e \rangle \sim 97$ и в основном соответствуют центральным взаимодействиям ядер золота с легкими ядрами эмульсии CNO. События с одним многозарядным фрагментом ($N_f = 1$) распределены в широком интервале по множественности ливневых частиц. События данного типа включают периферические и слабо центральные взаимодействия ядер золота и тяжелыми, и с легкими ядрами фотоэмульсии.

События различных типов имеют существенные отличия в среднем псевдобыстротном распределении вторичных частиц. Полное распределение представляет собой несимметричный тип, напоминающий наложение двух распределений со средними значениями в районе $\langle \eta \rangle \sim 2.35$ и $\langle \eta \rangle \sim 2.85$. Основной вклад в пик с $\langle \eta \rangle \sim 2.35$ дают события взрывного типа, а в пик $\langle \eta \rangle \sim 2.85$ дают события смешанного типа

На основе пособытийного анализа установлено, что события различных типов имеют существенные отличия в псевдобыстротном распределении вторичных частиц. Псевдобыстротные распределения событий с $\langle \eta \rangle = 2.3 \div 2.4$ имеют гауссоподобную структуру. События со значением средней псевдобыстроты в интервале от 2.8 до 2.9 имеют более сложную структуру. Кроме группы частиц, вылетающих с псевдобыстротой $\eta \sim 2.35$, обнаруживается значительная группа частиц в этом же событии, вылетающая с очень большими значениями $\eta \sim 4$. Причем в некоторых событиях распределение вообще напоминает двухгорбовое распределение.

Обнаруженные особенности средних псевдобыстротных распределений во взаимодействиях тяжелых ядер золота с ядрами фотоэмульсии, не проявляются во взаимодействиях легких и средних ядер с ядрами фотоэмульсии.

При сравнительном анализе особенностей флуктуаций различных характеристик ядро-ядерных взаимодействий в соударениях тяжелых ядер с тяжелыми и средними ядрами фотоэмульсии обнаружена зависимость особенностей псевдобыстротных распределений и фрагментации налетающего ядра от энергии взаимодействия и массы ядра снаряда и ядра мишени. Анализируемый набор включал экспериментальные данные взаимодействий ^{208}Pb 158 А·ГэВ и ^{197}Au 10.7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии. Относительное число событий взрывного типа с полным разрушением ядра снаряда $N_f = 0$ практически не изменилось при увеличении энергии более, чем на порядок. Кроме того, относительное количество событий смешанного типа с $N_f \geq 2$ стало почти в полтора раза меньше.

3 ФЛУКТУАЦИИ В РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В СОБЫТИЯХ ПОЛНОГО РАЗРУШЕНИЯ НАЛЕТАЮЩЕГО ЯДРА

3.1 Введение

Для поиска сигналов фазового перехода вещества из адронного состояния в кварк-глюонную плазму исследуют взаимодействия с экстремальными характеристиками.

В данной главе представлен анализ событий полного разрушения ядра снаряда. Такие события рассматриваются как события, в которых созданы наиболее благоприятные условия для образования КГП. Предполагается, что такие события представляют собой центральные взаимодействия, в которых передается максимальная энергия налетающего ядра в область взаимодействия.

Для исследования особенностей распределения событий по множественности вторичных частиц в зависимости от энергии столкновения были проанализированы следующие экспериментальные данные: 837 неупругих взаимодействий $S+Em$ 200 АГэВ [115] с ядрами эмульсии NIKFI BR-2, полученные на SPS в CERN и 924 неупругих взаимодействия $S+Em$ 3.7 АГэВ с ядрами эмульсии NIKFI BR-2, полученные на Синхрофазотроне в ОИЯИ (Дубна, Россия) [116].

3.2 События полного разрушения ядра снаряда

В процессе выполнения исследований было обнаружено аномально высокое количество событий полного разрушения ядра снаряда в неупругих взаимодействиях ядер серы с ядрами фотоэмульсии $S+Em$ при энергии 200 А·ГэВ.

Для оценки числа провзаимодействовавших нуклонов ядра снаряда используется вспомогательная величина $\vartheta = A - A/n_p Q$, где A – атомный вес, n_p – число протонов ядра-снаряда, Q – сумма зарядов фрагментов ядра снаряда $\sum Z_f$. Для оценки числа провзаимодействовавших протонов величина $n_g' = \vartheta \cdot n_p / A$.

На рисунке 3.1 представлено распределение по числу провзаимодействовавших протонов ядра снаряда n_g' .

Как видно из рисунка 3.1 наблюдается корытообразное распределение с увеличенным числом событий в области как малых, так и больших значений n_g' . При этом, если в области малых значений n_g' увеличение вероятности событий объясняется существованием периферических взаимодействий. То аномально большое число событий в области больших значений n_g' , которые соответствуют полному разрушению налетающего ядра, требует специального рассмотрения.

На первом этапе мы проанализировали зависимость от энергии налетающего ядра серы. На рисунке 3.2 представлено распределение по числу провзаимодействовавших нуклонов ядра снаряда для взаимодействий $S+Em$ 3.7 А ГэВ.

Как видно из рисунка 3.2, распределение для $S+Em$ 3.7 А ГэВ существенно отличается от распределения, представленному на рисунке 3.1, в области $n_g' = 15$ и 16. Эта область соответствует такому разрушению налетающего ядра, при

котором либо вообще нет ни одного фрагмента ($n_g=16$), либо только один однозарядный фрагмент ($n_g=15$).

Таким образом, появление таких событий критически зависит от энергии первичного ядра.

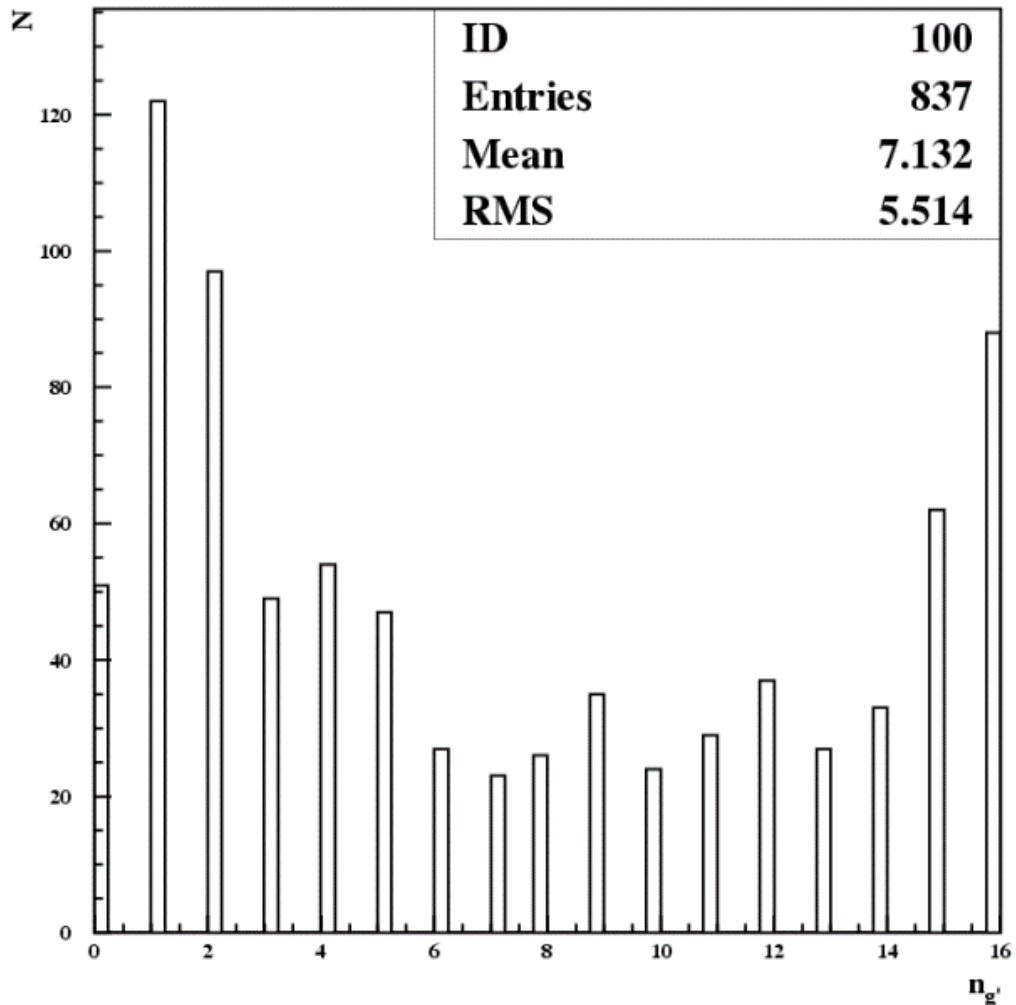


Рисунок 3.1 – Распределение по числу провзаимодействовавших нуклонов ядра снаряда n_g для взаимодействий ядер серы S с ядрами фотоэмульсии при энергии 200 А ГэВ

3.3 Анализ событий различной степени асимметричности

Также как в предыдущей главе для отделения событий взаимодействия серы с легкими и тяжелыми ядрами фотоэмульсии оценки степени периферичности взаимодействия мы использовали зависимость числа фрагментов ядра-мишени N_h и множественности n_s -частиц для взаимодействий $S+Em$ 200 А ГэВ, которая представлена на рисунке 3.3.

Взаимодействия с легкими ядрами фотоэмульсии в данном случае ограничены условием $N_h \leq 8$ (критерий взят относительно заряда ядра кислорода).

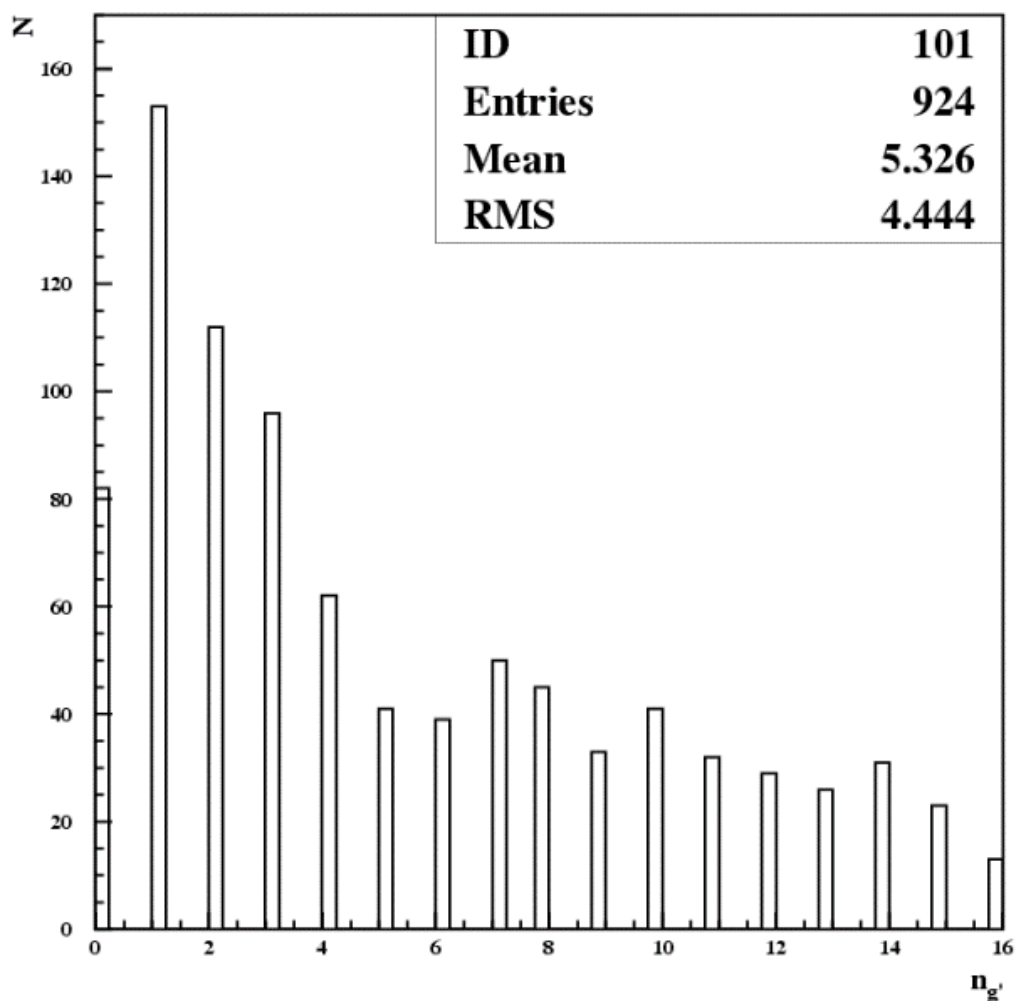


Рисунок 3.2 – Распределение по числу провзаимодействовавших нуклонов ядра снаряда n_g' для взаимодействий ядер серы S с ядрами фотоэмульсии при энергиях 3.7 А ГэВ

Для выяснения особенностей влияния параметров асимметричности (относительных размеров) взаимодействующей системы на вероятность появления событий полного разрушения налетающего ядра мы рассмотрели события с $N_h \leq 8$ и с $N_h > 8$. Результаты анализа представлены на рисунке 3.4. Причем для сравнения представлены взаимодействия $S+Em$ и с энергией налетающего ядра 200 А ГэВ и с энергией 3.7 А ГэВ.

Как видно из рисунка 3.4 в событиях с $N_h \leq 8$ распределения по n_g' подобны вне зависимости от энергии. Существенное отличие обнаруживается в событиях взаимодействия серы S с тяжелыми ядрами фотоэмульсии $AgBr$. При более низких энергиях наблюдается почти флетообразное распределение, а при энергиях 200 А ГэВ обнаруживается существенный пик в области больших значений n_g' .

Для понимания отличительных особенностей событий полного разрушения налетающего ядра серы на рисунке 3.5 представлен сравнительный анализ распределений вторичных частиц в событиях с $n_g' \leq 14$ и $n_g' \geq 15$.

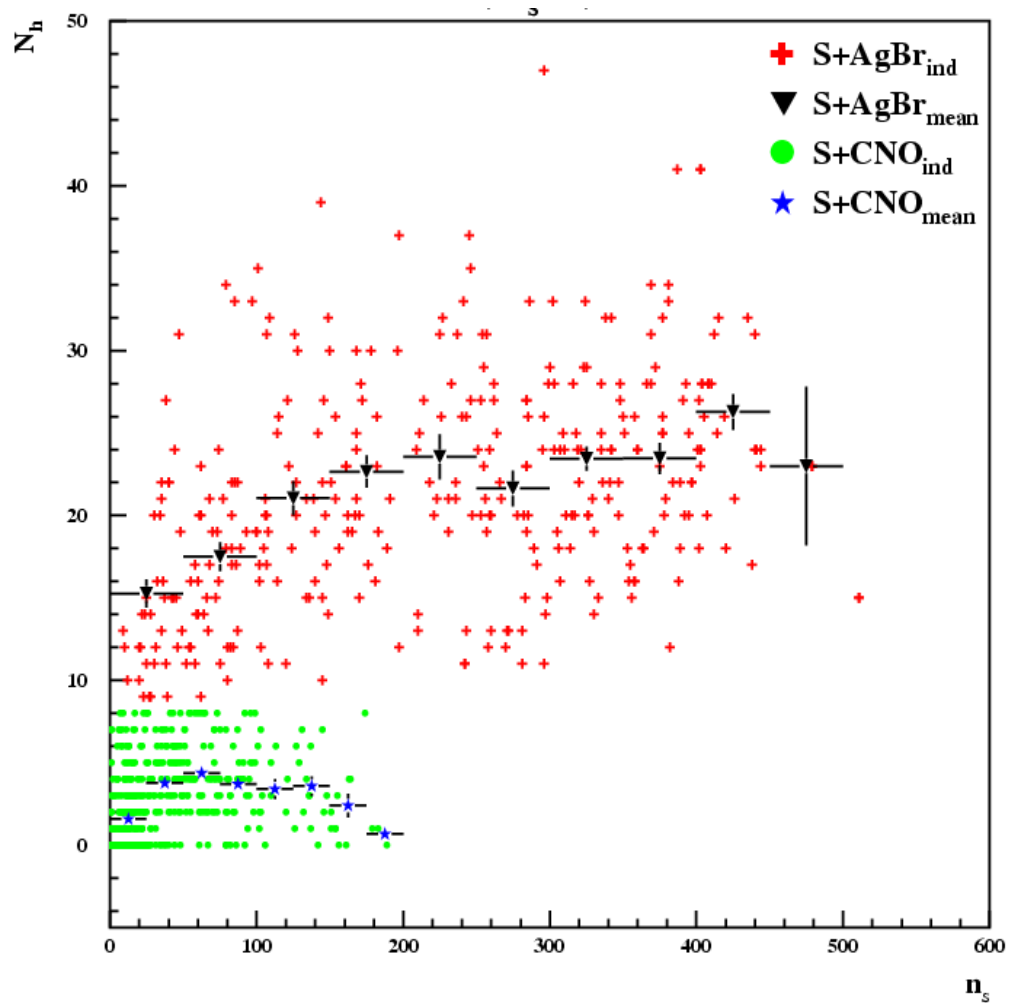


Рисунок 3.3 – Зависимость числа фрагментов ядра-мишени N_h и множественности n_s частиц для взаимодействий $S+Em$ 200 А ГэВ

Как видно из рисунка 3.5 все представленные графики критически отличаются друг от друга. Распределение по множественности линейных частиц для событий $n_g \leq 14$ сконцентрированы в области малых значений со средним значением $n_s = 66.83$. Множественность событий с $n_g \geq 15$ в 5 раз выше.

Количество фрагментов ядра мишени в большинстве событий с $n_g \geq 15$ больше восьми. Таким образом, в основном такие события появляются во взаимодействиях серы с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. В то же время, необходимо отметить, что в событиях с $n_g \leq 14$ присутствует довольно большая часть взаимодействий серы с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Таким образом, в данном случае нет жесткого разделения динамики развития процесса взаимодействия по параметру асимметрии взаимодействующих ядер.

3.4 Фрагментация налетающего ядра

Для понимания возможной связи особенностей множественного рождения и параметров фрагментации налетающего ядра были проанализированы распределения по множественности в событиях с различным типом фрагментации налетающего ядра.

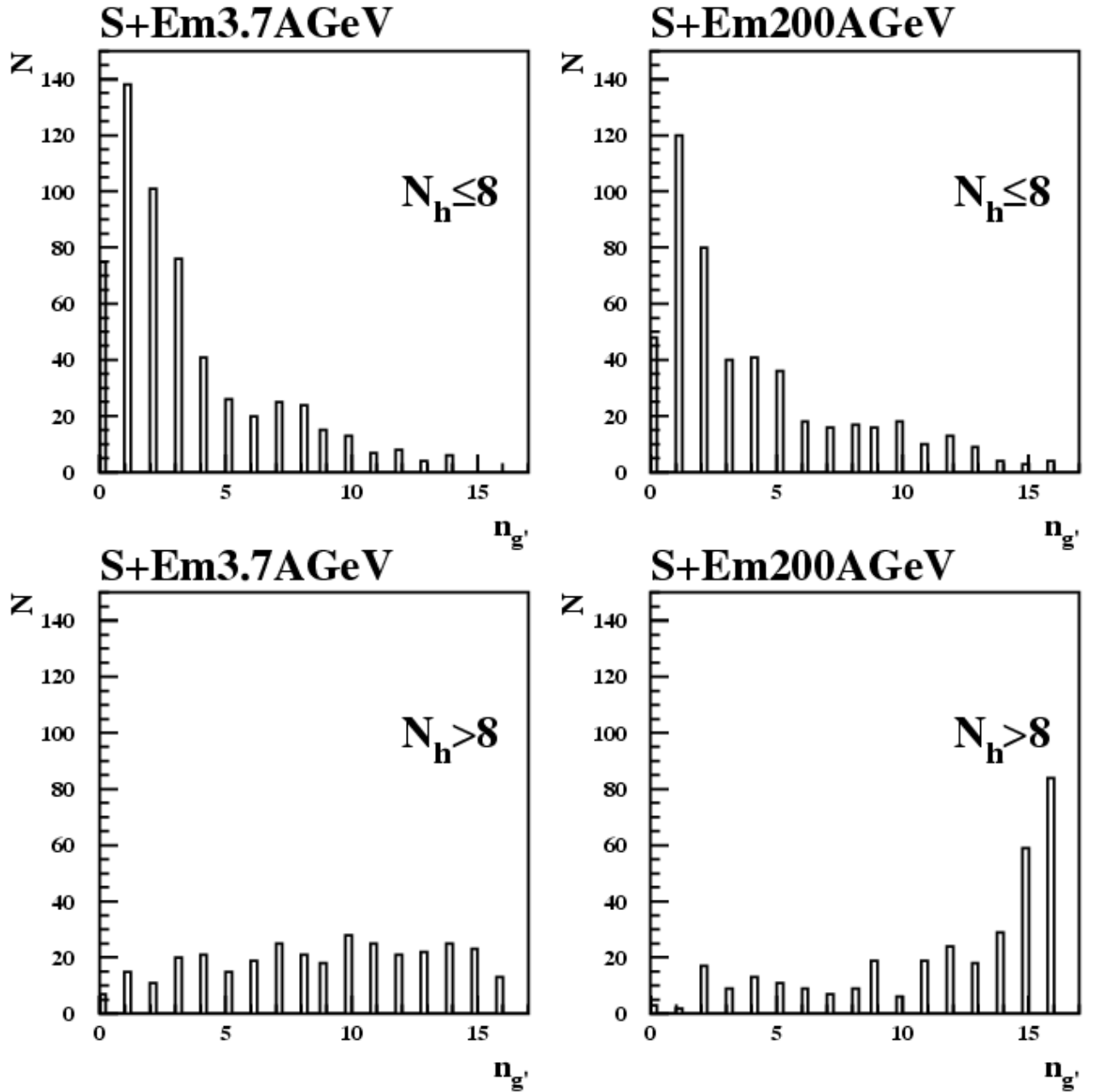


Рисунок 3.4 – Распределение по число провзаимодействовавших протонов ядра снаряда $n_{g'}$ для взаимодействий $S+Em 200 A GeV$ и $S+Em 3.7 A GeV$ с различным числом фрагментов ядра мишени N_h

На рисунке 3.6 показаны множественности n_s частиц для взаимодействий $S+Em 3.7 A GeV$ с разным числом многозарядных фрагментов N_f .

Как видно из рисунка 3.6 центральные события с $N_f=0$ приводят к большому рождению вторичных частиц. Средняя множественность ливневых частиц в событиях с $N_f=0$ в 3,78 раза выше, чем в событиях с $N_f=1$.

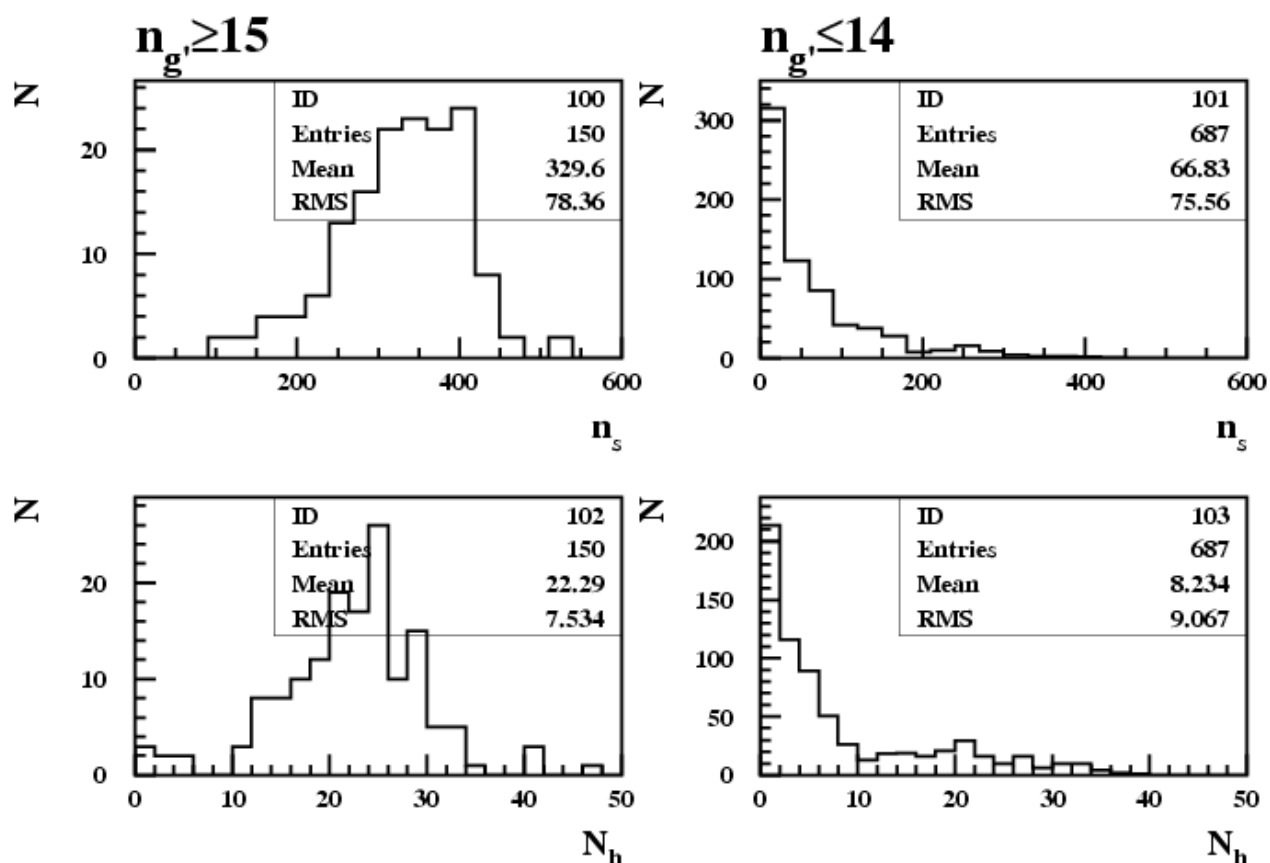


Рисунок 3.5 – Распределение по множественности линейных частиц n_s , множественности фрагментов ядра мишени N_h для взаимодействий $S+Em200$ А ГэВ с различным числом провзаимодействовавших протонов ядра снаряда n_g .

Следующий важный вопрос – зависимость особенностей распределения по множественности от энергии взаимодействия. Для анализа особенностей распределения вторичных частиц в событиях различных типов в зависимости от энергии первичного ядра мы сравнили их с соответствующими распределениями в событиях $S+Em$ 200 АГэВ, то есть с энергией почти на два порядка больше рассмотренного выше случая.

На рисунке 3.7 представлены распределения по множественности линейных частиц n_s в центральных событиях с полным разрушением налетающего ядра ($N_f=0$) и событиях с одним многозарядным фрагментом во взаимодействиях $S+Em200$ АГэВ.

Как видно из рисунка 3.7 кроме ожидаемого роста множественности при высоких энергиях в событиях центрального типа с $N_f = 0$ появляется дополнительная составляющая. Распределение событий по множественности представляет собой ясную двухгорбовую структуру, разделенную уровнем $n_s=200$. При этом вероятность событий высокой множественности (например, с $n_s=400$) практически совпадает с вероятностью появления событий малой множественности (например, с $n_s=40$).

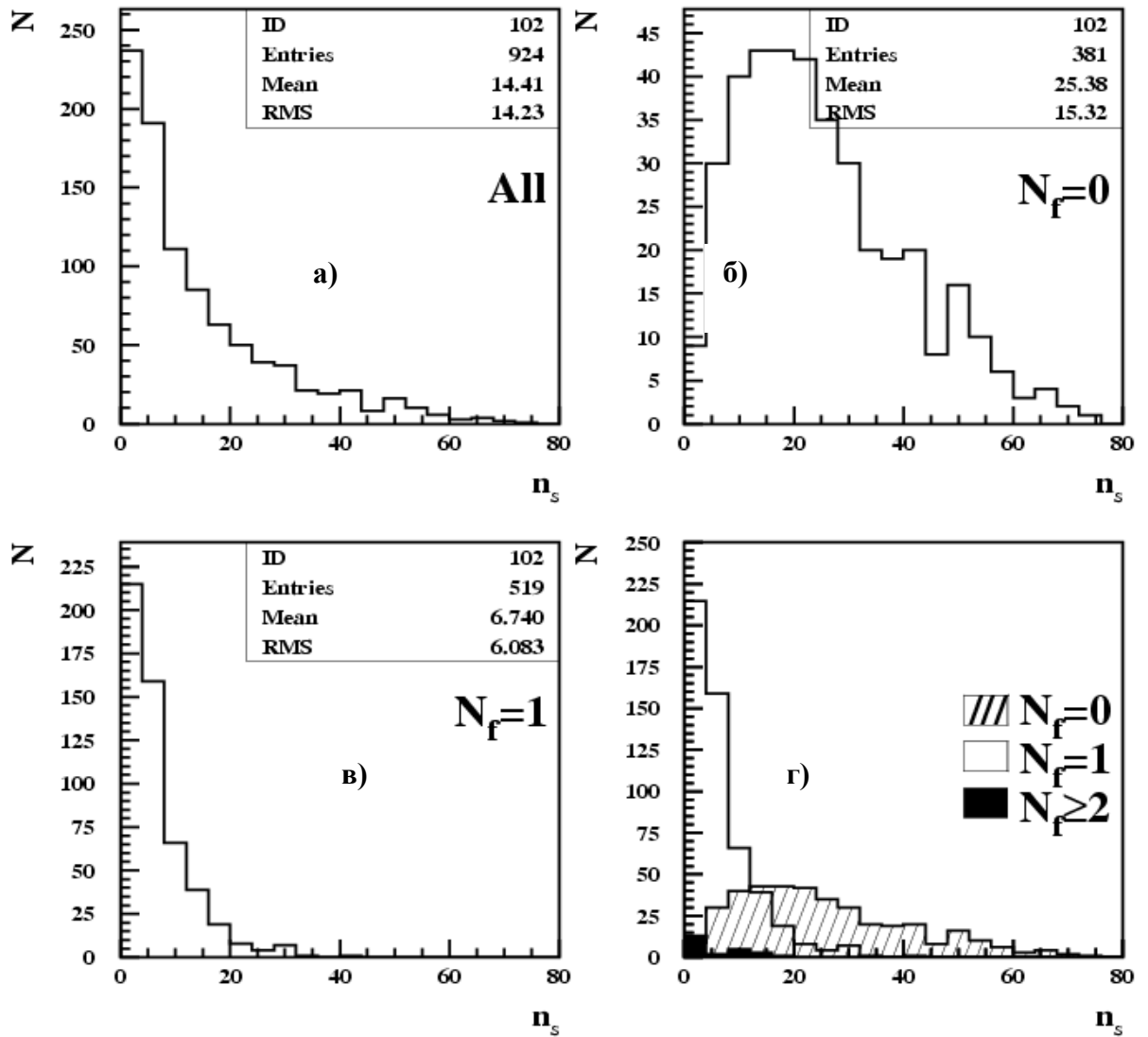


Рисунок 3.6 – Множественность n_s частиц для взаимодействий $S+Em$ 3.7 А ГэВ с разным числом многозарядных фрагментов N_f

Для исследования других отличительных особенностей таких событий мы проанализировали их среднее псевдобыстротное распределение, представленное на рисунке 3.8.

Для сравнения на всех рисунках 3.8 а), б), в) и г) наложен фит функцией Гаусса для полного распределения по средней псевдобыстроте ливневых частиц, нормированный на число событий, представленных на рисунке 3.8.

Как видно из рисунка 3.8, распределение по средней псевдобыстроте ливневых частиц в событиях с $N_f=0$ и множественностью $n_s > 200$ существенно отличается от других распределений, представленных на этом рисунке. Во-первых, это распределение значительно более узкое, чем другие распределения. Дисперсия распределения, представленного на рисунке 3.8г, в 2.3 раза меньше дисперсии распределения, представленного на рисунке 3.8в. Во-вторых, среднее значение распределения, представленного на рисунке 3.8г, существенно смещено в сторону низких значений $\langle \eta \rangle$.

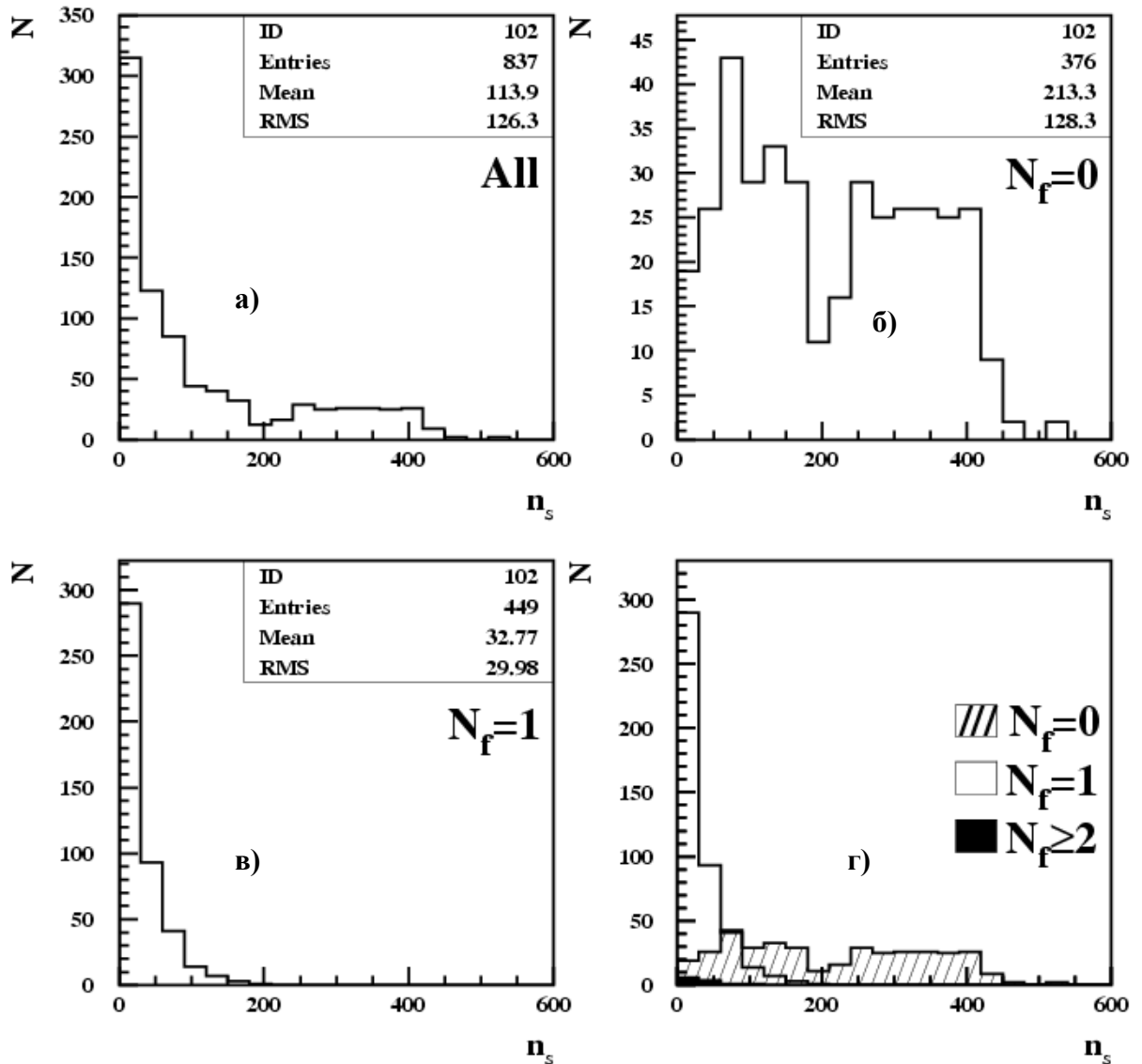


Рисунок 3.7 – Множественность n_s частиц для взаимодействий $S+Em$ 200 А ГэВ с разным числом многозарядных фрагментов N_f

Таким образом, в столкновениях $S+Em$ при энергии 200 АГэВ с ядрами фотоэмульсии обнаружены события взрывного типа с высокой множественностью, которые дают поток вторичных частиц в узком интервале средней псевдобыстроты и существенно смещенным в сторону низких значений $\langle \eta \rangle$.

3.5 Зависимость средней множественности вторичных частиц от первичной энергии

Для исследования зависимости средней множественности от энергии налетающего ядра на рисунке 3.9 построены распределения для серы и кремния с энергиями 3.7 АГэВ, 14 АГэВ и 200 АГэВ. Для учета флуктуаций начальных условий ядро-ядерного взаимодействия события были разделены на центральные и периферические.

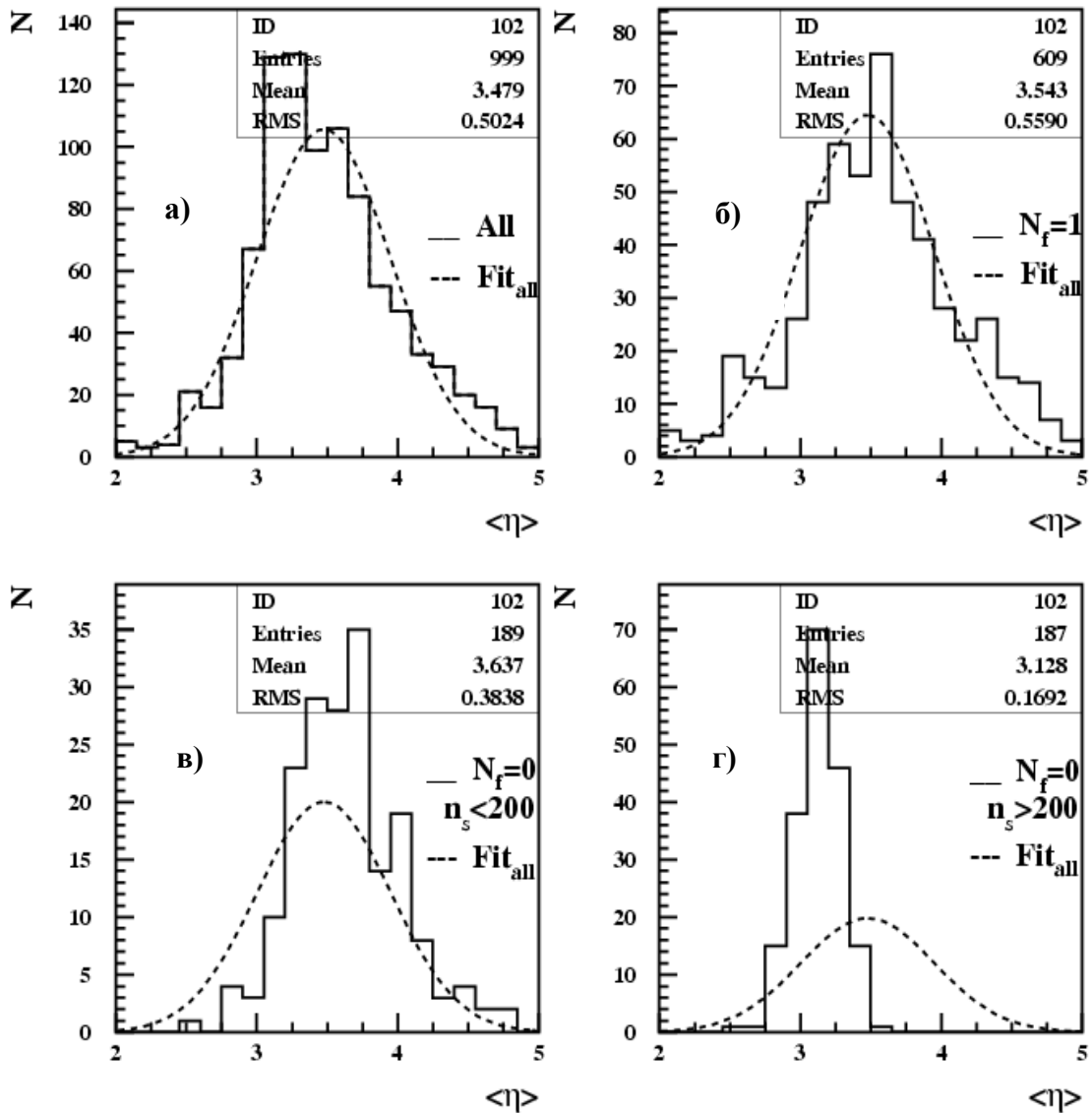


Рисунок 3.8 – Распределение по средней псевдобыстроте событий взаимодействия ядер серы S с энергией 200 АГэВ с ядрами фотоэмульсии для событий с разным числом многозарядных фрагментов N_f

Как центральные взаимодействия рассматривались события, в которых отсутствуют многозарядные фрагменты ($N_f=0$), как периферические взаимодействия рассматривались события с одним многозарядным фрагментом налетающего ядра ($N_f=1$).

Из рисунка 3.9 видно, что с ростом энергии увеличивается средняя множественность вторичных частиц. Однако при больших энергиях $S+Em$ 200 АГэВ рост множественности вторичных частиц для центральных взаимодействий намного больше, чем в событиях с периферическим взаимодействием ядер, что указывает на аномальный рост числа событий полного разрушения ядра-снаряда. Для взаимодействий серы с энергией 3.7 АГэВ и для ядер кремния с энергией 14 АГэВ и для периферических и для центральных взаимодействий множественность ливневых частиц отличается примерно в 2 раза.

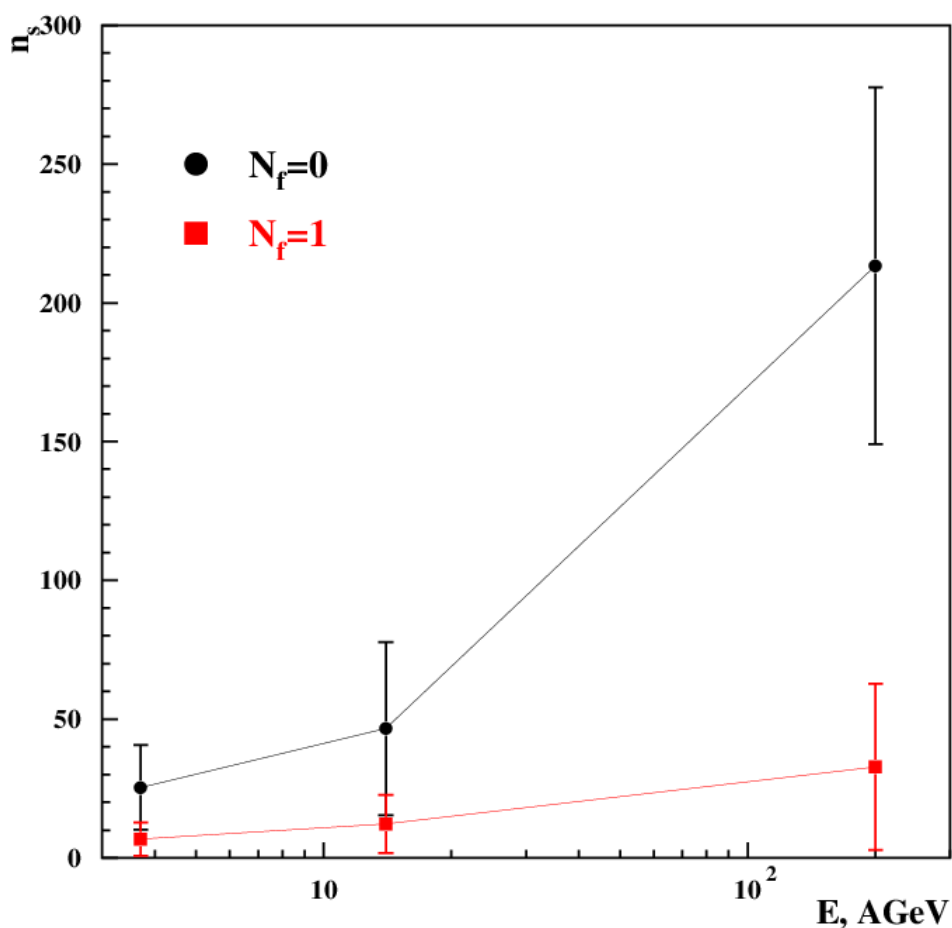
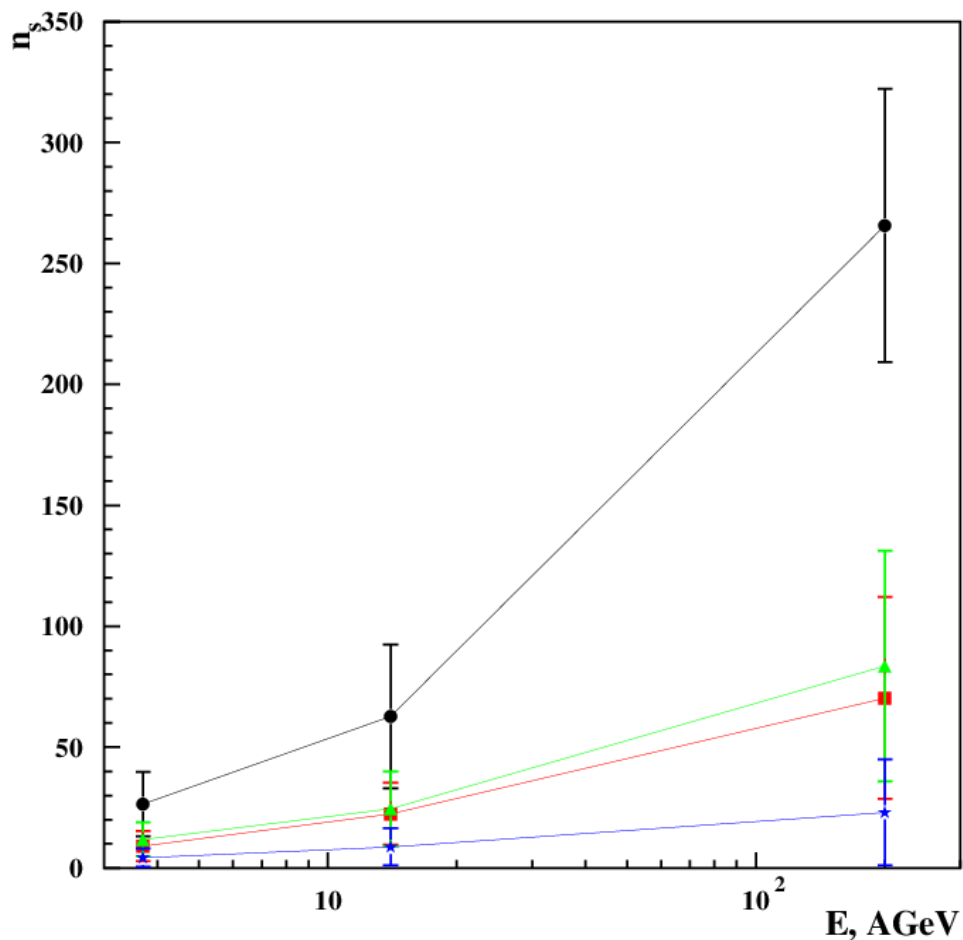


Рисунок 3.9 – Зависимость средней множественности вторичных частиц n_s во взаимодействиях $S+Em$ 3.7 АГэВ, $Si+Em$ 14АГэВ и $S+Em$ 200АГэВ от энергии взаимодействия для событий полного разрушения налетающего ядра ($N_f=0$) и событий с одним многозарядным фрагментом.

Для взаимодействий $S+Em$ 200 АГэВ коэффициент увеличения множественности зависит от степени перекрытия ядер, для центральных взаимодействий $C_m=8.4$, а для периферических $C_m=4.8$.

Для понимания возможной связи асимметрии взаимодействующих ядер и особенностей аномально высокой множественности ливневых частиц на рисунке 3.10 представлена зависимость средней множественности вторичных частиц n_s во взаимодействиях $S+Em$ 3.7 АГэВ, $Si+Em$ 14АГэВ и $S+Em$ 200АГэВ от энергии взаимодействия для событий с различным числом фрагментов ядра мишени N_h и многозарядных фрагментов ядра снаряда N_f .

При сравнительном анализе средней множественности для взаимодействий ядер серы и кремния с тяжелыми и легкими ядрами фотоэмульсии, представленном на рисунке 3.10, обнаружена зависимость коэффициента увеличения множественности события от размера ядра-мишени. Коэффициент увеличения множественности C_m имеет почти прямолинейный рост от энергии (на логарифмической оси) для всех событий, за исключением центральных взаимодействий ядер серы с тяжелыми ядрами фотоэмульсии при 200 АГэВ.



Черные круги - $N_f=0, N_h>8$; зеленые треугольники - $N_f=0, N_h>8$;
красные квадраты - $N_f=1, N_h\leq 8$; синие звезды - $N_f=1, N_h\leq 8$

Рисунок 3.10 – Зависимость средней множественности вторичных частиц n_s во взаимодействиях $S+Em$ 3.7 АГэВ, $Si+Em$ 14 АГэВ и $S+Em$ 200 АГэВ от энергии взаимодействия для событий с различным числом фрагментов ядра мишени N_h и многозарядных фрагментов ядра снаряда N_f

Таким образом, множественность события существенно зависит от энергии взаимодействия и асимметрии ядро-ядерного взаимодействия.

3.6 Краткие выводы

Представлен анализ флуктуаций в распределениях вторичных частиц, обнаруженных в событиях полного разрушения ядра снаряда во взаимодействиях ядер серы ^{32}S с ядрами фотоэмульсии при энергии 200 АГэВ на основе экспериментальных данных полученных в Европейском Центре Ядерных Исследований (CERN, SPS - Super Proton Synchrotron).

Во взаимодействиях ядер серы с ядрами эмульсии при энергии 200 АГэВ наблюдается аномальное большое количество (17.8 %) событий, с полным разрушением ядра снаряда с $n_g \geq 15$. Во взаимодействиях $S+Em$ 3.7 АГэВ обнаружено только 3.9% таких событий.

Аномальные события соответствуют взаимодействиям ядер серы с тяжелыми ядрами фотоэмульсии (AgBr)

В событиях с $N_h \leq 8$ распределения по числу провзаимодействовавших протонов налетающего ядра n_g подобны вне зависимости от энергии. Существенное отличие обнаруживается в событиях взаимодействия серы S с тяжелыми ядрами фотоэмульсии $AgBr$. При более низких энергиях наблюдается почти флетообразное (равновероятное) распределение, а при энергиях 200 АГэВ обнаруживается существенный пик в области больших значений n_g .

Распределение по средней псевдобыстроте ливневых частиц в событиях с $N_f = 0$ и множественностью $n_s > 200$ существенно отличается от других распределений. Во-первых, это распределение значительно более узкое, чем другие распределения. Дисперсия распределения для событий $N_f = 0$ $n_s > 200$ в 2.3 раза меньше дисперсии для событий $N_f = 0$ $n_s < 200$ (число событий почти совпадает). Во-вторых, среднее значение распределения существенно смещено в сторону более низких значений $\langle \eta \rangle$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены исследования флуктуаций в распределениях вторичных частиц, образованных во взаимодействиях релятивистских ядер широкого спектра энергий. Рассмотрены флуктуации, как на уровне элементарного акта, так и в каскадных процессах.

Предложена методика, позволяющая существенно подавить влияние огромных флуктуаций множественности вторичных частиц при развитии каскадного процесса на точность определения энергии первичных космических частиц на основе прямых измерений при первичных энергиях выше 10^{12} эВ.

Методика основана на использовании, так называемых, корреляционных кривых. Каскадные кривые существенно флуктуируют и практически сливаются при малых значениях глубины проникновения. Поэтому вместо глубины проникновения предложено выбрать другой параметр, который не зависит от флуктуаций в развитии каскадного процесса. В диссертации в качестве наиболее оптимального параметра предлагается использовать скорость развития каскада. Под скоростью развития каскада мы подразумеваем разность размера каскада на двух соседних уровнях (разделенных слоем некоего поглотителя). На основе полученных измерений строятся корреляционные кривые – зависимость размера каскада $\log N(Z_1)$ от скорости развития каскада $dN = \log N_e(Z_1) - \log N_e(Z_2)$.

Использование корреляционных кривых позволяет использовать тонкий калориметр. В тонком калориметре весь каскад вторичных частиц не измеряется, и в нем регистрируется только начало каскада. При этом решается основная проблема тонкого калориметра – огромные флуктуации размера каскада на восходящей ветви каскадной кривой.

Проведено моделирование калориметров различных типов. Показано, что наилучшим вариантом для применения метода корреляционных кривых является калориметр, в котором имеется блок с тяжелой мишенью, который приводит к быстрому развитию каскада, и однородный измерительно-абсорбционный блок.

Мы рассмотрели калориметр, состоящий из 1 см свинца и 14 см кремния. Первый уровень наблюдения находится на $Z_1 = 5$ см. Второй уровень наблюдения был на $Z_2 = 15$ см.

Для анализа были смоделированы 100 тестовых каскадов, образованных первичными протонами, и 100 каскадов, образованных ядрами железа со случайными энергиями в диапазоне от 10^{12} до 10^{13} эВ.

На основе моделирования было показано, что ошибки определения энергии практически не зависят от первичной энергии.

Предложенная в диссертации методика позволяет существенно подавить влияние огромных флуктуаций множественности вторичных частиц при развитии каскадного процесса на точность определения энергии первичных космических частиц на основе прямых измерений при первичных энергиях выше 10^{12} эВ. Применение данной методики позволяет существенно уменьшить ошибку измерений и уменьшить геометрические размеры калориметра.

Во второй главе представлены исследования флуктуаций плотности

вторичных частиц в псевдобыстротных распределениях. Основные результаты представлены на основе анализа неупругих взаимодействий ядер золота с ядрами фотоэмюльсии при энергии 10.7 АГэВ на основе данных, полученных в Брукхевенской национальной лаборатории (США, AGS - Alternating Gradient Synchrotron). Предложенная в диссертации классификация корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц позволяет связать флуктуации множественности ливневых частиц и числа фрагментов налетающего ядра и ядра мишени с флуктуациями начальных параметров взаимодействия (степени центральности взаимодействия и степени асимметрии взаимодействующих ядер).

Для анализа многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц использовался метод нормированного размаха (метод Херста), который позволяет определять длину и силу корреляции.

На основе анализа поведения показателя Херста все события были разделены на 4 типа:

Первый тип характеризуется линейным поведением кривой Херста с показателем $h < 0.64$. Такое поведение кривой Херста соответствует некоррелированному псевдобыстротному распределению. Анализ фрагментации налетающего ядра показал, что большинство событий такого типа имеют один многозарядный фрагмент. Такие события были названы событиями каскадно-испарительного типа. События данного типа относятся к периферическим взаимодействиям.

Второй тип представлен событиями, в которых показатель Херста больше 0.64 на малых псевдобыстротных интервалах $d\eta < 0.25$ и меньше 0.64 на псевдобыстротных интервалах $d\eta > 0.25$. То есть в системе обнаруживаются ближние корреляции. Такие события были названы событиями струйного типа. В большинстве событий струйного типа обнаруживался один многозарядный фрагмент ядра снаряда. Таким образом, такие события, скорее всего, относятся к центральным взаимодействиям низкой степени центральности.

К третьему типу были отнесены события, в которых $h < 0.64$ на малых интервалах $d\eta$ и $h \geq 0.64$ на дальних псевдобыстротных интервалах. Такое поведение кривой Херста сигнализирует о наличии дальних многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц. В большинстве событий такого типа наблюдается процесс полного разрушения ядра снаряда, который характеризуется отсутствием многозарядных фрагментов налетающего ядра. События такого типа были названы событиями взрывного типа.

События, в которых показатель Херста $h \geq 0.64$ на малых псевдобыстротных интервалах $d\eta < 0.25$ и на больших псевдобыстротных интервалах $d\eta > 1$, но $h < 0.64$ на средних псевдобыстротных интервалах были отнесены к четвертому типу и названы событиями смешанного типа.

События различных типов существенно различаются по множественности вторичных частиц. События взрывного типа имеют большую множественность. Они образуют горб со средней множественностью $\langle n_e \rangle \sim 272$ и в основном соответствуют центральным взаимодействиям ядер золота с тяжелыми ядрами эмульсии *AgBr*. События смешанного типа, которые имеют несколько многозарядных фрагментов, дают основной вклад в горб с $\langle n_e \rangle \sim 97$ и в основном соответствуют центральным взаимодействиям ядер золота с легкими ядрами эмульсии CNO.

События с $N_f = 1$ в основном соответствуют периферическим взаимодействиям или центральным взаимодействиям низкой степени центральности.

События различных типов имеют существенные отличия в среднем псевдобыстротном распределении вторичных частиц. Полное распределение представляет собой несимметричный тип, напоминающий наложение двух распределений со средними значениями в районе $\langle \eta \rangle \sim 2.35$ и $\langle \eta \rangle \sim 2.85$. Основной вклад в пик с $\langle \eta \rangle \sim 2.35$ дают события взрывного типа, а в пик $\langle \eta \rangle \sim 2.85$ дают события смешанного типа

На основе пособытийного анализа установлено, что события различных типов имеют существенные отличия в псевдобыстротном распределении вторичных частиц. Псевдобыстротные распределения событий с $\langle \eta \rangle = 2.3 \div 2.4$ имеют гауссоподобную структуру. События со значением средней псевдобыстроты в интервале от 2.8 до 2.9 имеют более сложную структуру. Кроме группы частиц, вылетающих с псевдобыстротой $\eta \sim 2.35$, обнаруживается значительная группа частиц в этом же событии, вылетающая с очень большими значениями $\eta \sim 4$. Причем в некоторых событиях распределение вообще напоминает двухгорбовое распределение.

Обнаруженные особенности средних псевдобыстротных распределений во взаимодействиях тяжелых ядер золота с ядрами фотоэмульсии, не проявляются во взаимодействиях легких и средних ядер с ядрами фотоэмульсии.

При сравнительном анализе особенностей флуктуаций различных характеристик ядро-ядерных взаимодействий в соударениях тяжелых ядер с тяжелыми и средними ядрами фотоэмульсии обнаружена зависимость особенностей псевдобыстротных распределений и фрагментации налетающего ядра от энергии взаимодействия и массы ядра снаряда и ядра мишени. Анализируемый набор включал экспериментальные данные взаимодействий ^{208}Pb 158 А·ГэВ и ^{197}Au 10.7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии. Относительное число событий взрывного типа с полным разрушением ядра снаряда $N_f = 0$ практически не изменилось при увеличении энергии более, чем на порядок. Кроме того, относительное количество событий смешанного типа с $N_f \geq 2$ стало почти в полтора раза меньше.

Во третьей главе представлен анализ флуктуаций в распределениях вторичных частиц, обнаруженных в событиях полного разрушения ядра снаряда во взаимодействиях ядер серы ^{32}S с ядрами фотоэмульсии при энергии 200 АГэВ на основе экспериментальных данных полученных в Европейском Центре

Ядерных Исследований (CERN, SPS - Super Proton Synchrotron). Представленный в диссертации анализ позволил найти следующие отличительные особенности этих аномальных событий. События полного разрушения налетающего ядра характеризуются высокой множественностью ливневых частиц и узким средним псевдобыстротным распределением, сдвинутым в сторону более низких значений $\langle \eta \rangle$.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Tomassetti N., Barao F., Bertucci B., Fiandrini E., Figueiredo J., Lousada J. B. and Orcinha M. Testing Diffusion of Cosmic Rays in the Heliosphere with Proton and Helium Data from AMS// *Phys. Rev. Lett.* – 2018. – Vol.121.– P.251104.
2. Ptuskin V., Zirakashvili V., Seo E. S. Spectra of cosmic-ray protons and helium produced in supernova remnants// *Astrophys.J.* –2013. – Vol.763, №47. – P.5.
3. Boos E., Lebedev I., Philippova L. Modelling of an energy spectrum of cosmic rays in the knee region// *J. Phys. G.* – 2006.– Vol. 32, №11. – P.2273
4. Barger C.J. and Garrod R.T. Constraining Cosmic-Ray Ionization Rates and Chemical Timescales in Massive Hot Cores// *Astrophys.J.* – 2020. – Vol. 888, №1.– P.38.
5. Prechelt R.L. et. all Simulation of the Coherent Radio Emission from Horizontal Stratospheric Ultra-high Energy Cosmic Ray Air Showers as Observed by the Antarctic Impulsive Transient Antenna// *Astrophys.J.* –2020. – Vol. 52, №1. – P.671.
6. Adamm J. et.all Charge-dependent pair correlations relative to a third particle in p+ Au and d+ Au collisions at RHIC// *Physics Letters B.* –2019. – Vol. 52. – N.134975.
7. Dmitrieva E., Fedosimova A.I., Lebedev I.A. et al. Determination of the primary energy using an ultrathin calorimeter // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* – 2020. – V.47. –N.035202.
8. Aab A. et al. Testing Hadronic Interactions at Ultrahigh Energies with Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory//*Phys. Rev. Lett.* – 2016.–Vol. 117. – P.192001.
9. Dedenko L. G., Lukyashin A. V., Roganova T. M. and Fedorova G. F. Testing of the EPOS LHC, QGSJET01, QGSJETII-03 and QGSJETII-04 hadronic interaction models via help of the atmospheric vertical muon spectra// *J.Phys.: Conf. Ser.* – 2017.– Vol. 934. – N 012017.
10. Apel W. D. et al. Applying Shower Development Universality to KASCADE Data// *Astropart.Phys.* – 2008.– Vol.29, №6. – P.412.
11. Aguilar M. et al. Observation of Fine Time Structures in the Cosmic Proton and Helium Fluxes with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station// *Phys.Rev.Lett.* – 2018.– Vol.121. – N.051103.
12. Menn W. et al. Lithium and Beryllium Isotopes with the PAMELA Experiment// *Astrophys. J.* – 2018.– Vol.862, №2. – P.141.
13. Adriani O. et al. Direct Measurement of the Cosmic-Ray Proton Spectrum from 50 GeV to 10 TeV with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station// *Phys. Rev. Lett.* – 2019. – Vol.122. – N.181102.
14. Borisov S. V., Voronov S. A. and Karelin A. V. Energy measurements of electrons and protons in cosmic ray physics using satellite and balloon calorimeters in recent two decades//*Cosmic Research.* – 2011.– Vol. 49, №3. – P.247.

15. Vasilyev O.A., Karmanov D.E. et. all Separation of the electron component by the shower shape in an ionization calorimeter for the NUCLEON experiment// *Physics of Atomic Nuclei*. –2014. – Vol. 77, № 5. – P. 587-594.
16. Fabjan C. W., Lundlam T., *Calorimetry in high-energy physics // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*–1982.– V. 32.– P. 335.
17. Лебедев И.А., Жунусбеков М.К., Федосимова А.И. Основы технологии измерения энергии космических частиц на основе тонкого калориметра// *Международный форум «Инженерное образование и наука в XXI веке: проблемы и перспективы», секция «Инновационные космические технологии: отечественный и мировой опыт».* – Алматы, 2014. – С.537-541.
18. Лохтин И.П. Диагностика кварк-глюонной плазмы с помощью жестких КХД-процессов в ультрарелятивистских соударениях ядер: автореф. ... док.ф.-м.наук: 01.04.16. – Москва, 2006. – 32с.
19. ATLAS Collaboration Measurement of inclusive two-particle angular correlations in pp collisions with the ATLAS detector at the LHC// *JHEP*. – 2012. – Vol.1205. –P.157.
20. Mazeliauskas A. , Prescaling J. Far-from-Equilibrium Hydrodynamics in the Quark-Gluon Plasma//*Phys. Rev. Lett.* –2019. – Vol. 122– N.122301.
21. Лохтин И.П. Диагностика кварк-глюонной плазмы с помощью жестких КХД-процессов в ультрарелятивистских соударениях ядер: дис. ... док.ф.-м.наук: 01.04.16/ Научно-исследовательский институт ядерной физики им.Скоробельцева. – Москва, 2006.– 164с.
22. Gaitinov A.Sh., Lebedev I.A., Lebedeva A.I. Long-range and short-range multiparticle correlation in collisions of ^{197}Au 10.7 A GeV with photoemulsion nuclei.– 2013. arXiv:1310.7846.
23. Pasechnik R., Sumbera M. Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations // *Universe*–2017.–V3(1) , №7.–P.1-61.
24. Plumari S., Guardo G. L., Scardina F., Greco V. Initial-state fluctuations from midperipheral to ultracentral collisions in an event-by-event transport approach // *Phys. Rev. C* –2015.– Vol.92, №5.– N.054902.
25. Kim D.J for the ALICE Collaboration News on collectivity in Pb-Pb collisions from the ALICE experiment // *EPJ Web of Conf.* –2017. – Vol.141. – N.01001.
26. Esumi S. Collective flow measurements at RHIC energies // *EPJ Web of Conf.* – 2017.– Vol.141.– N.05001.
27. Song H. , Zhou Y. , Gajdosova K. Collective flow and hydrodynamics in large and small systems at the LHC// *Nucl. Sci. and Tech.*–2017. –Vol.28, №7.–P.99.
28. Nouicer R. New state of nuclear matter: Nearly perfect fluid of quarks and gluons in heavy-ion collisions at RHIC energies // *Eur.Phys.J Plus.* – 2016. –Vol.131, №3.–P.70.
29. Collins J.C., Perry M.J. Superdense Matter: Neutrons or Asymptotically Free Quarks? // *Phys. Rev. Lett.* –1975.– Vol.34.– P.1353.
30. Cabibbo N., Parisi G. Exponential hadronic spectrum and quark liberation // *Phys. Lett. B.* –1975.– Vol. 59.– P.67–69.

31. Schmidt H.R. Schukraft J. The Physics of ultra relativistic heavy ion collisions // J.Phys. G.–1993.–Vol.19.– P.1705–1795.
32. Heinz U.W., Jacob M. Evidence for a New State of Matter: An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Program; Theoretical Physics Division: Geneva, Switzerland. –2000.
33. Arsene I., Bearden I.G., Beavis D., Besliu C., Budick B., Bøggild H., Chasman C., Christensen C.H., Christiansen P., Cibor J. et al. Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment // Nucl. Phys. A. – 2005.– Vol.757.– P.1–27.
34. Back B.B., Baker M.D., Ballintijn M., Barton D.S., Becker B., Betts R.R., Bickley A.A., Bindel R., Budzanowski A., Busza W. et al. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC // Nucl. Phys. A. –2005.–Vol.757.– P.28–101.
35. Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z., Amonett J., Anderson B.D., Arkhipkin D., Averichev G.S., Badyal S.K., Bai Y., Balewski J. et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions // Nucl. Phys. A –2005.– Vol.757. – P.102–183.
36. Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S., Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y., Al-Jamel A., Alexander J., Amirikas R., Aoki K. et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration// Nucl. Phys. A. –2005.– Vol.757.– P.184–283.
37. Ablyazimov T. et al. (CBM Coll.) Challenges in QCD matter physics - The Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR // Eur. Phys. J. A.– 2017.– Vol. 53.– P.60.
38. Batyk P.N., Kekelidze V.D., Kolesnikov V.I., Rogachevsky O.V., Sorin A.S., Voronyuk V.V. Feasibility study of heavy ion physics program at NICA // Phys.Part.Nucl. –2016. – Vol.47. – N4. – P.540-566.
39. Sangyong J. Initial state and flow physics – A theoretical overview // Nucl.Phys. A –2014. – Vol.932.–P. 349-356
40. Giacalone G., Noronha-Hostler J., Ollitrault J.Y. Relative flow fluctuations as a probe of initial state fluctuations // Phys. Rev. C –2017.– Vol.95.– N.054910.
41. Sarkar S., Mali P., and Mukhopadhyay A. Simulation study of elliptic flow of charged hadrons produced in Au + Au collisions at energies available at the Facility for Antiproton and Ion Research // Phys. Rev. C. –2017.– Vol.95.– N.014908.
42. Rybczynski M., Wlodarczyk Z., Wilk G. Possible signal for critical point in hadronization process // Acta Phys. Polonica B. –2004. –Vol.35,№.2.–P.819-836.
43. Fedosimova A.I., Gaitinov A.Sh., Grushevskaya E., Lebedev I. Study of the peculiarities of multiparticle production via event-by-event analysis in asymmetric nucleus-nucleus interactions// EPJ Web of Conferences. –2017. – Vol.145. – N.19009.
44. Bhoumik G., Bhattacharyya S., Deb A., Ghosh D. Event-by-Event pseudorapidity fluctuation analysis: An outlook to multiplicity and phase space dependence // Eur. Phys. J. A. –2016. – Vol.52. – P.196.
45. Jena S., on behalf of the ALICE Collaboration Recent results on event-by-

event fluctuations in ALICE at the LHC // J.Phys. Conf. Ser.–2015.– Vol.612 – N.012047.

46. AhmadS., ChandraA.,KumarA., ChaturvediO., AhmadA., ZafarM. M. IrfanM., SinghB.K.Event-by-event analysis of high-multiplicity events produced in 158 A GeV/c ^{208}Pb - ^{208}Pb collisions // Europhys. Lett.–2015.– Vol.112,№4– N.42001.

47. Shuryak E. Strongly coupled quark-gluon plasma in heavy ion collisions // Reviews of Mod. Phys.–2017.– Vol.89.– N.035001.

48. Лебедев И.А. Аномальные явления и флуктуации в процессах взаимодействия частиц и ядер при высоких и сверхвысоких энергиях:дис. ...док.ф.-м.наук: 01.04.23/ Физ.-техн. ин-т им. А.Ф. Иоффе РАН.- Москва, 2009.- 217 с.

49. Braun-Munzinger P., Koch V., SchäferT., StachelJ. Properties of hot and dense mater from relativistic heavy ion collisions // Phys. Reports. –2016.–Vol.621.–P. 76-126

50. Heck D., Knapp J., Capdeville J.N., Schatz G., Thouw T. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers // FZKA 6019, Karlsruhe. – 1998. –P.89.

51. Lebedev I.A., Temiraliev A.T., Fedosimova A.I. Initial state fluctuations and complete destruction of the projectile nucleus in interactions of asymmetric nuclei at high energies // Knowledge E Energy & Physics. – 2018. – P.102–108.

52. Грушевская Е.А., Лебедев И.А., Федосимова А.И. Темиралиев А.Т., Харчевников П.Б. Исследование фрагментационных процессов в соударениях асимметричных ядер // 11-я Международная конференция «Ядерная и радиационная физика», Алматы. – 2017. – С. 108.

53. Федосимова А.И., Абишев М.Е., Кожамкулов Т.А., Лебедев И.А. Особенности в распределениях вторичных частиц во взаимодействиях ядер // 12-я Международная конференция «Ядерная и радиационная физика», Алматы – 2019. – С.47.

54. Gaitinov A. Sh., Lebedev I.A., Fedosimova A.I. Initial fluctuations and correlation of finite distributions of secondary particles in interaction of heavy ions with photoemulsion nuclei // Nucl-th.– 2014. – Vol.1. –P.1-7.

55. P.V.Kharchevnikov, I.A.Lebedev, A.T.Temiraliev, Fedosimova A.I. Applying universality in development of cascade processes for study of high energy cosmic particles in space experiments // 19th International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Moscow – 2016. – с.86.

56. Федосимова А.И., Лебедев И.А. Оценка числа событий с коллективным характером образования частиц во взаимодействиях ядер при высоких энергиях // Межд.конф. «Фараби элeмi», Алматы – 2016. – С.83

57. Федосимова А.И. Аномальные флуктуации во взаимодействиях ядер серы с ядрами фотоэмульсии при высоких энергиях // Межд.конф. «Фараби элeмi», Алматы – 2018. – С.72.

58. Lebedev I.A. , Temiraliev A.T., Fedosimova A.I. Initial state fluctuations and complete destruction of the projectile nucleus in interactions of asymmetric nuclei at high energies // The 3rd international conference on particle physics and

astrophysics, Moscow, – 2017. – N162.

59. Гайтинов А.Ш., Ибраимова С.А., Лебедев И.А. Оценка начальных условий соударения ядер // Вестник КазНАЕН. – №3. – 2014. – С.75-78.

60. Tameda Y., Yamamoto M. Detection of ultra-high energy cosmic ray air showers by Cosmic Ray Air Fluorescence Fresnel lens Telescope for next generation // EPJ Web of Conferences. –2019. – Vol.210. – N.06004

61. Лебедев И.А. Аномальные явления и флуктуации в процессах взаимодействия частиц и ядер при высоких и сверхвысоких энергиях:автореф. ...докт.ф.-м.наук: 01.04.23. – Москва, 2009.– 38с.

62. Grushevskaya E.A., Lebedev I.A., Fedosimova A.I. Feasibility of the correlation curves method in calorimeters of different types.–2014. arXiv:11411.0239

63. Tomassetti N. Origin of the Cosmic Ray Spectral Hardening // Astrophys. J. Lett. – 2012. – Vol.715– P.13-28.

64. Панасюк М.И. и др. Тайна происхождения галактических космических лучей // Вестник Московского университета. – 2012. – №6 – С. 25-30.

65. Seo E.S. Direct measurements of cosmic rays using balloon borne experiments // Astropart. Phys. – 2012. – Vol.76. – P.29-40

66. Panov D., Sokolskaya N. V., Zatsepin V. I. To the interpretation of the upturn observed by ATIC in heavy nuclei to iron ratios// Journal of Physics: Conference Series.– 2013. – Vol.409. – N.012036.

67. Ahn H.S. et al. Discrepant hardening observed in cosmic-ray elemental spectra // Ap.J. – 2010. – Vol.714. – P.89-93.

68. Gaitinov A.Sh., Ibraimova S.A., Lebedev I.A., Lebedeva A.I.Using cascade development universality for thin calorimeter//–2013. arXiv:1310.5316.

69. Федосимова А.И., Лебедева А.А.Измерение энергии с помощью тонкого калориметра // Межд.конф. «Фараби элeмi», Алматы – 2019. – С.81.

70. Пат. 30473. Способ измерения энергии высоко ионизирующего излучения на основе тонкого калориметра/ Лебедев И.А., Федосимова А.И.; опубл.15.10.2015, бюл.№10. –9 с.

71. Асатиани Т.Л., Тер-Антонян С.В. Исследование мюонов горизонтального потока космических лучей методом искрового калориметра// Изв. АН Арм. ССР, Физика. –1980.–Т.15–С.174-185.

72. Korotkova N. A., Podorozhni D. M., Postnikov E. V., Roganova T.M., Sveshnikova L.G., Turundaevsky A. N. New Method for Determining Energies of Cosmic-Ray Nuclei // Physics of Atomic Nuclei. –2002. –Vol.65,№5.– P .852 – 860.

73. Булатов В. Л., Власов А. В., Горбунов Н.В., Гребенюк В. М., Карманов Д. Е., Пахомов А. Ю., Подорожный Д. М., Полков Д.А., Ткачев Л.Г., Ткаченко А.В., Тарабрин С.П., Турундаевский А.Н., Филиппов С.Б. Тестирование технологического образца установки "НУКЛОН" на пионном пучке // ПТЭ – 2010. – № 1. – С.34–41.

74. Гайтинов А.Ш., Ибраимова С.А., Лебедев И.А., Федосимова А.И. Параметры дискретизации каскадной кривой для минимизации числа слоев тонкого калориметра // Известия НАН РК, серия физ.-мат. – 2014. – №2 – С.19-23.

75. Мурзин В.С. Астрофизика космических лучей.–Москва.:МГУ, 2006.–668 с.
76. Fedosimova A.I., Kharchevnikov P.B., Lebedev I.A., Temiraliev A.T. Applying universality in development of cascade processes for study of high energy cosmic particles in space experiments // Eur.Phys.J. Web of Conf. – 2017. – Vol.145.–N.10004.
77. Singh V.P., Medhat M.E., Badiger N.M. Photon energy absorption coefficients for nuclear track detectors using Geant4 Monte Carlo simulation // Rad. Phys. and Chem.–2014. – Vol. 106. — P.83–87.
78. Alekseev V.V. et al. Comparison of hadron shower data in the PAMELA experiment with Geant 4 simulations // J. Phys.: Conf. Ser. –2017.–Vol. – P.1.
79. Васильев О.А., Карманов Д.Е. и др. Выделение электромагнитной компоненты по форме каскада в ионизационном калориметре в эксперименте нуклон // Ядерная физика. –2010. – Т.5,№21.–С.621.
80. Fedosimova. A.I. et al. Особенности в распределениях вторичных частиц во взаимодействиях ядер. Вестник. Серия Физическая –2019.–Vol. 71. –N. 4. – С.11-18.
81. Andronic A. An overview of the experimental study of quark-gluon matter in high-energy nucleus-nucleus collisions // Int.J.Mod.Phys A. –2014. – Vol. 29,№22. –N. 143004.
82. Haungs A. Cosmic rays from the knee to the ankle // Phys. Procedia –2015. – Vol. 61. – P. 425–434
83. Milke J. et al. Investigation of hadronic interaction models with the KASCADE experiment // Nucl. Phys. B – Proc. Suppl.– 2006. – Vol. 151, №1. – P. 469–472.
84. Paolo Lipari P.A. Cosmic rays and hadronic interactions // Competes Rendus Physique –2014.–Vol.15,№4, –P.357-366.
85. Apel W.D. et al. The KASCADE-Grande energy spectrum of cosmic rays and the role of hadronic interaction models // Advances in Space Research–2014. – Vol. 53,№10. – P. 1456–1469.
86. Adamovich M.I. et al. Multifragmentation of gold nuclei in the interactions with photoemulsion nuclei at 10.7-GeV/nucleon // Z. Phys. A. – 1997. – Vol. 359. – P.277-290.
87. Adamovich M.I. et al. Rapidity densities and their fluctuations in central 200 AGeV ^{32}S interactions with Au and Ag, Br nuclei EMU01 collaboration // Phys. Lett. B. – 1989. –Vol. 227. – P.285-290.
88. Adamovich M.I. et al., Factorial Moments of ^{28}Si Induced Interactions with Ag(Br) Nuclei APH N.S. Heavy Ion Phys. – 2001. – Vol.113. – P.213.
89. Зарубин П. И. Clusters in Nuclei // Lecture Notes in Physics, Springer – 2012. – Vol.3. –P.5.
90. The EMU - 01 Collaboration Fragmentation and multifragmentation of 10.6A GeV gold nuclei// Eur. Phys. J. A.–1999. –Vol. 5. –P.429–440.
91. Braun-Munzinger P., Koch V., Schäfer T., Stachel J. Properties of hot and dense mater from relativistic heavy ion collisions // Phys. Reports. –2016.–Vol.621.–

P. 76-126.

92. Mohapatra S. Experimental overview on flow observables in heavy ion collisions // *Nucl.Phys. A.*–2016.–Vol.956.–P.59-66.

93. Voloshin S.A. Collective phenomena in ultra-relativistic nuclear collisions: anisotropic flow and more // *Proc. of Nuclear Physics Conf.: "From Quarks and Gluons to Hadrons and Nuclei"*, Erice-Sicily– 2011.

94. Giacalone G., Noronha-Hostler J., Ollitrault J.Y. Relative flow fluctuations as a probe of initial state fluctuations // *Phys. Rev. C.* –2017.–Vol. 95.–N.054910.

95. Sarkar S., Mali P. and Mukhopadhyay A. Simulation study of elliptic flow of charged hadrons produced in Au + Au collisions at energies available at the Facility for Antiproton and Ion Research // *Phys. Rev. C.* –2017.–Vol.95.–N.014908.

96. Bhoumik G., Bhattacharyya S., Deb A., Ghosh D. Event-by-Event pseudorapidity fluctuation analysis: An outlook to multiplicity and phase space dependence // *Eur. Phys. J. A* –2016.–Vol.52.–N.196.

97. Jena S. on behalf of the ALICE Collaboration Recent results on event-by-event fluctuations in ALICE at the LHC // *J.Phys. Conf. Ser.*–2015.–Vol. 612.–N.012047.

98. Ahmad S., Chandra A., Kumar A., Chaturvedi O., Ahmad A., Zafar M., Irfan M., Singh B.K. Event-by-event analysis of high-multiplicity events produced in 158 A GeV/c ^{208}Pb - ^{208}Pb collisions // *Europhys. Lett.* –2015.–Vol.112,№4.–N.42001.

99. Fedosimova A.I.. Флуктуации начальных условий ядро-ядерного взаимодействия и их влияние на распределение вторичных частиц// *Вестник. Серия Физическая.* – 2018.– Vol. 66. – N. 3 – P. 21-27.

100. Pasechnik R., Sumbera M. Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations // *Universe.* – 2017. – V3,№1. – P.1-61.

101. Plumari S., Guardo G. L., Scardina F., Greco V. Initial-state fluctuations from midperipheral to ultracentral collisions in an event-by-event transport approach // *Phys. Rev. C.* – 2015.–Vol.92,№5. – N.054902 .

102. Dusling K. From initial-state fluctuations to final-state observables // *Nucl. Phys. A.* – 2013. – Vol. 904-905. –P. 59-66.

103. Jia J., Mohapatra S. A method for studying initial geometry fluctuations via event plane correlations in heavy ion collisions // *Eur.Phys.J. C.* – 2013. – Vol. 73,№7. – P. 1-17.

104. Schenke B., Tribedy P., Venugopalan R. Initial-state geometry and fluctuations in Au+Au, Cu+Au, and U+U collisions at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider // *Phys.Rev.C – Nucl.Phys.* 2014.– Vol. 89,№6.–N.064908.

105. Jia J., Teaney D. Study on initial geometry fluctuations via participant plane correlations in heavy ion collisions // *Eur. Phys. J. C.* – 2013. – Vol. 73,№10. – P. 1-7.

106. Грушевская Е. А., Лебедев И. А., Темиралиев А. Т., Федосимова А. И. Исследование событий полного разрушения ядра снаряда во взаимодействиях асимметричных ядер // *Известия НАН РК серия физико-математическая.* – 2017. – Т.3. – С.30-37.

107. Lebedev I.A., Fedosimova A.I., Grushevskaya E.A. Study of fluctuations in secondary particles distributions in interactions of nuclei of different energies and asymmetry degree // 21st Int. Symposium on Heavy Ion Fusion– Astana, 2016. – С.51.
108. Гайтинов А.Ш., Лебедев И.А., Федосимова А.И. Исследование дальних и ближних корреляций во взаимодействиях ядер золота 10,7 А ГэВ с ядрами фотоэмульсии // Сборник трудов Международной конференции «Современные проблемы физики и новых технологий», – Алматы, 2014. – С.93-94.
109. Федосимова А.И., Лебедев И.А. Выделение коррелированных групп вторичных частиц во взаимодействиях ядер золота с энергией 10.7 А ГэВ с ядрами фотоэмульсии. // Межд.конф. «Фараби элемеі». – Алматы, 2015. – С.401
110. Kvochkina T.N., Lebedev I.A., Lebedeva A.A. An analysis of high-energy interactions with large transverse momentum of secondary particles // J.Phys. G.: Nucl. Part.Phys.– 2000.– V.26. – P.35-41.
111. Feder J. Fractals.– New York: Plenum Press, 1988.
112. Hurst H.E., Black R.P., Simaika Y.M. Long-Term Storage. An Experimental Study–Constable, London, 1965.
113. Shuryak E. Quark-Gluon Plasma–New Frontiers. // J.Phys. – 2008. – Vol.35. – N104044.
114. Fedosimova A.I., Gaitinov A.Sh., Lebedev I.A., Temiraliev A.T. Study on initial geometry fluctuations via correlation of finite distributions of secondary particles in nucleus-nucleus interactions // J.Phys: Conf.Ser. –2016. –Vol.668. – N.012067.
115. Gaitinov A. Sh., Kharchevnikov P.B., Lebedev I.A., Lebedeva A.I. Investigation of density structure of pseudorapidity fluctuations in interactions of nuclei Au 10.7 AGeV and Pb 158 AGeV with photoemulsion nuclei by Hurst method // HEP-Ph. –2012. –Vol.1 – P.1-10.
116. Adamovich M.I. et al. Azimuthal correlation of secondary particles in ³²S induced interactions with Ag(Br) nuclei at 4.5 GeV/c/nucleon // Part.Nucl.Lett. –2000. – Vol.4, №101. – P.75-82.